

Franz Joos

Aerodynamik axialer Turbokompressoren

EBOOK INSIDE

Springer Vieweg

Aerodynamik axialer Turbokompressoren

Franz Joos

Aerodynamik axialer Turbokompressoren

Springer Vieweg

Franz Joos
München, Deutschland

ISBN 978-3-658-28936-2 ISBN 978-3-658-28937-9 (eBook)
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.d-nb.de abrufbar.

Springer Vieweg
© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020
Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung, die nicht ausdrücklich vom Urheberrechtsgesetz zugelassen ist, bedarf der vorherigen Zustimmung des Verlags. Das gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Bearbeitungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.
Die Wiedergabe von allgemein beschreibenden Bezeichnungen, Marken, Unternehmensnamen etc. in diesem Werk bedeutet nicht, dass diese frei durch jedermann benutzt werden dürfen. Die Berechtigung zur Benutzung unterliegt, auch ohne gesonderten Hinweis hierzu, den Regeln des Markenrechts. Die Rechte des jeweiligen Zeicheninhabers sind zu beachten.
Der Verlag, die Autoren und die Herausgeber gehen davon aus, dass die Angaben und Informationen in diesem Werk zum Zeitpunkt der Veröffentlichung vollständig und korrekt sind. Weder der Verlag, noch die Autoren oder die Herausgeber übernehmen, ausdrücklich oder implizit, Gewähr für den Inhalt des Werkes, etwaige Fehler oder Äußerungen. Der Verlag bleibt im Hinblick auf geografische Zuordnungen und Gebietsbezeichnungen in veröffentlichten Karten und Institutionsadressen neutral.

Lektorat: Thomas Zipsner

Springer Vieweg ist ein Imprint der eingetragenen Gesellschaft Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH und ist ein Teil von Springer Nature.
Die Anschrift der Gesellschaft ist: Abraham-Lincoln-Str. 46, 65189 Wiesbaden, Germany

Vorwort

„Eine Turbine läuft immer. Die Kunst besteht darin, einen leistungsfähigen Verdichter zu entwerfen." ist eine alte Weisheit der Turbomaschinenbauer. In der Tat wurden bereits in der zweiten Hälfte des neunzehnten Jahrhunderts Dampfturbinen betrieben. Erst über ein halbes Jahrhundert später gelang es, so leistungsfähige Axialverdichter zu entwickeln, dass Gasturbinen Leistung abgeben konnten. Bei den aktuell geforderten Wirkungsgraden, die über einen weiten Betriebsbereich zu gewährleisten sind, ist inzwischen auch die Entwicklung der Turbine zur anspruchsvollen Aufgabe geworden. Dennoch ist die beschleunigte Strömung einfacher zu beherrschen als die verzögerte, gegen den Druck fließende Strömung des Verdichters, die keine noch so geringe Nachlässigkeit bei der Auslegung akzeptiert.

Durch die Möglichkeit der dreidimensionalen, instationären numerischen Studie mehrerer Stufen und deren detaillierter Vermessung mit nicht-intrusiven Methoden hat sich das Vorgehen der Auslegung der Turboverdichter grundlegend geändert. Erfahrungswerte und eindimensionale Auslegung, sowie die Erweiterung auf Zwei- und Drei-Dimensionalität, wie sie in den grundlegenden Lehrbüchern zu finden sind, dienen zur Vorauslegung und als Ausgangspunkt der dreidimensionalen Optierung des Blattes und der Stufe. Beispielhaft genannt seien das bekannte Buch von B. Eckert, Axial- und Radialkompressoren (Springer Verlag Berlin 1953), in dem u. a. noch die Methode der konformen Abbildung dargestellt ist, das immer noch grundlegende Werk von W. Traupel, Thermische Turbomaschinen I und II (3. Auflage Springer Verlag Berlin 1989 und 1982 bzw. deren Nachdruck 2000) oder die aktuelleren Bücher von H. Grieb, Verdichter für Turbo-Flugtriebwerke (Springer Verlag Berlin 2009) bzw. Projektierung von Turboflugtriebwerken (Birkhäuser Verlag 2004), die insbesondere aufgrund des umfangreichen Schatzes an Erfahrungswerten aus vielen Jahren Verdichterbau eine Fundgrube fundamentalen Wissens darstellen. Zudem erschienen grundlegende Werke mit dem Schwerpunkt Gasturbinen, wie das aktuelle und grundlegende Buch von Rick, Gasturbinen und Flugantriebe (Verlag Springer Vieweg Berlin 2013), Bräunling, Flugzeugtriebwerke (Springer Verlag Berlin 2004) und Lechner/Seume, Stationäre Gasturbinen (Springer Verlag Berlin 2003) sowie R.H. Aungier, Axial-Flow Compressors (American Society of Mechanical Engineers

2003). Diesen Werken, die umfassende Erfahrung der Verdichterauslegung und -entwicklung dokumentieren, soll mit dem vorliegenden Buch kein weiteres, sicherlich nicht so fundiertes Buch hinzugefügt werden. Ziel dieser Darstellung ist vielmehr das Aufzeigen der unterschiedlichsten Optimierungsmöglichkeiten, wie sie in den letzten Jahren publiziert wurden.

Die modernen Möglichkeiten der messtechnischen und numerischen Strömungsanalyse erlauben eine Vielfalt an Optimierungsmöglichkeiten, die teilweise zu einem vertieften Verständnis der sehr sensiblen Verdichterströmung beitragen und anderseits erst vor der Einführung in ausgeführte Maschinen stehen, selbst wenn das wissenschaftliche Vorgehen erfolgreich war. Die Einführung in die Maschine ist jedoch sicherlich gerechtfertigterweise in der Regel sehr konservativ.

In den letzten Jahren wuchs, wie bereits festgestellt, die Möglichkeit der Analyse der Verdichterströmung sowohl in der Messtechnik als auch in der numerischen Beschreibung. Nicht-intrusive Messmethoden erlauben inzwischen die detaillierte Vermessung des Strömungsfeldes, beispielsweise innerhalb des rotierenden Schaufelkanals oder des Blattspitzenspaltes. Transiente Berechnungen mehrerer Stufen zeigen die Beeinflussung der Strömungen auf und erlauben eine relativ schnelle und kostengünstige Änderung der Geometrie, so dass in numerischen Experimenten Phänomene ausgetestet und detailliert untersucht werden können, die bis vor wenigen Jahren als nicht machbar erschienen. So findet man inzwischen in der Literatur umfangreiche Studien mit Ansätzen, deren Realisierung in einer Maschine nicht unbedingt kurzfristig zu erwarten ist, die aber dennoch helfen, Verständnis für die komplexe Strömung zu entwickeln und dadurch zu leistungssteigernden Modifikationen beitragen können.

Ergänzend zu den Grundlagen sollen im Folgenden die derzeit untersuchten Möglichkeiten zur Optimierung vorwiegend des Druckverhältnisses, des Pumpgrenzenabstandes, der Reduktion der Verluste sowie der Erhöhung des Durchsatzes dargestellt werden. Das vorliegende Buch stellt eine Sammlung von derzeit diskutierten Studien vor, um einerseits einen Überblick zu geben und andererseits anhand umfangreicher Literaturangaben ein schnelles Auffinden von ergänzender und vertiefender Literatur zu einem speziellen Thema zu unterstützen.

Mögen die teilweise doch unkonventionellen Lösungen den kreativen Konstrukteur im Umgang mit den Strömungen schulen und zu eigenen Gedanken anregen, um aktuelle Probleme weiterzubringen.

Die Darstellung entspricht der Vorlesung Turbinen und Verdichter, die ich in den letzten Jahren an der Helmut-Schmidt-Universität/Universität der Bundeswehr Hamburg gehalten habe. Danken möchte ich dem ehemaligen Präsidenten der Helmut-Schmidt-Universität, Herrn Prof. Dr. Wilfried Seidel, für die Möglichkeit, dieses Buch zusammenzustellen sowie dem Springer Vieweg Verlag, vertreten durch Herrn Thomas Zipsner, für die Unterstützung der Publikation. Zudem bin ich für die Erlaubnis der Übernahme verschiedenster Abbildungen zu Dank verpflichtet. Mein besonderer Dank gilt meiner Assistenz, Frau Martina Gerds, die unermüdlich die Erstellung der Abbildungen und die redaktionellen Arbeiten übernahm. Insbesondere das Kapitel der Zweiphasenströmungen im Verdich-

ter basiert auf den grundlegenden Arbeiten meiner Mitarbeiter Niklas Neupert und Christoph Günther sowie Silvio Geist und Janneck Harbeck, denen ebenfalls für Ihre tatkräftige Mithilfe gedankt sei.

München, Deutschland Franz Joos
Herbst 2019

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung 1
1.1 Historischer Abriss 1
1.2 Modellgesetze und Kennzahlen 5
1.2.1 Ähnlichkeit 5
1.2.2 Dimensionslose Kennzahlen 6
1.2.3 Spezielle Kennzahlen der Strömungsmaschinen 8
1.2.4 Aufwerteformeln 15
1.3 Reduzierte Größen, Mach-Zahl-Ähnlichkeit 19
1.4 Gasdynamische Funktionen 21
1.5 Einfluss der Luftfeuchte 22
Literatur 24

2 Grundlagen der Aerodynamik 25
2.1 Definition der Geschwindigkeiten 25
2.2 Die Kontinuitätsgleichung 26
2.3 Energieerhaltung, spezifische Umfangsarbeit 27
2.3.1 Energieerhaltungssatz 27
2.3.2 Definition des Wirkungsgrades 30
2.3.3 Thermodynamische Zustandsänderung 32
2.4 Energieumsatz im Laufrad, der Drallerhaltungssatz 34
2.5 Betriebskennlinien 38
2.5.1 Die Verdichterkennlinie 38
2.5.2 Verhalten bei Off-Design 41
2.6 Theorie der Verdichterstufe 44
2.6.1 Laufrad der axialen Verdichterstufe 44
2.6.2 Leitrad der axialen Verdichterstufe 46
2.6.3 Thermodynamische Beschreibung der gesamten Verdichterstufe 46
2.6.4 Umfangswirkungsgrad der Stufe 48
2.6.5 Innerer Wirkungsgrad des Verdichters 49
2.6.6 Reaktionsgrad 51

2.7 Schaufelprofile . . . 54
2.7.1 Bezeichnungen . . . 55
2.7.2 Streckungsverhältnis, Aspect Ratio . . . 55
2.7.3 Theorie der Schaufelprofile . . . 57
2.7.4 Definition der Schaufelprofile . . . 68
2.7.5 Verluste . . . 75
Literatur . . . 77

3 Räumliche Gitterströmung, Drallgesetze . . . 81
3.1 Radiales Kräftegleichgewicht . . . 81
3.2 Radialer Verlauf des Abströmwinkels . . . 86
Literatur . . . 91

4 Verlustmechanismen . . . 93
4.1 Grenzschichten . . . 94
4.1.1 Grundlagen . . . 94
4.1.2 Laminare Grenzschicht, Transition . . . 98
4.1.3 Grenzschichtabsaugung . . . 100
4.1.4 Einblasen . . . 105
4.1.5 Kombiniertes Absaugen und Ausblasen . . . 107
4.1.6 Einfluss der Oberflächenrauheit . . . 109
4.1.7 Turbulatoren . . . 112
4.2 Sekundärströmungen . . . 115
4.2.1 Identifikation von Wirbelsystemen . . . 115
4.2.2 Erscheinungsformen der Sekundärströmungen . . . 123
4.2.3 Auswirkungen der Sekundärströmungen . . . 135
4.3 Transsonische Strömungen . . . 136
4.3.1 Der Verdichtungsstoß . . . 136
4.3.2 Überschallgrenze bei Verdichtern . . . 138
4.3.3 Transsonische Verdichter . . . 143
4.4 Der Profilverlustbeiwert . . . 145
4.4.1 Definition des Profilverlustbeiwertes . . . 145
4.4.2 Abhängigkeit der Profilverlustbeiwerte . . . 147
4.5 Spaltströmungen . . . 151
4.5.1 Leckagen . . . 152
4.5.2 Spaltverluste an der Blattspitze . . . 158
4.5.3 Beschaufelung mit oder ohne Deckband . . . 161
4.6 Ablösungen . . . 162
4.6.1 Zweidimensionale Ablösungen . . . 162
4.6.2 Dreidimensionale Ablösungen . . . 164
4.6.3 Beschreibung der Ablösungen in Verdichterbeschaufelungen . . . 169
Literatur . . . 172

5 Verdichterinstabilitäten 185
5.1 Einleitung 185
5.2 Das Phänomen des Strömungsabrisses und Pumpens 187
5.2.1 Übersicht 187
5.2.2 Verdichterpumpen 190
5.2.3 Rotierendes Abreißen, „rotating stall“ 192
5.2.4 Zusammenfassung der Instabilitätserscheinungen 193
5.3 Der Pumpgrenzenabstand 194
5.4 Einfluss von Einlaufstörungen 196
5.5 Grundlegende Betrachtungen zur Instabilität 197
5.5.1 Modellierungsansätze 197
5.5.2 Kleinskaliges (Spike) und langwelliges Abreißen (Modalwellen, Mode) 203
5.6 Rotierendes Abreißen unter subsonischen Bedingungen 204
5.6.1 Grundlegendes 204
5.6.2 Kleinskaliges rotierendes Abreißen (Spike) 207
5.6.3 Langwelliges rotierendes Abreißen (Modalwellen) 212
5.7 Rotierendes Abreißen unter transsonischen Bedingungen 212
5.8 Entstehung und Früherkennung des rotierenden Abreißens 216
5.9 Empfindlichkeit für Fehlanströmung des Schaufelprofils 219
Literatur 221

6 Mehrdimensionale Verdichterbeschaufelung 229
6.1 Einleitung 229
6.2 Grundlagen 230
6.2.1 Stromflächen im Verdichtergitter 231
6.2.2 2D-Auslegung 234
6.2.3 3D-Auslegung 235
6.2.4 Physikalische Gesichtspunkte 236
6.3 Pfeilung, „sweep“ 237
6.3.1 Definition des Pfeilungswinkels 237
6.3.2 Wirkungsweise 238
6.3.3 Subsonische und transsonische Gitter 240
6.3.4 Supersonische Gitter 243
6.4 Neigung, V-Stellung („lean“, „bowed“, „dihedral“) 247
6.5 Angepasste Profilfädelung, „tailored blade“ 250
6.6 Lokale Verdrehung der Schaufel, „re-camber“ 251
6.7 Kombination von Neigung, Pfeilung, „tailored blade“ und „re-camber“ 257
6.8 Modifikation des Übergangs der Schaufelkontur zur Wand, Fillet 259
6.9 Gewellte Vorderkante 261
Literatur 262

7 Erweiterung des Betriebsbereiches durch Stabilisierungsmaßnahmen 269
7.1 Einleitung 269
7.2 Untersuchungsmethoden 270
7.3 Leitreihen 271
7.3.1 Grundsätzliches zur Vorleitreihe 271
7.3.2 Abstimmung mehrerer verstellbarer Leitreihen 273
7.3.3 Variable Geometrie 274
7.3.4 Tandemgitter 275
7.3.5 „Splitter blade“, gegabelte Schaufel, Y-Schaufel 281
7.3.6 Tragstrukturen 283
7.4 Umströmung der Blattspitzen 284
7.4.1 Grundlegende Betrachtung 284
7.4.2 Beeinflussung der Umströmung der Blattspitzen 285
7.4.3 Der Einfluss des Spaltes 287
7.5 Kontrolle der Ablösung durch Einblasen 290
7.5.1 Tip Injection 290
7.5.2 Abschwächen der Eckenwirbel durch Einblasen 294
7.6 Beschaufelung des Gehäusespaltes 296
Literatur 297

8 Stabilisierung durch Wandkonturierung, „Endwall treatment“ 305
8.1 Einleitung 305
8.2 Profilierung der Naben- bzw. Gehäusewand, „Endwall contouring“, „Endwall boundary layer controll“ 306
8.2.1 Einleitung 306
8.2.2 Rotationssymmetrische Profilierung der Naben- bzw. Gehäusewand 307
8.2.3 Nicht-rotationssymmetrische Profilierung der Naben- bzw. Gehäusewand 310
8.3 Gehäusestrukturierung, „Casing treatment“ 313
8.3.1 Grundlegende Darstellung 314
8.3.2 Umfangsmäßige Gehäusestrukturierung, „Circumferential casing treatment“ 316
8.3.3 Axiale Gehäusestrukturierung, „axial casing treatment“ 320
Literatur 328

9 Erweiterung des Betriebsbereiches durch aktive Stabilisierungsmaßnahmen 335
9.1 Auswertemethoden zur Früherkennung des bevorstehenden Ablösens 336
9.1.1 Auswertung des Zeitsignals 337
9.1.2 Fourier-Analysen (FFT/DSFS) 338
9.1.3 Autokorrelation 340

9.1.4 Räumliche Kreuzkorrelation, Korrelationsmaß χ 343
9.1.5 Methode der Energie der umlaufen Wellen (TWE) 346
9.1.6 Wavelet-Analyse 347
9.2 Stabilisierung durch gesteuertes oder geregeltes Einblasen 350
9.3 Beeinflussung durch Beschallen 352
9.4 Beeinflussung über elektrische Felder 352
Literatur 353

10 Der Verdichtereinlauf 357
10.1 Der Verdichtereinlauf von stationären Gasturbinen 357
10.2 Der Verdichtereinlauf von Fluggasturbinen 359
10.2.1 Unterschallanströmung 359
10.2.2 Überschallanströmung 365
10.3 Auswirkung einer Fehlanströmung 367
10.3.1 Der Druckstörungsparameter 367
10.3.2 Numerische Untersuchungen 368
Literatur 370

11 Einfluss von Wassertropfen oder Partikeln in der Verdichterluft 373
11.1 Historischer Abriss 373
11.2 Grundlagen der Zweiphasenströmung im Verdichter 375
11.2.1 Thermodynamische Zustandsänderung der Nassverdichtung . . . 375
11.2.2 Thermodynamische Beschreibung der feuchten Luft 380
11.2.3 Stoffdaten 384
11.2.4 Grundlegende Aspekte der Zweiphasenströmung 385
11.2.5 Modellierung der Zweiphasenströmung 391
11.2.6 Tropfendeformation und -zerfall 400
11.2.7 Tropfen-Wand-Wechselwirkung 405
11.2.8 Spray-Wand-Wechselwirkung 412
11.2.9 Einfluss der Wandtemperatur 416
11.2.10 Wandfilm 418
11.2.11 Tropfenbeladene Umströmung einer Verdichterschaufel 440
11.3 Sand, Staub- oder Aschepartikel 443
11.4 Wassereinbruch aufgrund des Wetters 453
11.4.1 Eispartikel 453
11.4.2 Regen 459
11.5 Wassereindüsung zur Leistungssteigerung 460
11.5.1 Wassereindüsung in Flugtriebwerken 461
11.5.2 Wassereindüsung in Verdichtern von stationären Gasturbinen 466
11.5.3 Interstage fogging 498
11.5.4 Nasskompression mit Eindüsung von erhitztem Wasser 500

11.6 Internationale Standardatmosphäre, Dampfdrücke 502
Literatur 504

12 Der Fan 521
12.1 Zukünftige Trends 523
12.2 Grundlegende Fan-Aerodynamik 526
12.3 Fans mit Eintrittsleitreihen 529
12.4 Fans ohne Eintrittsleitreihen 530
12.5 Spitzenspalt 532
12.6 Distanzhalter, Spacer 537
12.7 Störungen am Eintritt, Inlet Distortion 537
12.8 Getriebefan (GTF) 543
12.9 Gegenläufiger Fan, CRISP 544
12.10 Open Rotor, Propfan 547
12.11 Windmilling 553
Literatur 557

13 Verdichterlärm 565
13.1 Lärmemission 567
13.2 Lärmquellen 568
13.2.1 Schallentstehung an umströmten Profilen 571
13.2.2 Interaktion Rotor-Stator 571
13.2.3 Schallausbreitung in zylindrischen Rohren 572
13.2.4 Lärmemission durch den Fan 574
13.2.5 Lärmentstehung durch die Spaltströmung 578
13.2.6 Lärm des Open Rotors 579
13.3 Lärmberechnungsverfahren 580
13.3.1 Akustische Moden 581
13.3.2 Verdichterlärm 581
13.3.3 Numerische Berechnungsverfahren 582
13.4 Lärmreduktionsmaßnahmen 588
13.4.1 Fan 588
13.4.2 Dämpfersysteme 590
Literatur 592

14 Numerische Feldverfahren, Navier-Stokes-Verfahren 599
14.1 Grundlegendes 600
14.2 Die Erhaltung der Masse (Kontinuitätsgleichung) 602
14.3 Die Erhaltung des Impulses, Navier-Stokes-Gleichungen 603
14.3.1 Dreidimensionale, instationäre, kompressible und reibungsbehaftete Strömung 603
14.3.2 Die Impulsbilanz inkompressibler Newton‘scher Medien 606
14.4 Die Energieerhaltungsgleichung 606
14.5 Die dimensionslosen Grundgleichungen in der Erhaltungsform 608

14.6 Das Quasi-3D-Verfahren 611
14.7 Die direkte numerische Simulation, DNS 614
14.8 Die Reynolds-Gleichungen für turbulente Strömungen, RANS, URANS 615
14.9 Die Large Eddy Simulation, LES 620
14.10 Die Turbulenzmodellierung 621
14.10.1 Klassifizierung 621
14.10.2 Die turbulente Energiekaskade 623
14.10.3 Turbulenzmodelle 625
14.11 Detached Eddy Simulation (DES) und Delayed Detached Eddy Simulation (DDES) 632
14.12 Die numerischen Lösungsmethoden der Navier-Stokes-Gleichungen . . . 634
14.12.1 Grundsätzliches 635
14.12.2 Finite-Differenzen-Verfahren. 636
14.12.3 Finite-Volumen-Verfahren 638
14.13 Randbedingungen 641
14.13.1 Klassifizierung der Strömung 641
14.13.2 Definitionen der Randbedingungen 642
14.13.3 Mittelungsverfahren. 644
14.13.4 Gitter- bzw. Stufenströmungen 655
14.14 Netzgenerierung. 657
14.14.1 Strukturierte Netze. 658
14.14.2 Unstrukturierte Netze. 659
14.14.3 Blockstrukturierte Netze 659
14.14.4 Chimera Netze 660
14.14.5 Hybride Netze 660
14.15 Numerische Stabilität, Konvergenzverhalten und Fehlerbetrachtung 661
14.16 Transition, Turbulenzmodelle und Randbedingungen in der Anwendung 663
Literatur. 666

15 Optimierungsverfahren 671
15.1 Generelle Verfahren 672
15.2 Geometriedefinition 674
15.3 Gradientenverfahren mit Nebenbedingungen als Zielfunktion 676
15.4 Inverse Methoden. 677
15.5 Stochastische Optimierungsverfahren, evolutionäre Algorithmen. 679
15.6 Künstliche neuronale Netze, ANN. 684
15.7 „Non uniform rational Bezier-Spline“ Oberflächen, NURBS 686
15.8 Adaptive Parametrisierung mit der Free-Form Deformation Formulierung 687
Literatur. 688

16 Messverfahren 695
16.1 Druckmessung 696
16.1.1 Grundlegendes 696
16.1.2 Messung subsonischer Geschwindigkeiten ($Ma < 1{,}0$) mit Drucksonden 697
16.1.3 Messung trans- und supersonischer Geschwindigkeiten ($Ma > 1{,}0$) mit Drucksonden 700
16.1.4 Messung hochfrequenter Druckänderungen 701
16.2 Dehnmessstreifen (DMS) 703
16.3 Seeding 704
16.4 Particle-Image Velocimety, PIV 705
16.4.1 PIV, Steoreo-PIV 705
16.4.2 Volumen-PIV, Tomographic-PIV 709
16.4.3 Instationäres PIV, Hochgeschwindigkeits-PIV 710
16.4.4 Messgenauigkeit 711
16.4.5 Anwendungen 711
16.5 Laser-Doppler-Anemometrie, LDA und Phasen-Doppler-Anemometrie, PDA 713
16.5.1 Grundlagen der Laser-Doppler-Anemometrie 713
16.5.2 Grundlagen der Phasen-Doppler-Anemometrie 716
Literatur 718

Nomenklatur 723

Stichwortverzeichnis 737

Einleitung

1

Seit der Erfindung des Axialverdichters, der für seine Funktionsweise mit hohem Wirkungsgrad ein deutlich tieferes physikalisches Verständnis erfordert im Vergleich zu den bereits viel früher effektiv einsetzbaren Axialturbinen, hat sich das Funktionsprinzip nicht verändert. Durch das tiefere Verständnis der strömungsmechanischen Phänomene hingegen wurden Wirkungsgrad, Leistung und Betriebsbereich deutlich erweitert. In seinem Buch über Axialverdichter beschreibt Horlock [1] eines der ersten Patente bezüglich der Axialverdichter, das Sir Charles Parsons im Jahre 1901 aufgrund der Patentschrift Nr. 3060 mit dem Titel: „Improvements in Compressors and Pumps of the Turbine Type“ erteilt wurde. Parsons beschreibt den Axialverdichter folgendermaßen: „Meine Erfindung besteht in einem Verdichter oder einer Pumpe, der oder die dadurch gekennzeichnet ist, dass sich Schaufelreihen oder Schaufelkanäle zwischen Reihen von festen Schaufeln bewegen. Die bewegten Schaufeln haben eine größere Teilung als bei meinen Dampfturbinen, sie haben eine gekrümmte Oberfläche auf der Druckseite und sind mit einem geeigneten Winkel zur Drehachse angeordnet. Die festen Schaufeln können eine ähnliche Form haben und können im Verdichtergehäuse mit jedem geeigneten Winkel angeordnet werden.“

1.1 Historischer Abriss

Parsons Axialverdichter erzielten bei 4000 1/min und einer Stufenzahl von 19 ein Druckverhältnis von 2,123 bei einem Wirkungsgrad von 60 % [1]. Bereits in den 1930er-Jahren erzielten Axialverdichter der Firma BBC unter Mithilfe von Prof. Ackeret, der an der ETH Zürich forschte, Druckverhältnisse von 1,8 bis gegen 5,0 bei Wirkungsgraden bis um die 86 % [1]. Auch Entwicklungen des Royal Aircraft Establishments (R.A.E.) brachten Axialverdichter hervor, die bereits 1938 Druckverhältnisse von 2,5 bis 3,0 bei Wirkungsgraden von über 80 % erreichten. 1941 erzielte man bei einem Druckverhältnis von 3,9 einen

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_1

Wirkungsgrad von 85 %. Dieser Entwicklungsstand erlaubte es, Axialverdichter als Kompressoren für Gasturbinen einzusetzen, was bis zu diesem Zeitpunkt an den zu niedrigen Wirkungsgraden gescheitert war. Innerhalb einer Zeitspanne von nur wenigen Jahren wurden Gasturbinen erfolgreich eingesetzt, so im Jahre 1939 in der ersten stationären Gasturbine der Firma BBC in Neuchâtel. Am 27. August 1939 flog die erste He 178 mit einer von Pabst von Oheim entwickelten Gasturbine (He S 3), am 15. Mai 1941 die britische Gloster E.28/39 mit einem Triebwerksentwurf von Frank Whittle (Whittle W.1), und am 1. Oktober 1942 folgte der Erstflug der amerikanischen Bell P59, angetrieben von einem Gasturbinentriebwerk GE J31, das im Wesentlichen auf dem Design der Whittle W.1 basierte.

Erfolgte die Entwicklung der Verdichter lange Zeit mithilfe von extensiven Experimenten mit immer ausgeklügelteren Messmethoden, so kam in den 1970er-Jahren ein weiterer Durchbruch, als die zur Verfügung stehenden Computerkapazitäten es erlaubten, die Navier-Stokes'schen Gleichungen auch für komplexere Geometrien numerisch zu lösen. Seither werden immer komplexere Modelle entwickelt, um die Gleichungen zu schließen. Gesteigerte Rechenkapazitäten erlauben inzwischen die dreidimensionale transiente Berechnung mehrerer Stufen. Dies führt dazu, dass die Verlust- und Instabilitätsmechanismen immer genauer verstanden werden und entsprechend die aerodynamische und festigkeitsmäßige Auslegung gezielt optimiert werden kann.

Da der Wirkungsgrad des Gasturbinenvergleichsprozesses vom Verdichtungsverhältnis abhängt, die spezifische Arbeit jedoch von der zugeführten Wärme, ist eine Optimierung der Kreisprozessdaten erforderlich. Zusätzlich steigt der relative Spalt der Verdichterbeschaufelung bezüglich der Schaufelhöhe mit abnehmender Maschinengröße. Deshalb treten in der Regel je nach Maschinengröße optimale Verdichtungsverhältnisse auf bei

- kleinen Gasturbinen im Bereich von	$\pi = 5–15$,
- Fluggasturbinen im Bereich von	$\pi = 15–45$,
- stationären Gasturbinen	$\pi = 10–20$ (selten über 30).

Axialverdichter werden aufgrund des niedrigen realisierbaren Druckverhältnisses mehrstufig ausgeführt, Radialmaschinen oft einstufig oder zwei-bis dreistufig. Kleinere Maschinen mit entsprechend niedrigem Luftdurchsatz (APU, Hubschraubertriebwerke, Wellenleistungs- und Gasturbinen) werden meist aufgrund der kompakteren Bauart mit Radialverdichterstufen ausgestattet, während größere Maschinen für hohe Durchsätze durchweg mit Axialverdichtern ausgerüstet sind. In besonderen Fällen von Wellenleistungstriebwerken ist auch eine Kombination eines mehrstufigen axialen Niederdruckverdichters mit einem radialen Hochdruckverdichter realisiert worden.

Hauptauslegungsziele der Verdichterentwicklung bei Flugtriebwerken und prinzipiell auch bei stationären Anlagen sind:

- Leistung
  - Hohe Effizienz

  - Hohes Stufendruckverhältnis
  - Kurze Bauart
  - Geringes Gewicht
- Sicherheit
  - Vogelschlagfestigkeit
  - Schaufel-Containment
  - Hohe Zuverlässigkeit
  - Stabile Wellendynamik
  - Aerodynamische Stabilität
- Kosten
  - Niedrige Herstellungskosten
  - Niedrige Wartungskosten
  - Robustheit

Hierzu werden hohe Stufendruckverhältnisse von über $\pi = 1{,}5$ realisiert.

Die Steigerung des Wirkungsgrades und des Pumpgrenzenabstandes ist nur durch die detaillierte Analyse des dreidimensionalen Strömungsfeldes möglich, die durch den Einsatz der numerischen Rechenverfahren eine entsprechende Gestaltung der Beschaufelung und der Strömungskanäle erlaubt, die dann mithilfe moderner berührungsloser Messverfahren zuverlässige Validierungsmessungen ermöglicht.

Gerade in den letzten Dekaden konnte das Verständnis der Verdichteraerodynamik wesentlich erweitert werden. Inzwischen haben Schaufel-, aber auch Strömungskanalgeometrien in Verdichtern von Flugtriebwerken, stationären Gasturbinen sowie von Industrieverdichtern Einzug gefunden, die den stabilen Betriebsbereich bei verbessertem Wirkungsgrad wesentlich erweitern. Die zugrunde gelegten physikalischen Phänomene sind im Folgenden zusammengestellt und anhand von ausgeführten Beispielen dargestellt.

Die Realisierung der hohen Anforderungen an heutige Triebwerksverdichter in Hinblick auf Leistungsverhalten, Lebensdauer sowie Herstellungs- und Wartungskosten bedingt neben der Verfügbarkeit und Anwendung fortschrittlicher Technologien die systematische Anwendung zuverlässiger, aeromechanischer Auslegungs- und Analyseverfahren. Um den auch in Zukunft wachsenden Anforderungen mit noch leistungsfähigeren, analytischen Werkzeugen begegnen zu können, sind ständige Erweiterungen und Verbesserungen unabdingbar. Einige Beispiele für den kurz- und mittelfristigen Zeitrahmen:

- Ständige Überprüfung und Validierung der Auslegungswerkzeuge mithilfe detaillierter Messungen an aktuellen Verdichtern
- Direkte Simulation bedeutender geometrischer Details wie z. B. "Cavities", Leckagen, "Casing-Treatments", Spaltströmungen
- Einführung transienter Verfahren zur Qualifizierung instationärer Strömungseffekte
- Einsatz statischer Verfahren für stochastisch sensitive Resonanzen zur zuverlässigen Vorhersage oberer und unterer Schwingungsamplituden

Die Verfügbarkeit leistungsfähiger und zuverlässiger Auslegungs- und Analyseverfahren, eingesetzt, gepflegt und weiterentwickelt von erfahrenen, kompetenten und engagierten Entwicklungsingenieuren, wird entscheidend im zukünftigen Verdichterbau beitragen.

Zur Erzielung eines hohen thermischen Wirkungsgrades werden auch zukünftig die Gesamtdruckverhältnisse der Triebwerke weiter ansteigen. Andererseits werden zur Reduzierung von Herstellungs- und Wartungskosten der Komponenten zunehmend kompakte Bauweisen mit möglichst geringen Stufen- und Schaufelzahlen angestrebt. Daraus resultieren deutlich größere Stufendruckverhältnisse, die in erster Linie nur über höhere Umfangsgeschwindigkeiten realisierbar sind.

Obwohl mit konstant kleiner werdendem Streckungsverhältnis die Schaufelzahlen stetig abnehmen, haben sich die Streckungsverhältnisse moderner Verdichter auf einen Wert um 1,0 eingependelt, da für Werte kleiner als 1,0 die Baulänge des Verdichters zunimmt und damit die Abstimmung der Rotordynamik zunehmend schwieriger wird. Deutlich erkennbar wird auch das Reduzierungspotenzial für die Schaufelzahlen durch die Wahl einer möglichst geringen Stufenzahl. Durch aerodynamisch und mechanisch deutlich höher belastete Profile sind für die Schaufelkonturen kompliziertere 3D-Geometrien erforderlich, deren Stückkosten gegenüber einfacher gestalteten Schaufeln entsprechend steigen.

Da die schlankeren Schaufeln lediglich eine geringere aerodynamische Belastung ertragen als ein entsprechendes Design mit kleinem Streckungsverhältnis, muss bei gleichem Pumpgrenzabstand der jeweilige Verdichter mit höherer Drehzahl betrieben werden. Die mit Reduzierung der Stufenzahl steigenden Drehzahlen führen neben wachsenden mechanischen Belastungen für die Verdichterscheiben und die Schaufel-Scheibe-Anbindungen zu supersonischen Anström-Mach-Zahlen für die Schaufelprofile und zu transsonischen Strömungsverhältnissen innerhalb der Schaufelgitter.

Dabei nehmen die Verluste mit wachsenden Mach-Zahlen stark zu und beeinträchtigen den Verdichterwirkungsgrad. Als Folge der gestiegenen aerodynamischen Belastung und der höheren Mach-Zahlen ergibt sich mit Reduzierung der Stufenzahl ein deutlicher Abfall des Wirkungsgrades. Mit zunehmendem Streckungsverhältnis nimmt bei gleicher Stufenzahl der Wirkungsgrad ebenfalls ab, da dadurch die Umfangsgeschwindigkeit und damit das Mach-Zahl-Niveau zusätzlich ansteigen.

Diesen grundlegenden physikalischen Zusammenhängen zufolge muss demnach die Verringerung der Schaufelzahlen durch Reduzierung der Verdichterstufen und das damit verbundene Einsparpotenzial an Herstellungskosten mit einer Erhöhung der mechanischen Belastung und mit einer Verschlechterung des Wirkungsgrades erkauft werden. Dies ist von besonderer Bedeutung, da über die gesamte Lebensdauer eines Triebwerks neben den reinen Herstellungskosten auch die Betriebs- und Wartungskosten zu betrachten sind.

Ein weiterer, wichtiger Gesichtspunkt ist das Komponentengewicht. Mit Reduzierung der Stufenzahlen lässt sich i. A. zunächst ein Gewichtsvorteil erzielen, aufgrund der steigenden mechanischen Belastung insbesondere in den Verdichterscheiben nimmt dieser Vorteil jedoch rasch ab und kehrt sich für eine zu klein projektierte Stufenzahl schließlich ins Gegenteil um.

Eine weitgehende Entschärfung des Kontaktproblems an der Schaufel-Scheibe-Anbindung lässt sich mithilfe integraler Bauweisen erreichen, d. h. Beschaufelung und Scheibe bzw. Nabe sind aus einem Bauteil, wie sie die sogenannte Blade Integrated Disk (BLISK) - oder Blade Integrated Ring (BLING) - Bauweise darstellen. Durch den Wegfall der Schaufelfußmasse lassen sich erhebliche Gewichtseinsparungen für die Schaufel erzielen. Diese führen wiederum zu einer Reduzierung der Randlasten für die Scheiben und zu einer Verringerung des Spannungsniveaus im Übergangsbereich Schaufel-Scheibe. Darüber hinaus werden bei diesen integralen Bauweisen die Lebensdauer-kritischen und analytisch nur schwer erfassbaren Reibungsschubspannungen an den Kontaktoberflächen zwischen Schaufel und Scheibe von vornherein vermieden. Neben einer deutlichen Gewichtseinsparung von etwa 20 % führt die BLING-Bauweise zu einer deutlichen Steigerung der Schaufellebensdauer und damit zu einer Reduzierung der Wartungskosten. Die Kontaktfläche Schaufelfuß/Scheibe ergab eine Dämpfung bei Schaufelschwingungen, die bei integrierter Bauweise entfällt, so dass mit aerodynamischer Dämpfung gearbeitet werden muss.

Ist aufgrund der hohen mechanischen Belastung eine Verdichterscheibe erforderlich, so wird sie durch eine BLISK-Konstruktion ersetzt. Die Beschaufelung wird mit der Scheibe zusammen als ein Bauteil entwickelt. Sowohl der Werkstoff als auch die aerodynamische Auslegung muss entsprechend optimiert werden.

Die guten Erfahrungen, die bei verschiedensten Flugtriebwerksherstellern sowohl mit der neu entwickelten Fertigungstechnik als auch im Betrieb mit dieser Technologie gemacht wurden, ermöglichten die Anwendung der BLISK-Technologie in mehreren neuen Flugtriebwerken wie beispielsweise im T700 Helicopter Triebwerk, im General Electric F110 Turbofan sowie im CFM International Leap-X-Turbofan. Die Herstellung der BLISK erfolgt serienmäßig über spezielle lineare bzw. Laser-basierte Schweißverfahren, die es auch erlauben, bei der Rekonditionierung einzelne Schaufeln auszutauschen.

1.2 Modellgesetze und Kennzahlen

Die komplexen, mehrdimensionalen Strömungszustände der Strömungsmaschinen lassen sich zur Auslegung der Maschinen nicht genügend genau theoretisch erfassen. Deshalb sind in der Regel Modellversuche erforderlich. Die Übertragung der in Modellversuchen gewonnenen Erkenntnisse, bzw. die Erkenntnisse bekannter Ausführungen auf das Original, aber auch die Vorschrift, unter welchen geometrischen und strömungstechnischen Verhältnissen die Versuche durchzuführen sind, wird anhand von Ähnlichkeitsbetrachtungen bewerkstelligt. Die Modellgesetze der Ähnlichkeitstheorie bilden somit die Grundlage für das umfangreiche Versuchswesen.

1.2.1 Ähnlichkeit

Um zwei Strömungsvorgänge einer Strömungsmaschine miteinander vergleichen zu können, müssen folgende Bedingungen möglichst erfüllt sein:

Geometrische Ähnlichkeit: Die zu vergleichenden Strömungsräume müssen hinsichtlich ihrer Längen-, Flächen-, und Raumabmessungen, sowie hinsichtlich der Oberflächenbeschaffenheit geometrisch ähnlich sein.

Strömung 1	Strömung 2
Längen l_1	l_2
Flächen A_1	A_2
Volumina V_1	V_2
mittlere Rauhigkeit k_1	k_2
Winkel β_1	β_2

geometrisch ähnlich, falls z. B.

$$\frac{A_1}{A_2}=\frac{l_1^2}{l_2^2},\frac{V_1}{V_2}=\frac{l_1^3}{l_2^3},\frac{k_1}{k_2}=\frac{l_1}{l_2}$$

Physikalische Ähnlichkeit: Die zu vergleichenden Strömungen müssen hinsichtlich der auftretenden Geschwindigkeiten, Beschleunigungen, Kräfte und Stoffeigenschaften physikalisch ähnlich sein.

Strömung 1	Strömung 2
Geschwindigkeit w_1	w_2
Beschleunigung a_1	a_2
Masse m_1	m_2
Zeitskala τ_1	τ_2
Kraft F_1	F_2
Dichte ρ_1	ρ_2
dyn. Viskosität η_1	η_2
kin. Viskosität ν_1	ν_2
Wärmekapazität c_{p1}	c_{p2}
Wärmeleitfähigkeit λ_1	λ_2
Frequenz, Drehzahl f_1, n_1	f_2, n_2

physikalisch ähnlich, falls z. B:

$$\frac{a_1}{a_2}=\frac{w_1\cdot\tau_2}{\tau_1\cdot w_2},\frac{a_1}{a_2}=\frac{w_1^2\cdot l_2}{l_1\cdot w_2^2},\frac{m_1}{m_2}=\frac{\rho_1\cdot V_1}{\rho_2\cdot V_2}=\frac{\rho_1\cdot l_1^3}{\rho_2\cdot l_2^3}$$

Vollkommene geometrische und physikalische Ähnlichkeit ist in der Regel nicht zu erreichen, weshalb jeweils nur auf die Ähnlichkeit bestimmter, für den betreffenden Vorgang wesentlicher Größen, geachtet wird.

1.2.2 Dimensionslose Kennzahlen

Die Verknüpfung der einzelnen geometrischen und physikalischen Größen der zu vergleichenden Strömungen geschieht üblicherweise mittels dimensionsloser Kennzahlen. Diese Kennzahlen können auf folgenden Wegen hergeleitet werden:

- Als Verhältnis der relevanten physikalischen Phänomene
  An einer Strömung greifen im allgemeinen Druckkräfte F_p, Trägheitskräfte F_a und Reibungskräfte F_R an. Soll zwischen zwei Strömungen physikalische Ähnlichkeit bestehen, so muss das Verhältnis dieser Kräfte gleich sein

$$\frac{F_{p1}}{F_{p2}} = \frac{F_{a1}}{F_{a2}} = \frac{F_{R1}}{F_{R2}}. \tag{1.1}$$

Wegen des Kräftegleichgewichtes sind die drei Kräfte linear abhängig, so dass es genügt, wenn das Verhältnis zweier Kräfte gleich ist.
Mit der Reibungskraft

$$F_R = A \cdot \tau = A \cdot \eta \cdot \frac{dw_x}{dy} \tag{1.2}$$

ergibt sich die proportionale Abhängigkeit

$$F_R \sim A \cdot \eta \cdot \frac{w}{l} \sim l^2 \cdot \eta \cdot \frac{w}{l} \sim l \cdot \eta \cdot w. \tag{1.3}$$

Die Trägheitskraft F_a lässt sich ausdrücken durch

$$F_a = m \cdot a = \rho \cdot V \cdot a \sim \rho \cdot l^3 \cdot \left(\frac{w^2}{l} \right). \tag{1.4}$$

Durch Einsetzen der Kräfte aus. Gl. 1.3 und Gl. 1.4 in Gl. 1.1, kürzen und umschreiben ergibt sich

$$\frac{l_1 \cdot w_1}{\nu_1} = \frac{l_2 \cdot w_2}{\nu_2}. \tag{1.5}$$

Der so gewonnene Ausdruck $\frac{l \cdot w}{\nu}$ stellt die dimensionslose Reynolds-Zahl (Re) dar

$$\mathrm{Re} = \frac{l \cdot w}{\nu} \ \text{Reynolds} - \text{Zahl}. \tag{1.6}$$

Auf analoge Weise erhält man die

$$Sr = \frac{w}{l \cdot f} \quad \text{Strouhal} - \text{Zahl} \tag{1.7}$$

zur Beschreibung periodischer Phänomene, die

$$Ma = \frac{c}{a} \quad \text{Mach} - \text{Zahl}, \tag{1.8}$$

zur Beschreibung der Kompressibilität, sowie die Nernst-Zahl

$$Ne = \frac{E}{\rho/2 \cdot w^2 \cdot A} \quad \text{Nernst} - \text{Zahl} \tag{1.9}$$

als Einfluss einer spezifischen Energie in Bezug zur kinetischen Energie.

- Anhand einer Dimensionsanalyse
  Auf die umfassende Theorie der Dimensionsanalyse (pi-Theorem) soll hier nicht näher eingegangen werden, es sei u. a. auf Dubbel [2] verwiesen.
- Über die Herleitung der dimensionslosen Differenzialgleichungen
  Werden die das Problem beschreibenden Differenzialgleichungen aufgestellt und entsprechend dimensionslos skaliert, so ergeben sich als dimensionslose Koeffizienten die Kennzahlen.

1.2.3 Spezielle Kennzahlen der Strömungsmaschinen

Neben den bereits erwähnten Kennzahlen, die überwiegend aus der Strömungslehre bekannt sind, werden im Strömungsmaschinenbau historisch begründete, spezielle Formulierungen der dimensionslosen Kennzahlen verwendet.

- **Reaktionsgrad *r***
- Der Reaktionsgrad kennzeichnet die Überdruckverteilung einer Stufe (d. h. Lauf- und Leitrad) der thermischen Turbomaschine. Er ist definiert als

$$r = \frac{\text{Laufrad Enthalpiedifferenz}}{\text{Stufen Enthalpiedifferenz}}. \tag{1.10}$$

Das Verhältnis der im Laufrad umgesetzten statischen isentropen Enthalpiedifferenz $\left(\Delta h_s''\right)$ zu derjenigen der gesamten Stufe $\left(\Delta h_s'' + \Delta h_s'\right)$ wird als *isentroper Reaktionsgrad* bezeichnet und ist durch

$$r_s = \frac{\Delta h_s''}{\Delta h_s' + \Delta h_s''} \tag{1.11}$$

definiert (vgl. Gl. 1.11). Er lässt sich bei konstanter Wärmekapazität näherungsweise auch anhand der Temperaturen (mit der Annahme $T_1 \approx T_{1s}$) schreiben

$$r_s = \frac{T_{2s} - T_1}{T_{2s} - T_0}, \tag{1.12}$$

falls c_p = const. angenommen werden kann.

Bildet man formal wie in Gl. 1.11 das Verhältnis der wirklichen (verlustbehafteten, polytropen) Enthalpiedifferenzen, so erhält man den sogenannten *kinematischen Reaktionsgrad*

$$r_k = \frac{\Delta h''}{\Delta h' + \Delta h''}. \tag{1.13}$$

Unter Beachtung der Zusammenhänge, ersichtlich aus dem h,s-Diagramm der Abb. 1.1

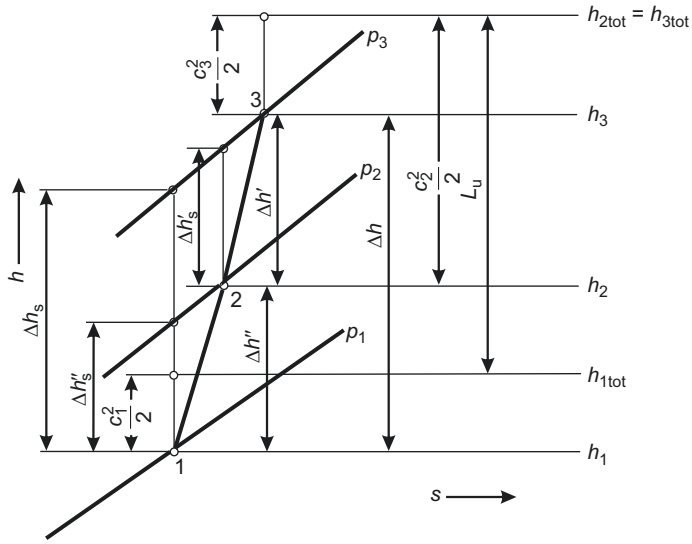


Abb. 1.1 h,s-Diagramm einer Verdichterstufe, Index 1 vor dem Laufrad, 2 nach dem Laufrad, 3 nach dem Leitrad, ′ Leitrad, ″ Laufrad

$$\frac{c_1^2}{2} = -\Delta h' + \frac{c_0^2}{2}, \tag{1.14}$$

d. h.

$$\Delta h' = \frac{c_0^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} \tag{1.15}$$

und

$$\frac{w_2^2}{2} = -\Delta h'' + \frac{w_1^2}{2} + \frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2}, \tag{1.16}$$

d. h.

$$\Delta h'' = \frac{w_1^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} + \frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} \tag{1.17}$$

kann man allgemein hierfür setzen

$$r_\mathrm{k} = \frac{\left(w_2^2 - w_1^2 + u_1^2 - u_2^2\right)}{\left(c_1^2 - c_0^2 + w_2^2 - w_1^2 + u_1^2 - u_2^2\right)}. \tag{1.18}$$

Betrachtet man den häufig vorkommenden Fall der rein axial durchströmten Stufe und setzt außerdem voraus, dass die Axialgeschwindigkeit beim Durchgang durch das Gitter konstant bleibt und dass bei einer Repetierstufe die Zuströmgeschwindigkeit c_0 gleich der Abströmgeschwindigkeit c_2 ist, d. h. dass folgende Bedingungen erfüllt sind

$$\begin{aligned} &u_1 = u_2, \\ &c_{z1} = c_{z2} = w_{z1} = w_{z2} = c_{m1} = c_{m2}, \\ &c_0 = c_2, \end{aligned} \tag{1.19}$$

so lässt sich Gl. 1.18 vereinfachen zu

$$r_\mathrm{k} = \frac{\left(w_2^2 - w_1^2\right)}{\left(c_1^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2\right)}. \tag{1.20}$$

Bei einem Reaktionsgrad von 1,0 erfolgt der gesamte Druckaufbau bereits im Laufrad, das nachgeschaltete Leitrad dient lediglich der Strömungsumlenkung. Bei einem Reaktionsgrad von 0,5 hingegen erfolgt die Hälfte des Druckaufbaus im Leitrad (Abb. 1.2).

Reaktionsgrade unter 0,5 werden in Verdichtern nicht ausgeführt, da die hier auftretenden Geschwindigkeiten durch die Verluste aufgrund von Verdichtungsstößen das realisierbare Stufengefälle stark einschränken.

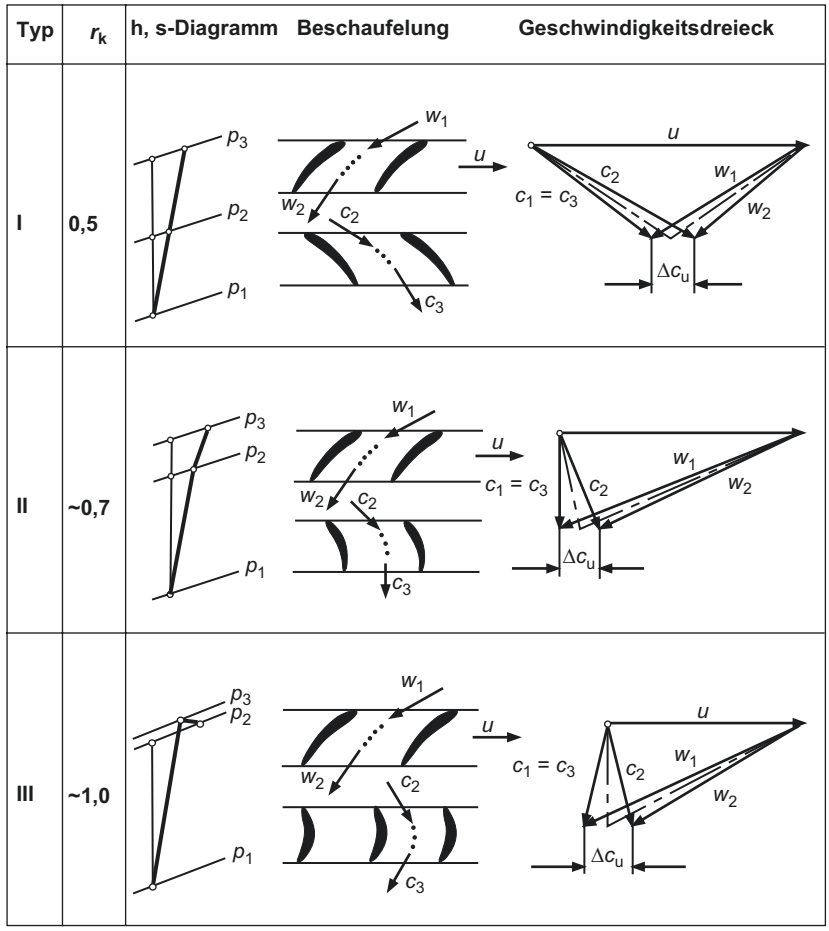


Abb. 1.2 Axialverdichterbeschaufelungen verschiedener Reaktionsgrade

Druckzahl Ψ

Die den dynamischen Zustand kennzeichnende Newton-Zahl wird entsprechend umgeformt

$$Ne = \frac{E / A}{\rho w^2 / 2} = \frac{\text{spezifische Energie}}{\text{kinetische Energie}}. \tag{1.21}$$

Für die spezifische Energie werden unterschiedliche Definitionen angewandt, u. a. Δh_s (bei therm. Turbomaschinen) bzw. die innere Arbeit L_i, wobei sowohl statische als auch totale Größen ($\Delta h_{s\,tot}$, Δh_s) gebräuchlich sind; die typische Geschwindigkeit lässt sich durch die Umfangsgeschwindigkeit u ersetzen. Man erhält somit die *Druckzahl Ψ*: Um positive Kennzahlen zu erhalten, wird bei L_i bzw. Δh_s jeweils der Betrag eingesetzt,

$$\Psi = \frac{2 \cdot /L_i/}{u^2} = \frac{2 \cdot /L_i/}{n^2 \cdot \pi^2 \cdot D_2^2} \tag{1.22}$$

bzw.

$$\Psi = \frac{/\Delta h_s/}{\frac{u^2}{2}}. \tag{1.23}$$

Bei der Benutzung der Druckzahl zur Übernahme von Versuchswerten und Kennfeldern ist immer auf die betreffende Festlegung der Umfangsgeschwindigkeit u und der spezifischen Energie zu achten, da in der Literatur keine einheitliche Definition verwendet wird.

Die Druckzahl Ψ ist das Verhältnis zwischen zugeführter Strömungsenergie und Umfangsgeschwindigkeit. Sie sollte ein Maximum erreichen, da bei kleiner Drehzahl möglichst viel Energie der Strömung zugeführt werden soll. Sie gibt jedoch keine Aussage über die Aufteilung der Energie am Laufradaustritt in Druck- bzw. kinetische Energie. Diese Aussage wird durch den Reaktionsgrad getroffen.

Richtwerte
Axialverdichter mit $\Psi = \frac{2\Delta h_s}{u^2}$

- $\Psi = 0{,}5$ bei $\beta_2 = 45°$
- $\Psi = 1{,}15$ bei $\beta_2 = 70–80°$
- $\Psi = 0{,}55$ bei $\beta_2 = 35°$

Durchflusszahl φ
Die *Strouhal*-Zahl Sr stellt das Verhältnis zweier Geschwindigkeiten dar

$$Sr = \frac{w}{l \cdot f} = \frac{\text{typ. Geschwindigkeit 1}}{\text{typ. Geschwindigkeit 2}}. \tag{1.24}$$

Mit der Umfangsgeschwindigkeit u und der Meridiangeschwindigkeit c_m ergibt sich die ursprüngliche Durchflusszahl

$$\varphi' = \frac{c_m}{u}. \tag{1.25}$$

Da die Meridiangeschwindigkeit c_m in Abhängigkeit von Volumenstrom und Querschnitt ausgedrückt werden kann, lässt sich für die *Durchflusszahl* φ schreiben

$$\varphi = \frac{\dot{V}}{u \cdot A}. \tag{1.26}$$

Die Durchflusszahl φ ist ein Maß des durch das Laufrad durchgesetzten Volumenstromes in Abhängigkeit von der Winkelgeschwindigkeit $\omega = 2\,\pi\,n$. Dabei soll bei einer konstanten Winkelgeschwindigkeit ein Maximum an Volumenstrom gefördert werden. Die Durchflusszahl soll somit möglichst groß gewählt werden. Oft werden hier der eintretende Volumenstrom $\dot{V}_1$ und die Konditionen am Austritt u_2, A_2 als Referenzwerte verwendet.

Richtwerte

Typ	r_k	ψ	φ	c_{u2}/u_2	α_1	β_2	u gebildet an	Bezugsfläche
	0,5	0,5	0,4	0,64	45°	45°		
	0,5	1,15	1,1	0,80	80°	80°	d_{2i}	$\left(\varphi = \frac{c_z}{u_2}\right)$
Axial	0,7	0,55	0,5	0,3	90°	35°		
	0,9	1,15	1,1	0,6	90°	70°		

Leistungszahl λ (Lieferzahl)

Die Leistung einer Strömungsmaschine ist proportional zum Massenstrom und zur spezifischen Umfangsarbeit. Da der Volumenstrom proportional zur Durchflusszahl und die spezifische Stutzenarbeit proportional zur Druckzahl sind, kann auch die Leistung durch eine *Leistungszahl* λ dimensionslos ausgedrückt werden. Zusätzlich wird der Wirkungsgrad η berücksichtigt

$$\lambda = \frac{\varphi \cdot \psi}{\eta}. \tag{1.27}$$

Die Leistungszahl λ (bzw. Lieferzahl) ist das Produkt der Druckzahl und der Durchflusszahl. Beide sollten, wie oben erwähnt, einen Maximalwert anstreben, daraus ergibt sich die Forderung, dass die Leistungszahl ebenfalls ein Maximum anstreben soll.

Schnellläufigkeit σ

Durch Auflösen der Gl. 1.23 und Gl. 1.26 nach dem typischen Durchmesser D und anschließendem Gleichsetzen der beiden Beziehungen, ergibt sich

$$\frac{\left(2 \cdot \Delta h_s\right)^{\frac{1}{2}}}{\pi \cdot n \cdot \psi^{\frac{1}{2}}} = \frac{\left(4 \cdot \dot{V}\right)^{\frac{1}{3}}}{\pi^{\frac{2}{3}} \cdot \varphi^{\frac{1}{3}} \cdot n^{\frac{1}{3}}}. \tag{1.28}$$

Durch Auflösen nach der Drehzahl n erhält man

$$n = \frac{\left(2 \cdot \Delta h_s\right)^{\frac{3}{4}}}{\left(4 \cdot \dot{V}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{\varphi^{\frac{1}{2}}}{\psi^{\frac{3}{4}}} \frac{1}{\pi^{\frac{1}{2}}}. \tag{1.29}$$

Tab. 1.1 Zusammenfassung der gebräuchlichsten Kennzahlen (Δh_s je nach Definition totale oder statische Größe

Name	Gleichung	Beziehung zwischen den Kennzahlen	
Druckzahl	$\psi = \frac{2 \cdot \Delta h_s}{u_2^2}$		$\psi = \frac{1}{\sigma^2 \delta^2}$
Laufzahl	$v = \frac{u}{\sqrt{2 \cdot \Delta h_s}}$	$v = \frac{1}{\sqrt{\psi}}$	
Durchflusszahl	$\varphi = \frac{\dot{V}}{u \cdot A}$		$\varphi = \frac{1}{\sigma \delta^3}$
Schluckzahl	$\mu = \frac{\dot{V}}{A \cdot \sqrt{2 \Delta h_s}}$	$\mu = \frac{\varphi}{\sqrt{\psi}}$	
Leistungszahl	$\lambda = \frac{L_i}{u_2^2}$		
Wirkungsgrad Kraftmaschine	$\eta = \frac{P}{\dot{m} \cdot \Delta h_s}$	$\eta = \frac{\lambda}{\varphi \cdot \psi}$	$\eta = \sigma^3 \delta^5 \lambda$
Wirkungsgrad Arbeitsmaschine	$\eta = \frac{\dot{m} \cdot \Delta h_s}{P}$	$\eta = \frac{\varphi \cdot \psi}{\lambda}$	$\eta = \frac{1}{\sigma^3 \delta^5 \lambda}$
Durchmesserzahl	$\delta = D \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt[4]{\frac{2 \cdot \Delta h_s}{\dot{V}^2}}$	$\delta = \frac{\psi^{1/4}}{\varphi^{1/2}}$	
Schnellläufigkeit	$\sigma = \frac{2n\sqrt{\pi \dot{V}}}{\left(2 \cdot \Delta h_s\right)^{3/4}}$	$\delta = \frac{\varphi^{1/2}}{\psi^{3/4}}$	

Für den Ausdruck $\varphi^{\frac{1}{2}} / \psi^{\frac{3}{4}}$ wird eine neue dimensionslose Kennzahl, die Schnellläufigkeit σ, eingeführt

$$\sigma = \frac{\varphi^{\frac{1}{2}}}{\psi^{\frac{3}{4}}} = n \frac{\sqrt{\dot{V}}}{\left(2 \Delta h_s\right)^{\frac{3}{4}}} 2 \cdot \sqrt{\pi}. \tag{1.30}$$

Die Schnellläufigkeit σ ist das Verhältnis des Volumenstroms zur zugeführten Energie. Sie sollte möglichst groß werden, um bei geringer Energiezufuhr möglichst viel Volumen durchzusetzen.

Durchmesserzahl δ

Ähnlich wie bei der Laufzahl erhält man hier durch Auflösen der Gl. 1.23 und Gl. 1.26 nach der Drehzahl n und Gleichsetzen der beiden Formeln die folgende Gleichung

$$\frac{\left(2\Delta h_s\right)^{\frac{1}{2}}}{\pi \cdot D \cdot \psi^{\frac{1}{2}}} = \frac{4 \cdot \dot{V}}{\pi^2 \cdot \varphi \cdot D^3}. \tag{1.31}$$

Durch Auflösen der Gl. 1.25 nach dem Durchmesser D ergibt sich folgende Schreibweise

$$D = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\dot{V}} \cdot \left(2 \cdot \Delta h_s\right)^{\frac{1}{4}} \cdot \frac{\psi^{\frac{1}{4}}}{\varphi^{\frac{1}{2}}}. \tag{1.32}$$

Für den Quotienten $\psi^{\frac{1}{4}} / \varphi^{\frac{1}{2}}$ wird die dimensionslose *Durchmesserzahl* δ gesetzt

$$\delta = \frac{\psi^{\frac{1}{4}}}{\varphi^{\frac{1}{2}}} = D \cdot \sqrt[4]{\frac{2\Delta h_s}{\dot{V}^2}} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{4}}. \tag{1.33}$$

Die Durchmesserzahl δ sollte ein Minimum anstreben, da bei geringer Energieumsetzung ein Maximum an Volumen gefördert werden soll.

Tab. 1.1 fasst die gebräuchlichsten Kennzahlen zusammen.

1.2.4 Aufwerteformeln

Die angegebenen Kennzahlen geben eine Aussage über die physikalische bzw. geometrische Ähnlichkeit zweier Ausführungen. Eine häufig noch interessierende Umrechnung ist die Abschätzung der Leistung bzw. des Wirkungsgrades zweier Maschinen, bzw. zweier Betriebszustände einer Maschine.

Anhand der geometrischen Ähnlichkeit lässt sich zeigen, dass sich das Verhältnis der spezifischen Stufenarbeiten proportional dem Quadrat der Längen- und der Drehzahlverhältnisse verhält

$$\frac{L_{i1}}{L_{i2}} = \left(\frac{l_1}{l_2}\right)^2 \cdot \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2. \tag{1.34}$$

Für das Verhältnis der Leistung gilt

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{l_1}{l_2}\right)^5 \cdot \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^3 . \tag{1.35}$$

Sowohl Gl. 1.34 als auch Gl. 1.35 wurden unter der Annahme hergeleitet, dass sich der innere Wirkungsgrad η_i und die Umlenkung nicht ändern. Dies gilt jedoch nur in erster Näherung. Die Wirkungsgradänderung, bedingt durch die Änderung der Maschinengröße, Drehzahl oder Viskosität des Fluides, wird mit Hilfe sogenannter Aufwerteformeln abgeschätzt. Von besonderer Bedeutung sind Aufwerteformeln für die Hochrechnung der Wirkungsgrade von Modellmaschinen auf die Originalausführung. Für alle Maschinenarten, Maschinengrößen und geometrischen Radformen gleichermaßen gültige Aufwerteformeln können nicht bestimmt werden. Bei der Aufwertung von in Modellversuchen ermittelten Wirkungsgraden muss deshalb die speziell anzuwendende Aufwerteformel zwischen dem Maschinenlieferer und dem Kunden abgestimmt werden.

Was den Größeneinfluss betrifft, so ist zu erwarten, dass bei Verdichtern und Turbinen zu kleinen korrigierten Durchsätzen hin, die für die geometrischen Abmessungen maßgebend sind, eine zunehmende Verschlechterung und Streuung der Wirkungsgrade eintritt. Dies hat eine Reihe von Ursachen, zu denen die folgenden gehören

- die Profilqualität der Schaufeln, d. h. die Fertigungstoleranzen in Relation zu den Profilabmessungen,
- die Größe der Radialspalte, die bei sehr kleinen Einheiten nicht mehr dem Durchmesser oder der Schaufelhöhe entsprechend reduziert werden kann,
- der allgemeine konstruktive Standard, z. B. im Sinne der Rauheiten und Störstellen der Gehäuse- und der unterbrochenen Nabenkontur.

Unabhängig von der Größe der Komponenten bestehen weitere Ursachen für die Streuung der analysierten Wirkungsgrade, insbesondere

- ist die Auswertung (Rückrechnung) von Wirkungsgraden aus Leistungsdaten generell mit Unsicherheiten belastet,
- bestehen, soweit Wirkungsgrade direkt gegeben sind, je nach Quelle Unterschiede in ihrer Definition,
- haben radiale Temperaturprofile Einfluss auf die Wirkungsgraddefinition,
- Komponenten-Arbeitspunkte, z. B. bei *MCR* oder *TO*, fallen nicht unbedingt mit den optimalen Wirkungsgraden der Komponenten zusammen, besonders bei Verdichtern, z. B. mit Rücksicht auf die Pumpgrenzenreserve,
- hat die Konstruktion Einfluss auf die Radialspalte, z. B. kompensierende Gehäuse, aktive Spaltkontrolle,
- bestehen Unsicherheiten in der Abschätzung des Re-Einflusses im Zusammenhang mit der Rauheit der Schaufeln,
- hat die Gestaltung der Leiträder mit oder ohne Innenringen Einfluss,

- besteht eine begrenzte Genauigkeit bei der Ermittlung von Abmessungen mit entsprechender Auswirkung auf die Bestimmung aerodynamischer und mechanischer Parameter.

Für die Abhängigkeit des polytropen Wirkungsgrades von M_{korr} lässt sich nach Grieb [3] eine der bekannten Re-Abhängigkeit entsprechende Tendenz

$$\frac{1-\eta_{pol}}{1-\eta^*_{pol}} = \left(\frac{M_{korr}}{M^*_{korr}}\right)^{-m} \tag{1.36}$$

beschreiben. Zur groben Klassifizierung bzw. Einordnung bestimmter Verdichter- und Turbinentypen wie z. B. einstufige ND-Verdichter (Fans) oder mehrstufige ND-Verdichter gibt Grieb [3] den von M_{korr} unabhängigen Parameter

$$\lambda = \left(\frac{\eta-\eta_{min}}{\eta_{max}-\eta_{min}}\right)_{pol} = \left(\frac{\eta-\eta_{min}}{\eta_{max}-\eta_{min}}\right)^*_{pol} \tag{1.37}$$

an und führt den ebenfalls von M_{korr} unabhängigen Streuungsparameter

$$\sigma = \left(\frac{\eta_{max}-\eta_{min}}{1-\bar{\eta}}\right)_{pol} = \left(\frac{\eta_{max}-\eta_{min}}{1-\bar{\eta}}\right)^*_{pol} \tag{1.38}$$

$$\text{mit } \bar{\eta}_{pol} = \frac{\eta_{pol,max}+\eta_{pol,min}}{2} \tag{1.39}$$

ein.

Insgesamt wurden [3] folgende Parameterwerte ermittelt

M^*_{korr} kg / s	70
η^*_{pol}	0,875 … 0,935
$\bar{\eta}^*_{pol}$	0,905
m	0,063
σ	0,63

Innerhalb des gesamten Bereiches $0 \leq \lambda < 1$ liegen die einzelnen Bauarten wie folgt:

Gesamter Verdichter	λ
Einstufige Fans	(nicht miteinbezogen)
Mehrstufige, milit. NDV	0,2 … 0,7
ND-Verdichter („Booster“)	0 … 1
MD-Verdichter von 3-Wellen-Triebwerken	0,1 … 0,7
Axialteile von Ax/R-Verdichtern	0,3 … 0,9
Radialverdichter	0,2 … 0,7

Gesamter Verdichter	λ
2. Stufe	
ND-Verdichter („Booster“)	0 … 1
MD-Verdichter von 3-Wellen-Triebwerken	0,1 … 0,7
Axialteile von Ax/R-Verdichtern	0,3 … 0,

Die relative Lage bzw. Zuordnung dieser Komponentenbauarten im Sinne des Parameters λ ist mit der Vorstellung über die dabei bestehenden technischen Probleme im Zusammenhang mit thermischen Dehnungen, Spalthaltungen u. a. durchaus in Einklang zu bringen.

Was die Abhängigkeit der Wirkungsgrade von der Reynolds-Zahl betrifft, so kann [3] im hydraulisch glatten Bereich auf die bekannte Beziehung

$$\frac{1-\eta_{\mathrm{pol}}}{1-\eta_{\mathrm{pol}}^{*}}=\left(\frac{\mathrm{Re}}{\mathrm{Re}^{*}}\right)^{-\mathrm{n}} \tag{1.40}$$

zurückgegriffen werden, wobei folgende Exponenten anzusetzen sind:

• Fan und ND-Verdichter:	n = 0,14,
• MD-Verdichter und „Booster-Stufen":	n = 0,12 … 0,14,
• axiale HD-Verdichter und Radialverdichter:	n = 0,10.

Wirkungsgrade von Verdichtern und Gebläsen, die letztendlich unter turbulenten Bedingungen betrieben werden, hängen stark von der Oberflächenrauheit ab. Somit ergibt sich eine Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl. Im Allgemeinen wird die Korrelation

$$\frac{1-\eta_{\mathrm{II}}}{1-\eta_{\mathrm{I}}}=a-\left[1-a\right]\cdot\left(\frac{\mathrm{Re_I}}{\mathrm{Re_{II}}}\right)^{\mathrm{n}} \tag{1.41}$$

herangezogen. Der Reibungskoeffizient a liegt typischerweise in der Größenordnung von 0–0,5 und ist unabhängig von der Reynolds-Zahl. Der Exponent n, der die Reynolds-Zahl-Abhängigkeit berücksichtigt, liegt in der Größenordnung von 0,16–0,5. Für die jeweilige Konfiguration müssen die Parameter a und n bestimmt werden, da keine allgemein gültigen Korrelationen angegeben werden können.

Der Koeffizient a wird oft ebenfalls abhängig von der Reynolds-Zahl angenommen, so dass Grieb [3] die Korrelation

$$\eta_{\mathrm{II}}-\eta_{\mathrm{I}}=k\cdot\left(f_{\mathrm{II}}-f_{\mathrm{I}}\right) \tag{1.42}$$

vorschlägt, wobei $k = f\,(b/D_2,\ \Delta h/u^2)$ ist, der jeweils experimentell bestimmt bzw. einer Korrelation entnommen werden kann, und f der Reibungskoeffizient der hydraulisch rauen Rohrströmung der gleichen äquivalenten Rohrrauheit ist, wie er dem Moody-Diagramm entnommen werden kann.

Die Charakteristiken von Turbomaschinen mit mehreren Stufen werden durch Überlagerung der Charakteristiken der Stufen gewonnen. Bei gleichen Umfangsgeschwindigkeiten

kann die Leistungszahl durch Addition berechnet werden. An sich ist es möglich, auch die Maschinencharakteristiken durch Einsetzen der entsprechenden Größen an der Maschine mit $\overline{\varphi}, \overline{\lambda}, \overline{\eta}$ zu beschreiben. Zur Unterscheidung von Stufencharakteristiken werden die Größen $\varphi, \lambda, \psi, \eta$ bei Anwendung für die gesamte Maschine überstrichen.

Da bei mehrstufigen Maschinen die Kompressibilität aber nicht mehr zu vernachlässigen ist, fallen die Linien verschiedener Drehzahlen nicht mehr zusammen, sie liegen jedoch unübersichtlich dicht beieinander. Es empfiehlt sich deshalb, die Charakteristiken nicht als Funktion von $\overline{\varphi}$ sondern von $\overline{\varphi} \cdot Ma_u^2$ aufzutragen, wobei $Ma_u = u/a$ die sogenannte Umfangs-Mach-Zahl, gebildet mit der Umfangsgeschwindigkeit u, ist.

1.3 Reduzierte Größen, Mach-Zahl-Ähnlichkeit

Da der Drehzahleinfluss im Allgemeinen nicht eliminiert werden kann, ist die Anwendung von Mach-Zahlen als Ähnlichkeitsparameter für Durchsatz und Drehzahl konsequenter. Damit kann eine ähnliche Darstellung der Kennlinien für kompressible Arbeitsmittel erreicht werden. Im Einzelnen wird folgende Normierung durchgeführt, wobei keine dimensionslosen Kennzahlen verwendet werden. Dimensionslos werden diese Kennzahlen durch die Normierung auf einen Referenzwert. Zugrunde gelegt werden die Bedingungen des idealen Gases.

Der Durchsatz wird durch eine Axial-Mach-Zahl

$$Ma_{ax} = \frac{c_{ax}}{a} \tag{1.43}$$

mit der Axialgeschwindigkeit

$$c_{ax} = \frac{\dot{m} RT}{p \cdot A} \tag{1.44}$$

und der Schallgeschwindigkeit

$$a = \sqrt{\kappa RT} \tag{1.45}$$

unter Annahme idealen Gases dargestellt. In den Gleichungen bedeuten $\dot{m}$ den Massendurchsatz und A die durchströmte Querschnittsfläche.

Aus Gl. 1.43 bis Gl. 1.45 ergibt sich

$$Ma_{ax} = \frac{\dot{m} RT}{p \cdot A\sqrt{\kappa RT}}. \tag{1.46}$$

Für R, κ, A konstant erhält man

$$Ma_{ax} \sim \dot{m}_{red} = \frac{\dot{m}\sqrt{T}}{p} \textbf{ reduzierten Massenstrom}. \tag{1.47}$$

R, κ, A konstant bedeutet, dass ein gleiches Arbeitsmittel in einem Temperaturbereich mit κ konstant und gleicher Durchtrittsfläche A vorausgesetzt wird. Durch Beziehen auf die Auslegungsdaten im Nennpunkt (Index N)

$$\dot{m}_{\mathrm{redN}} = \frac{\dot{m}_{\mathrm{N}}\sqrt{T_{\mathrm{N}}}}{p_{\mathrm{N}}} \tag{1.48}$$

erhält man den relativen Massenstrom

$$\mu^{*} = \frac{\dot{m}_{\mathrm{red}}}{\dot{m}_{\mathrm{redN}}}. \tag{1.49}$$

Die Drehzahl wird durch die Umfangs-Mach-Zahl

$$Ma_{\mathrm{u}} = \frac{u}{a} \tag{1.50}$$

ausgedrückt. Darin ist u die Umfangsgeschwindigkeit

$$u = r \cdot \omega = 2 \cdot \pi \cdot n \tag{1.51}$$

mit dem Radius r und der Winkelgeschwindigkeit ω. Es ergibt sich

$$Ma_{\mathrm{u}} = \frac{2 \cdot r \cdot \pi \cdot n}{60 \cdot \sqrt{\kappa R T}}. \tag{1.52}$$

Tab. 1.2 Zusammenstellung der aerodynamisch reduzierten Kenngrößen (Mach-Zahl-Ähnlichkeit)

Reduzierter Massenstrom	$\dot{m}_{\mathrm{red}} = \frac{\dot{m} \cdot \sqrt{T_{1\mathrm{tot}}}}{p_{1\mathrm{tot}}}$
Reduzierte Drehzahl	$n_{\mathrm{red}} = \frac{n}{\sqrt{T_{1\mathrm{tot}}}}$
Totaldruckverhältnis	$\pi_{\mathrm{t}} = \frac{p_{2\mathrm{tot}}}{p_{1\mathrm{tot}}}$
Reduzierte spezifische Arbeit	$\frac{H_{\mathrm{s}}}{T}$
Leistungskennwert	$\frac{P}{\sqrt{T_{1\mathrm{tot}}} \cdot p_{1\mathrm{tot}}}$
Reduzierte Strömungsgeschwindigkeit	$\frac{c}{\sqrt{T_{1\mathrm{tot}}}}$

Für r, R und κ konstant wird entsprechend

$$Ma_u \sim n_{red} = \frac{n}{\sqrt{T}} \textbf{ reduzierte Drehzahl}. \tag{1.53}$$

Durch Beziehen auf die Auslegungsdaten

$$n_{redN} = \frac{n_N}{\sqrt{T_N}} \tag{1.54}$$

erhält man die relative Drehzahl

$$\nu^* = \frac{n_{red}}{n_{redN}}. \tag{1.55}$$

Tab. 1.2 fasst die aerodynamisch reduzierten Kenngrößen zusammen.

1.4 Gasdynamische Funktionen

Bei kompressiblen Strömungen, wie sie in den thermischen Strömungsmaschinen immer auftreten, kann die Bernoulli-Gleichung als Energiegleichung bei $Ma > 0{,}3$ aufgrund der Kompressibilität nicht angewandt werden. Geht man von der Euler-Formulierung der stationären Energiegleichung aus,

$$c\frac{dc}{dx} = -\frac{1}{\rho}\frac{dp}{dx}, \tag{1.56}$$

und vernachlässigt die Gravitation, so ergibt die Integration über den Weg x für isentrope Bedingungen und ideales Gas die Beziehung

$$\frac{1}{2}c^2 + \frac{\kappa}{\kappa-1}\frac{p}{\rho} = \frac{1}{2}c^2 + \frac{a^2}{\kappa-1} = const. \tag{1.57}$$

mit dem Isentropenexponenten κ und der Schallgeschwindigkeit $a = \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T}$. Da der Ausdruck $\frac{\kappa}{\kappa-1}\frac{p}{\rho} = h$ die Enthalpie darstellt, ist ersichtlich, dass unter der Annahme der Isentropie ohne Arbeitszufuhr die Totalenthalpie konstant bleibt

$$h_{tot} = const. \tag{1.58}$$

Dies führt letztendlich dazu, alle totalen Größen einer verlustlosen Strömung als konstant zu betrachten. Damit können die einzelnen Zustandsgrößen der stationären, kompressiblen, verlustlosen Strömung einfach als Verhältnisse, die gasdynamischen Funktionen, angegeben werden. Das Temperaturverhältnis T_0/T ergibt sich in Abhängigkeit von der Mach-Zahl zu

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2, \tag{1.59}$$

das Dichteverhältnis ρ_0/ρ

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}. \tag{1.60}$$

Letztendlich ergibt sich auch das Druckverhältnis p_0/p aus der Isentropenbeziehung

$$\frac{p_0}{p} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} = \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}. \tag{1.61}$$

In Tab. 1.3 sind die wichtigsten gasdynamischen Beziehungen, einerseits bezogen auf die Zustandsänderung zwischen den Ebenen (1) und (2), andererseits auf den kritisch durchströmten Querschnitt, zusammengestellt.

1.5 Einfluss der Luftfeuchte

Die Luftfeuchte hat in etwa einen Einfluss von 0,5 % auf die spezifische Wärmekapazität und damit auch auf den Isentropenexponenten. Unter ISO-Bedingungen beträgt sie 60 %. Für genauere Leistungsrechnungen sollte die Abhängigkeit der Stoffwerte von der Luftfeuchte berücksichtigt werden, wie sie beispielsweise nach Baehr und Kabelac [4] oder mit REFPROP [5] berechnet werden kann. Zur Berechnung der Luftfeuchte sind die Totaltemperatur T_{01}, wie sie beispielsweise am Verdichtereintritt gemessen wird, und die Sättigungstemperatur T_{Sat}, wie sie über die Messung der Luftfeuchte bestimmt werden kann, erforderlich. Der Sättigungsdruck kann als Funktion der Sättigungstemperatur einem thermodynamischen Werk [4, 5] entnommen werden.

$$p_{vSat} = f\left(T_{Sat}\right) \tag{1.62}$$

Die absolute Luftfeuchte kann über die Gaskonstanten der Luft R_L und des Wasserdampfes R_D sowie dem Partialdruck des Wasserdampfes p_D bestimmt werden zu

$$X_{Sat} = \frac{R_L}{R_D} \cdot \left(\frac{p_D}{p_{01} - p_D}\right), \tag{1.63}$$

somit ergibt sich die relative Feuchte zu

$$\varphi_{rel} = c_{p,L} \cdot \left(T_{Sat} - T_{01}\right) + X \cdot \left(\frac{h_D - h_1}{h_{01} - h_1}\right). \tag{1.64}$$

Der Partialdruck des Wasserdampfes beträgt

Tab. 1.3 Gasdynamische Zustandsänderung bei isentroper Strömung durch einen adiabaten Strömungskanal

Zwischen den Strömungsebenen 1 und 2	Bezogen auf den kritischen Querschnitt
$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1+\frac{\kappa-1}{2}M_1^2}{1+\frac{\kappa-1}{2}M_2^2}$	$\frac{T}{T^*} = \frac{\kappa+1}{2\left(1+\frac{\kappa-1}{2}M^2\right)}$
$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{1+\frac{\kappa-1}{2}M_1^2}{1+\frac{\kappa-1}{2}M_2^2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$	$\frac{p}{p^*} = \left[\frac{\kappa+1}{2\left(1+\frac{\kappa-1}{2}\right)M^2}\right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$
$\frac{c_2}{c_1} = \frac{M_2}{M_1}\left(\frac{1+\frac{\kappa-1}{2}M_1^2}{1+\frac{\kappa-1}{2}M_2^2}\right)^{\frac{1}{2}}$	$\frac{c}{c^*} = M\left[\frac{\kappa+1}{2\left(1+\frac{\kappa-1}{2}\right)M^2}\right]^{\frac{1}{2}}$
$\frac{\mathrm{v}^2}{\mathrm{v}^1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{1+\frac{\kappa-1}{2}M_2^2}{1+\frac{\kappa-1}{2}M_1^2}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}$	$\frac{v}{v^*} = \frac{\rho^*}{\rho} = \left[\frac{2\left(1+\frac{\kappa-1}{2}\right)M^2}{\kappa+1}\right]^{\frac{1}{\kappa-1}}$
$\frac{A_2}{A_1} = \frac{M_1}{M_2}\left(\frac{1+\frac{\kappa-1}{2}M_2^2}{1+\frac{\kappa-1}{2}M_1^2}\right)^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}$	$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M}\left[\frac{2\left(1+\frac{\kappa-1}{2}\right)M^2}{\kappa+1}\right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}$

$$p_\mathrm{D} = \frac{X \cdot p_{01}}{\left(R_\mathrm{L} \diagup R_\mathrm{D}\right) + X}. \tag{1.65}$$

Die spezifische Wärmekapazität $c_{\mathrm{p,D}}$ ist ebenfalls eine Funktion des Partialdrucks des Wasserdampfes p_D und der Eintrittstemperatur T_{01}

$$c_{\mathrm{p,D}} = f\left(p_\mathrm{D}, T_{01}\right), \tag{1.66}$$

[4, 5]. Die spezifische Wärmekapazität der Mischung ergibt sich somit zu

$$c_{\mathrm{p,misch}} = \frac{c_{\mathrm{p,L}} + X \cdot c_{\mathrm{p,D}}}{1+X}. \tag{1.67}$$

Die spezielle Gaskonstante der Mischung ergibt sich zu

$$R_\mathrm{misch} = \frac{R_\mathrm{L} + \varphi_\mathrm{rel} \cdot R_\mathrm{D}}{1+\varphi_\mathrm{rel}}, \tag{1.68}$$

so dass der Isentropenexponent der Mischung berechnet werden kann

$$\kappa_{\text{misch}} = \frac{c_{\text{p,misch}}}{c_{\text{p,misch}} - R_{\text{misch}}}. \tag{1.69}$$

Bei 60 % relativer Luftfeuchte ergeben sich unter ISO-Bedingungen (15 °C und 1,013 bar) die spezifische Wärmekapazität $c_{\text{p,misch}}$ = 1,0117 kJ/kg K gegen $c_{\text{p,L}}$ = 1,0062 der trockenen Luft. Die spezifische Gaskonstante ergibt sich zu R_{misch} = 289,4 J/kg K, (R_{L} = 288,3 J/kg K) sowie der Isentropenexponent κ_{misch} = 1,4006 im Vergleich zur trockenen Luft mit κ_{L} = 1,4016. Die Werte unterscheiden sich somit um 0,5 % bei der Wärmekapazität, 0,4 % bei der Gaskonstanten und 0,07 % beim Isentropenexponenten. Dies ergäbe beispielsweise bei einem Druckverhältnis von 20 eine Temperaturabweichung von 0,15 % bei isentroper Verdichtung.

Literatur

1. Horlock JH (1958) Axial flow compressors: fluid mechanics and thermodynamics. Butterworths Scientific Publications, London
2. Dubbel H (1990) Taschenbuch für den Maschinenbau, 17. Aufl. Springer, Berlin
3. Grieb H (2004) Projektisierung von Turboflugtriebwerken. Birkhäuser, Basel
4. Baehr HD, Kabelac S (2012) Thermodynamik. Springer, Berlin
5. REFPROP, NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties Database (REFPROP): version 9.1, National Institute of Standards and Technology, Boulder, CO 80305-3328, (303) 497-7939

Grundlagen der Aerodynamik

2

Zur Berechnung der Hauptbetriebsdaten der Strömungsmaschinen werden die aus der Strömungsmechanik bekannten Bilanzen

- Kontinuitätsgleichung bzw. Massenerhaltung,
- Energieerhaltungsgleichung und
- Impulserhaltungs- bzw. Drallerhaltungssatz

angewandt.

2.1 Definition der Geschwindigkeiten

Zur Bilanzierung soll folgende Vereinbarung gelten. Die Bezugsebene 1 ist soweit möglich immer der Eintritt in das Laufrad; die weitere Nummerierung erfolgt in Strömungsrichtung. Um konsistente Gleichungen zu erhalten, wird das Vorzeichen entsprechend der in der Thermodynamik üblichen Konvention definiert. Die Zustandsänderung verläuft immer vom Zustand 1 zum Zustand 2, d. h. beispielsweise $h_{12} = \int_1^2 dh = h_2 - h_1$. Diese Schreibweise ergibt, dass die Energieänderung des Gases betrachtet wird. Eine Arbeitszufuhr im Verdichter ergibt ein positives Vorzeichen.

Im Folgenden wird schwerpunktmäßig die Axialmaschine dargestellt. Da eine Stufe einer Strömungsmaschine, bestehend aus Lauf- und Leitrad, aus ruhenden und rotierenden Bauteilen besteht, entsteht die Notwendigkeit, je nach dem interessierenden Phänomen, ein ruhendes bzw. ein rotierendes Koordinatensystem zu betrachten. So bedeuten:

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_2

$\vec{u}$	die Umfangsgeschwindigkeit, d. h. die Rotationsgeschwindigkeit des Laufrades

$$u = r \cdot \omega = D \cdot \pi \cdot n. \tag{2.1}$$

Die Umfangsgeschwindigkeit ist gleichzeitig identisch mit der Geschwindigkeit des Relativsystems. Hierbei bedeuten r den Radius, D den Durchmesser, n die Drehzahl sowie $\omega = 2 \cdot \pi \cdot n$ die Kreisfrequenz.

$\vec{c}$	die Absolutgeschwindigkeit der Strömung im ruhenden System
$\vec{w}$	die Relativgeschwindigkeit zur Strömung, sie tritt im rotierenden System auf. Das Fluid bewegt sich relativ zu der Beschaufelung mit der Geschwindigkeit $\vec{w}$.

Die Absolutgeschwindigkeit des Fluids $\vec{c}$ erhält man durch Vektoraddition der Umfangsgeschwindigkeit $\vec{u}$ mit der relativen Strömungsgeschwindigkeit $\vec{w}$

$$\vec{c} = \vec{u} + \vec{w}. \tag{2.2}$$

Das Vorzeichen ist jeweils in Strömungs- (axial und radial) und Umfangsrichtung positiv.

2.2 Die Kontinuitätsgleichung

Die Änderung der im System befindlichen Masse entspricht der Differenz zwischen ein- und austretendem Massenstrom (Abb. 2.1)

$$\frac{dm(\tau)}{d\tau} = \sum \dot{m}_{ein} - \sum \dot{m}_{aus}. \tag{2.3}$$

Bei stationärem Betrieb, der im Folgenden vor allem betrachtet wird, ist der zeitlich durch die Maschine strömende Massenstrom des Arbeitsmediums $\dot{m} = m / \tau$ konstant

$$\dot{m} = \rho \cdot \dot{V} = \rho \cdot c \cdot A = const. \tag{2.4}$$

A ist die senkrecht zur Geschwindigkeit c stehende, durchströmte Bezugsfläche.

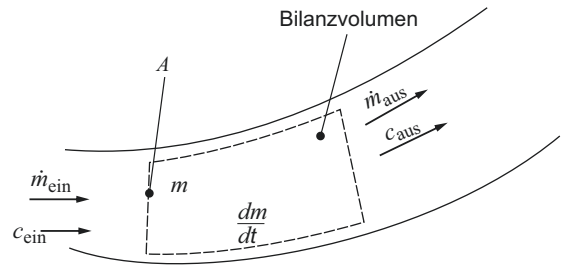


Abb. 2.1 Massenbilanz, Kontinuitätsgleichung

Bei inkompressiblen ($Ma < 0{,}3$), stationären Strömungen gilt aufgrund von $\rho = \text{const.}$

$$\dot{V} = c \cdot A = const. \text{inkompressible Strömungen.} \tag{2.5}$$

2.3 Energieerhaltung, spezifische Umfangsarbeit

Die umsetzbare technische Arbeit wird bei kompressiblen Gasen über den ersten Hauptsatz der Thermodynamik, d. h. über die Energieerhaltung bestimmt, ohne dass Vorgaben über die technische Realisierung gegeben werden. Die Geometrie der Strömungsführung, die diesen Umsatz ermöglicht, ergibt sich aus der Drallerhaltung bzw. dem Momentengleichgewicht.

2.3.1 Energieerhaltungssatz

Der 1. Hauptsatz der Thermodynamik, die Energiebilanz kompressibler Fluide bei offenen Systemen, lautet:

$$dH + dE_{\text{kin}} + dE_{\text{pot}} = \delta Q + \delta W_{\text{i}}. \tag{2.6}$$

Die zu- bzw. abgeführte Wärme Q und die zu- bzw. abgeführte innere Arbeit W_{i} wird im Fluid als Enthalpie H, als kinetische E_{kin} und als potenzielle Energie E_{pot} aufgenommen bzw. abgegeben.

Unter der Annahme, dass im Allgemeinen in idealen thermischen Turbomaschinen keine Wärme ausgetauscht wird: $\delta Q = 0$ und die Änderung der potenziellen Energie bei Gasen gegenüber den Änderungen der kinetischen Energie und der Enthalpie vernachlässigt werden kann,

$$dE_{\text{pot}} \ll dH + dE_{\text{kin}},$$

ergibt sich die Energiebilanz

$$dH + dE_{\text{kin}} = \delta W_{\text{i}} \tag{2.7}$$

bzw. bezogen auf die Masse, in spezifischen Größen:

$$dh + de_{\text{kin}} = dw_{\text{t}} \text{ ohne Verluste und Wärmetausch}\left(\text{isentrop}\right). \tag{2.8}$$

In Gl. 2.8 wurde die innere Arbeit $w_{\text{i}} = w_{\text{t}} + w_{\text{Diss}}$, die sich aus der technischen Arbeit w_{t} und den Verlusten w_{Diss} zusammensetzt, durch die technische Arbeit ersetzt, unter der Voraussetzung, dass als erstes der verlustlose adiabate, d. h. isentrope Verdichter berechnet werden soll. Die dissipativen Verluste werden in einem zweiten Schritt über die Wirkungsgrade bzw. über die Polytrope berücksichtigt. Weiterhin wird näherungsweise angenommen, das Fluid verhalte sich wie ein ideales Gas.

Genauere Rechnungen erfordern die Berücksichtigung des Arbeitsmediums als reales Gas, d. h. die Temperaturabhängigkeit, beispielsweise der Wärmekapazitäten, muss berücksichtigt werden. Die Lösung der Energiebilanz für reale Gase ist in der Regel in den Kreisprozessmodellen berücksichtigt.

Unter der Annahme, dass sich das Arbeitsmedium wie ein ideales Gas verhält, lassen sich analytisch einfache Beziehungen herleiten, die zur ersten Abschätzung verwendet werden können. Die Energiebilanz des verlustlosen, adiabaten (isentropen) Verdichters lautet somit unter stationären Bedingungen

$$h_{2s} - h_1 + \frac{1}{2}\left(c_{2s}^2 - c_1^2\right) = w_{t12s}. \tag{2.9}$$

Unter Berücksichtigung der Profilverluste bleibt die Totalenthalpie erhalten, jedoch muss für das gleiche Druckverhältnis mehr Arbeit aufgewandt werden

$$h_2 - h_1 + \frac{1}{2}\left(c_2^2 - c_1^2\right) = w_{t12} = L_u. \tag{2.10}$$

Die Arbeit wird dem Fluid am Rotor übertragen, weshalb sie unter Berücksichtigung der Profilverluste auch als Umfangsarbeit L_u bezeichnet wird. Im Allgemeinen wird die Enthalpiedifferenz h_{12} bei realen Gasen aus h, s-Diagrammen entnommen (Abb. 2.2). Ausgehend vom Zustand 1 (p_1, h_1, T_1) wird das Fluid isentrop (s = const.) auf den Zustand 2 (p_2, h_{2s}, T_{2s}) verdichtet.

Bei dieser Notierung geht man davon aus, dass durch die Verdichtung, als Ziel der Maschine, immer der Druck p_2 erreicht wird. Je nach den auftretenden Verlusten ist jedoch

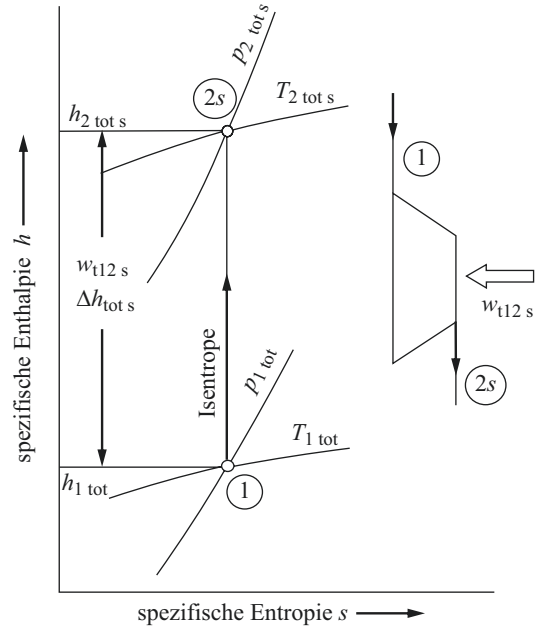


Abb. 2.2 h, s-Diagramm mit isentroper Verdichtung

eine unterschiedliche Umfangsarbeit aufzuwenden $L_u = h_2 - h_1 + 1/2 \cdot \left(c_2^2 - c_1^2\right)$, bzw. es werden unterschiedliche Temperaturen T_2 erreicht. Die isentrop erreichten Zustände werden deshalb mit dem zusätzlichen Index *s* (h_{2s}, T_{2s}) gekennzeichnet.

Die dem Fluid zugeführte Arbeit, bei thermischen Turbomaschinen als techn. Arbeit w_{t12} bezeichnet, berechnet sich aus der Enthalpiedifferenz nach Gl. 2.9 bzw. Gl. 2.10.

Oft werden zur Berücksichtigung der kinetischen Energie in der Energiegleichung die Beziehungen der inkompressiblen Fluide ($Ma < 0{,}3$) verwendet. Wie bei der Definition des Totaldruckes p_{tot}, der sich aus der Summe aus statischem Druck p_{stat} und dynamischem Druck $p = q = \rho/2 \cdot c^2$ zusammensetzt,

$$p_{tot} = p_{stat} + \rho/2 \cdot c^2, \tag{2.11}$$

wird bei der Beschreibung der thermischen Turbomaschinen auch die Enthalpie definiert: Die Totalenthalpie h_{tot} ergibt sich aus einem statischen Anteil *h* und einem dynamischen Anteil $1/2 \cdot c^2$

$$h_{tot} = h + 1/2 \cdot c^2. \tag{2.12}$$

Entsprechend lässt sich dann unter der Annahme des idealen Gases mit der kalorischen Zustandsgleichung der Enthalpie $h = c_p \cdot T$ auch eine Totaltemperatur T_{tot} definieren, die sich aus einem statischen Anteil *T* und einem dynamischen Anteil $1/(2 \cdot c_p) \cdot c^2$ zusammensetzt

$$T_{tot} = T + \frac{1}{2 \cdot c_p} \cdot c^2. \tag{2.13}$$

Bei den thermischen Strömungsmaschinen treten zum Teil erhebliche Geschwindigkeiten *c* bzw. *w* auf, so dass die dynamischen Anteile nicht vernachlässigt werden können. Maßgebend ist die jeweilige Geschwindigkeit relativ zur Kanalwand, d. h. *c* im Leit- bzw. *w* im Laufrad. Eine genaue Beschreibung der kompressiblen Strömung geht davon aus, dass die Totalgröße durch Energieübertragung aus einer reversiblen Verzögerung der kinetischen Energie entstanden ist und somit durch eine isentrope Zustandsänderung aus der statischen Größe zu berechnen ist.

Im Allgemeinen beschreiben die Zustandsgrößen der thermodynamischen Beziehungen Totalgrößen, da sie den Ruhezustand der Gase betrachten. Durch den Übergang in ein bewegtes Koordinatensystem bei der Einführung der statischen Größen muss jedoch die Bewegungsenergie separat in der Energiegleichung aufgenommen werden, so dass zwischen totalen und statischen Größen unterschieden werden muss. Ob die Änderung der kinetischen Energie gegenüber der Änderung der inneren Energie bzw. der Enthalpie vernachlässigt werden kann, ist in jedem Anwendungsfall zu prüfen. Die thermodynamische Definition der Totalgröße geht davon aus, dass die statische Größe isentrop durch quasi innere Arbeitszufuhr in der Größe der Änderung der kinetischen Energie in die Totalgröße

überführt wird. Das heißt, die Zustandsgrößen können mittels einer Isentrope berechnet werden, bei den Prozessgrößen ist die Änderung der kinetischen Energie zu berücksichtigen.

Um die Zusammenhänge auch analytisch zu diskutieren, kann mit guter Näherung davon ausgegangen werden, dass sich die Luft wie ein ideales Gas mit der Zustandsgleichung $p = \rho \cdot R \cdot T$ verhält. Es gilt somit für die isentrope Verdichtung

$$h_{2s} - h_1 = c_p \cdot \left(T_{2s} - T_1\right), \tag{2.14}$$

$$T_{2s} = T_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}. \tag{2.15}$$

Falls Luft als ideales Gas berechnet werden soll, wird die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität oft durch eine mittlere Wärmekapazität berücksichtigt. In diesem Fall muss der Isentropenexponent unbedingt angepasst werden, so dass der 1. Hauptsatz der Thermodynamik erfüllt ist; dies erfordert die Erfüllung der Gleichung

$$\overline{\kappa} = \frac{\overline{c}_p\left(T\right)}{\overline{c}_v\left(T\right)} = \frac{\overline{c}_p\left(T\right)}{\overline{c}_p\left(T\right) - R}, \tag{2.16}$$

da sonst große Fehler entstehen. Der Fehler, der unter Verwendung von Mittelwerten entsteht, die obige Gleichung erfüllen, bleibt tolerierbar.

Die dem Fluid verlustfrei zugeführte Enthalpie, d. h. die isentrope technische Arbeit w_{t12s} lässt sich somit berechnen zu

$$h_{2tots} - h_{1tot} = c_p \cdot T_{1tot} \cdot \left[\left(\frac{p_{2tot}}{p_{1tot}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1\right] = w_{t12s}. \tag{2.17}$$

Bei der Berechnung der Zustandsänderung von Zustandsgrößen können die aus der Thermodynamik bereitgestellten Beziehungen sowohl für statische als auch für totale Größen verwandt werden. Wichtig ist lediglich, dass für den zu beschreibenden Zustand konsequent statische oder totale Größen eingesetzt werden. Erst die Zuordnung zur techn. Arbeit oder zur Umfangsarbeit legt den Bezug zu den Totalgrößen fest, da w_t bzw. L_u auf die totalen Zustandsbedingungen definiert sind.

2.3.2 Definition des Wirkungsgrades

Die auftretenden Verluste können über einen Wirkungsgrad berücksichtigt werden. Der Gesamtwirkungsgrad einer Arbeitsmaschine (Verdichter) ist definiert als

$$\eta = \frac{\text{Leistungsaufnahme der verlustlosen Maschine}}{\text{Leistungsaufnahme der Welle}}. \tag{2.18}$$

Der Gesamtwirkungsgrad berücksichtigt alle mechanischen Verluste, die Strömungsverluste und die Leckageverluste. Er lässt sich durch die Teilwirkungsgrade ausdrücken

$$\eta = \eta_x \cdot \eta_l \cdot \eta_m \tag{2.19}$$

mit dem Wirkungsgrad η_x zur Berücksichtigung der Strömungs- und inneren Reibungsverluste, für den je nach Anwendungsfall unterschiedlichste Definitionen zugrunde liegen (z. B. η_s, η_p, η_i, η_u), die an entsprechender Stelle noch definiert werden. Dem volumetrischen Wirkungsgrad η_l, der oft auch als innerer Gesamtwirkungsgrad η_{ig} bezeichnet wird, zur Berücksichtigung der Spaltverluste und dem mechanischen Wirkungsgrad η_m zur Berücksichtigung der Lagerreibung, der Reibung der Dichtelemente, der Hilfsaggregate u. a.

Bei den thermischen Turbomaschinen lässt sich der Wirkungsgrad η_x als Wirkungsgrad η mithilfe der Enthalpie ausdrücken

$$\eta = \frac{\Delta h_{\text{tot s}}}{w_{12\text{Verdichtung}}} \textit{Wirkungsgrad des Verdichters.} \tag{2.20}$$

Die tatsächlich benötigte Verdichterarbeit $w_{12\ \text{Verdichtung}}$ wird je nach Definition unterschiedlich berechnet. Beim isentropen Wirkungsgrad wird davon ausgegangen, dass die Arbeitszufuhr entsprechend einer Polytropen erfolgt

$$\eta_s = \frac{\Delta h_{\text{tot s}}}{w_{t12}} \textit{isentroper Wirkungsgrad des Verdichters.} \tag{2.21}$$

Alternativ zum isentropen Wirkungsgrad wird gelegentlich der polytrope Wirkungsgrad η_p verwendet. Der polytrope Wirkungsgrad η_p wird definiert [1, 2], indem sich auf die real zugeführte Arbeit $w_{12\ \text{real}}$ bezogen wird

$$\eta_p = \frac{h_{2\text{tot s}} - h_{1\text{tot}}}{w_{12\text{Verdichtung}}} = \frac{h_{2\text{tot s}} - h_{1\text{tot}}}{w_{12\text{real}}}. \tag{2.22}$$

Der Unterschied der beiden Wirkungsgrade (Gl. 2.20, 2.22) liegt darin, dass bei der Definition des isentropen Wirkungsgrades der Verlauf der verlustbehafteten Verdichtung als Polytrope angenommen wird, während beim polytropen Wirkungsgrad der korrekte gemessene Verlauf berücksichtigt wird. Da die technische Arbeit eine Prozessgröße darstellt, unterscheidet sich die polytrop zugeführte Arbeit in der Regel von der real zugeführten.

In der Realität wird die verlustbehaftete Verdichtung einen von dem polytropen abweichenden Verlauf aufweisen. Die real geleistete Arbeit $w_{12\ \text{real}}$ muss durch entsprechende Integration des tatsächlichen Verlaufes bestimmt werden

$$w_{12\text{real}} = \int_1^2 \frac{1}{\rho_{\text{tot}}\left(T_{\text{tot}}, p_{\text{tot}}\right)} \cdot dp \textit{ beim polytropen Wirkungsgrad.} \tag{2.23}$$

Ist der Polytropenexponent aus dem Experiment bekannt, ergibt sich bei adiabater Verdichtung für den polytropen Wirkungsgrad einer Verdichterstufe [1, 2]

$$\eta_{\mathrm{p}} = \frac{\frac{n}{n-1}}{\frac{\kappa}{\kappa-1}}. \tag{2.24}$$

Gl. 2.24 gilt nur näherungsweise für kleine Druckverhältnisse, wenn die Temperaturänderung vernachlässigt werden kann. Sie darf jedoch nicht für die Berechnung des gesamten Verdichters angewandt werden.

Außer den hier erwähnten Wirkungsgraden sind in der Literatur je nach Anwendungsfall verschiedentlich noch andere Definitionen zu finden. Bei der Übernahme von Literaturwerten ist es unbedingt erforderlich, die jeweilige Definition zu beachten [1, 2]. Für das weitere Vorgehen werden die Wirkungsgrade noch einmal speziell bei der Theorie der Stufe behandelt.

2.3.3 Thermodynamische Zustandsänderung

Der Zustand 2 kann sowohl isentrop, d. h. ohne Verluste und ohne Wärmeaustausch, erreicht werden, Abb. 2.2 bzw. Punkt 2s in Abb. 2.3 oder unter Berücksichtigung der auftretenden Verluste im Punkt 2.

Im Diagramm (Abb. 2.3) ist die isentrope technische Arbeit w_{t12s} entsprechend ihrer Definition als Strecke zwischen 1_2s abzulesen; die verlustbehaftete Verdichtung hingegen endet, mit dem gleichen Druck p_2 im Zustand 2. Oft führt man zur einfacheren analytischen Behandlung einen näherungsweisen Verlauf von Zustand 1 nach Zustand 2 als Polytrope ein. Um jedoch diesen Druck zu erreichen, muss mehr Arbeit L_{u}, w_{t12} zugeführt werden, ablesbar an der Enthalpiedifferenz $\Delta h_{\mathrm{tot}} > \Delta h_{\mathrm{tots}}$. Die zusätzlich aufgebrachte Arbeit zeigt sich in der höheren Temperatur T_{2tot} gegenüber der Temperatur T_{2tots}. Entsprechend dem 2. Hauptsatz der Thermodynamik, bleibt bei der reversiblen Zustandsänderung (Isentrope) die Entropie konstant, während sie bei der irreversiblen Zustandsänderung (Polytrope) ansteigt.

Die polytrop zuzuführende Arbeit berechnet sich zu

$$w_{\mathrm{t12}} = \frac{n}{n-1} \cdot \frac{p_{\mathrm{1tot}}}{\rho_{\mathrm{1tot}}} \cdot \left[\left(\frac{p_{\mathrm{2tot}}}{p_{\mathrm{1tot}}} \right)^{\frac{\mathrm{n}-1}{\mathrm{n}}} - 1 \right] \tag{2.25}$$

bzw.

$$w_{\mathrm{t12}} = c_{\mathrm{p}} \cdot T_{\mathrm{1tot}} \left[\frac{1}{\eta_{\mathrm{s}}} \left(\frac{p_{\mathrm{2tot}}}{p_{\mathrm{1tot}}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]. \tag{2.26}$$

In der Regel wird der Index p weggelassen. Die polytrop zuzuführende Arbeit ist um den Faktor

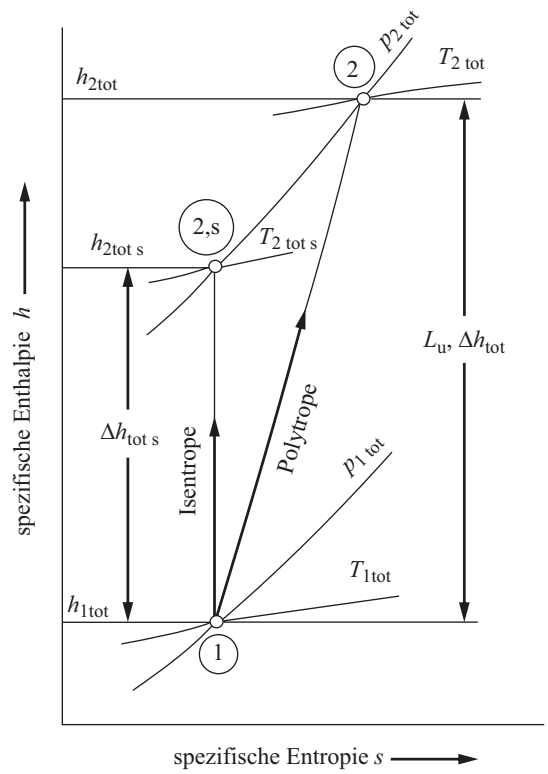


Abb. 2.3 h, s-Diagramm des Verdichters

$n/\kappa(\kappa-1)/(n-1)$ größer als die isentrop zuzuführende Arbeit (Gl. 2.17), wobei $(1 < n < \kappa)$ ist. Hierbei wird mehr oder weniger willkürlich angenommen, dass der physikalische Verlauf vom Zustand 1 auf den Zustand 2 dem Verlauf einer Exponentialfunktion mit dem konstanten Exponenten n folgt.

Zur Darstellung des Prozesses im h, s- bzw. T, s-Diagramm lässt sich die Entropieänderung nach

$$s_{12} = 0 \textit{bei isentroper Verdichtung bzw. Entspannung, bzw.} \tag{2.27}$$

$$s_{12} = c_v \cdot \frac{\kappa - n}{n-1} \cdot \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) \textit{bei polytroper Verdichtung und Entspannung} \tag{2.28}$$

berechnen, wie sich leicht zeigen lässt. Die polytrope Zustandsänderung berechnet sich zu

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v^2}{v^1}\right)^{n-1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \tag{2.29}$$

Auch hier gilt der vorherige Hinweis. Je nachdem, ob die zu berechnenden Zustände von den statischen oder totalen Größen ausgehen, sind die entsprechenden Größen konsequent einzusetzen.

Der Polytropenexponent n kann letztendlich nur experimentell bestimmt werden. Sind die Anfangs- und Endzustände bekannt, so berechnet sich n durch logarithmieren der polytropen Zustandsänderung zu

$$n = \frac{\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right)}{\ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right) - \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right)}. \tag{2.30}$$

2.4 Energieumsatz im Laufrad, der Drallerhaltungssatz

Die Energieumsetzung findet im Laufrad statt. Die Kraftwirkungen beruhen einerseits auf der Umlenkung der Strömung und andererseits auf der Beschleunigung bzw. Verzögerung des Fluids durch die Gestaltung der Strömungsquerschnitte.

Der Energieumsatz der idealisierten Strömung im Laufrad einer Strömungsmaschine wird nach der von Leonhard Euler 1754 aufgestellten allgemeinen Strömungsmaschinen-Hauptgleichung berechnet.

Ausgehend vom Drallerhaltungssatz lässt sich bei Kenntnis der Geschwindigkeiten $\vec{u}$, $\vec{c}$ und $\vec{w}$ die Umfangsarbeit L_u unter stationären Bedingungen berechnen

$$M = \dot{m}\left(c_{u2} \cdot r_2 - c_{u1} \cdot r_1\right). \tag{2.31}$$

Hierbei sind c_{u1} bzw. c_{u2} die Umfangskomponenten der Absolutgeschwindigkeit

$$\vec{c} = \begin{pmatrix} c_u \\ c_r \\ c_z \end{pmatrix} \tag{2.32}$$

am Laufradein- (Index 1) bzw. -austritt (Index 2).

Die über die Beschaufelung der Welle an das Laufrad abgegebene (Umfangs-)Leistung P_u beträgt:

$$P_u = M \cdot \omega. \tag{2.33}$$

Andererseits ergibt sich die theoretische Laufradleistung aus dem Energieumsatz

$$P_u = \dot{m} \cdot L_u. \tag{2.34}$$

Unter der spez. Umfangsarbeit L_u versteht man, wie bereits erwähnt, die Arbeit, die auf das Fluid übertragen wurde, unter Berücksichtigung der Profilverluste.

Durch Gleichsetzen der Gl. 2.33 mit Gl. 2.34 erhält man

$$M \cdot \omega = \dot{m} \cdot L_u. \tag{2.35}$$

Das Moment M lässt sich mit Gl. 2.31 ausdrücken. Somit ergibt sich

$$\dot{m} \cdot \left(c_{u2} \cdot r_2 - c_{u1} \cdot r_1 \right) \cdot \omega = \dot{m} \cdot L_u \tag{2.36}$$

bzw. durch den Massenstrom$\dot{m}$ dividiert

$$L_u = \left(c_{u2} \cdot r_2 - c_{u1} \cdot r_1 \right) \cdot \omega. \tag{2.37}$$

Unter Berücksichtigung, dass $r \cdot \omega = u$ ist, erhält man letztendlich die Euler'sche Strömungsmaschinen- Hauptgleichung

$$L_u = \left(c_{u2} \cdot u_2 - c_{u1} \cdot u_1 \right). \tag{2.38}$$

Für eine drallfreie Anströmung $c_{u1} = 0$ vereinfacht sich die Gleichung des Verdichters zu

$$L_u = c_{u2} \cdot u_2. \tag{2.39}$$

Hierbei ist ersichtlich, dass die Arbeitszufuhr durch Hinzufügen einer Umfangskomponente c_u erfolgt. c_{u2} muss in Umfangsrichtung erfolgen, da sonst keine Arbeit zugeführt, sondern entnommen wird (negatives Vorzeichen).

Da bei Axialmaschinen in erster Näherung der mittlere Radius am Ein- und am Austritt identisch ist, verläuft die Strömung im Mittelschnitt auf einem Zylinder. So sind auch die Umfangsgeschwindigkeiten gleich $u_1 = u_2 = u$. Somit lautet die Euler'sche Strömungsmaschinen-Hauptgleichung für axiale Verdichter

$$L_u = \left(c_{u2} - c_{u1} \right) \cdot u \text{ axiale Maschinen} \tag{2.40}$$

bzw. bei drallfreier Anströmung

$$L_u = c_{u2} \cdot u \text{ axiale Verdichter.} \tag{2.41}$$

Zur Auswertung der Euler'schen Strömungsmaschinen-Hauptgleichung Gl. 2.38 ist die Kenntnis der Geschwindigkeiten erforderlich. Die Anordnung der Geschwindigkeitsvektoren am Eintritt des Laufrads und an dessen Austritt ist aus Abb. 2.4 ersichtlich.

Eine Darstellung der Geschwindigkeitspläne mit der im weiteren verwendeten Definition der Winkel, aus der die Funktionsweise der Arbeitsmaschine besser ersichtlich ist,

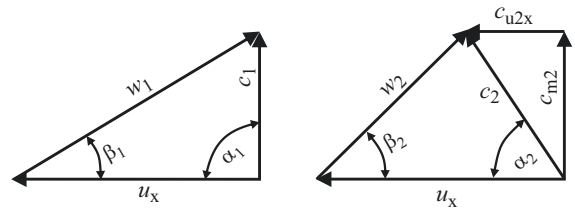


Abb. 2.4 Geschwindigkeitspläne der Arbeitsmaschinen (Pumpe, Verdichter) bei drallfreier Anströmung; 1 Laufradeintritt, 2 Laufradaustritt

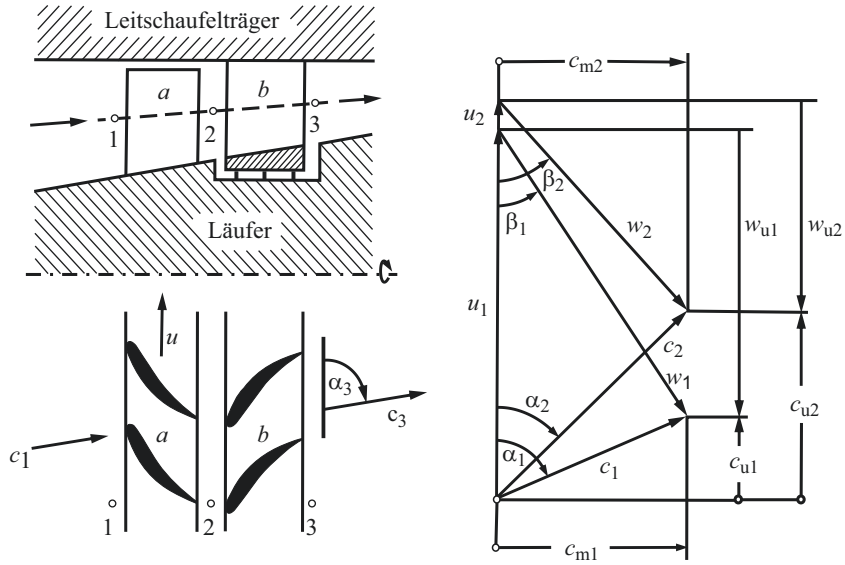


Abb. 2.5 Arbeitsschema einer Axialverdichterstufe; Definition der Richtungen und Winkel der Geschwindigkeitsvektoren des Verdichters

stellt die Abb. 2.5 dar. Die Definition der Winkel ist so gewählt, dass sich in der Regel Innenwinkel ergeben.

Von der absoluten Anströmgeschwindigkeit $\vec{c}_1$ wird die Umfangsgeschwindigkeit $\vec{u}_1$ abgezogen, und es entsteht die hohe Relativgeschwindigkeit $\vec{w}_1 = \vec{c}_1 - \vec{u}_1$. Nach einer geringen Umlenkung in der Laufradbeschaufelung in die axiale Richtung verlässt das Fluid das Laufrad mit der Absolutgeschwindigkeit $c_2 > c_1$, da c_2 stärker in Umfangsrichtung geneigt ist als c_1.

Die Umfangsgeschwindigkeiten u_x sind im Allgemeinen abhängig vom jeweiligen Radius r_x

$$u_x = r_x \cdot \omega. \tag{2.42}$$

Da im Folgenden ausschließlich Axialmaschinen mit konstantem mittleren Radius behandelt werden, wird der Index x im Weiteren nicht mehr ausgeschrieben.

Die absolute Strömungsgeschwindigkeit $\vec{c}$ setzt sich aus einer Umfangskomponente c_u und einer Komponente, die senkrecht zur durchströmten Fläche steht, der sogenannten Meridiangeschwindigkeit c_m, zusammen.

Der Begriff der Meridiankomponente c_m, w_m ist gegen den Begriff der Axialkomponente c_a, w_a bzw. c_z, w_z vorzuziehen, da er allgemeiner auch bei Radialmaschinen und bei Flächen, die nicht senkrecht zur Achse stehen, verwendet werden kann. Man versteht darunter die Geschwindigkeit in der Schnittebene durch die Achse, aufgespannt durch den Radius und die Achse, d. h. die in Hauptströmungsrichtung durchströmte Fläche, wie sie im Axialschnitt als Kanalhöhe sichtbar ist.

Die Meridiangeschwindigkeit c_m errechnet sich nach der Kontinuitätsgleichung zu

$$c_{m1} = \frac{\dot{V}_1}{A_1} \cdot k_1 \; am \; Laufradeintritt \tag{2.43}$$

bzw.

$$c_{m2} = \frac{\dot{V}_2}{A_2} \cdot k_2 \; am \; Laufradaustritt. \tag{2.44}$$

Es bedeuten:

k_1, k_2	Faktoren zur Berücksichtigung der Schaufeldicke
- Axialgitter: $k_1, k_2 = 1$ aufgrund der scharfen Hinterkante	
- Radialgitter: $k_1, k_2 > 1$ ($\approx 1{,}1 - 1{,}2$)	
A_1, A_2	durchströmte Fläche
$\dot{V}_1, \dot{V}_2$	Volumenstrom

Im Verzögerungsgitter des Verdichters wird die durch das Laufrad aufgeprägte starke Umfangskomponente abgebaut (Abb. 2.6). Das Fluid strömt möglichst axial ab. Die Verzögerung findet hauptsächlich im Leitrad des Verdichters, das hinter dem Laufrad angebracht ist, zur Umwandlung der kinetischen Energie in Druckenergie statt.

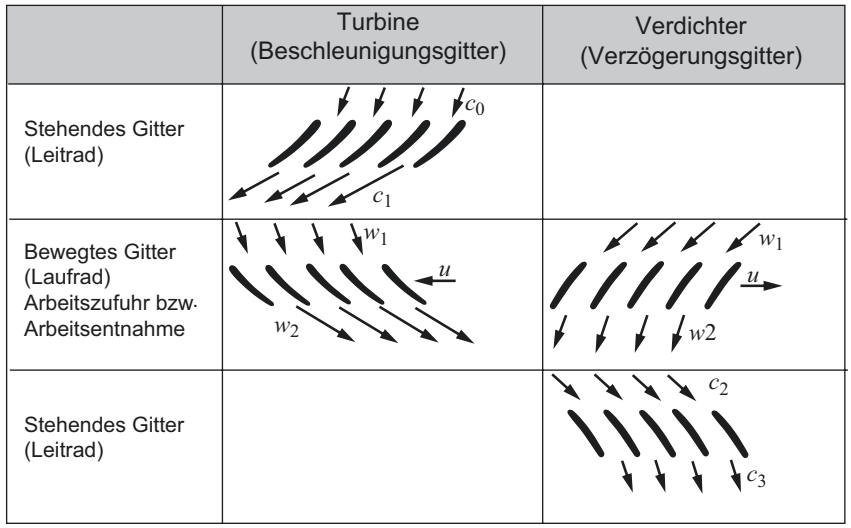


Abb. 2.6 Einteilung der Axialgitter in Verzögerungsgitter der Verdichter bzw. Beschleunigungsgitter der Turbinen

Im Beschleunigungsgitter der Turbine hingegen wird das nahezu axial anströmende Fluid in Umfangsrichtung umgelenkt und damit beschleunigt. Dies geschieht sowohl im Leitrad als auch im Laufrad der Turbine zur Erhöhung des Impulses.

2.5 Betriebskennlinien

Das Verhalten einer Turbomaschine wird anhand der Betriebskennlinie beschrieben, die in der Regel die Abhängigkeit des Druckgefälles vom Durchsatz bei unterschiedlichen Drehzahlen darstellt und zusätzlich eine Information zum Wirkungsgrad enthält. Um eine allgemeingültige Aussage zu erhalten, werden die Kennfelder über Kenngrößen aufgetragen, die auf der Mach-Zahl-Ähnlichkeit beruhen.

2.5.1 Die Verdichterkennlinie

Die Betriebskennlinie eines Verdichters erhält man, indem der Verdichterdurchsatz anhand einer Drossel bei konstanter Drehzahl variiert wird. Ist die Drossel vollständig geöffnet, ist der Gegendruck niedrig und der Durchsatz am höchsten. Bei kompressiblen Fluiden ist dieser Punkt unter einer leichten Druckerhöhung erreichbar (Abb. 2.7). Der engste Querschnitt des Verdichters drosselt in diesem Fall, so dass sich bei höchstem Durchsatz trotz geöffneter Drossel bereits ein geringer Gegendruck einstellt. Wird die Drossel geschlossen, so erhöht sich der Gegendruck, einhergehend mit einer Verringerung des Durchsatzes. Ab einem bestimmten Druckverhältnis wird aufgrund der Dichtezunahme des Fluids die

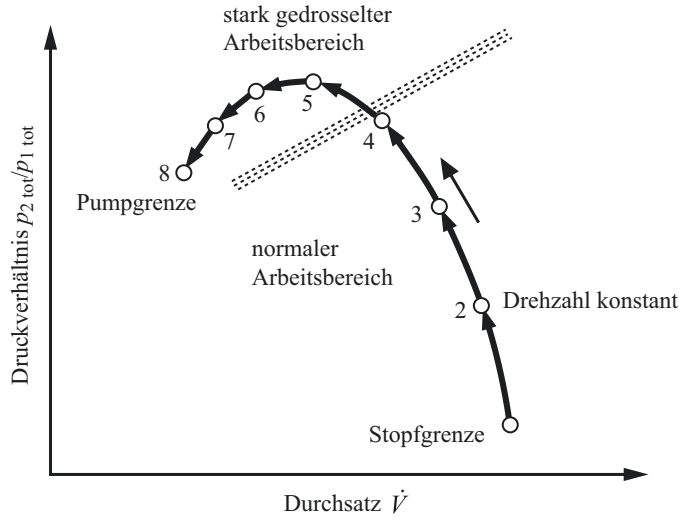


Abb. 2.7 Kennlinie eines Verdichters; Ebene 1 Verdichtereintritt, 2 Verdichteraustritt

Beschaufelung derart stark fehl angeströmt, dass die Strömung abreißt. Man bezeichnet dieses Abreißen als Verdichterpumpen, wenn die Strömung am gesamten Umfang abreißt, bzw. als rotierendes Abreißen, wenn lediglich wenige Schaufelpakete betroffen sind. Die Verdichterkennlinie besitzt demnach zwei Grenzen, das Stopfen bzw. Sperren bei niedrigem Gegendruck, sowie das Pumpen bei hohem Gegendruck. Die Kennlinie wird in der Regel gemessen, da es schwierig ist, alle benötigten Verluste korrekt zu erfassen. Allerdings kann eine numerisch berechnete Kennlinie durchaus zufriedenstellende Ergebnisse liefern, insbesondere wenn die Ergebnisse von bekannten Verdichtern extrapoliert werden. Im Allgemeinen wird das Druckverhältnis $\pi = p_{02}/p_{01}$ und der isentrope Wirkungsgrad η_s gegen den reduzierten Massenstrom $M_{red} = \dot{m} \cdot \sqrt{T_{01}}/p_{01}$ mit der reduzierten Drehzahl $n_{red} = n/\sqrt{T_{01}}$ als Scharparameter aufgetragen.

Das typische Kennfeld eines Axialverdichters bei einer konstanten reduzierten Drehzahl n_{red} ist in Abb. 2.8 dargestellt. Wie bereits angesprochen, bestimmen zwei physikalische Phänomene die Grenzen der Verdichterkennlinie (*4*). Der maximale Massenstrom wird durch das Sperren bei Erreichen der Schallgeschwindigkeit im engsten Querschnitt begrenzt (chocked flow conditions). An der Grenze des minimalen Durchsatzes wird der Verdichter instabil und die Strömung löst aufgrund starker Fehlanströmung ab (Pumpen, rotierendes Ablösen), so dass der Druckaufbau zusammenbricht. Die Verdichterkennlinie (*4*) läuft somit von der Pumpgrenze (*P*) ausgehend über den Maximalpunkt (*M*) zum Arbeitspunkt (*A*), um dann bei weiterer Erhöhung des Durchsatzes steil abzufallen. Meist liegt die Pumpgrenze (*P*) bei niedrigeren Durchsätzen als der Maximalpunkt. Aus Wirkungsgradgründen wird der Betriebspunkt (*A*) möglichst nahe an den Maximalpunkt gelegt. Er kann so in der Nähe der Pumpgrenze zu liegen kommen. Der stabile Betriebsbereich des Axialkompressors ist aufgrund der steilen Kennlinie sehr eingeschränkt. Sollen

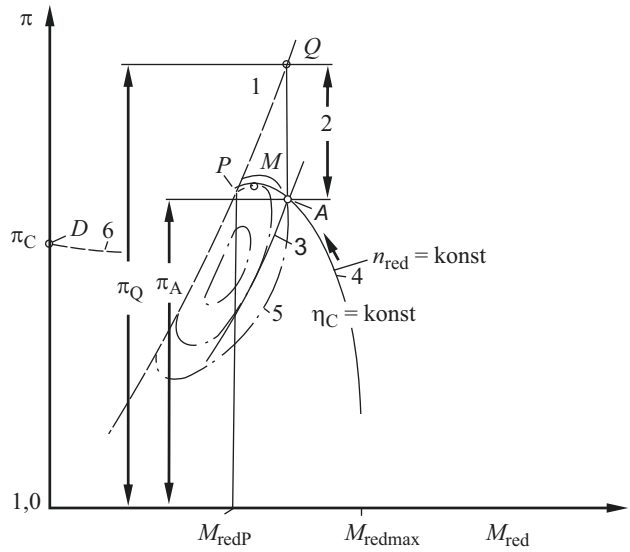


Abb. 2.8 Kennfeld eines Axialverdichters; 1 Pumpgrenze, 2 Pumpgrenzenabstand, 3 Betriebslinie (Turbinenkennlinie), 4 Linie konstanter Drehzahl, 5 Linie konstanten Wirkungsgrades, 6 instabiler Bereich, A Auslegungspunkt des Triebwerks, M Punkt höchsten Druckverhältnisses, P Pumpen, D abgelöste Strömung

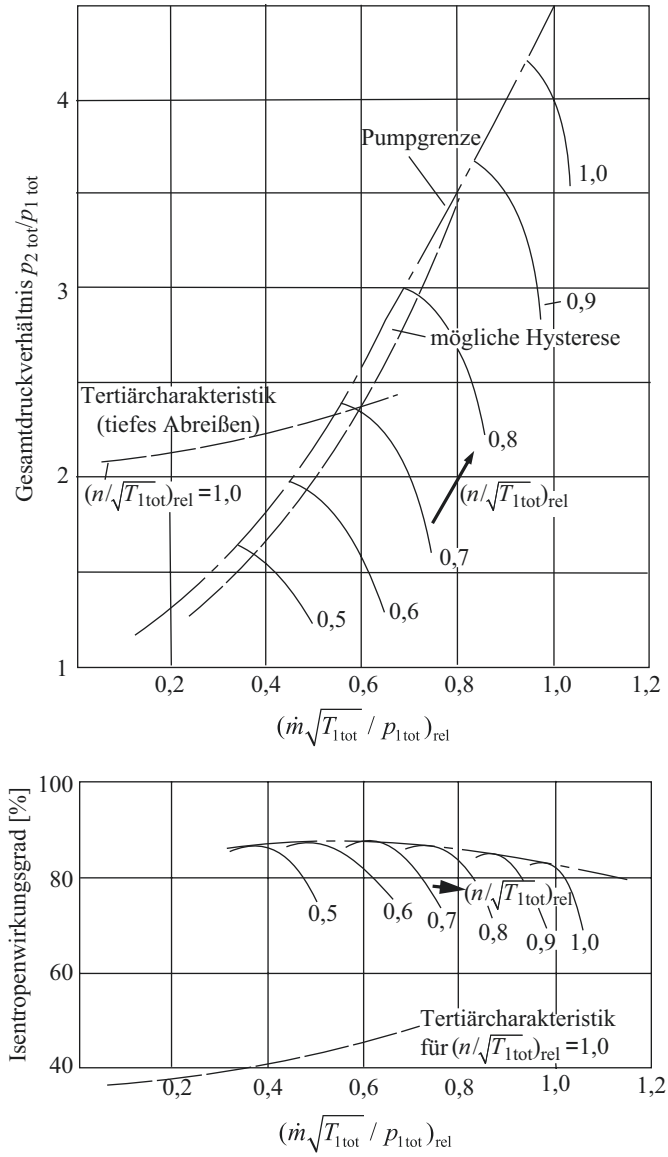


Abb. 2.9 Kennfeld eines mehrstufigen Axialverdichters

Instabilitäten vermieden werden, müssen die Komponenten einer Anlage (z. B. Gasturbine) im gesamten Betriebsbereich sorgfältig abgestimmt werden. Der Arbeitspunkt (*A*) ergibt sich im Schnittpunkt mit der Turbinencharakteristik (*3*) (Verbraucherkennlinie). Ein vollständiges Kennfeld beinhaltet die Verläufe unterschiedlicher Drehzahlen (Abb. 2.9) und des dazugehörigen Wirkungsgrades.

2.5.2 Verhalten bei Off-Design

Zum Verständnis des Verhaltens eines Axialkompressors außerhalb des Auslegungspunktes muss berücksichtigt werden, dass er aus mehreren Stufen besteht. Das Verhalten der einzelnen Stufe ist bei entsprechend niedrigem Druckverhältnis ähnlich dem des gesamten Kompressors. Der Durchsatz ist limitiert durch den engsten Querschnitt und durch die Zustände des Fluids der einzelnen Stufen. Bei der Auslegung des Meridiankanal-Querschnittes des Verdichters wurde davon ausgegangen, dass er dem Druckaufbau der einzelnen Stufen im Auslegungspunkt gerecht wird. Der durchströmte Querschnitt wird für die Auslegungsbedingungen festgelegt, so dass die Axialkomponente der Absolutgeschwindigkeit c_m der Stufen in etwa konstant bleibt. Das Anfahr- und Lastwechselverhalten durch Drehzahländerungen eines mehrstufigen Verdichters wird im Folgenden näher erläutert.

Bei niedrigerer Drehzahl ist der Druckaufbau im Vergleich zur Auslegung deutlich geringer. Damit wäre der Volumenstrom aufgrund der niedrigeren Dichte insbesondere in den hinteren Stufen deutlich höher. Beim Durchfahren des Betriebsbereiches durch die Erhöhung der Drehzahl, z. B. beim Anfahren (Abb. 2.10), wandert somit der limitierende Querschnitt von der letzten Stufe des Verdichters zur ersten.

- Eine niedrige Drehzahl (Punkt *C*) bewirkt eine geringere Verdichtung bei tieferen Austrittstemperaturen, d. h. die Dichte des Fluids ist insbesondere in den hinteren Stufen weit geringer als im Design (Punkt *A*). Diese geringere Dichte erhöht die Durchflussgeschwindigkeit in den hinteren Stufen. Der Durchsatz wird somit bei niederen Drehzahlen durch die hinteren Stufen festgelegt (Abb. 2.10). Diese Zustände treten insbe-

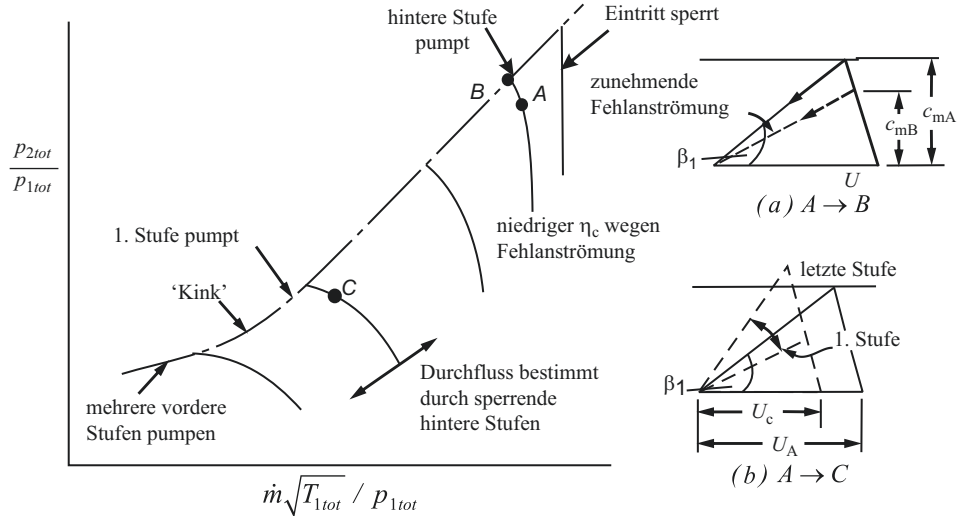


Abb. 2.10 Verhalten des Axialkompressors unter Off-Design-Bedingungen; Ebene 1 Verdichtereintritt, 2 Verdichteraustritt

sondere beim Anfahren des Verdichters auf. Da somit die hintere Stufe drosseln wird, weil der Durchsatz bezogen auf die Auslegung zu niedrig ist, macht sich der reduzierte Durchsatz insbesondere bei den vorderen Stufen bemerkbar. Die vorderen Stufen werden mit zu geringer Anströmgeschwindigkeit beaufschlagt und neigen zur Ablösung. Um ein Pumpen der vorderen Stufen zu vermeiden, muss oft ein Teil des Durchsatzes in der Verdichtermitte abgeblasen werden.

- Bei Drehzahlen, die höher als der Auslegungspunkt (A) sind, verlagert sich der drosselnde Querschnitt zum Eintritt in den Verdichter (Abb. 2.10). Somit werden die hinteren Stufen aufgrund des erhöhten Druckverhältnisses mit zu niedriger Geschwindigkeit angeströmt. Unter erhöhten Drehzahlen sind die hinteren Stufen ablösegefährdet.
- Unter Auslegungsbedingungen werden die Laufräder aller Stufen unter dem Beschaufelungswinkel β_1 der Auslegung angeströmt.
- Ändert sich jedoch der Betriebspunkt vom Zustand A (Abb. 2.10a) zum Zustand B unter Auslegungsdrehzahl, so erhöht sich die Dichte des Fluids aufgrund des höheren Druckverhältnisses. Der Durchsatz hingegen wird leicht reduziert. Beide Änderungen bewirken ein Absinken der Axialgeschwindigkeit c_{m} der hinteren Stufe, so dass der Anströmwinkel β_1 sich verringert (Abb. 2.10a). Durch die Nähe zur Pumpgrenze kann eine leichte Verringerung des Anströmwinkels zum Pumpen der hinteren Stufen führen.
- Wird hingegen die Drehzahl vom Zustand A nach C abgesenkt (Abb. 2.10b), so sinkt der Durchsatz stärker ab als die Axialkomponente c_m. Dies bewirkt, dass der Anströmwinkel der ersten Stufe abnimmt. Die Axialkomponente der hinteren Stufe hingegen steigt an, da aufgrund des niedrigeren Druckes die Dichte nicht so stark zunimmt. Das heißt, dass bei niederen Drehzahlen vor allem die ersten Stufen zum Strömungsabriss neigen.

Die Regelung des Verdichters, der insbesondere beim Anfahren in den hinteren Stufen aufgrund des noch nicht vorhandenen Druckes einen zu hohen Volumenstrom besitzt, erfolgt neben dem Abblasen nach den ersten Stufen über regelbare Vorleitreihen bzw. falls möglich über die Drehzahl.

Ausgehend vom Auslegungspunkt (Punkt B in Abb. 2.11) ändert sich die Belastung, d. h. der Druckaufbau der einzelnen Stufen des Verdichters bei veränderter Drehzahl bzw. unter geänderten Druckbedingungen.

Unter Auslegungsbedingungen sind alle Stufen optimal belastet (B). Eine Absenkung der Drehzahl bewirkt eine stärkere Belastung der vorderen Stufen (A), während die hinteren Stufen entlastet werden. Eine Erhöhung der Drehzahlen hingegen belastet die hinteren Stufen stärker (C) bei gleichzeitiger Entlastung der vorderen Stufen. Eine Erhöhung des Gegendruckes erhöht die Belastung aller Stufen (D); im Gegensatz dazu werden alle Stufen entlastet, wenn der Gegendruck bei Auslegungsdrehzahl absinkt (E).

Durch die Fehlanströmung im Betrieb außerhalb des Auslegungspunktes ändert sich auch der Wirkungsgrad. Das typische Verhalten einer Verdichterbeschaufelung ist in Abb. 2.12 dargestellt. Ein zu kleiner Anströmwinkel bewirkt eine Ablösung auf der Saugseite, während ein zu steiler Anstellwinkel eine Ablösung auf der Druckseite bewirkt. Eine

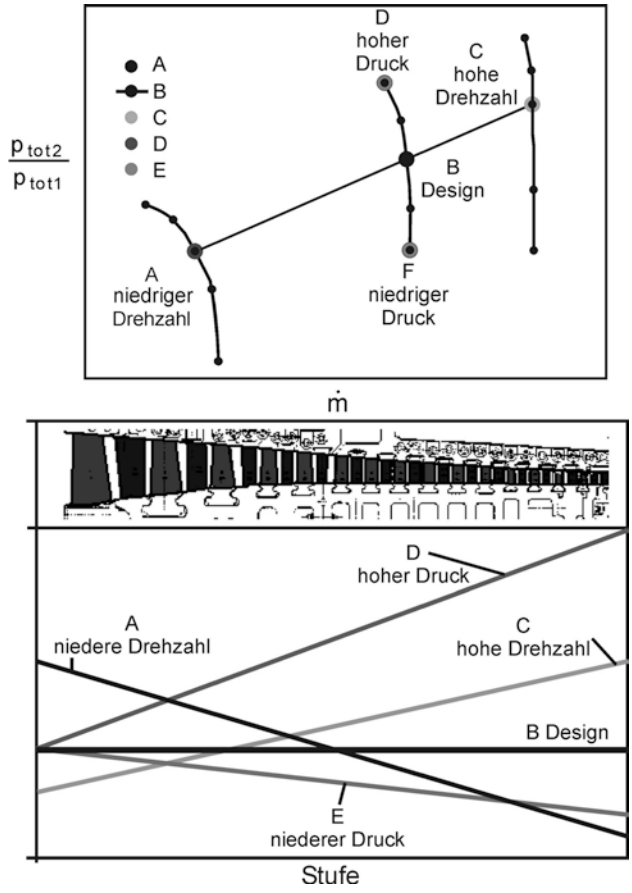


Abb. 2.11 Belastung des Verdichters unter Teillastbedingungen; *A* niedrige Drehzahl, *B* Auslegung, *C* hohe Drehzahl, *D* Auslegungszahl; hoher Druck, *E* Auslegungsdrehzahl; niedriger Druck [3]

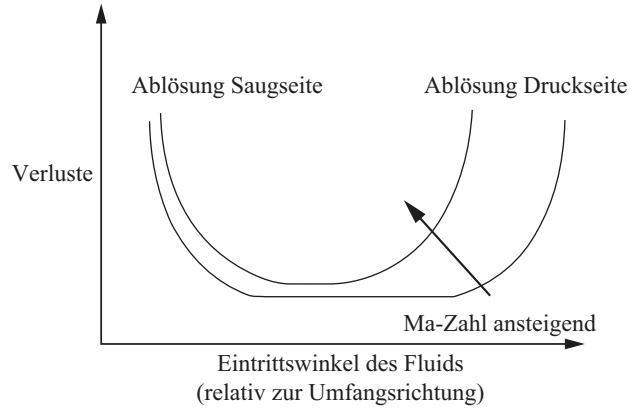


Abb. 2.12 Typisches Verhalten einer Verdichterbeschaufelung

Erhöhung der Mach-Zahl engt das Betriebsgebiet ein. Das Arbeitsgebiet wird jeweils durch ein starkes Ansteigen der Verluste eingegrenzt.

2.6 Theorie der Verdichterstufe

Bei Verdichtern wird die mechanische Energie an der Welle im Laufrad auf das Gas übertragen. Die dabei entstehende kinetische Energie wird je nach Ausführung des Querschnittes des Strömungskanals durch Verzögerung in Druckenergie umgewandelt. Bei Radialverdichtern trägt zusätzlich das Fliehkraftfeld stark zur Druckerhöhung bei, während bei Axialmaschinen ein Druckanstieg im Gitter nur durch Verzögerung herbeigeführt werden kann. Die bei der Durchströmung einer Axialmaschine zur Arbeitsabgabe oder -aufnahme erforderlichen Geschwindigkeitsänderungen werden in erster Näherung über die Umfangskomponente realisiert, während die Axialkomponente durch die Gestaltung des Meridiankanals traditionell in etwa konstant gehalten wird.

2.6.1 Laufrad der axialen Verdichterstufe

Sowohl im Lauf-, wie auch im Leitrad einer Verdichterstufe wird die Strömung durch die Verminderung der Umfangskomponente verzögert. Die erreichbaren Umlenkungen sind bei einem Verdichter aufgrund der Ablösegefahr in der verzögerten Strömung im Vergleich zur Turbine relativ klein. In Abb. 2.13 sind die Zustandsänderungen im Verdichterlaufrad

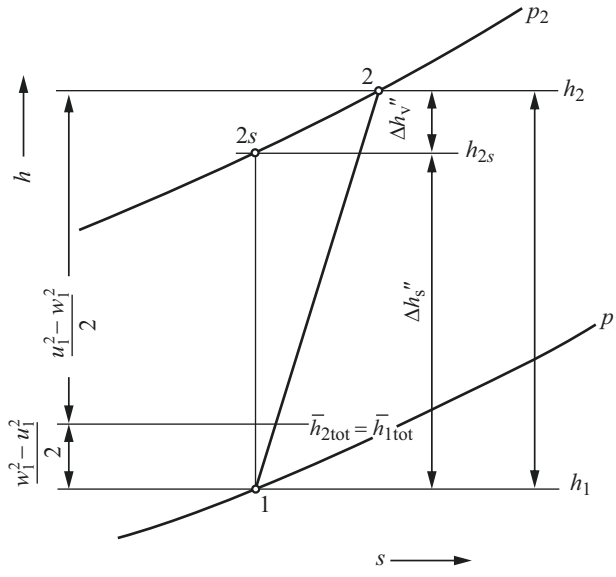


Abb. 2.13 Zustandsänderung im Verdichterlaufrad

im h, s-Diagramm dargestellt. Im Folgenden werden die Größen des Leitrades mit ($'$), die des Laufrades mit ($''$) gekennzeichnet.

Aus der Euler'schen Strömungsmaschinen-Hauptgleichung lässt sich herleiten, dass analog zur Gesamtenthalpie h_{tot} für das Laufrad die sogenannte Rothalpie $\overline{h}_{tot}$

$$\overline{h}_{tot} = h + \frac{w^2}{2} - \frac{u^2}{2} \tag{2.45}$$

eingeführt werden kann. Beim Durchgang durch das Laufrad bleibt die Rothalpie $\overline{h}_{tot}$ konstant. Dies ist im h, s-Diagramm dadurch ersichtlich, dass die kinetische Energie des Fluids aufgrund der Strömung im Relativsystem (w_2) sowie durch die übertragene Rotation des Rades (u_2) beim Durchgang durch das Laufrad erhöht wird (Abb. 2.13). Durch die teilweise Umwandlung der kinetischen Energie in Druck von p_1 zu p_2 steigt auch die dem Fluid durch die Umfangsarbeit L_u zugeführte statische Enthalpie. Um dasselbe Druckniveau zu erreichen, ist bei der polytropen Zustandsänderung um $\Delta h''_v$ mehr Arbeit zuzuführen.

Für die in Abb. 2.13 eingetragenen Zustandsänderungen ist nicht unbedingt ein Verzögerungsgitter erforderlich. Wie anhand der Rothalpie einsehbar ist, ist rein formal der Verzögerung von w_1 auf w_2 eine Erhöhung von u_1 auf u_2 gleichwertig, was im Radial- bzw. Diagonalverdichter zusätzlich ausgenutzt wird.

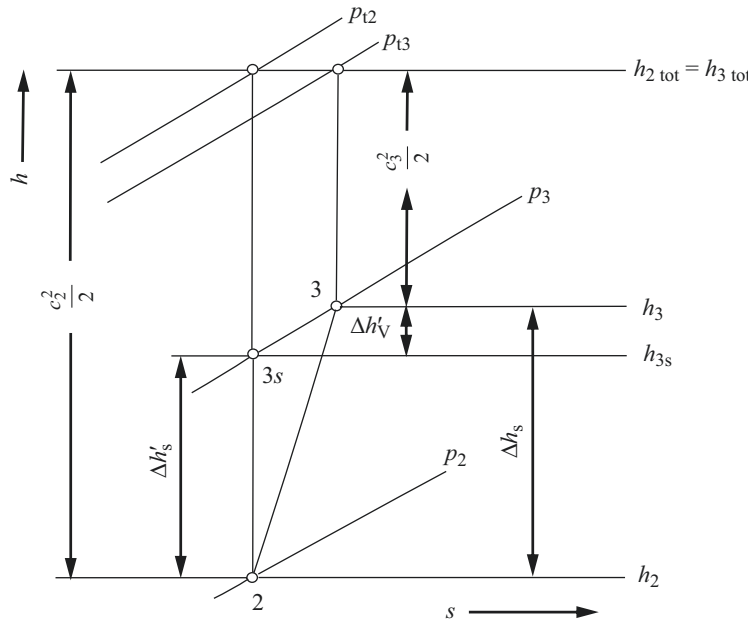


Abb. 2.14 h, s-Diagramm des Verdichterleitrades

2.6.2 Leitrad der axialen Verdichterstufe

Die Zustandsänderungen im dem Laufrad folgenden Verdichterleitrad zeigt Abb. 2.14. Da keine Arbeitszufuhr erfolgt, ist die Totalenthalpie beim Durchgang durch das Leitrad konstant. Die Umwandlung der kinetischen Energie vom Leitradeintritt $c_2^2 / 2$ aufgrund der Reduktion der Geschwindigkeit zum Austritt $c_3^2 / 2$ resultiert in einer Anhebung des statischen Drucks von p_2 auf p_3. Die Verluste bei der polytropen Verzögerung zeigen sich durch das Absinken des Totaldruckes von p_{t2} auf p_{t3} bei konstanter Totalenthalpie.

2.6.3 Thermodynamische Beschreibung der gesamten Verdichterstufe

Die gesamte Verdichterstufe setzt sich aus dem Laufrad und dem folgenden Leitrad zusammen. Das h, s-Diagramm der vollständigen Verdichterstufe (Abb. 2.15) ergibt sich aus der Kombination von Abb. 2.13 und 2.14. Die spezifische Umfangsarbeit L_u ist auch hier die Differenz der Gesamtenthalpien vor und hinter dem Laufrad, gleichwertig mit der Enthalpiedifferenz vor und hinter der Stufe.

Für einen Verdichter in der Anordnung Laufrad/Leitrad lässt sich die Euler'sche Hauptgleichung

$$L_u = u_2 c_{u2} - u_1 c_{u1} \tag{2.46}$$

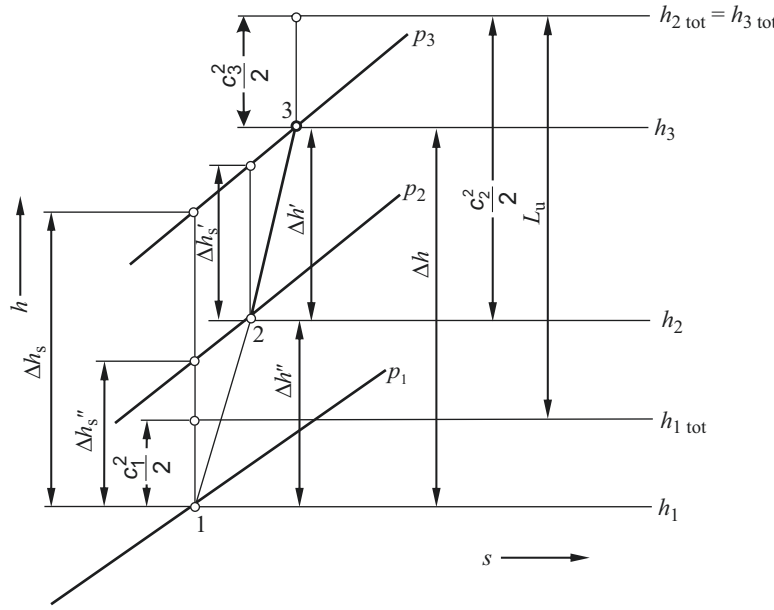


Abb. 2.15 h, s-Diagramm der vollständigen Verdichterstufe

mithilfe der Geschwindigkeitsdreiecke umformen zu

$$L_{\mathrm{u}} = \frac{1}{2}\left(c_2^2 - c_1^2 + w_1^2 - w_2^2 + u_2^2 - u_1^2\right). \tag{2.47}$$

Die Energiebilanz für das Laufrad liefert

$$L_{\mathrm{u}} = h_2 - h_1 + \frac{1}{2}\left(c_2^2 - c_1^2\right) = h_{2\mathrm{tot}} - h_{1\mathrm{tot}} \tag{2.48}$$

und durch Vergleich mit Gl. 2.47

$$h_1 + \frac{w_1^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{w_2^2}{2} - \frac{u_2^2}{2}. \tag{2.49}$$

Hieraus ist ersichtlich, dass, wie bereits erwähnt, die Rothalpie beim Durchgang durch das Laufrad konstant bleibt. Führt man die Enthalpiedifferenzen

$$\Delta h'' = h_2 - h_1 \tag{2.50}$$

und

$$\Delta h_{\mathrm{s}}'' = h_{2\mathrm{s}} - h_1 \tag{2.51}$$

über dem Laufrad ein, so erhält man die Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad aus

$$\frac{w_2^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} + \frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} - \Delta h''. \tag{2.52}$$

Hinsichtlich der Darstellung der Verluste ist beim Verdichter die gegenüber der Turbine andersgeartete Aufgabe zu berücksichtigen. Geht es bei der Turbine um Geschwindigkeitserhöhung, so wird beim Verdichter Druckerhöhung verlangt. Deshalb wird zur Beschreibung der Energieumsetzung beim Verdichter das Verhältnis von isentroper statischer Enthalpiedifferenz $\Delta h_{\mathrm{s}}''$ zur aufgewendeten statischen Enthalpiedifferenz $\Delta h''$ als Wirkungsgrad eingeführt, was sowohl bei kompressibler als auch bei inkompressibler Strömung ein Maß für die Qualität der Druckerhöhung darstellt

$$\eta_{\mathrm{s}}'' = \frac{\Delta h_{\mathrm{s}}''}{\Delta h''}. \tag{2.53}$$

Es sei noch einmal erwähnt, dass in der Literatur auch andere Wirkungsgrad-Definitionen zu finden sind. Es ist deshalb Vorsicht bei der Übertragung von Zahlenwerten für den Beschaufelungs-Wirkungsgrad geboten. Die Definition nach Gl. 2.53 trifft die Aufgabenstellung einer verzögerten Strömung am besten und ist entsprechend weit verbreitet.

Mit dem in Gl. 2.53 definierten Wirkungsgrad η_{s}'' ergibt sich mit Gl. 2.52 und Gl. 2.53 die Austrittsgeschwindigkeit aus dem Laufrad zu

$$\frac{w_2^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} + \frac{u_2^2}{2} - \frac{u_1^2}{2} - \frac{\Delta h_s''}{\eta_s''}. \tag{2.54}$$

Für das nachfolgende Leitrad lautet die Energiebilanz ohne Arbeitszufuhr

$$h_2 + \frac{c_2^2}{2} = h_3 + \frac{c_3^2}{2}. \tag{2.55}$$

Mit den Enthalpiedifferenzen

$$\Delta h' = h_3 - h_2 \tag{2.56}$$

und

$$\Delta h_s' = h_{3s} - h_2 \tag{2.57}$$

ergibt sich die Geschwindigkeit am Austritt des Leitrades zu

$$\frac{c_3^2}{2} = \frac{c_2^2}{2} - \Delta h'. \tag{2.58}$$

Der analog definierte Leitradwirkungsgrad führt auf

$$\eta_s' = \frac{\Delta h_s'}{\Delta h'}, \tag{2.59}$$

so dass sich aus Gl. 2.58 die Austrittsgeschwindigkeit aus dem Leitrad ergibt

$$\frac{c_3^2}{2} = \frac{c_2^2}{2} - \frac{\Delta h_s'}{\eta_s'}. \tag{2.60}$$

Die Umfangsarbeit ist die Differenz der Gesamtenthalpie vor und hinter dem Laufrad bzw. vor und hinter der Stufe

$$L_u = h_{2tot} - h_{1tot} = h_{3tot} - h_{1tot} \tag{2.61}$$

bzw.

$$L_u = \Delta h_{13} + \frac{c_3^2}{2} - \frac{c_1^2}{2} = \Delta h'' + \frac{c_2^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}. \tag{2.62}$$

2.6.4 Umfangswirkungsgrad der Stufe

Für die Verluste in der Stufe wurden bisher die Leit- und Laufradwirkungsgrade η' und η'' eingeführt. Sind sie bekannt, so lässt sich mit den Geschwindigkeiten die Umfangsarbeit L_u der Stufe berechnen. Damit können dann Wirkungsgrade am „Umfang der Stufe“ definiert werden.

Für die Bauart mit der Anordnung Laufrad/Leitrad lautet die Definitionsgleichung des Umfangswirkungsgrades

$$\eta_u = \frac{\Delta h_s + \frac{1}{2}\left(c_3^2 - c_1^2\right)}{L_u}. \tag{2.63}$$

Die Verwendung von Gl. 2.63 ist sinnvoll, wenn die Austrittsenergie $c_3^2 / 2$ ausgenutzt werden kann, z. B. bei Betrachtung einer Stufe mit nachfolgender Stufe mehrstufiger Verdichter, bei Gebläsen im Windkanal oder weitgehend in einem Austrittsdiffusor.

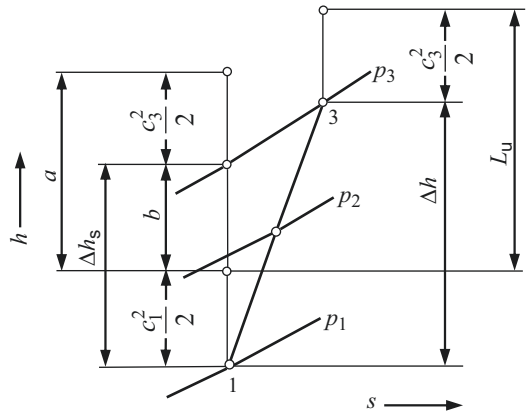
Ist dies nicht der Fall, wie es beispielsweise bei der letzten Verdichterstufe bzw. bei der Bilanzierung des gesamten Verdichters auftritt, ergibt sich als Wirkungsgraddefinition

$$\eta_{ug} = \frac{\Delta h_s - \frac{c_1^2}{2}}{L_u}. \tag{2.64}$$

Es ergibt sich $\eta_U > \eta_{Ug}$. Gl. 2.64 ist dann anzuwenden, wenn die weitere Ausnutzung der kinetischen Energie am Auslass nicht möglich ist. In Abb. 2.16 sind die für die Berechnung des Umfangswirkungsgrades erforderlichen Größen im *h*, *s*-Diagramm verdeutlicht.

2.6.5 Innerer Wirkungsgrad des Verdichters

Neben den durch den Umfangswirkungsgrad η_u, bzw. durch die Beschaufelungs-Wirkungsgrade η' und η'' erfassten Verlusten tritt noch eine Reihe weiterer Verluste auf, die beim Verdichter die erforderliche Antriebsleistung erhöhen. An den konstruktiv unvermeidlichen Spalten zwischen Laufschaufelenden und Gehäuse und zwischen Leitschaufelenden und Welle entstehen Spaltverluste $\Delta L'_{Sp}$ und $\Delta L''_{Sp}$. Bei diesen Verlusten handelt es



ohne Austrittsverlust: *a*

$$\eta_u = \frac{a}{L_u} \text{ nach Gl. 2.63}$$

ohne Austrittsverlust: *b*

$$\eta_{ug} = \frac{b}{L_u} \text{ nach Gl. 2.64}$$

Abb. 2.16 Zur Definition des Umfangswirkungsgrades η_u des Verdichters

sich einmal um einen Mengenverlust (Leckageverlust) und zum anderen um einen Sekundärverlust dadurch, dass die in ungewünschter Richtung fließende Spaltströmung die reguläre Strömung durch das Gitter stört. An den Seitenwänden von Radscheiben und an Deckbändern, die die Schaufelenden als umlaufende Ringe verbinden, tritt zusätzlich der Radreibungsverlust ΔL_R auf.

Aus der Umfangsarbeit ergibt sich die innere Arbeit durch Addition der zusätzlichen Verluste

$$L_i = L_u + L'_{Sp} + \Delta L''_{Sp} + \Delta L_R. \tag{2.65}$$

Damit erhält man analog zur Definition des Umfangswirkungsgrades die inneren Wirkungsgrade, wenn die Austrittsenergie genutzt werden kann, zu

$$\eta_i = \frac{\Delta h_s + \frac{1}{2}\left(c_3^2 - c_1^2\right)}{L_i} \tag{2.66}$$

und

$$\eta_{ig} = \frac{\Delta h_s - \frac{c_1^2}{2}}{L_i}, \tag{2.67}$$

wenn über den gesamten Verdichter bilanziert wird.

Mit der effektiven Arbeit an der Kupplung

$$L_K = L_i + \Delta L_m \tag{2.68}$$

und dem mechanischen Wirkungsgrad

$$\eta_m = \frac{L_i}{L_K} = \frac{L_i}{L_i + \Delta L_m} \tag{2.69}$$

ergibt sich der Kupplungswirkungsgrad η_K des Verdichters zu

$$\eta_K = \eta_i \cdot \eta_m. \tag{2.70}$$

Bei der Berechnung ermittelt man die Radreibungsverluste und die mechanischen Verluste erst in absoluter Größe als Leistung und bezieht sie anschließend auf den Massendurchsatz.

Die innere Arbeit L_i wird, wie bereits angesprochen, als diejenige Arbeitsleistung definiert, die der Maschine an der Welle zugeführt werden muss, um das Fluid vom Zustand am Eintritt in den Verdichter auf den Zustand an dessen Austritt zu bringen, d. h. unter Berücksichtigung aller Verluste, während die Umfangsarbeit L_u lediglich die Profilverluste berücksichtigt. Diese Unterscheidung ist historisch auf die Messung des Wirkungsgrads zurückzuführen, je nachdem ob lediglich das Profil im Gitterkanal oder die rotierende Stufe bzw. Maschine vermessen wurde. Da jedoch in jedem Fall praktisch die gleiche

isentrope Arbeit dem Fluid zugeführt wurde, lassen sich Umfangsarbeit und innere Arbeit unter Zuhilfenahme der jeweiligen Wirkungsgrade vergleichen:

$$\Delta h_{\mathrm{tot_s}} = \eta_{\mathrm{i}} \cdot L_{\mathrm{i}} = \eta_{\mathrm{u}} \cdot L_{\mathrm{u}} \tag{2.71}$$

mit

η_{i} innerer Wirkungsgrad unter Berücksichtigung aller Verluste bilanziert über die gesamte Maschine,

η_{u} Umfangswirkungsgrad unter Berücksichtigung lediglich der Profilverluste.

Die tatsächlich vom Verdichter an die Strömung übertragene isentrope Enthalpie $\Delta h_{\mathrm{tot_s}}$ ist aufgrund der real vorhandenen Verluste (berücksichtigt durch η_{i}) kleiner als die an der Welle aufgebrachte innere Arbeit L_{i}, bzw. die Umfangsarbeit L_{u}.

Die innere Leistung P_{i} und die Kupplungsleistung P_{K} erhält man aus dem Massendurchsatz und den dazugehörigen spezifischen Arbeiten

$$P_{\mathrm{i}} = L_{\mathrm{i}} \cdot \dot{m} \tag{2.72}$$

und

$$P_{\mathrm{K}} = L_{\mathrm{K}} \cdot \dot{m}. \tag{2.73}$$

Treten weitere Verluste im System durch Hilfsantriebe, Getriebe etc. auf, so sind sie analog zu den mechanischen Verlusten zu behandeln.

2.6.6 Reaktionsgrad

Der in Abschn. 1.2.3 eingeführte Reaktionsgrad als Kennzeichnung des Enthalpieaufbaus des Fluids in Lauf- und Leitrad wird zur grundlegenden Übersicht auf einen mittleren Radius bezogen. Für die dreidimensionale Beschreibung ist die Abhängigkeit vom Radius zu berücksichtigen, die sich nach dem zugrunde gelegten Wirbelgesetz ergibt.

2.6.6.1 Mittenschnitt

Der repräsentative, mittlere Durchmesser ergibt sich im Allgemeinen durch die Forderung nach der Flächengleichheit von innerer (Index N) zu äußerer (Index T) durchströmter Fläche

$$r_{\mathrm{m}} = \sqrt{\frac{\left(r_{\mathrm{T}}^2 - r_{\mathrm{N}}^2\right)}{2}}. \tag{2.74}$$

Bei den niedrigen Schaufelhöhen zu Nabenverhältnissen des Axialverdichters kann als mittlerer Durchmesser die halbe Schaufelhöhe angenommen werden.

Der Reaktionsgrad ist in Abschn. 1.2 definiert als

$$r = \frac{\text{Laufrad Enthalpiedifferenz}}{\text{Stufen Enthalpiedifferenz}}. \tag{2.75}$$

Das Verhältnis der im Laufrad umgesetzten statischen isentropen Enthalpiedifferenz $\left(\Delta h_s''\right)$ zu derjenigen der gesamten Stufe $\left(\Delta h_s'' + \Delta h_s'\right)$wird als isentroper Reaktionsgrad bezeichnet und ist durch

$$r_s = \frac{\Delta h_s''}{\Delta h_s' + \Delta h_s''} \tag{2.76}$$

definiert. Er lässt sich bei konstanter Wärmekapazität näherungsweise auch unter der Annahme $T_1 \approx T_{1s}$ anhand der Temperaturen bei konstanter Wärmekapazität schreiben

$$r_s = \frac{T_{2s} - T_1}{T_{3s} - T_1}. \tag{2.77}$$

Bildet man formal analog zu Gl. 2.76 das Verhältnis der wirklichen, d. h. verlustbehafteten, polytropen Enthalpiedifferenzen, so erhält man den sogenannten kinematischen Reaktionsgrad,

der sich als Energiedifferenzen

$$r_k = \frac{\left(w_2^2 - w_1^2 + u_1^2 - u_2^2\right)}{\left(c_3^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2 + u_1^2 - u_2^2\right)} \tag{2.78}$$

schreiben lässt.

Für den zylindrischen Axialverdichter mit $u_1 = u_2$ ergibt sich der Reaktionsgrad vereinfacht zu

$$r_k = \frac{\left(w_2^2 - w_1^2\right)}{\left(c_3^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2\right)} = \frac{-w_{u\infty}}{2}, \tag{2.79}$$

mit der Anströmgeschwindigkeit

$$w_{u\infty} = \frac{w_{u1} + w_{u2}}{2} \tag{2.80}$$

nach der Tragflügeltheorie.

2.6.6.2 Radiale Abhängigkeit des Reaktionsgrades

Des Weiteren soll noch der Reaktionsgrad in seinem Verlauf über dem Radius ermittelt werden. Der kinematische Reaktionsgrad ist definiert zu

$$r_k = \frac{\Delta h''}{\Delta h' + \Delta h''}. \tag{2.81}$$

Mit der Umfangsarbeit $L_u = u\Delta c_u$ und den Voraussetzungen der Potenzialströmung für eine Repetierstufe einer Axialmaschine

$$\begin{aligned} rc_u &= const. \\ c_0 &= c_2 \\ u_1 &= u_2 = u \\ c_{z1} &= c_{z2} = c_z. \end{aligned}$$

sowie den Enthalpiedifferenzen in Lauf- und Leitrad

$$\Delta h'' = L_u + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2}; \Delta h' = \frac{-\left(c_1^2 - c_0^2\right)}{2} \tag{2.82}$$

ergibt sich aus dem kinematischen Reaktionsgrad

$$r_k = \frac{u\Delta c_u - \left(\frac{c_2^2 - c_1^2}{2}\right)}{u\Delta c_u}. \tag{2.83}$$

Mit

$$c_2^2 = c_{u2}^2 + c_{z2}^2 \text{ und } c_1^2 = c_{u1}^2 + c_{z1}^2 \tag{2.84}$$

entsteht

$$r_k = 1 - \frac{c_{u2} + c_{u1}}{2u}. \tag{2.85}$$

Das Produkt $r \cdot c_{u1} = K_1$ sowie $r \cdot c_{u2} = K_2$ wird durch die Konstanten K_1, K_2 des jeweiligen Potenzialwirbels ausgedrückt. Diese Konstanten sind am Ein- und Austritt des Laufrades unterschiedlich. Aus Gl. 2.85 erhält man für den radialen Verlauf des Reaktionsgrades über der Schaufelhöhe

$$r_k = 1 - \frac{K_1 + K_2}{2\omega r^2} = 1 - \frac{K}{r^2}. \tag{2.86}$$

Ist der Reaktionsgrad auf einem bestimmten Radius vorgegeben, z. B. im Mittenschnitt, so kann der Reaktionsgrad über der Schaufelhöhe berechnet werden.

Ein Sonderfall ergibt sich, wenn die Konstante

$$K = \frac{r \cdot c_{u1} + r \cdot c_{u2}}{2 \cdot \omega} \tag{2.87}$$

in Gl. 2.86 gleich Null gesetzt wird, so dass gilt: $c_{u2} = -c_{u1}$. In diesem Fall wird der Reaktionsgrad gleich 1,0 und bleibt konstant über der Schaufelhöhe.

Wählt man eine Verteilung der Abströmwinkel abweichend von den durch die Potenzialströmung vorgegebenen Winkel von Gl. 2.85 bzw. Gl. 2.86, so kann sich kein konstan-

ter c_m-Verlauf mehr ergeben, da die Schaufeln den Querschnitt nicht so freigeben, wie sie es für eine Potenzialströmung tun müssten. Folglich stellt sich auch keine Drallverteilung entsprechend $c_u r$ = const. ein. Dann ist aber, wie man herleiten kann, auch die Zirkulationsverteilung $\Gamma(r)$ nicht mehr konstant. Nach den Helmholtz'schen Wirbelsätzen ist die Zirkulation um einen Wirbelfaden längs der ganzen Länge des Fadens unveränderlich. Der Faden kann nur an den Grenzen der Flüssigkeit und im Unendlichen enden, oder er muss in sich selbst zurücklaufen. Der Satz ist unabhängig von den Flüssigkeitseigenschaften. Wenn nun die Zirkulation der Schaufeln nicht längs des Radius konstant ist, so heißt das, dass Zirkulation in die Flüssigkeit gehen muss. Die Strömung wird also wirbelbehaftet, d. h. zusätzlich verlustbehaftet, denn zur Erzeugung der Wirbel in der Strömung wird Energie benötigt, die als Verlust zu werten ist, weil die in den Wirbeln enthaltene Energie nicht mehr nutzbar ist. Dieser Befund ist eine Erscheinung, die bei allen erzwungenen Drallströmungen, d. h. bei allen Drallströmungen, die von der Potenzialströmung abweichen, auftritt, beispielsweise wenn die Axialströmung aufgrund von Sekundärströmungen vorhergehender Gitter nicht mehr isoenergetisch ist.

2.7 Schaufelprofile

Die thermo- und aerodynamische Auslegung des Turboverdichters führt über die Energie- und Massenerhaltung auf die Beschreibung der thermodynamischen Zustandsgrößen, sowie auf die durchströmten Flächen. Mithilfe der Impuls- bzw. Momentenerhaltung werden die Strömungsrichtungen sowie die erforderlichen Umlenkungen, Beschleunigungen und Verzögerungen der Strömung festgelegt. Prinzipiell wird der Strömung beim Durchströmen des Laufrades die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades aufgeprägt. Das Fluid wird demnach in Umfangsrichtung beschleunigt. Die Führung durch die Schaufeln muss so gestaltet werden, dass das Aufbringen der Umfangsgeschwindigkeit an der Schaufelvorderkante ablösungsfrei erfolgt. Dies ergibt im Relativsystem den erforderlichen Eintrittswinkel β_1 des Profils. Der Schaufelkanal selbst wird derart ausgelegt, dass die Strömung durch Umlenkung in axiale Richtung möglichst verlustfrei verzögert wird. Das heißt, es erfolgt eine Erhöhung des statischen Druckes zulasten des dynamischen Druckes. Die Aufgabe der Schaufelprofile ist somit, diese Forderungen möglichst verlustarm zu realisieren.

Die gefundenen Lösungen unterscheiden sich je nach Einsatzbereich des Verdichters. Hier zählt nicht nur der Betrieb im Unterschallbereich gegenüber dem transsonischen Betrieb oder sogar der Betrieb mit Überschallanströmung, sondern die spezifische Anwendung. So können Verdichter von Fluggasturbinen durch Variation der Drehzahl den jeweiligen Betriebsbedingungen angepasst werden. Die verstellbaren Vorleitreihen dienen der jeweils optimalen Anströmung. Verdichter von stationären Gasturbinen hingegen, deren Drehzahl ab Synchronisation mit dem elektrischen Netz festgelegt ist, müssen die Laständerung ausschließlich mithilfe von variablen Vorleitreihen bewerkstelligen, wobei in der Regel über eine verstellbare Eintrittsleitreihe (inlet guide vane, IGV) der Durchsatz

über einen weiten Betriebsbereich geregelt wird. Industrieverdichter, die den weitesten Betriebsbereich aufweisen, werden je nach Antrieb über eine variable Drehzahl und über variable Leitreihen den jeweiligen Bedingungen angepasst. In diesem Fall sind die Profile nicht auf einen engen Betriebsbereich optimiert, sondern so ausgelegt, dass sie unter Inkaufnahme eines niedrigeren Wirkungsgrades im Auslegungspunkt einen weiten stabilen Bereich aufweisen.

2.7.1 Bezeichnungen

Das Schaufelprofil wird um die Skelettlinie $y(z)$ aufgebaut (Abb. 2.17), wobei das Profil über die Dickenverteilung $t_b(z)$ um die Skelettlinie definiert wird. Ein- und Austrittswinkel werden jeweils auf die Winkel der Skelettlinie am Ein- und Austrittsquerschnitt festgelegt. Der Winkel zwischen der Sehne und der axialen Anströmrichtung wird als Staffelungswinkel α_s bezeichnet.

Die Teilung t sowie die Sehnenlänge s definieren das Teilungsverhältnis (solidity) $\sigma = t/s$ des Profils (Abb. 2.18). Die An- und Abströmwinkel der Relativgeschwindigkeit w_i wurden bereits als β_1 bzw.β_2 definiert. Die Umlenkung des Profils $\theta = \beta_1 + \beta_2$ wird über die Ein- und Austrittswinkel (β_1, β_2) der Skelettlinie festgelegt.

Der Winkel zwischen der Eintrittsgeschwindigkeit w_1 und der Sehne wird allgemein als Anströmwinkel α_1 bzw. β_1 bezeichnet. Die Winkel zwischen der Steigung der Skelettlinie an Ein- bzw. Austritt und der axialen Richtung werden mit κ_1, κ_2 definiert. Somit lassen sich der Anströmwinkel (Index i, incidence angle) $i = \beta_1 - \kappa_1$ sowie der Umlenkwinkel δ (deviation angle) $\delta = \beta_2 - \kappa_2$ definieren.

2.7.2 Streckungsverhältnis, Aspect Ratio

Unter dem Streckungsverhältnis (engl. "aspect ratio"), manchmal auch als Schlankheitsgrad bezeichnet, versteht man das Verhältnis der radialen Schaufellänge zur Sehnenlänge (AR = h/s). Ursprüngliche Auslegungen hatten Streckungsverhältnisse um AR = 0,5, um durch die kurze Diffusionsstrecke ein Ablösen der Grenzschicht zu vermeiden. Durch verbesserte Auslegungsverfahren sind inzwischen Streckungsverhältnisse AR > 2,0 möglich. Da sich allerdings hierbei schwere Schaufeln ergeben, wird das Streckungsverhältnis in der Regel AR etwa 1,0 gewählt [4].

Als Folge der gestiegenen aerodynamischen Belastung und der höheren Mach-Zahlen ergibt sich mit Reduzierung der Stufenzahl ein deutlicher Abfall des Wirkungsgrades. Mit zunehmendem Streckungsverhältnis nimmt bei gleicher Stufenzahl, der Wirkungsgrad ebenfalls ab, da dadurch die Umfangsgeschwindigkeit und damit das Mach-Zahl-Niveau zusätzlich ansteigt. Die Abhängigkeit des Wirkungsgrades vom Streckungsverhältnis fällt relativ gering aus. Da die schlankeren Schaufeln bei niederem Streckungsverhältnis lediglich eine geringere aerodynamische Belastung ertragen als ein entsprechendes Design mit

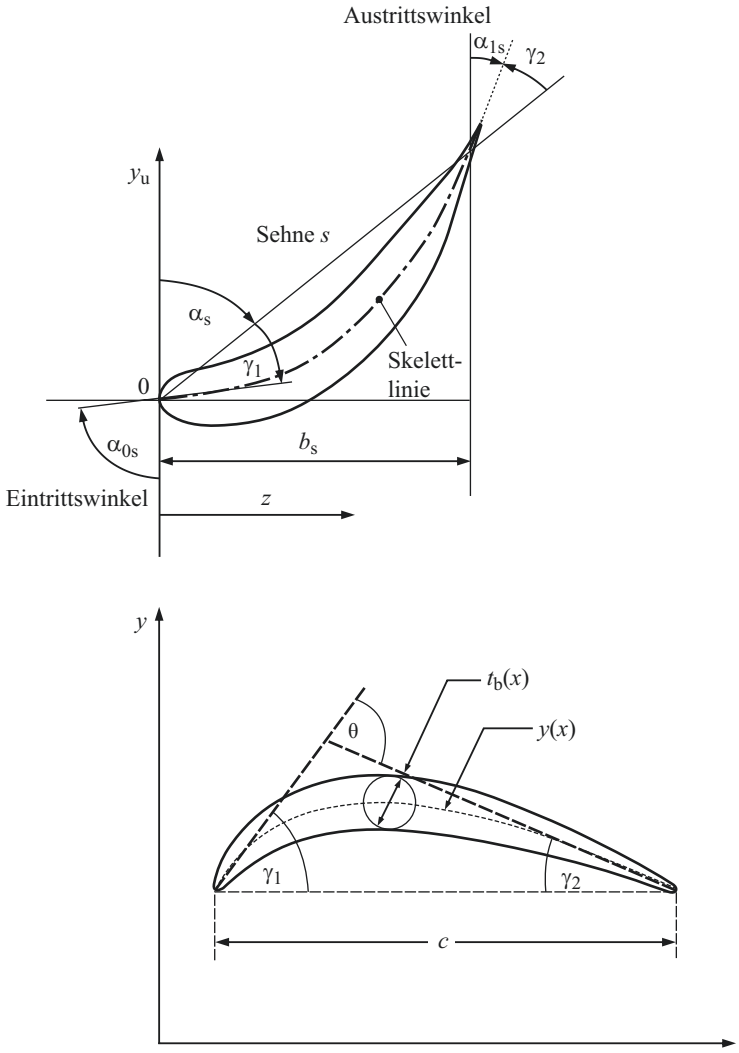


Abb. 2.17 Bezeichnung und grundlegender Aufbau eines Profils des Leitrades

größerem Streckungsverhältnis, muss der jeweilige Verdichter mit höherer Drehzahl betrieben werden.

Diesen grundlegenden physikalischen Zusammenhängen zufolge muss demnach die Verringerung der Schaufelzahlen durch Reduzierung der Verdichterstufen und das damit verbundene Einsparpotenzial an Herstellungskosten mit einer Erhöhung der mechanischen Belastung und mit einer Verschlechterung des Wirkungsgrades erkauft werden. Dies ist von besonderer Bedeutung, da über die gesamte Lebensdauer eines Triebwerks neben den reinen Herstellungskosten auch die Betriebs- und Wartungskosten zu beachten sind.

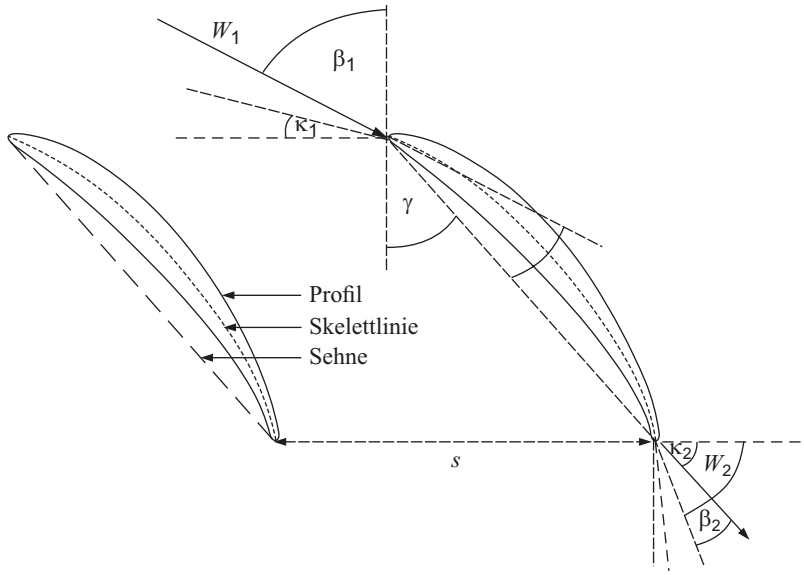


Abb. 2.18 Definition des Profils eines Laufrades

2.7.3 Theorie der Schaufelprofile

Neben der genauen Festlegung der Kanalkontur und des Verlaufes der Strömungs- und Schaufelwinkel ist es das Ziel der Berechnung, die Unterlagen für die Festigkeitsrechnung der Schaufeln und des Läufers bereitzustellen, also die Ermittlung der Gaskräfte auf die Schaufeln und die Bestimmung der Druckkräfte längs der Schaufelhöhe für den Axialschub, sowie das Schaufelprofil selbst.

2.7.3.1 Tragflügeltheorie

Obwohl die Verdichterströmung als verzögerte Strömung nicht unmittelbar mit einem Tragflügel vergleichbar ist, kann auch die Wirkungsweise der Aerodynamik der Verdichterströmung mit der Tragflügeltheorie verdeutlicht werden. Ausgeführte Verdichter, wie beispielsweise der Propeller und die Schiffsschraube, die lediglich wenige Blätter besitzen, können mit der Tragflügeltheorie berechnet werden.

Durch die Überlagerung einer parallelen Anströmung mit einer Zirkulationsströmung um das Profil stellt sich eine Auftriebskraft ein, die senkrecht auf der Anströmrichtung steht. Die Entstehung dieser Auftriebskraft bei der Umströmung eines Tragflügels kann entsprechend Abb. 2.19 anhand der Potenzialtheorie, die Reibungsfreiheit und Inkompressibilität voraussetzt, veranschaulicht werden.

Die reine Translationsströmung induziert keinen Auftrieb (Abb. 2.19a). Der hintere Staupunkt befindet sich auf der Saugseite, so dass die Hinterkante umströmt würde. Ebenso würde eine reine Zirkulation der reibungsfreien Potenzialtheorie am Profil keinen

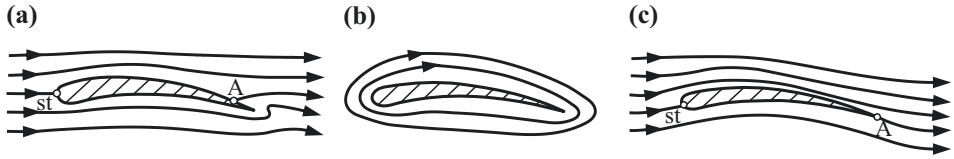


Abb. 2.19 Schaufelumströmung der Potenzialtheorie unter Berücksichtigung der Zirkulation; **a** reine Translationsströmung am Profil ohne Auftriebserzeugung; **b** reine Zirkulation am Profil ohne Auftrieb; **c** die Überlagerung von Translation und Zirkulation induziert die Auftriebskraft; *St* vorderer Staupunkt, *A* hinterer Staupunkt

Auftrieb induzieren (Abb. 2.19b). Erst die Überlagerung der Translations- mit der Zirkulationsströmung führt auf eine beschleunigte Strömung an der Profiloberseite und auf eine verzögerte Strömung an der Profilunterseite, was eine Absenkung des statischen Druckes auf der Oberseite und eine Erhöhung des statischen Druckes auf der Unterseite bewirkt. Die Stärke der Zirkulation wird dadurch festgelegt, dass sich der hintere Staupunkt auf der Hinterkante befindet. Diese Bedingung ist als *Kutta-Joukowski-Abströmbedingung* bekannt.

Die Entstehung der Zirkulation lässt sich im Experiment beobachten. Beim Anfahren überwiegt zunächst die reine Translationsströmung. Die Grenzschicht an der Oberseite kann jedoch den hohen Druckanstieg zum Staupunkt *A* nicht überwinden und löst ab. Es bildet sich der sogenannte Anfahrwirbel, der mit der Strömung davonschwimmt. Nun ist jedoch die Summe der Zirkulation eines Systems stets gleich Null. Tatsächlich bildet sich ein „gebundener Wirbel" am Profil aus, der gemeinsam mit der Anströmung das Stromlinienbild aus Abb. 2.19c ergibt. Die Stärke des Wirbels ist stark abhängig von der Form des Profils.

$$L = \int \vec{w} \cdot ds = \int |w| \cdot \cos \alpha \cdot ds \tag{2.88}$$

definiert, wobei α den Winkel zwischen der durchlaufenen Linie und dem Geschwindigkeitsvektor darstellt. Für eine geschlossene Kurve K wird dieses Linienintegral als Zirkulation Γ

$$\Gamma = \oint_K \vec{w} \cdot ds = \oint_K |w| \cdot \cos \alpha \cdot ds \tag{2.89}$$

bezeichnet. Beispielsweise ergibt die Zirkulation des Potenzialwirbels mit der Radialgeschwindigkeit $w_r = 0$ und der Umfangsgeschwindigkeit $w_\varphi = const./2 \cdot \pi \cdot r$ entlang eines Umlaufes von $\varphi = 0$ bis $2 \cdot \pi$ auf dem Radius r

$$\Gamma = \oint_K \frac{const.}{2 \cdot \pi \cdot r} ds = const. = \Gamma_0 \tag{2.90}$$

die Konstante *const.*, als anschauliche Definition der Zirkulation.

Die Berechnung des Auftriebes eines Profils aus der Anströmgeschwindigkeit w_∞ und der überlagerten Zirkulation Γ erfolge in einem Zylinderkoordinatensystem. Auf einem

Radius r lässt sich die Umfangsgeschwindigkeit aus der Überlagerung der Translationsgeschwindigkeit $w_0(r, \varphi)$ und der Geschwindigkeit $w_1(r, \varphi)$ einer rechtsdrehenden Zirkulation um den Nullpunkt Γ addieren

$$w_{\varpi} = (r) = w_0 + w_1. \tag{2.91}$$

Hierbei ergeben sich im Zylinderkoordinatensystem (φ, r) die Geschwindigkeitskomponenten

$$w_0 = -2 \cdot w_{\infty} \cdot \sin\varphi \tag{2.92}$$

und

$$w_1 = -\frac{\Gamma}{2 \cdot \pi \cdot r}. \tag{2.93}$$

Basierend auf der Bernoulli-Gleichung ergibt sich die Druckverteilung auf einer gedachten Zylinderkontur um das Profil (Abb. 2.19b) zu

$$p - p_{\infty} = \frac{\rho}{2} \cdot \left(w_{\infty}^2 - w_{\varphi}^2 \right) = \frac{\rho}{2} \cdot \left(w_{\infty}^2 - \left(w_0^2 + 2 \cdot w_0 \cdot w_1 + w_1^2 \right) \right). \tag{2.94}$$

Die Auftriebskraft F_A erhält man durch Integration der Druckverteilung über die Zylinderfläche mit dem Radius r. Der Beitrag des Flächenelementes dF zur Kraftkomponente in Richtung des Auftriebs F_A beträgt $\sin\varphi \cdot dF$, d. h.

$$dF_A = -\left(p - p_{\infty} \right) \cdot \sin\varphi \cdot dF = -\left(p - p_{\infty} \right) \cdot \sin\varphi \cdot r \cdot b \cdot d\varphi \tag{2.95}$$

mit b als Höhe des Profils. Die Integration über den Zylinderumfang ergibt

$$F_A = -b \cdot r \cdot \int_0^{2\pi} \left(p - p_{\infty} \right) \cdot \sin\varphi \cdot d\varphi. \tag{2.96}$$

Durch Einsetzen von Gl. 2.94 lässt sich die Integration durchführen. Bei der Integration liefern die Glieder, die im Integral mit $\sin\varphi$ bzw. mit $\sin^3\varphi$ multipliziert werden, keinen Beitrag, so dass lediglich das mit $\sin^2\varphi$ versehene Glied $w_0 \cdot w_1$ weiterhin zu berechnen ist.

Somit vereinfacht sich Gl. 2.96 zu

$$F_A = b \cdot r \cdot \rho \cdot w_1 \cdot \int_{\varphi=0}^{2\pi} w_0 \cdot \sin\varphi \cdot d\varphi, \tag{2.97}$$

bzw. mit w_0 und w_1

$$F_A = b \cdot r \cdot \rho \cdot \frac{\Gamma}{2 \cdot \pi \cdot r} \cdot w_{\infty} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \sin^2 \varphi \cdot d\varphi. \tag{2.98}$$

Die Auftriebskraft ergibt sich somit zu

$$F_A = \rho \cdot b \cdot w_{\infty} \cdot \Gamma. \tag{2.99}$$

Gl. 2.99 wird auch als Formel von Kutta und Joukowski bezeichnet. Auf die Profilbreite bezogen ergibt sich

$$\frac{F_A}{b} = \Gamma \rho w_\infty. \tag{2.100}$$

Hierbei stellt w_∞ die Anströmgeschwindigkeit der ungestörten Strömung dar. Die Zirkulation Γ wird über die Erfüllung der Kutta-Joukowski-Abströmbedingung festgelegt.

Diese Auftriebskraft F_A kann auch mithilfe eines zu messenden Auftriebsbeiwertes c_a ausgedrückt werden,

$$\text{Auftriebskraft } F_A = c_a \cdot \frac{\rho}{2} \cdot w_\infty^2 \cdot A_{Fl} \tag{2.101}$$

mit der Angriffsfläche $A_{Fl} = l \cdot b$, wobei sich die Abströmung entsprechend der Abströmbedingung so einstellt, dass sich die beiden geteilten Fluidströme wieder an der Austrittskante treffen, falls keine Ablösung auftritt.

Die Kraft in Richtung der Anströmung, die Widerstandskraft F_W, wird im Fall der inkompressiblen reibungslosen Strömung zu Null. Im Allgemeinen stellt sich hingegen zur Auftriebskraft sowohl aufgrund der Verdrängungswirkung des Profils, als auch wegen der Reibung an der Profiloberfläche noch eine Widerstandskraft F_W ein, die ebenfalls über einen zu messenden Widerstandsbeiwert c_w beschrieben wird

$$F_{WR} = c_w \cdot \frac{\rho}{2} \cdot w_\infty^2 \cdot A_{Fl}. \tag{2.102}$$

Die Auftriebskraft und die Widerstandskraft werden zu einer resultierenden Kraft F_R zusammengefasst:

$$F_R = \sqrt{F_A^2 + F_W^2}. \tag{2.103}$$

Die Spannungsberechnung im Profil erfordert die Kenntnis der Axial- und Umfangskräfte. Wird die Resultierende F_R zerlegt in eine Umfangskraft in Bezug zur Maschinenachse und in eine Kraft Richtung der Achse (vgl. Abb. 2.20), so ergibt sich die Axialschub bewirkende Normalkraft F_N zu

$$F_N = F_A \cdot \cos\tau + F_{WR} \cdot \sin\tau \tag{2.104}$$

und die Umfangsmomente erzeugende Tangentialkraft F_T zu

$$F_T = F_{WR} \cdot \cos\tau - F_A \cdot \sin\tau. \tag{2.105}$$

Der dimensionslose Auftriebsbeiwert c_a und der Widerstandsbeiwert c_W hängen neben der Profilform auch vom Anstellwinkel τ, der Rauheit der Oberfläche und von der Reynolds-Zahl ab.

Die Lage des Kraftantriebspunktes s der resultierenden Kraft F_R wird über die Messung des um die Profilachse wirkenden Momentes bestimmt (Abb. 2.20).

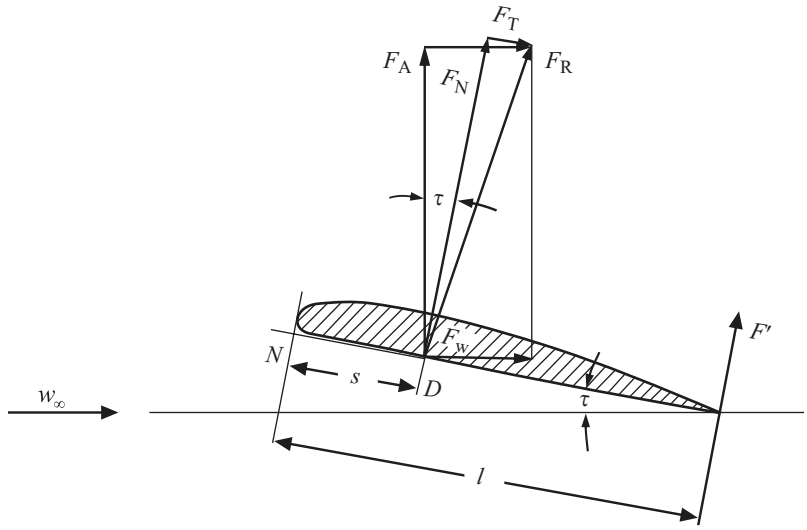


Abb. 2.20 Zerlegung der Auftriebs- und Widerstandskraft in Normal- und Umfangskraft

Das durch die Kraft F′ am Profilende bezüglich der Drehachse N bewirkte Moment ist

$$M = F' \cdot l, \tag{2.106}$$

wobei sich die Kraft

$$F' = c_m^* \cdot \rho / 2 \cdot w_\infty^2 \cdot A_{Fl} \tag{2.107}$$

mithilfe des Momentenbeiwertes c_m^*(nicht zu verwechseln mit der Meridiangeschwindigkeit c_m) berechnet. Das durch die im Kraftangriffspunkt wirkende Normalkraft bewirkte Moment ergibt sich zu

$$M = F_N \cdot s. \tag{2.108}$$

Für kleine Anstellwinkel τ_i st die Normalkraft F_N ungefähr der Auftriebskraft F_A ($F_N \approx F_A$), d. h. das Moment ergibt sich zu

$$M \approx F_A \cdot s = c_m^* \cdot \frac{\rho}{2} \cdot w_\infty^2 \cdot A_{Fl} \cdot l. \tag{2.109}$$

Durch Gleichsetzen der beiden Momente erhält man den Kraftangriffspunkt

$$s \approx \frac{c_m^*}{c_a} \cdot l. \tag{2.110}$$

Die Beiwerte c_a, c_w, c_m^* werden für die einzelnen Profilformen vermessen und sind der Literatur, z. B. [5], zu entnehmen. Sie werden entsprechend einem Vorschlag von Otto Lilienthal, aufgetragen als Polardiagramm (Abb. 2.21)

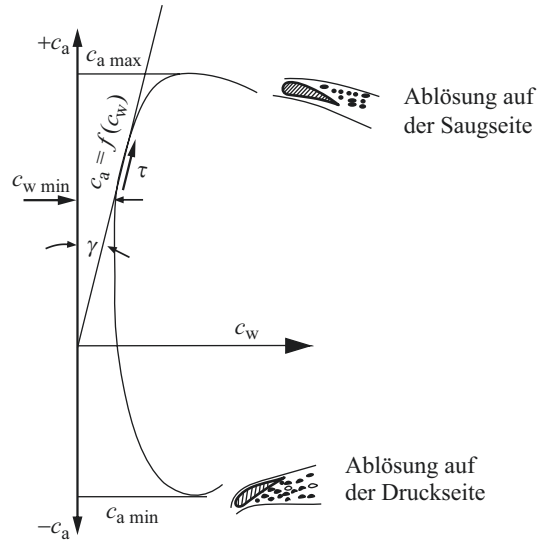


Abb. 2.21 Polardiagramm eines Tragflügels; τ Anstellwinkel, γ Gleitwinkel

oder einzeln im aufgelösten Polardiagramm, (Abb. 2.22).

Den Winkel, den eine Ursprungsgerade zu einem beliebigen Punkt der Polaren bildet, nennt man Gleitwinkel γ, der dazugehörige Tangens ist die Gleitzahl ε

$$\tan\gamma = \varepsilon = \frac{c_w}{c_a}. \tag{2.111}$$

Je kleiner die Gleitzahl ε ist, desto geringer ist die Widerstandskraft gegenüber dem Auftrieb.

2.7.3.2 Propeller

Gitter mit wenigen Schaufeln, wie sie Propeller im Prinzip darstellen, können am ehesten unter dem Aspekt der Tragflügeltheorie betrachtet werden. Propeller sind hydro- oder aerodynamische Strömungsarbeitsmaschinen axialer Bauart zur Erzeugung eines Vortriebs. Somit wird der Axialschub, wie er im folgenden Kapitel noch dargestellt wird, als Hauptwirkung ausgenutzt. Aerodynamisch lässt sich der Axialschub durch die Vorstellung abschätzen, dass ein inkompressibles Fluid angesaugt und beschleunigt wird.

Wird die Stromröhre zur Bilanzierung entlang der Stromlinien, die den überstrichenen Kreis der Propellerspitzen tangieren, gewählt (Abb. 2.23), ergibt sich aus dem Impulssatz die Schubkraft

$$F_s = \rho \cdot \dot{V} \cdot (c_5 - c_1) = \rho \cdot A_3 \cdot c_3 \cdot (c_5 - c_1). \tag{2.112}$$

Die Druckanhebung über den Propeller lässt sich über die Bernoulli-Gleichung von den Ebenen *1* nach *2* bzw. *4* nach *5* zu

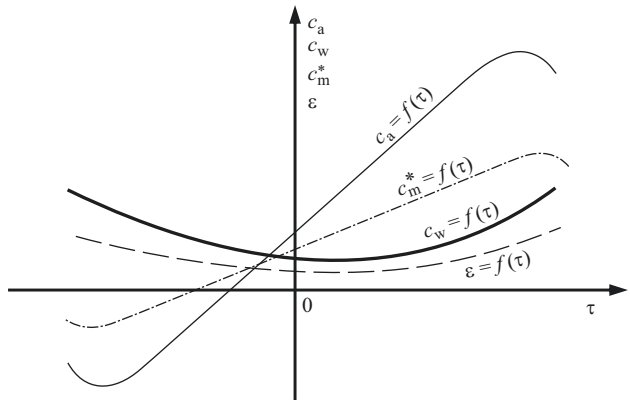


Abb. 2.22 Aufgelöstes Polardiagramm, τ Anstellwinkel, ε Gleitzahl, nach [6]

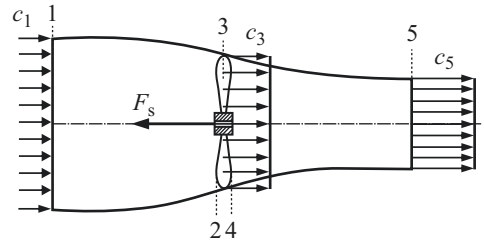


Abb. 2.23 Stromröhre des Propellers

$$p_4 - p_2 = \rho \cdot \frac{\left(c_5^2 - c_1^2\right)}{2} \tag{2.113}$$

darstellen, unter der Annahme, dass im Freistrahl $p_1 = p_5$ ist. Da die Schubkraft auch über die Druckerhöhung über den Propeller darstellbar ist $F_s = A_3 \cdot (p_4 - p_2)$, ergibt sich die Geschwindigkeit

$$c_3 = \frac{c_1 + c_5}{2}. \tag{2.114}$$

Der Propellerschub berechnet sich somit zu

$$F_s = \frac{\rho}{2} \cdot \left(\left(\frac{c_5}{c_1} \right)^2 - 1 \right) \cdot c_1^2 \cdot A_3 = \frac{\rho}{2} \cdot c_s \cdot c_1^2 \cdot A_3. \tag{2.115}$$

Der Ausdruck $c_s = \left(\left(\frac{c_5}{c_1} \right)^2 - 1 \right)$ wird als Schubbelastungsgrad bezeichnet. Über die Nutzleistung $P_n = F_s \cdot c_1$ und die zugeführte Leistung $P_z = F_s \cdot c_3$ definiert man den theoretischen Propeller-Wirkungsgrad

$$\eta = \frac{P_n}{P_z} = \frac{c_1}{c_3} = \frac{2}{1+\sqrt{1+c_s}}. \tag{2.116}$$

Der Wirkungsgrad steigt mit geringer werdendem Unterschied der Fluggeschwindigkeit zur Abströmgeschwindigkeit aus dem Propeller an. Gegenläufig nimmt jedoch der Schub ab, so dass sich ein Optimierungsproblem ergibt. Diese Problematik tritt auch bei der Auslegung des Fans auf. Die Propellertheorie wurde bereits Anfang des 20. Jahrhunderts auch zur Beschreibung des Windrades umgeschrieben und wird dort als Betz'sche Theorie gehandelt. Umfangreichere Angaben zu den Grundlagen und auch zu aktuellen Anwendungen im Turboprop und Open Rotor sind in [4] zusammengestellt.

2.7.3.3 Kraftwirkungen in Axialgittern

In einem Schaufelgitter einer Strömungsmaschine sind jedoch viele Profile vorhanden, so dass das Fluid diskrete Strömungskanäle durchströmt, d. h. als Innenströmung behandelt wird und nicht wie der Tragflügel bzw. Propeller als umströmter Körper. Axialgitter fassen die Einzelkräfte eines Tragflügels zu einer gesamten Kraft zusammen. Die Anströmbedingungen und die Kräfte im axialen Laufrad sind in Abb. 2.24 definiert. Unter der Annahme

- schaufelkongruenter,
- inkompressibler und
- reibungsfreier Strömung

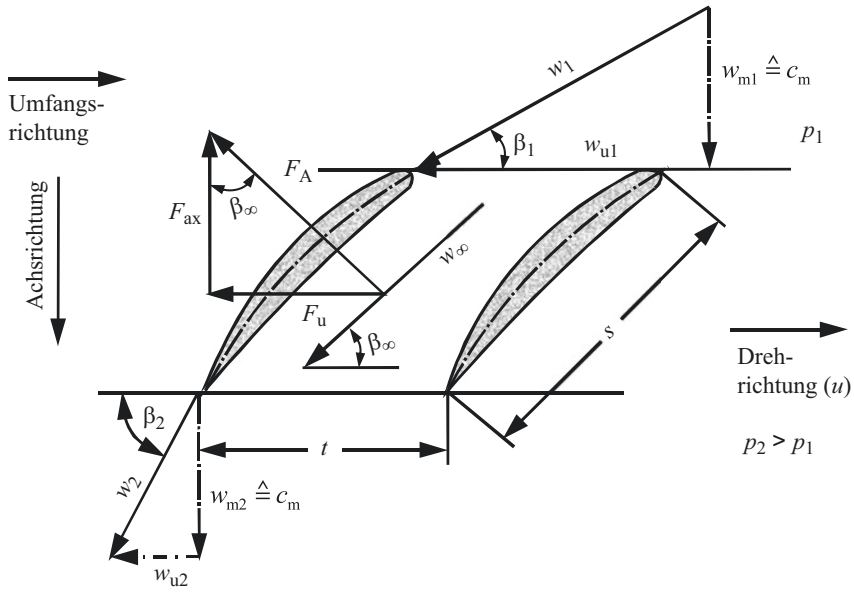


Abb. 2.24 Kräfte im axialen Laufrad (Verzögerungsgitter) ohne Berücksichtigung der Widerstandskraft

lassen sich folgende einfache Beziehungen für den Zusammenhang der Geschwindigkeiten und Kräfte im Axialgitter angeben.

Die in Achsrichtung auftretende Kraftwirkung vom Fluid auf die Beschaufelung, der sogenannte Axialschub F_{ax}, ergibt sich aus der Druckdifferenz $(p_2 - p_1)$ vor (p_1) und hinter (p_2) dem Gitter

$$F_{ax} = -\left(p_2 - p_1\right) \cdot b \cdot t \cdot z \tag{2.117}$$

mit b als radialer Länge der Schaufel, t der Teilung und z der Schaufelanzahl.

Im Folgenden werden die Kräfte am Laufrad betrachtet. Für das Leitrad sind lediglich die Relativgeschwindigkeiten w mit den Absolutgeschwindigkeiten c auszutauschen. Da im ersten Schritt reibungsfreie Strömung vorausgesetzt wird, gelten die Beziehungen sowohl für Beschleunigungs- als auch für Verzögerungsgitter.

Der Axialschub lässt sich über die Energieerhaltungsgleichung auch in Abhängigkeit der Fluidgeschwindigkeit ausdrücken

$$\frac{p_1}{\rho} + \frac{w_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho} + \frac{w_2^2}{2}, \tag{2.118}$$

$$w_1^2 = w_{u1}^2 + w_{m1}^2 \quad \text{und} \quad w_2^2 = w_{u2}^2 + w_{m2}^2. \tag{2.119}$$

Aufgrund der inkompressiblen Strömung und der gleichen Ein- und Austrittsquerschnitte sind die Meridiangeschwindigkeiten am Ein- und Austritt gleich. Die evtl. vorhandene Dichteänderung wird durch die Gestaltung der äußeren und inneren Kanalwände ausgeglichen

$$w_m = w_{m1} = w_{m2} = c_{m1} = c_{m2} = \frac{\dot{V}}{z \cdot b \cdot t}. \tag{2.120}$$

Durch Einsetzen der Gl. 2.119 und 2.120 in Gl. 2.118 erhält man

$$p_2 - p_1 = \frac{\rho}{2} \cdot \left(w_{u1}^2 + w_{m1}^2 - w_{u2}^2 - w_{m2}^2\right) = \frac{\rho}{2} \cdot \left(w_{u1}^2 - w_{u2}^2\right), \tag{2.121}$$

hieraus folgt mit Gl. 2.117 der Axialschub zu

$$F_{ax} = -\frac{\rho}{2} \cdot \left(w_{u1}^2 - w_{u2}^2\right) \cdot b \cdot t \cdot z. \tag{2.122}$$

F_{ax} ist die axiale Kraft des gesamten Gitters mit z Schaufeln.

Die in Umfangsrichtung wirkende Kraft F_u des Fluids auf die Schaufel ergibt sich mithilfe des Impulserhaltungssatzes

$$F_u = -\dot{m} \cdot \left(w_{u2} - w_{u1}\right). \tag{2.123}$$

Mit

$$\dot{m} = \rho \cdot \dot{V} \tag{2.124}$$

und

$$\dot{V} = w_{\mathrm{m}} \cdot b \cdot t \cdot z = c_{\mathrm{m}} \cdot b \cdot t \cdot z \tag{2.125}$$

erhält man die Umfangskraft

$$F_{\mathrm{u}} = -\rho \cdot c_{\mathrm{m}} \cdot b \cdot t \cdot z \left(w_{\mathrm{u2}} - w_{\mathrm{u1}} \right). \tag{2.126}$$

F_{u} ist wiederum die gesamte am Laufrad angreifende Kraft aller z Schaufeln.

Die resultierende Kraft F_{A}, die als Auftrieb des Profils bezeichnet wird, ergibt sich wiederum zu

$$F_{\mathrm{A}} = \sqrt{F_{\mathrm{ax}}^2 - F_{\mathrm{u}}^2}. \tag{2.127}$$

Nachdem diese Abschätzung reibungsfrei erfolgte, ist die resultierende Kraft F_{A} (Gl. 2.117) gleich der aus der Tragflügeltheorie erhaltenen Auftriebskraft (Gl. 2.101)

$$F_{\mathrm{A}} = c_{\mathrm{a}} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot w_{\infty}^2 \cdot b \cdot l \cdot z. \tag{2.128}$$

Ist β_{∞} der Neigungswinkel der mittleren Anströmgeschwindigkeit w_{∞} gegen die Umfangsrichtung, so folgt

$$\tan \beta_{\infty} = \frac{F_{\mathrm{u}}}{F_{\mathrm{ax}}} = \frac{-\rho \cdot c_{\mathrm{m}} \cdot b \cdot t \cdot z \cdot \left(w_{\mathrm{u2}} - w_{\mathrm{u1}} \right)}{-\frac{\rho}{2} \cdot \left(w_{\mathrm{u1}}^2 - w_{\mathrm{u2}}^2 \right) \cdot b \cdot t \cdot z}. \tag{2.129}$$

Nach dem Kürzen ergibt sich für den Neigungswinkel β_{∞} der Anströmung

$$\tan \beta_{\infty} = \frac{c_{\mathrm{m}} \cdot \left(w_{\mathrm{u2}} - w_{\mathrm{u1}} \right)}{\frac{w_{\mathrm{u1}}^2 - w_{\mathrm{u2}}^2}{2}} = -\frac{c_{\mathrm{m}}}{\frac{w_{\mathrm{u2}} + w_{\mathrm{u1}}}{2}} = -\frac{c_{\mathrm{m}}}{w_{\mathrm{u}\infty}}, \tag{2.130}$$

d. h. die Auftriebskraft steht, wie auch schon beim Tragflügel hergeleitet, senkrecht auf der mittleren Anströmgeschwindigkeit w_{∞}

$$w_{\infty} = \sqrt{c_{\mathrm{m}}^2 + \left(\frac{w_{\mathrm{u1}} + w_{\mathrm{u2}}}{2} \right)^2}. \tag{2.131}$$

Muss die Reibung berücksichtigt werden, so tritt zusätzlich die Reibungskraft F_{WR} als Widerstandskraft auf, die in Richtung der mittleren Anströmgeschwindigkeit w_{∞} wirkt; die axiale Kraft F_{ax} und die Umfangskraft F_{u} ändern sich geringfügig um die jeweilige Komponente der Reibungskraft F_{WR}.

Für das Verzögerungsgitter gilt entsprechend (Abb. 2.25)

$$F_{\mathrm{u}} = F_{\mathrm{A}} \cdot \sin \beta_{\infty} + F_{\mathrm{w}} \cdot \cos \beta_{\infty}, \tag{2.132}$$

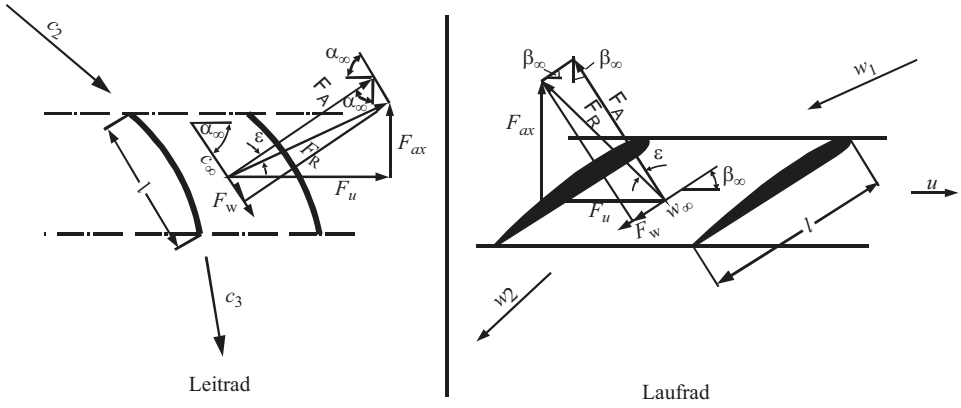


Abb. 2.25 Kräfte im Verzögerungsgitter unter Berücksichtigung der Widerstandskraft

$$F_{\mathrm{A}} = c_{\mathrm{a}} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot w_{\infty}^2 \cdot b \cdot l \cdot z, \tag{2.133}$$

$$F_{\mathrm{WR}} = c_{\mathrm{w}} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot w_{\infty}^2 \cdot b \cdot l \cdot z, \tag{2.134}$$

mithilfe der Gleitzahl $\varepsilon = \dfrac{c_{\mathrm{w}}}{c_{\mathrm{a}}}$ ergibt sich $F_{\mathrm{WR}} = \varepsilon \cdot c_{\mathrm{a}} \cdot \dfrac{\rho}{2} \cdot w_{\infty}^2 \cdot b \cdot l \cdot z$, so dass sich die Umfangskraft im Verzögerungsgitter mit Reibungseinfluss

$$F_{\mathrm{u}} = c_{\mathrm{a}} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot w_{\infty}^2 \cdot b \cdot l \cdot z \left(\sin\beta_{\infty} + \varepsilon \cdot \cos\beta_{\infty} \right) \tag{2.135}$$

und entsprechend die Axialkraft im Verzögerungsgitter mit Reibungseinfluss

$$F_{\mathrm{ax}} = c_{\mathrm{a}} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot w_{\infty}^2 \cdot b \cdot l \cdot z \left(\cos\beta_{\infty} - \varepsilon \cdot \sin\beta_{\infty} \right) \tag{2.136}$$

ergibt.

Die angegebenen Gleichungen erlauben die Berechnung der Druckerhöhung und Ablenkung eines Gitters, wenn Auftriebsbeiwert c_{a} und Gleitzahl ε bekannt sind, was gleichbedeutend ist mit der Kenntnis des Widerstandsbeiwerts c_{w}. Gleichzeitig sind hiermit auch die Verluste des Profils, allerdings ohne die Verluste der Außenwände, bekannt. Somit können aus den Kennwerten der Tragflügeltheorie die Profilverluste ζ berechnet werden. Eine ausführliche Darstellung ist u. a. in [1, 2] zu finden.

Bei Gasturbinen erfolgt der axiale Schubausgleich durch die entsprechende Anordnung von Verdichter und Turbine. Der Schub kann über die Durchmesser von Verdichter und Turbine austariert werden, so dass neben den aerodynamischen Kriterien auch der Schubausgleich bei der Auslegung der Durchmesser mit herangezogen wird.

2.7.4 Definition der Schaufelprofile

Der Aufbau eines Profils aus Skelettlinie und Dickenverteilung ist auf den ersten Blick zwar einfach darstellbar, in der Praxis ergeben sich jedoch Schwierigkeiten, da die Dickenverteilung auf eine gerade Skelettlinie definiert ist. Bei gekrümmten Skelettlinien muss die Dickenverteilung transformiert werden. Außerdem gibt die Skelettlinie nur in etwa die Richtung der Strömung an, wobei allerdings darauf hinzuweisen ist, dass beim Gittereintritt bei Abweichen von den Auslegungszuständen der Anströmung theoretisch jede Abweichung des wirklichen Strömungswinkels des Fluids (Incidence) von dem Eintrittswinkel der Skelettlinie möglich ist und dass beim Gitteraustritt fast immer ein Unterschied zwischen der Skelettlinienrichtung und der Strömungsrichtung besteht.

2.7.4.1 Historische Entwicklung

Durch die elektronische Vernetzung der Konstruktionswerkzeuge, der numerischen Berechnung von Aerodynamik, Festigkeit und Temperaturverteilung sowie der Fertigung ist es heute möglich, Profile auszulegen und zu fertigen, deren Konturen nicht zwingend mit einer algebraischen Beziehung beschrieben werden müssen. Die Entwicklungsschritte zu derartigen Verdichterprofilen ist aus Abb. 2.26 ersichtlich.

Bestanden die ursprünglichen Profile aus zwei Kreisbögen, so wurden mit zunehmender Fertigungsmöglichkeit zuerst mehrere Kreisbögen eingesetzt. Experimentell optimierte Verdichterprofile basierten beispielsweise auf systematischen Untersuchungen der DFVLR Göttingen (Göttinger Profile), dem in England entwickelten Profil RAF27 bzw. C7 und auf den weit benutzten Untersuchungen der NACA. Inzwischen werden die Profile mittels dreidimensionaler CFD-Verfahren gezielt ausgelegt, um einen möglichst hohen Druckrückgewinn bei genügendem Pumpgrenzenabstand zu erzielen (CDA-Profile, "controlled diffusion airfoil"). Eine Zusammenstellung transsonisch und supersonisch angeströmter Profile mit entsprechenden Auslegungshinweisen ist in [7] zu finden, s. Abb. 2.26a und 2.27.

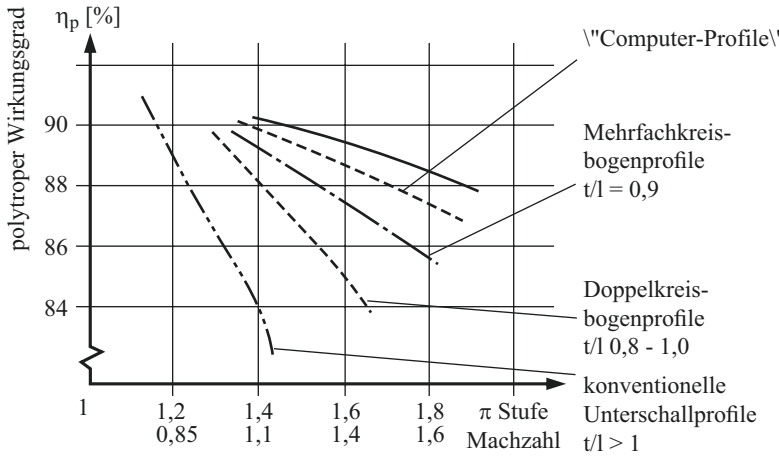


Abb. 2.26 Typische polytrope Wirkungsgrade von subsonischen bis hypersonischen Profilen

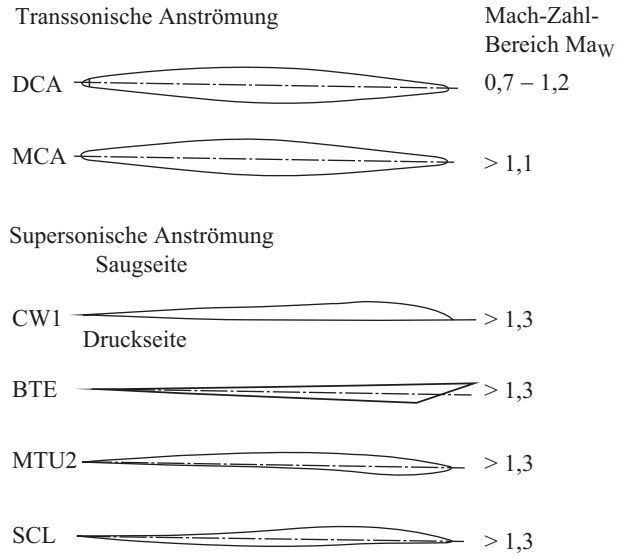


Abb. 2.27 Grundformen transsonisch und supersonisch angeströmter Profile, DCA, "double circular arc", Doppelkreisbogen, MCA, "multiple circular arc blade", CW1, BTE, MTU2, SCL nach [7], S. 375

Die Profilierung einer neu auszulegenden Verdichterstufe erfolgt in der Regel auf einer ersten Anpassung einer bestehenden Stufe mit CDA-Profilen, indem das Profil des Mittenschnittes entsprechend den neuen Forderungen ausgerichtet wird. Dann erfolgt eine radiale Auffädelung zum Schaufelblatt. Eine anschließende numerische dreidimensionale Strömungsberechnung erlaubt das Angleichen der Profile unter Minimierung der Profilverluste und Sekundärströmungen. Die beschreibenden Geometriedaten müssen nicht in eine Korrelation gefasst werden, sondern können direkt in die numerisch gesteuerte Fertigung übernommen werden.

2.7.4.2 Profilgeometrie

Traditionell entstanden die Profile aus Messreihen von Versuchsanstalten. Weit verbreitet ist das NACA Profil 65, siehe Abb. 2.28 [8], sowie Ableitungen hieraus [9].

Der ebenfalls oft verwendeten Britischen C.4 Serie lag eine kreisbogenförmige Skelettlinie zugrunde [10]. Sowohl die NACA Profilserien als auch die C.4 Serien wurden auch mit parabolischer Skelettlinie ausgeführt [11].

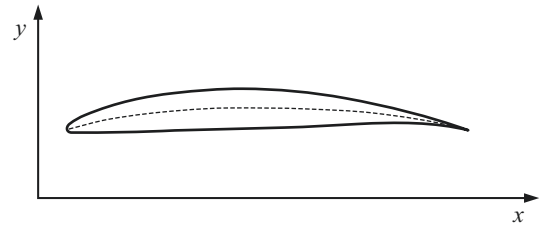


Abb. 2.28 NACA 65-(10)10 Profil

Anstelle der Dickenverteilung werden die druck- und saugseitigen Profiloberflächen der Doppelkreisbogen-Profile ("double circular arc profile", DCA) über Kreisbögen definiert (Abb. 2.29).

Durch den Einsatz von dreidimensionalen Auslegungs- und Fertigungswerkzeugen ist eine analytische Beschreibung der Profile nicht mehr zwingend notwendig. Das Profil kann numerisch sowohl aerodynamisch als auch in Bezug auf die Festigkeit optimiert werden. Aus der Geometrie können Zeichnungen angefertigt, bzw. direkt an numerisch gesteuerte Fertigungsmaschinen weitergegeben werden. Durch gezielte aerodynamische Optimierung der Profile entstand die Klasse der sogenannten CDA-Profile ("controlled diffusion airfoils"), wie sie unter anderem in [12, 13] dokumentiert sind, (Abb. 2.30). Die Profile werden derart entwickelt, dass sich lediglich eine dünne Grenzschicht ausbildet, um ein Ablösen hinauszuzögern. Die Hauptauslegungsidee ist:

- Kontinuierliche Beschleunigung entlang der Saugseite und in der Nähe der Anströmkante, um die Ablösung der laminaren Grenzschicht, bzw. um zu frühe Ablösung überhaupt zu vermeiden
- Die maximale Mach-Zahl soll $Ma < 1{,}3$ nicht überschreiten, um Ablösungen aufgrund von Verdichtungsstößen zu vermeiden
- Sorgfältig ausgeführte Verzögerung entlang der Saugseite nach der maximalen Mach-Zahl, um die Ablösung der turbulenten Grenzschicht zu verhindern
- Auf der Druckseite sollte die Mach-Zahl subsonisch in etwa konstant sein

Hierdurch ergibt sich auf der Saugseite eine kontinuierliche Mach-Zahl-Beschleunigung bis zum Umschlagpunkt der Grenzschicht. Die folgende Diffusion ist durch eine kontinuierliche Verzögerung sorgfältig angepasst, damit Ablösungen vermieden und Reibungsverluste minimiert werden [13].

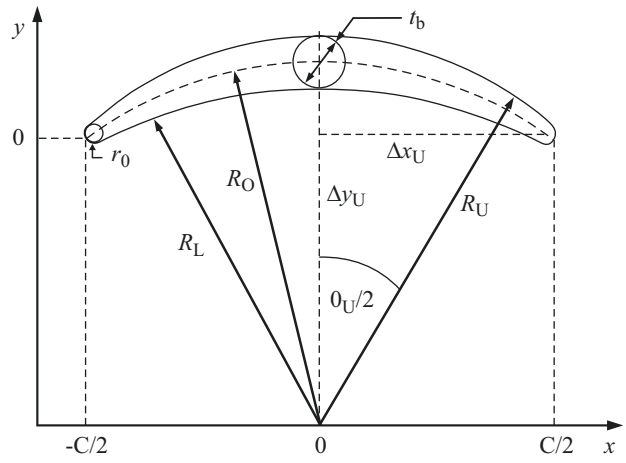


Abb. 2.29 Schema des Doppelkreisbogen-Profils, ("double circular arc profile", DCA)

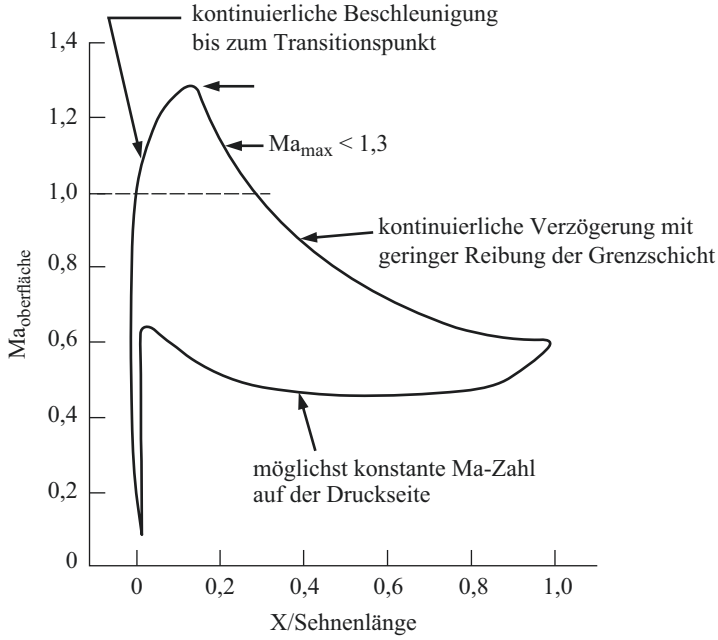


Abb. 2.30 Typische Anforderungen an ein CDA-Profil [13]

Die berechnete isentrope Mach-Zahl-Verteilung im Schaufelkanal eines transsonischen Verdichtergitters der zweiten Stufe eines hochbelasteten zweistufigen Niederdruckkompressors im Auslegungspunkt ist in Abb. 2.31 skizziert. Der Kanalstoß steht bei großen Staffelungswinkeln vor dem Vorderkantenstoß. Entgegen den typischen Anforderungen nach Hobbs und Weingold [13] ist eine stoßfreie Verzögerung bei den hochbelasteten Profilen mit hohen Anström-Mach-Zahlen nicht realisierbar. Allerdings können die Verluste durch ein möglichst weites Hinauszögern des Stoßes merklich abgesenkt werden.

In Abb. 2.32 sind die Verlustkoeffizienten des NACA 65 eines DCA und eines CDA mit einander verglichen. Deutlich erkennbar ist das spätere Ansteigen bei höheren Mach-Zahlen des CDA-Profiles.

Eine detailliertere Zusammenfassung der Profilserien ist in [11] zu finden. Bitterlich und Ausmeier [15] stellen eine einfache Möglichkeit der analytischen Beschreibung der Profilgeometrie dar.

Eine detaillierte Untersuchung der Profileigenschaften erfolgt in der Regel mit numerischen Methoden, die anhand von Messergebnissen validiert werden müssen. So untersuchten Hergt et al. [16] die Wechselwirkung der Stoßwellen mit der Grenzschicht einer supersonisch angeströmten Verdichterkaskade (Ma_1 = 1,21), experimentell anhand von PIV und Schlierenaufnahmen sowie numerisch. Die Lage des Kanalstoßes schwankte in Abhängigkeit vom Anströmwinkel und dem Betriebspunkt um die 10 % der Sehnenlänge. Diese Lageänderungen konnten nicht mit RANS nachvollzogen werden. Hierzu mussten

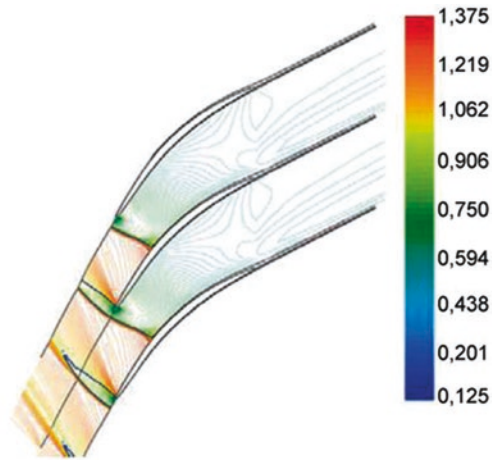


Abb. 2.31 Berechnete isentrope Mach-Zahl-Verteilung im Schaufelkanal eines transsonischen Verdichtergitters der zweiten Stufe eines hochbelasteten zweistufigen Niederdruckkompressors [14]

transiente LES bzw. DNS herangezogen werden. Aufgrund der Reduktion der viskosen Verluste der Saugseite waren die unter turbulenter Anströmung gemessenen Profilverluste niedriger als bei laminarer Anströmung. Dies konnte auf eine laminare Ablöseblase zurückgeführt werden, die unter turbulenten Bedingungen verschwand.

2.7.4.3 For-Loaded-/Aft-Loaded-Profile

Die Rotorspaltströmung beeinflusst stark den Wirkungsgrad, das Druckverhältnis und den Betriebsbereich eines Axialverdichters [10]. Die hierdurch zu verbuchenden Verluste betragen in etwa 1/3 der Verdichterverluste [17]. Insbesondere für die subsonisch durchströmten, hinteren Stufen von Industrieverdichtern, wie auch in den Hochdruckstufen mit großen relativen Spaltweiten von bis zu 6 % der Schaufelhöhe, ergeben sich hohe Verluste [18]. Die Spaltleckage wird durch den Druckunterschied von Druck- zu Saugseite über der Blattspitze angetrieben [19]. Yoon et al. [20] begründen einen Zusammenhang zwischen der Belastung des Profils an der Blattspitze und der Stärke des Spaltwirbels. Die Spaltströmung ist nach Bae et al. [21] mit eigener Frequenz, die mit der Durchflusszeit korreliert, inhärent instationär. Den Einfluss des Spaltwirbels des Rotors auf die folgende Leitreihe wurde von Hwang et al. [22] numerisch analysiert. Die Spitzenleckage, die am Rotoraustritt noch nicht mit der Hauptströmung vermischt ist, kann im nachfolgenden Leitrad wieder regeneriert werden, wie von Smith [23] publiziert und von Van Zante et al. [24] quantitativ nachgewiesen wurde. Zusätzlich wurde gezeigt, dass die Energetisierung primär nicht-viskos bestimmt ist. Valkov und Tan [25, 26] beschrieben den Prozess analog zum Mischprozess eines Nachlaufes und konnten zeigen, dass der Wirkungsgradabfall mit schlechterer Mischung geringer wurde. Obwohl die gezielte Verteilung der Belastung an der Blattspitze durchaus erfolgreich eingesetzt wurde, wie beispielsweise in [27–30], sind die Details der Auswirkung noch nicht vollständig verstanden. Die Belastung eines Profils kann zur Reduktion von Verlusten oder Verbesserung der Stabilität in axialer und radialer Position bewusst verteilt werden. Insbesondere an der Blattspitze kön-

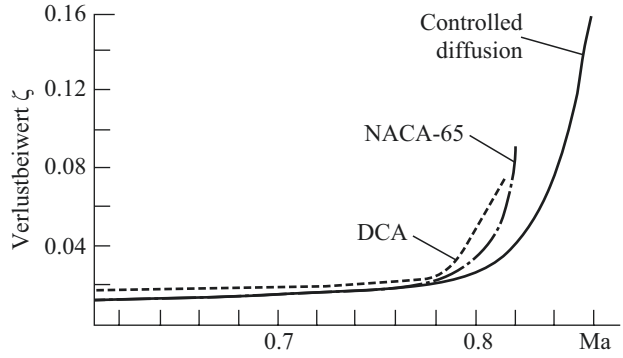


Abb. 2.32 Schematischer Vergleich von Schaufelprofilen bezüglich der Verlustkoeffizienten

nen durch die axiale Verteilung der Belastung die Ausbildung des Spitzenwirbels und damit die Stabilität, die Verluste und der Durchsatz stark beeinflusst werden. Je nach der Verteilung der Belastung von der Vorderkante bis zur Hinterkante können die Spitzenverluste gezielt beeinflusst werden. Ist die hohe Belastung zur Hinterkante hin verschoben, spricht man von einem aft-loaded-Profil, entsprechend bei einem stärker belasteten Vorderkantenbereich von einem for-loaded-Profil. Bereits Wisler [31] zeigte in einem vierstufigen Niedergeschwindigkeitsverdichter, dass der Wirkungsgrad unter Auslegungsbedingungen und nahe der Stopfgrenze durch ein aft-loaded-Profil an der Blattspitze des Rotors erhöht werden kann. Zusätzlich sank die Spitzengeschwindigkeit auf der Saugseite ab, was die Fehlabströmung reduzierte. Allerdings konnte nicht schlüssig geklärt werden, inwieweit die Wirkungsgradverbesserung auf der Reduktion der Leckage oder aber auf verminderten Reibungsverlusten beruhte. Um die Überströmverluste und die hierdurch entstehende Blockage zu reduzieren, gibt Wisler [31] als Richtlinie für mehrstufige Verdichter vor, dass der Rotor an der Blattspitze aft-loaded und an der Nabe for-loaded ausgelegt werden sollte, während im Gegensatz dazu das Leitrad an der Blattspitze for-loaded und an der Nabe aft-loaded ausgeführt würde (Abb. 2.33). Nach dieser Hypothese sollten durch die aft-loaded-Belastung die Mischverluste der Leckage aufgrund der zur Hinterkante verschobenen Position der Leckage reduziert werden. Hierdurch mischt sich die Spitzenleckage nicht so stark mit der Kanalströmung aus, so dass der viskose Mischverlust geringer ausfällt. Andererseits wird die Reenergetisierung der Rotor-Leckagesträhne durch das nachfolgende for-loaded Leitrad begünstigt.

Tiralap et al. [32] nahmen die Fragestellung von Wisler [31] wieder auf und gingen der Frage nach, inwieweit über die Spitzenleckage die Verluste beeinflusst werden können. Sie untersuchten numerisch mit instationärer RANS-Modellierung die Ausbildung des Spitzenwirbels einer subsonischen Industrieverdichterstufe von for-loaded und aft-loaded Profilen anhand instationärer, dreidimensionaler numerischer Berechnungen und einer Kontrollvolumen-Analyse. Die an der Blattspitze aft-loaded ausgelegten Profile verzögern die Ausbildung der Spitzenleckage mit verringerten Mischungsverlusten und reduzierter Spitzenleckage, womit der Verlust abgesenkt wird. Dieser Vorteil ist bei möglichst geringer Vermischung am größten. Die hierbei in Kauf zu nehmende Änderung des Abström-

winkels im Außenbereich führt jedoch auf eine Verstimmung der Abstimmung der Strömung im Spitzenbereich und im Kanal mit insgesamt erhöhten Verlusten. Deshalb schlagen Tiralap et al. [32] wie bereits Wisler [31] eine radial angepasste Verteilung der axialen Belastung vor (Abb. 2.33), wobei der Rotor im Spitzenbereich aft-loaded und im Nabenbereich fore-loaded ausgelegt werden sollte, mit einer Verteilung des Abströmwinkels der Leckage von der Spitze zur Nabe ohne zusätzliche Verluste zu erhalten. Durch die aft-loaded Auslegung der Rotorspitze konnte der Wirkungsgrad der Stufe um 0,15 Prozentpunkte angehoben werden. Bei den Untersuchungen der Regenerierung der Leckageströmung im folgenden Leitrad wurde festgestellt, dass die Schwankungsfrequenz des inhärent instationären Leckagestroms sich um den Faktor 0,45 von der Vorbeistreichfrequenz des Rotors unterscheidet, wie bereits verschiedentlich publiziert wurde [19, 33, 34]. Die reduzierte Frequenz

$$F_c^+ = \frac{f_c}{w_\infty} \tag{2.137}$$

beträgt 0,55. So wird die instationäre Strömung der Rotor-Stator-Wechselwirkung von zwei Frequenzen, der Vorbestreichfrequenz sowie der Frequenz des Spitzenwirbels, dominiert. Die Periodendauer des Spitzenwirbels beträgt in etwa das 2,2-Fache der Vorbeistreichfrequenz, so dass sich die relative Position von Rotor zu Stator für jeden Zyklus unterscheidet und das instationäre Strömungsfeld nicht periodisch zur Vorbeistreichfrequenz wird. Die Periodizität ergibt sich aus

$$t_{\text{Periode,ges}} = \left(t_{\text{Periode}} \cdot n_{\text{Zyklus}}\right)_{\text{Spitzenwirbel}} = \left(t_{\text{Periode}} \cdot n_{\text{Zyklus}}\right)_{\text{Vorbeistreichfrequenz}}. \tag{2.138}$$

Geradzahlige Vielfache ergeben die gesamte Periodizität, die bei den Untersuchungen von Tiralap et al. [32] 11 Teilungsperioden beträgt, was letztendlich bedeutet, dass die Rechnung über diese gesamte Periodendauer zu erstrecken ist. Die Verteilung der Belastung an der Blattspitze beeinflusst die Position, ab der die Leckageströmung überströmt, sowie den Abströmwinkel der Leckage, die letztendlich die Wechselwirkung mit dem nachfolgenden Stator bestimmt. Außerdem kann eine weniger eingemischte Strähne verlustloser reenergenisiert werden. Die aft-load-Auslegung der Rotorspitze bewirkt einerseits eine Reduktion und anderseits eine geringere Durchmischung der Leckagesträhne.

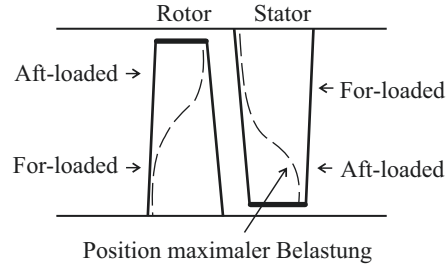


Abb. 2.33 Optimale Lage der maximalen Belastung

Allerdings ergibt die Änderung des Abströmwinkels eine verstärkte Verstimmung mit der nachfolgenden Leitreihe, was einer Reduktion des Wirkungsgrades entgegenwirkt.

2.7.5 Verluste

Im Allgemeinen werden nach Denton [36] bei den Verlusten einer Stufe Profilverluste, Wandverluste und Leckageverluste unterschieden. Die Profilverluste entstehen in der Grenzschicht des Profils und entfernen sich von den Wänden, während die Wandverluste auf Sekundärströmungen beruhen, die durch die Hauptströmung in Verbindung mit Wechselwirkung der Druckgradienten und Grenzschichten induziert werden. Spaltströmungen entstehen durch die Umströmung der Blattspitzen im Spalt an Lauf- und Leitrad aufgrund der herrschenden Druckgefälle zwischen Druck- und Saugseite. Verdichterpumpen kann als Ablösung an der Blattoberfläche definiert werden. Diese beeinträchtigt die Geschwindigkeitsverteilung der folgenden Stufe eines mehrstufigen Verdichters stark.

Die im Verdichter auftretenden Verluste werden durch verschiedene Phänomene, durch die Grenzschichten und Spalt- und Sekundärströmungen sowie durch Verdichtungsstöße bewirkt. Entsprechend sind sie an unterschiedlichen radialen Positionen bemerkbar (Abb. 2.34).

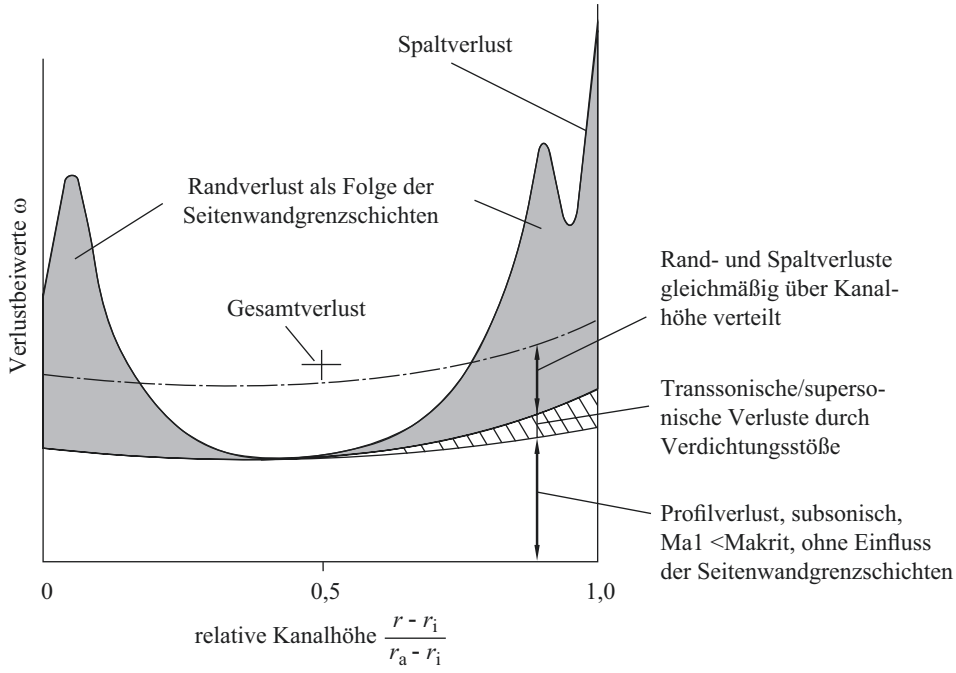


Abb. 2.34 Schematische radiale Verteilung in einem Verdichter-Laufgitter [7]

Die Höhe der Verluste erhöht sich mit der Anström-Mach-Zahl stark, da einerseits die Reibungsverluste ansteigen, aber vor allem Stoßverluste auftreten, (Abb. 2.35).

Da die Verluste und die Stabilität maßgeblich durch die Wechselwirkung der Hauptströmung, der Grenzschicht und der Verdichtungsstöße beeinflusst werden, verändern Geometrievariationen in der Größenordnung der Grenzschichtdicke das Verhalten eines Profils. Für eine Grenzschichtströmung entlang einer dünnen, ebenen Platte ergibt sich nach Blasius für die Grenzschichtdicke

$$\frac{\delta(x)}{x} = \frac{5}{\sqrt{\mathrm{Re}_x}} \tag{2.139}$$

mit der Reynoldszahl

$$\mathrm{Re}_x = \frac{c_\infty \cdot x}{\nu}. \tag{2.140}$$

Als Dicke $\delta(x)$ der Grenzschicht wird die Dicke festgelegt, bei der die Geschwindigkeit 99 % der Geschwindigkeit der freien Außenströmung erreicht hat

$$c_\delta = c\left(y = \delta\right) := 0{,}99 \cdot c_\infty \approx c_\infty. \tag{2.141}$$

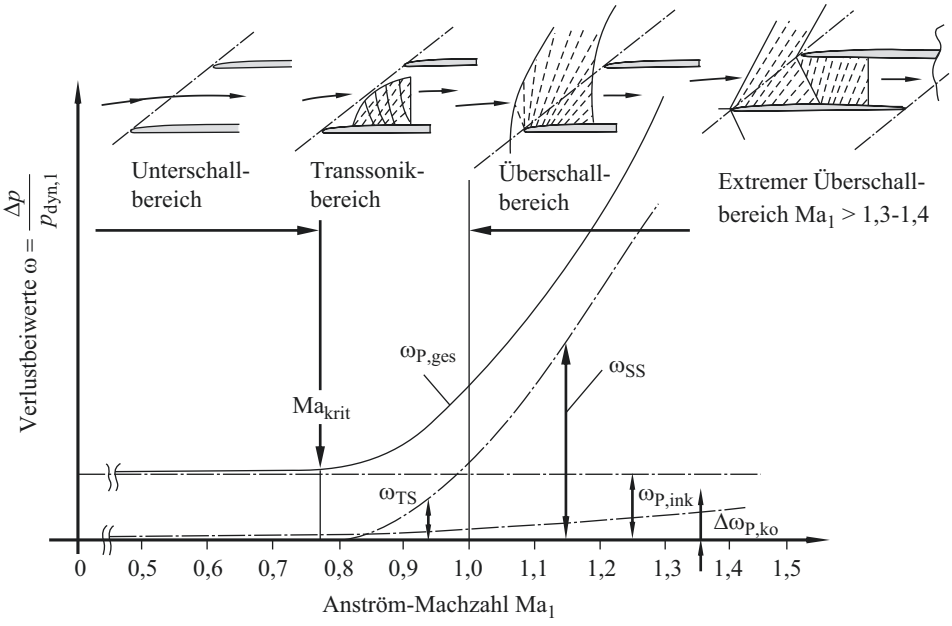


Abb. 2.35 Zusammensetzung der Profil-Verlustanteile bei sub-, trans- und supersonischer Anströmung [7]

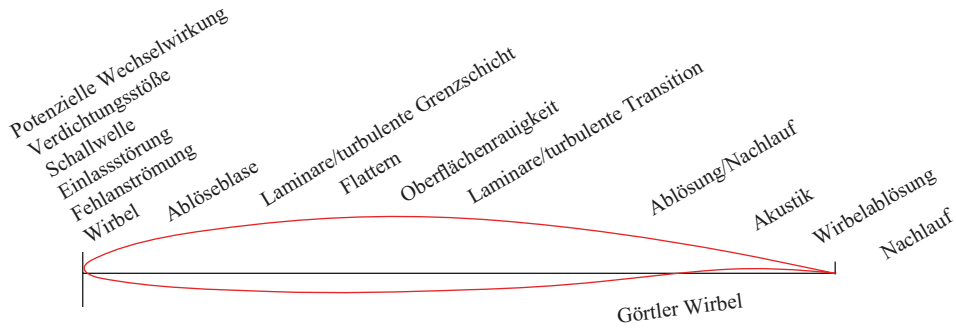


Abb. 2.36 Strömungsprobleme am Profil

Die Grenzschichten am Profil bestimmen die Profilverluste bei großen Streckungsverhältnissen maßgeblich, bei kleinen Verhältnissen kommen zusätzlich die Wandgrenzschichten zum Tragen.

Bei hohen Streckungsverhältnissen, bei denen die durch Reibung hervorgerufenen Profilverluste maßgebend sind, wird die Durchflussrechnung des Meridiankanals zur ersten Auslegung erfolgreich eingesetzt. Mit sinkendem Streckungsverhältnis gewinnen die Wandeffekte an Bedeutung, so dass die Wechselwirkung unterschiedlichster Phänomene (Abb. 2.36) berücksichtigt werden muss.

Literatur

1. Traupel W (1988) Thermische Turbomaschinen, Bd 1. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
2. Traupel W (1988) Thermische Turbomaschinen, Bd 2. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
3. Lechner G, Seume J (2003) Stationäre Gasturbinen. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
4. Rick H (2013) Gasturbinen und Flugantriebe: Grundlagen, Betriebsverhalten und Simulation. Springer Vieweg, Berlin/Heidelberg
5. Riegels FW (1958) Aerodynamische Profile. Verlag, Oldenbourg
6. Bohl W, Elemendorf W (2012) Strömungsmaschinen 1: Aufbau und Wirkungsweise, Kamprath-Reihe, 11. Aufl. Vogel Communications Group GmbH & Co. KG, Würzburg
7. Grieb H (2009) Verdichter für Turbo-Flugtriebwerke. Springer-Verlag, Berlin
8. Emery JC, Herrig LJ, Erwin JR, Felix AR (1958) Systematic two-dimensional cascade tests of NACA 65-series compressor blades at low speeds. NACA report 1368, NACA Washington, DC
9. Kovach K, Sanderock DM (1961) Aerodynamic design and performance of five stage transonic axial flow compressor. ASME J Eng Pow 83:304–321
10. Cumpsty NA (1989) Compressor aerodynamics. Longman Scientific and Technical, Essex
11. Aungier RH (2003) Axial-flow compressors. ASME Press, New York
12. Behlke RF (1986) The development of a second generation of controlled diffusion airfoils for multistage compressors. ASME J Turbomach 108(1):32–41
13. Hobbs DE, Weingold HD (1984) Development of controlled diffusion airfoils for multistage compressor application. ASME J Eng Gas Turbines Power 106(2):271–278

14. Voss C, Aulich M, Kaplan B, Nicke E (2006) Automated multi-objective optimisation in axial compressor blade design. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea and air, volume 6: turbomachinery, parts A and B. Paper GT2006-0420, Barcelona, Spain, 8–11 May
15. Bitterlich W, Ausmeier S (2002) Gasturbinen und Gasturbinenanlagen: Darstellung und Berechnung. Vieweg Teubner, Wiesbaden
16. Hergt A, Klinner J, Wellner J, Willert C, Grund S, Steinert W, Beversdorff M (2018) The present challenge of transonic compressor blade design. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018. Turbomachinery technical conference and exposition, paper GT2018-75528, Oslo, Norway, 11–15 June
17. Denton JD (1993) The 1993 IGTI scholar lecture: loss mechanisms in turbomachines. ASME J Turbomach 115(4):621
18. Williams R, Gregory-Smith D, He L, Ingram G (2010) Experiments and computations on large tip clearance effects in a linear cascade. ASME J Turbomach 132(2):021018
19. Storer JA, Cumpsty NA (1991) Tip leakage flow in axial compressors. ASME J Turbomach 113(2):252–259
20. Yoon YS, Song SJ, Shin H-W (2006) Influence of flow coefficient, stagger angle, and tip clearance on tip vortex in axial compressors. ASME J Fluids Eng 128(6):1274–1280
21. Bae J, Breuer KS, Tan CS (2004) Periodic unsteadiness of compressor tip clearance vortex. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea and air, volume 6: Turbo Expo 2004, paper GT2004-53015,Vienna, Austria, 14–17 June, S 457–465
22. Hwang Y, Kang S-H, Lee S (2010) Numerical study on unsteadiness of tip clearance flow induced by downstream stator row in axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: power for land, sea and air, volume7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2010-23024, Glasgow, UK, 14–18 June, S 2553–2560
23. Smith LH (1966) Wake dispersion in turbomachines. J Basic Eng 88(3):688
24. Van Zante DE, Adamczyk JJ, Strazisar AJ, Okiishi TH (2002) Wake recovery performance benefit in a 12 Copyright © 2016 by Siemens Energy Inc., high-speed axial compressor. J Turbomach 124(2):275
25. Valkov TV, Tan CS (1999) Effect of upstream rotor vortical disturbances on the time-averaged performance of axial compressor stators: part 1: framework of technical approach and wake-stator blade interactions. J Turbomach 121(3):377
26. Valkov TV, Tan CS (1999) Effect of upstreamrotor vortical disturbances on the time-averaged performance of axial compressor stators: part 2: rotor tip vortex/streamwise vortex-stator blade interactions. J Turbomach 121(3):387
27. Gallimore SJ, Bolger JJ, Cumpsty NA, Taylor MJ, Wright PI, Place JMM (2002) The use of sweep and dihedral in multistage axial flow compressor blading; part I: university research and methods development. J Turbomach 124(4):521
28. Gallimore SJ, Bolger JJ, Cumpsty NA, Taylor MJ, Wright PI, Place JMM (2002) The use of sweep and dihedral in multistage axial flow compressor blading; part II: low and high-speed designs and test verification. J Turbomach 124(4):533
29. Buche D, Guidati G, Stoll P (2003) Automated design optimization of compressor blades for stationary, large-scale turbomachinery. In: ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference volume 6: Turbo Expo 2003, parts A and B, paper GT2003-38421, Atlanta, Georgia, USA, 16–19 June, S 1249–1257
30. Seshadri P, Shahpar S, Parks GT (2014) Robust compressor blades for desensitizing operational tip clearance variations. In: ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, volume 2A: turbomachinery, paper GT2014-26624, Düsseldorf, Germany, 16–20 June, S V02AT37A043
31. Wisler DC (1985) Loss reduction in axial-flow compressors through low-speed model testing. J Eng Gas Turbines Power 107(2):354

32. Tiralap A, Tan CS, Donahoo E, Montgomery M, Cornelius C (2016) Effects of rotor tip blade loading variation on compressor stage performance. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, volume 2A: turbomachinery, paper GT2016-57727, Seoul S-Korea, 13–17 June
33. Taghavi-Zenouz R, Eslami S (2011) Numerical simulation of unsteady tip clearance flow in an isolated axialcompressor rotor blades row. In: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, part C: J Mech Eng Sci, 226(1):82–93
34. Zhang H, Deng X, Lin F, Chen J, Huang W (2006) A study on the mechanism of tip leakage flow unsteadiness in an isolated compressor rotor. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, volume 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-91123, Barcelona, Spain, 8–11 May, S 435–445
35. Hergt A, Steinert W, Grund S (2013) Design and experimental investigation of a compressor cascade for low reynolds number conditions. In: ISABE paper, 21st ISABE conference Busan/ Korea, September 2013
36. Denton JD (1993) The 1993 IGTI Scholar lecture: loss mechanisms in turbomachines. J Turbomach 115(4):621–656
37. Van Zante DE, Adamczyk JJ, Strazisar AJ, Okiishi TH (2002) Wake recovery performance benefit in a high speed axial compressor. ASME J Turbomach 124:275–284
38. Adamczyk JJ (1996) Wake mixing in axial flow compressors. In: Proceedings ASME 1996 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, vol. 1: turbomachinery, paper 96-GT-029, Birmingham, UK, 10–13 June
39. Zaki T, Wissink J, Durbin PA, Rodi W (2010) Direct numerical simulations of transition in a compressor cascade: the influence of free-stream turbulence. J Fluid Mech 665:57–98
40. Hah C, Shin H (2012) Study of near –stall flow behavior in a modern transonic fan with compound sweep. ASME J Fluids Eng 134:071101–071107
41. Gourdain N (2013) Validation of large eddy simulation for the prediction of compressible flow in an axial compressor stage. In: ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, volume 6C: turbomachinery, paper GT2013-94550, San Antonio, Texas, USA, 3–7 June
42. Hah C, Hathaway M, Katz J (2014) Investigation of unsteady flow field in a low speed one and a half stage axial compressor: effects of tip gap size on the tip clearance flow structure at near stall operation. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, volume 2D: turbomachinery, paper GT2014-27094, Düsseldorf, Germany, 16–20 June
43. Papadogiannis D, Duchane F, Sicot F, Gicquel L, Wang G, Moreau S (2014) Large eddy simulation of high pressure turbine stage: effects of sub-grid scale modeling and mesh resolution. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, volume 2B: turbomachinery, paper GT2014-25876, Düsseldorf, Germany, 16–20 June
44. Hah C (2017) Impact of wake dispersion on axial compressor performance. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, volume 2A: turbomachinery. Paper GT2017-63020, Charlotte, North Carolina, USA, 26–30 June
45. Kemp NH, Sears WR (1955) The unsteady forces due to viscous wakes in turbomachines. J Aeronaut Sci 22:478–483
46. Lowson MV (1968) Reduction of compressor noise radiation. J Acoust Soc Am 43(1):37–50
47. Mailach R, Vogeler K (2002) Experimentelle Untersuchung des instationären Grenzschichtverhaltens auf den Schaufeln eines Niedergeschwindigkeits-Axialverdichters. DGLR Jahrestagung, Paper 2002–071, Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, Stuttgart, Germany, 23–26 September
48. Goto S, et al. (2005) Investigation on unsteady loadings due to fan rotor-stator interaction. ISABE symposium on airbreathing engines, paper 2005–1140, Munich, Germany

Räumliche Gitterströmung, Drallgesetze

3

Der Berechnungsgang bei der Auslegung einer Beschaufelung beginnt im Allgemeinen durch die Festlegung der Abmessungen unter Verwendung der thermodynamisch vorgegebenen Zustandswerte eindimensional nach der Stromfadentheorie. Es schließt sich dann die mehrdimensionale Berechnung der Strömung über die Schaufelhöhe an, um über die vorgegebene Umfangsarbeit die Schaufeln profilieren zu können.

Als neue freie Größe bei dreidimensionaler Betrachtung tritt neben dem meist vernachlässigten Verlauf in Umfangsrichtung der radiale Verlauf der Abströmwinkel aus den Schaufelkränzen auf. Aus der Stromfadenrechnung ist lediglich der mittlere Wert im Mittenschnitt bekannt. Um nun diesen Winkelverlauf sinnvoll vorzugeben, müssen einige Überlegungen über verschiedene Strömungsverteilungen angestellt werden [1].

Aus Gründen der Übersichtlichkeit soll die Strömung des kompressiblen Fluids vereinfacht reibungsfrei und inkompressibel beschrieben werden. Zudem werden keine radialen Verschiebungen der Fluidteilchen berücksichtigt. Die Strömung verlaufe idealisiert auf koaxialen Zylinderoberflächen, die Geschwindigkeiten besitzen nur eine Axial- und Umfangskomponente, der Druck p ist nur eine Funktion des Radius r.

3.1 Radiales Kräftegleichgewicht

Unter der Annahme von Rotationssymmetrie, d. h. im Zylinderkoordinatensystem sollen einführend Betrachtungen zur dreidimensionalen Gitterströmung angestellt werden. Zunächst wird die Gleichung für das Kräftegleichgewicht in rotationssymmetrischer Strömung über der Schaufelhöhe hergeleitet. Anschließend wird der radiale Verlauf des Schaufelabströmwinkels unter unterschiedlichen Ansätzen vorgestellt.

Um die Geschwindigkeitsverteilung in einer axialen Turbomaschine zu berechnen, wird das radiale Kräftegleichgewicht im Axialspalt zwischen den Rädern bestimmt. Im

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_3

Allgemeinen geht man von Zylinderkoordinaten, r, φ, z aus, wobei nach Abb. 3.1 r die Radial-, φ die Umfangs- und z die Axialkoordinate und c_r, c_u, c_z die Komponenten der Absolutgeschwindigkeit c in Radial-, Umfangs- und Axialrichtung darstellen.

Die z-Achse soll dabei mit der Maschinenachse identisch sein.

Infolge des radialen Druckgradienten $\partial p/\partial r$ wirkt auf ein elementares Flüssigkeitsteilchen, das nach Abb. 3.2 die Abmessungen dr, $rd\varphi$ und dz im Abstand r von der Achse hat, in radialer Richtung die resultierende Druckkraft $d\vec{F}_p$, die man aus der Betrachtung des radialen Kräftegleichgewichts an dem Elementarteilchen erhält

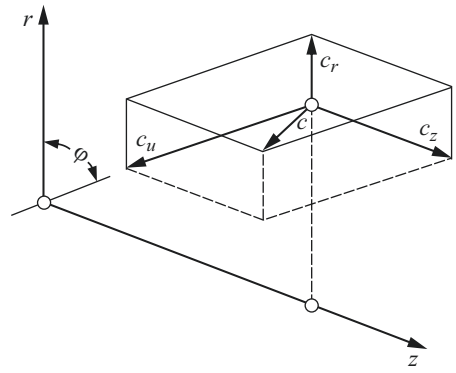


Abb. 3.1 Koordinatensystem; r Radialkoordinate, φ Umfangskoordinate, z Axialkoordinate, c_r, c_u, c_z Komponenten der Absolutgeschwindigkeit c in Radial-, Umfangs- und Axialrichtung

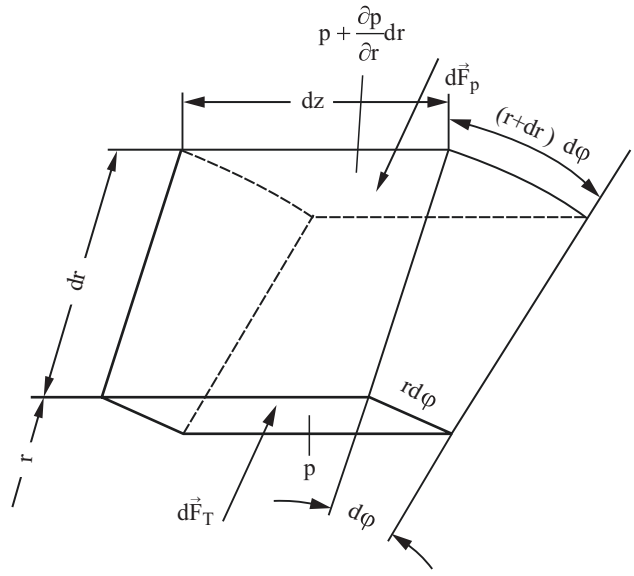


Abb. 3.2 Volumenelement zur Berechnung des Kräftegleichgewichtes

$$d\vec{F}_p = \begin{pmatrix} \dfrac{\partial p}{\partial r} \cdot dr & r \cdot d\varphi & dz \\ \dfrac{\partial p}{\partial z} \cdot dr & r \cdot d\varphi & dz \end{pmatrix}. \tag{3.1}$$

Die Umlenkung der Strömung eines kompressiblen Fluids führt entsprechend dem Verlauf der c_u-Komponente zu Druckgradienten in radialer Richtung. Diese bewirken eine Krümmung der Stromlinien in den einzelnen Schaufelschnitten (Abb. 3.3). Zur Bestimmung der radialen Stromlinienversetzungen wird bei der Methode des radialen Gleichgewichts von einer Berechnung der kompressiblen Strömung in den schaufelfreien Axialspalten zwischen den Schaufelgittern ausgegangen.

Die Energiezufuhr im Laufrad (R) vergrößert die Umfangskomponente der Absolutgeschwindigkeit von c_{u1} auf c_{u2}, sodass die Stromlinien tendenziell nach innen zur Nabe hinbewegt werden. Da im Leitrad keine Energiezufuhr stattfindet, kehrt sich der Vorgang hier wieder um. Somit entsteht ein geschwungener Verlauf der Stromlinien. Im Vergleich zur rein koaxialen Strömung führt dies zu zusätzlichen Kräften auf den räumlich gekrümmten Strombahnen. Die Tangente an die Bahnkurve mit dem

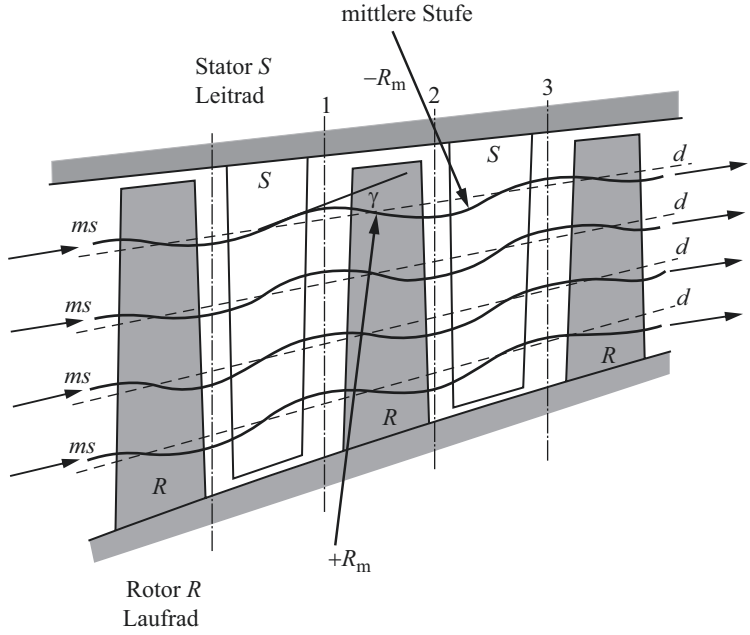


Abb. 3.3 Meridianstromflächen in einem Verdichter; *S* Leiträder, *R* Laufräder, 1, 2, 3 Berechnungsebenen (Meridianflächen) in den Axialspalten, *d* Abstandslinien, *ms* Meridianstromlinie, R_m Krümmungshalbmesser der Meridianstromlinien, λ Neigungswinkel der Abstandslinien zwischen *d* und *ms*

Krümmungsradius $\pm R_m$ stimmt mit der Richtung c_m überein und schließt mit der Axialrichtung den Winkel γ ein.

Die Druckkraft muss mit der Trägheitskraft $d\vec{F}_T$ im Gleichgewicht stehen, die sich einerseits durch die Bewegung des Teilchens um die Maschinenachse mit der Umfangskomponente c_u, bzw. deren Zentrifugalkraft $d\vec{F}_{\mathrm{cu}}$, und andererseits durch die Bewegung entlang der Meridianstromlinie *ms* mit der Meridiankomponente c_m, bzw. deren Meridiankraft $d\vec{F}_{\mathrm{cm}}$, ergibt (Abb. 3.4 und 3.5).

Die Trägheitskraft $d\vec{F}_{\mathrm{T}}$ ergibt sich somit zu

$$d\vec{F}_{\mathrm{T}} = \left(d\vec{F}_{\mathrm{cm}} + d\vec{F}_{\mathrm{cu}}\right). \tag{3.2}$$

Weitere Trägheitskräfte können nicht auftreten, da Rotationssymmetrie vorausgesetzt wird. Die Zentrifugalkraft $d\vec{F}_{\mathrm{cu}}$ durch die Geschwindigkeitskomponente c_{u} beträgt

$$d\vec{F}_{\mathrm{cu}} = \begin{pmatrix} \frac{c_{\mathrm{u}}^2}{r} \cdot dm \\ 0 \end{pmatrix}, \tag{3.3}$$

mit *dm* als differenzieller Masse des Elementarteilchens. Infolge der Bewertung mit der Geschwindigkeitskomponente c_m entsteht im betrachteten Massenpunkt *P* in tangentialer Richtung der Meridianstromlienie (Abb. 3.4) die Trägheitskraft

$$dm \frac{dc_{\mathrm{m}}}{R_{\mathrm{k}}}, \tag{3.4}$$

und senkrecht dazu eine weitere Zentrifugalkraft

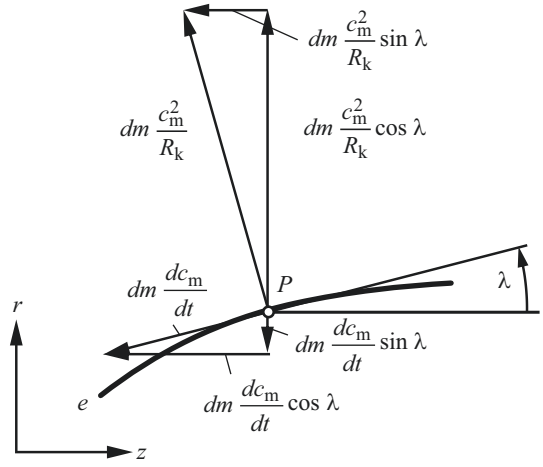


Abb. 3.4 Zerlegung der Kraft entlang der Meridianstromlinie *e* der Meridianströmung c_{m} in eine axiale und radiale Komponente

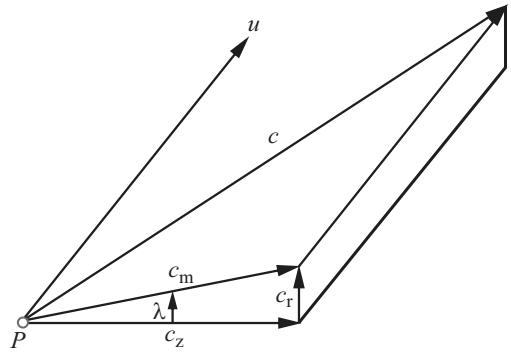


Abb. 3.5 Definition der Geschwindigkeit auf der Stromlinie

$$dm\frac{c_{\mathrm{m}}^2}{R_{\mathrm{k}}} \tag{3.5}$$

wenn R_k den Krümmungshalbmesser der Meridianstromlinie (Abb. 3.4) beschreibt

$$d\vec{F}_{\mathrm{cm}} = dm\cdot\begin{pmatrix}\frac{c_{\mathrm{m}}^2}{R_k}\cdot\cos\lambda-\frac{dc_{\mathrm{m}}}{dt}\cdot\sin\lambda\\ -\frac{c_{\mathrm{m}}^2}{R_{\mathrm{k}}}\cdot\sin\lambda-\frac{dc_{\mathrm{m}}}{dt}\cdot\cos\lambda\end{pmatrix}. \tag{3.6}$$

Um die Komponenten dieser beiden letzten Kräfte in radialer und axialer Richtung anschreiben zu können, wird entsprechend Abb. 3.4 und 3.5 der Neigungswinkel λ der Meridianstromlinien eingeführt, der in den Axialspalten einer Turbomaschine mit guter Näherung mit dem Neigungswinkel der Abstandslinien d (Abb. 3.3) übereinstimmt. Die Abstandslinien lassen sich für einen gegebenen Strömungskanal sofort auffinden, indem die einzelnen Berechnungsebenen über die Kanalhöhe in gleiche Abstände unterteilt und die so gefundenen Punkte verbunden werden.

Mit dem Neigungswinkel λ und dem Krümmungsradius R_{k} ergibt sich nach Abb. 3.4 die wirkende Trägheitskraft $d\vec{F}_{\mathrm{T}}$ zu

$$d\vec{F}_T = dm\cdot\begin{pmatrix}\frac{c_{\mathrm{u}}^2}{r}+\frac{c_{\mathrm{m}}^2}{R_{\mathrm{k}}}\cos\lambda-\frac{dc_{\mathrm{m}}}{dt}\sin\lambda\\ -\frac{c_{\mathrm{m}}^2}{R_{\mathrm{k}}}\sin\lambda-\frac{dc_{\mathrm{m}}}{dt}\cos\lambda\end{pmatrix}. \tag{3.7}$$

Die differenzielle dm des betrachteten Strömungsteilchens ist

$$dm = \rho r\,d\varphi\,dr\,dz. \tag{3.8}$$

Aus Gl. 3.1, Gl. 3.7 und Gl. 3.8 ergibt das Kräftegleichgewicht

$$d\vec{F}_p = d\vec{F}_T \tag{3.9}$$

die Bedingung des radialen Druckgleichgewichts

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{c_u^2}{r} + \frac{c_m^2}{R_k}\cos\lambda - \frac{dc_m}{dt}\sin\lambda \quad \text{radialer Druckgradient.} \tag{3.10}$$

Nach dem gleichen Vorgehen ergibt sich der axiale Druckgradient aus dem axialen Kräftegleichgewicht zu

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{c_m^2}{R_k}\sin\lambda - \frac{dc_m}{dt}\cos\lambda \quad \text{axialer Druckgradient.} \tag{3.11}$$

Gl. 3.11 nach der Beschleunigung dc_m / dt aufgelöst und in Gl. 3.10 eingesetzt, ergibt die Bewegungsgleichung

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{c_u^2}{r} + \frac{c_m^2}{R_k \cos\lambda} + \frac{\tan\lambda}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z}. \tag{3.12}$$

Die unter vereinfachten Bedingungen hergeleitete Bewegungsgleichungen kann mithilfe numerischer Methoden unter Angabe der das Problem definierenden Randbedingungen gelöst werden. Das Lösungsverfahren wird im folgenden Kap. 14 am allgemeineren Fall der dreidimensionalen Strömung dargestellt.

3.2 Radialer Verlauf des Abströmwinkels

Der Behandlung der dreidimensionalen Strömungen in Kap. 14 sollen Betrachtungen zum radialen Verlauf des Abströmwinkels unter unterschiedlichen Annahmen der Drallströmung vorangestellt werden. Eine mögliche und häufig getroffene Vorgabe zur Festlegung des für die Schaufelkonstruktion a priori frei wählbaren Winkelverlaufes ist

$$c_m(r) = const. \tag{3.13}$$

d. h. der gesamte freie Ringquerschnitt wird gleichmäßig durchströmt. Bei reibungsfreier ($\eta(r) = 0$) und isoenergetischer ($h(r) = const.$) Strömung lassen sich die im vorangehenden Abschnitt hergeleiteten Gleichungen geschlossen lösen und liefern eine Potenzialströmung

$$r \cdot c_u(r) = const. \tag{3.14}$$

Die drehungsfreie Potenzialströmung erfordert immer eine über dem Radius konstante Axialgeschwindigkeit $c_m = const.$, gleichgültig, ob sie bei kompressiblen oder inkompressiblen Fluiden angewandt wird.

Gl. 3.14 wird zweckmäßigerweise auch als allgemeines Drallgesetz formuliert:

$$c_u(r) = k \cdot r^n, \tag{3.15}$$

siehe hierzu u. a. [2] und [3].

Bei der Auslegung wird durchaus auch mit anderen radialen Verläufen des Dralls, wie beispielsweise einem konstantem Drall mit oder ohne Vordrall, einer konstanten Umfangskomponente oder einer konstanten Reaktion gerechnet. Die Vorgehensweise ist in [2] im Detail zu finden.

Mit der Gl. 3.14 können die Verläufe der An- und Abströmwinkel über der Schaufelhöhe berechnet werden. Für den Abströmwinkelα_1 aus dem Leitrad gilt die Beziehung

$$\tan\alpha_1 = \frac{c_z}{c_{u1}}. \tag{3.16}$$

Bezeichnet man die Größen im Mittenschnitt mit dem Index M, so folgt mit der Definition der Winkel nach Abb. 3.6

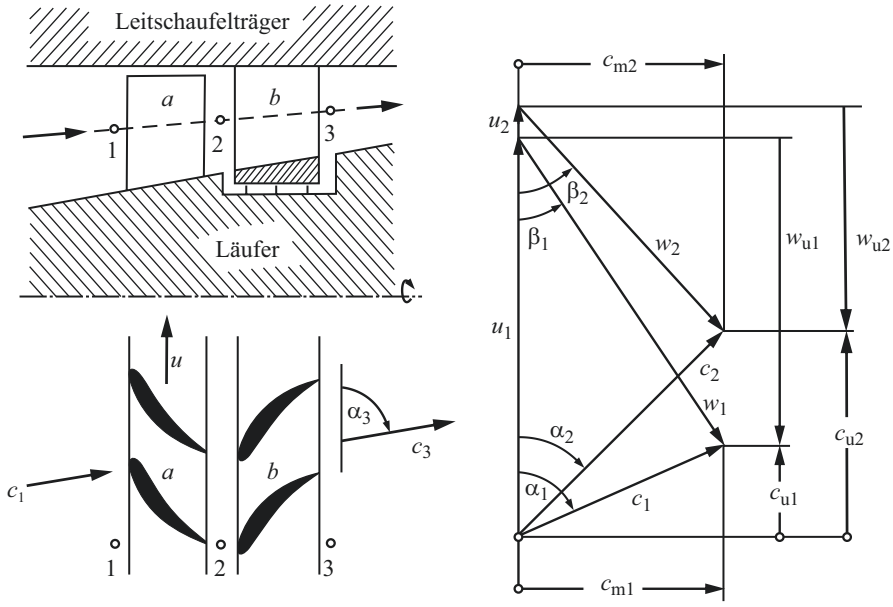


Abb. 3.6 Definition der Winkel einer axialen Verdichterstufe im Vektordiagramm

$$
\begin{aligned}
&c_z(r) = const.\\
&r \cdot c_u(r) = r_M \cdot c_{uM} = const.\\
&c_u(r) = \frac{r_M}{r} \cdot c_{uM}\\
&\tan\left(90° - \alpha_1(r)\right) = \tan\alpha_1(r) = \frac{c_z}{c_u(r)}.
\end{aligned}
\tag{3.17}
$$

$$
\tan\alpha_1(r) = \tan\left(90° - \alpha_1(r)\right) = \frac{c_z}{c_{u1M}}\frac{r}{r_M} = \frac{r}{r_M}\tan\alpha_{1M}
\tag{3.18}
$$

Für den Abströmwinkel $\beta_2(r)$ aus dem Laufrad folgt entsprechend

$$
\tan\beta_2(r) = \frac{1}{\frac{u}{c_z} - \frac{c_{u2}}{c_z}}.
\tag{3.19}
$$

Mit $u = r\omega$ und

$$
\frac{c_{u2}}{c_z} = \frac{c_{u2M}}{c_z}\frac{r_M}{r} = \frac{r_M}{r}\cot\alpha_{2M}
\tag{3.20}
$$

und unter Berücksichtigung, dass sich die Umfangsgeschwindigkeit des Laufrades wie ein Festkörperwirbel verhält

$$
\frac{u}{r} = \frac{u_M}{r_M} = const. \quad \left(\text{Festkörperwirbel}\right),
\tag{3.21}
$$

ergibt sich für den Abströmwinkel β_2

$$
\tan\beta_2(r) = \frac{1}{\frac{r}{r_M}\frac{u_M}{c_z} - \frac{r_M}{r}\cot\alpha_{2M}}.
\tag{3.22}
$$

In gleicher Weise können die Beziehungen für die Anströmwinkel β_1, α_2 hergeleitet werden

$$
\tan\beta_1(r) = \frac{1}{\frac{r_M}{r}\cot\alpha_{1M} - \frac{r}{r_M}\frac{u_M}{c_z}},
\tag{3.23}
$$

$$\tan\alpha_2(r) = \frac{r}{r_M}\tan\alpha_{2M}. \tag{3.24}$$

Die verschiedenen Umlenkungen über der Schaufelhöhe führen zu einer verwundenen Laufschaufel. Das Leitrad benötigt nur eine schwache Verwindung. Bei entsprechender Auslegung des Verdichters und Profilierung der Schaufel kann unter Umständen das Leitrad zylindrisch ausgebildet werden. Das Laufrad hingegen benötigt aufgrund der Abhängigkeit der Umfangsgeschwindigkeit vom Radius eine deutlich bemerkbare Änderung der An- und Abströmwinkel in Abhängigkeit des Radius. Aufgrund des geringen Nabenverhältnisses (r_N/r_{Tip}) zeigt insbesondere die Fanbeschaufelung von Flugtriebwerken aufgrund ihrer großen Schaufellänge bei relativ geringem Nabendurchmesser eine starke Verwindung.

Als weitere Kenngröße soll noch der Reaktionsgrad in seinem Verlauf über dem Radius ermittelt werden. Der kinematische Reaktionsgrad r_k ist definiert zu

$$r_k = \frac{\Delta h''}{\Delta h' + \Delta h''}. \tag{3.25}$$

Mit der Umfangsarbeit $L_u = u\Delta c_u$ und den Voraussetzungen der Potenzialströmung für eine Repetierstufe einer Axialmaschine

$$\begin{aligned} r c_u &= const. \\ c_0 &= c_2 \\ u_1 &= u_2 = u \\ c_{z1} &= c_{z2} = c_z \end{aligned} \tag{3.26}$$

und den Enthalpiedifferenzen in Lauf- und Leitrad (Abb. 3.7)

$$\Delta h'' = L_u + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2}; \Delta h' = \frac{-\left(c_1^2 - c_0^2\right)}{2} \tag{3.27}$$

ergibt sich aus Gl. 3.26

$$r_k = \frac{u\Delta c_u - \left(\frac{c_2^2 - c_1^2}{2}\right)}{u\Delta c_u}, \tag{3.28}$$

mit

$$c_2^2 = c_{u2}^2 + c_{z2}^2 \text{ und } c_1^2 = c_{u1}^2 + c_{z1}^2 \tag{3.29}$$

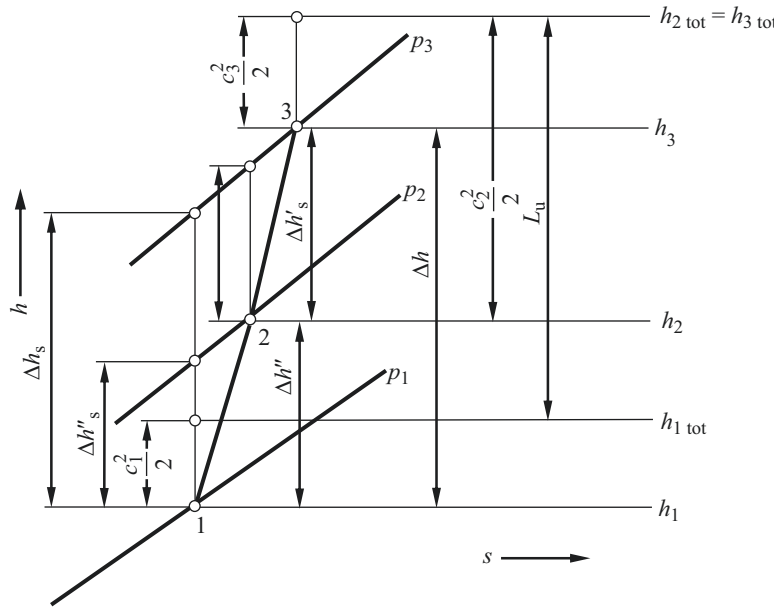


Abb. 3.7 *h*, *s*-Diagramm einer Verdichterstufe

entsteht

$$r_k = 1 - \frac{c_{u2} + c_{u1}}{2u}. \tag{3.30}$$

Die Konstante $r \cdot c_u$ des Potenzialwirbels ist am Ein- und Austritt unterschiedlich. Setzt man für $r \cdot c_{u1} = K_1$ und für $r \cdot c_{u2} = K_2$, so ergibt Gl. 3.30 für den Verlauf des Reaktionsgrades über der Schaufelhöhe

$$r_k = 1 - \frac{K_1 + K_2}{2\omega r^2} = 1 - \frac{K}{r^2}. \tag{3.31}$$

Ist der Reaktionsgrad auf einem bestimmten Radius vorgegeben, z. B. im Mittenschnitt, so kann der Reaktionsgrad über der Schaufelhöhe berechnet werden.

Ein Sonderfall ergibt sich, wenn die Konstante

$$K = \frac{r \cdot c_{u1} + r \cdot c_{u2}}{2 \cdot \omega} \tag{3.32}$$

in Gl. 3.27 gleich Null gesetzt wird, so dass gilt: $c_{u2} = -c_{u1}$. In diesem Fall wird der Reaktionsgrad gleich 1,0 und bleibt konstant über der Schaufelhöhe.

Wählt man eine Verteilung der Abströmwinkel abweichend von den durch die Potenzialströmung vorgegebenen Winkeln von Gl. 3.18 bzw. Gl. 3.19, so kann sich kein konstanter c_m-Verlauf mehr ergeben, da die Schaufeln den Querschnitt nicht so freigeben, wie sie es für eine Potenzialströmung tun müssten. Folglich stellt sich auch keine Drallverteilung entsprechend $c_u \cdot r = const.$ ein. Dann ist aber, wie sich leicht zeigen lässt, auch die Zirkulationsverteilung $\Gamma(r)$ nicht mehr konstant. Nach den Helmholtz'schen Wirbelsätzen ist die Zirkulation um einen Wirbelfaden längs der ganzen Länge des Fadens unveränderlich. Der Faden kann nur an den Grenzen der Flüssigkeit und im Unendlichen enden, oder er muss in sich selbst zurücklaufen. Der Satz ist unabhängig von den Flüssigkeitseigenschaften. Wenn nun die Zirkulation der Schaufeln längs des Radius nicht konstant ist, so heißt das, dass Zirkulation in die Flüssigkeit gehen muss. Die Strömung wird also wirbelbehaftet, d. h. zusätzlich verlustbehaftet. Denn zur Erzeugung der Wirbel in der Strömung wird Energie benötigt, die als Verlust zu werten ist, weil die in den Wirbeln enthaltene Energie nicht mehr nutzbar ist. Dieser Befund ist eine Erscheinung, die bei allen erzwungenen Drallströmungen, d. h. bei allen Drallströmungen, die von der Potenzialströmung abweichen, auftritt, wie beispielsweise wenn die Axialströmung aufgrund von Sekundärströmungen vorhergehender Gitter nicht mehr isoenergetisch ist.

Literatur

1. Traupel W (1988) Thermische Turbomaschinen, Bd 1. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
2. Grieb H (2009) Verdichterfür Turbo Flugtriebwerke. Springer, Berlin/Heidelberg
3. Rick H (2013) Gasturbinen und Flugantriebe: Grundlagen, Betriebsverhalten und Simulation. Springer Vieweg, Berlin

Verlustmechanismen

4

Den Wirkungsgrad durch Absenken von Verlusten zu erhöhen, gehört wie die Verbesserung des Pumpgrenzenabstandes seit Beginn der Optimierung der Strömungsmaschinen zu den Zielen. Klassischerweise wurden schwerpunktmäßig Profilverluste, Reibungsverluste, Spaltverluste und Verluste durch Fehlanströmungen unterschieden, obwohl sie mehr oder weniger stark ausgeprägt immer gemeinsam auftreten [1].

Neben den durch den Umfangswirkungsgrad η_u bzw. durch die Beschaufelungs-Wirkungsgrade η' und η'' erfassten Verlusten tritt noch eine Reihe weiterer Verluste auf, die beim Verdichter die erforderliche Antriebsleistung erhöhen.

An den konstruktiv unvermeidlichen Spalten zwischen Laufschaufelenden und Gehäuse und zwischen Leitschaufelenden und Läufer entstehen Spaltverluste $\Delta L'_{Sp}$ und $\Delta L''_{Sp}$. Bei diesen Verlusten handelt es sich zum einen um einen Mengenverlust (Leckverlust) und zum anderen um einen Sekundärverlust dadurch, dass die in unerwünschte Richtung fließende Spaltströmung die reguläre Strömung durch das Gitter stört. An den Seitenwänden von Radscheiben tritt der Radreibungsverlust ΔL_R auf.

Aus der zuzuführenden Umfangsarbeit ergibt sich die innere Arbeit durch Addition der zusätzlichen Verluste

$$L_i = L_u + L'_{Sp} + \Delta L''_{Sp} + \Delta L_R . \tag{4.1}$$

Um kompaktere Axialverdichter zu realisieren, wird die Stufenbelastung immer mehr erhöht sowie die Streckung reduziert. Deshalb wächst der Einfluss der Sekundärströmungen und der Spaltströmungen auf den Wirkungsgrad des Verdichters. Die Überlagerung der Außenwand- und Profilgrenzschichten, der Spaltströmungen, wie auch der Sekundärströmungen führt auf ein komplexes, verlusterzeugendes Wirbelsystem. Zusätzlich induziert der Übergang der Wandkontur von Rotor zu Stator verdrallte Grenzschichten, die lokale Fehlanströmungen bewirken.

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_4

Erst die Möglichkeiten, die Gitterströmungen numerisch und experimentell dreidimensional quantitativ zu erfassen, stellten die Verlustmechanismen durch Sekundärströmungen, auf die im Folgenden auch eingegangen werden soll, schwerpunktmäßig in den Blickpunkt.

Eine detaillierte Zusammenstellung der einzelnen Verluste sowie deren Abschätzung anhand von Korrelationen ist in [1] sowie [2] zu finden und soll hier nicht reproduziert werden.

4.1 Grenzschichten

Strömt ein Zähigkeits-behaftetes Fluid entlang einer Oberfläche, so verschwindet die Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Wand unmittelbar an der Wand. Die Geschwindigkeit bildet ein Profil aus, das in einiger Entfernung zur Wand der Außenströmung entspricht. Zur Vermeidung von Ablösungen der sich ausbildenden Grenzschicht werden Maßnahmen vorgeschlagen, wie beispielsweise Absaugen der energiearmen Grenzschicht, bzw. Ausblasen, um dieser Grenzschicht zusätzliche Energie zuzuführen. Derartige Maßnahmen verzögern das Abreißen und erhöhen damit den Pumpgrenzenabstand, sie können aber auch den Wirkungsgrad beeinflussen. Allerdings muss sorgfältig abgewogen werden, ob sich der erhöhte Aufwand des Absaugsystems zur Verbesserung des Pumpgrenzenabstandes lohnt. Voraussichtlich werden erst Systeme in Maschinen zu finden sein, wenn es gelingt mit dieser Maßnahme das Stufendruckverhältnis stabil anzuheben, so dass im Gegenzug die Stufenanzahl reduziert werden kann.

4.1.1 Grundlagen

Die Dicke der sich ausbildenden Grenzschicht ist meist viel geringer als die Hauptströmungsschicht, so dass schon von Prandtl [3] die Strömung in eine Hauptströmung, die ohne Reibungseinfluss betrachtet werden kann, und eine Grenzschichtströmung, die separat behandelt werden kann, aufgeteilt wurde. Insbesondere bei Diffusorströmungen, wie sie Verdichterströmungen darstellen, ist dieser Separationsansatz nur beschränkt gültig.

Ein umströmter Körper bildet an der Vorderkante einen Staupunkt aus, an dem der Totaldruck herrscht. Vom Staupunkt ausgehend teilen sich die der Staupunktstromlinie benachbarten Stromlinien entlang der Körperoberfläche auf. Aufgrund der Haftbedingung herrscht direkt an der Wand keine Relativgeschwindigkeit. Anfänglich ist die sich bildende Übergangsschicht zwischen Wand und Kernströmung sehr dünn, so dass sich eine laminare Grenzschicht der Dicke δ_l ausbildet. Sie beträgt für den einfach analytisch zu berechnenden Fall der ebenen Platte über der Lauflänge x (Abb. 4.1)

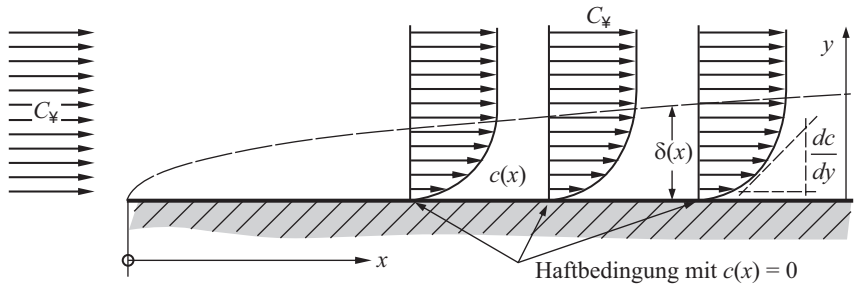


Abb. 4.1 Entwicklung der Grenzschicht längs einer angeströmten ebenen Platte

$$\delta_l \approx 5 \cdot \sqrt{\frac{\nu \cdot x}{w_\infty}}. \tag{4.2}$$

Nach einer Lauflänge von

$$x_a = \frac{\nu \cdot \mathrm{Re}_{krit}}{w_\infty} \tag{4.3}$$

mit

$$\mathrm{Re}_{krit} = \frac{w_\infty \cdot l}{\nu} \tag{4.4}$$

im Bereich von 3,2 10^5 bis 3 10^6 schlägt die laminare Grenzschicht der ebenen Platte in eine turbulente Grenzschicht der Dicke

$$\delta_t \approx 0{,}37 \cdot \frac{\sqrt{\nu \cdot x^4}}{w_\infty} \tag{4.5}$$

um, die sich auf eine dünne laminare Unterschicht legt. Die Größe l beschreibt die gesamte Plattenlänge.

Solange der statische Druck entlang der Wand konstant ist oder abfällt, sind die Geschwindigkeitsprofile senkrecht zur Wand aufgrund der gleichen Krümmung Wendepunktfrei, die Strömung bleibt stabil. Erfolgt jedoch ein Anstieg des statischen Druckes in Strömungsrichtung, so kann ein Punkt erreicht werden, an dem der Gradient des Geschwindigkeitsprofiles senkrecht zur Wand negativ wird. Beim Nulldurchgang des Gradienten, dem Ablösepunkt, stellt sich die Grenze zwischen Vorwärts- und Rückströmung ein. Ab hier löst die Strömung ab und es bildet sich eine Ablösezone aus (Abb. 4.2).

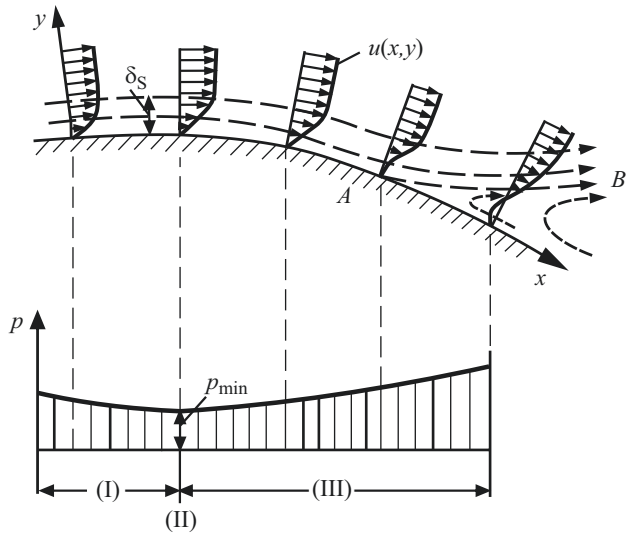


Abb. 4.2 Geschwindigkeitsprofile in der ebenen Strömungsgrenzschicht der Saugseite; Abfall des statischen Druckes (I), Gleichdruck (II), Anstieg des statischen Druckes (III)

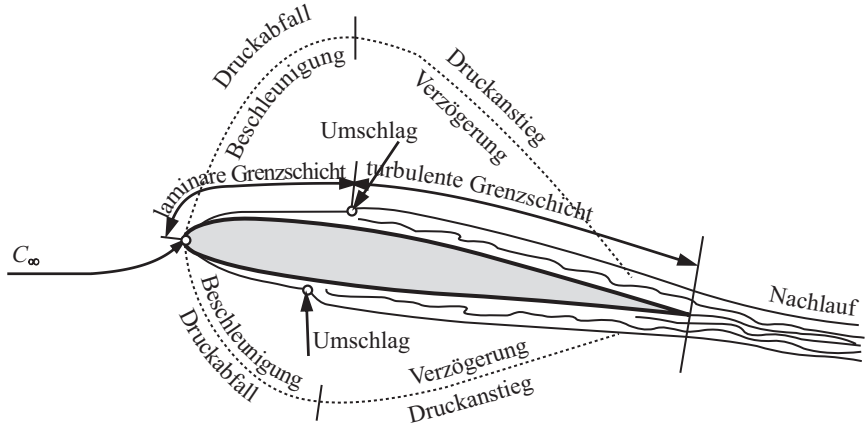


Abb. 4.3 Schematischer Verlauf der Grenzschicht einer Profilumströmung [4]

Schematisch ist der Aufbau der Grenzschicht bei der Umströmung eines Profils in Abb. 4.3 skizziert. Ausgehend vom Staupunkt fällt der statische Druck aufgrund der Beschleunigung ab. Die Grenzschicht ist in der Regel bis zur Stelle der größten Profildicke laminar. Die Verzögerung ab dem Punkt der größten Profildicke bewirkt ein Umschlagen der laminaren Grenzschicht zur turbulenten Schicht. Rauhe Oberflächen bewirken aufgrund der Verluste ein früheres Umschlagen. Da die laminare Grenzschicht niedrigere Reibungsverluste verursacht, ist man bestrebt, die laminare Grenzschicht möglichst lange zu halten, was bei den Laminarprofilen durch das Verschieben der größten Profildicke in Richtung der Hinterkante bewerkstelligt wird.

Wird bei der Profilumströmung der Überschallbereich erreicht, so bildet sich am Ort der größten Profildicke ein Verdichtungsstoß aus, der eine starke Aufdickung der Grenzschicht bewirkt. Die aufgedickte Grenzschicht ist einerseits durch Totaldruckverluste, andererseits durch ein Absinken des durchsetzbaren Volumenstromes bemerkbar.

Der hierbei entstehende Strömungswiderstand wird durch den Reibungskoeffizienten c_f beschrieben, der deutlich abhängig von der Reynolds-Zahl ist. Durch Dissipation in der Scherschicht besitzt das Fluid der Grenzschicht einen deutlich niedrigeren kinetischen Energieinhalt im Vergleich zur Hauptströmung. Für die angeströmte ebene Platte lässt sich der Reibungskoeffizient auch theoretisch herleiten (Abb. 4.4).

Die numerische Berechnung der Grenzschichten, insbesondere des Umschlagens von der laminaren zur turbulenten Schicht oder aber das Ablösen und das Wiederanlegen von Strömungen, ist mit den derzeit allgemein verwendeten Turbulenzmodellen mit vertretbarem Aufwand nur qualitativ zu erfassen. Außerdem beeinflusst eine Krümmung der Wand die Grenzschichtentwicklung. Eine konvexe Wandkrümmung stabilisiert, während konkave Krümmung labilisierend auf die Grenzschicht wirkt. Bei stärkerer konkaver Krümmung treten Wand-nahe Wirbelsysteme auf, deren Achsen in Strömungsrichtung verlaufen, die als Taylor-Görtler-Wirbel bezeichnet werden. Die Ausbildung der Grenzschicht ist somit immer mit Verlusten verbunden, die stark beeinflusst werden können, indem die energiearme Grenzschicht abgeschält oder beschleunigt wird.

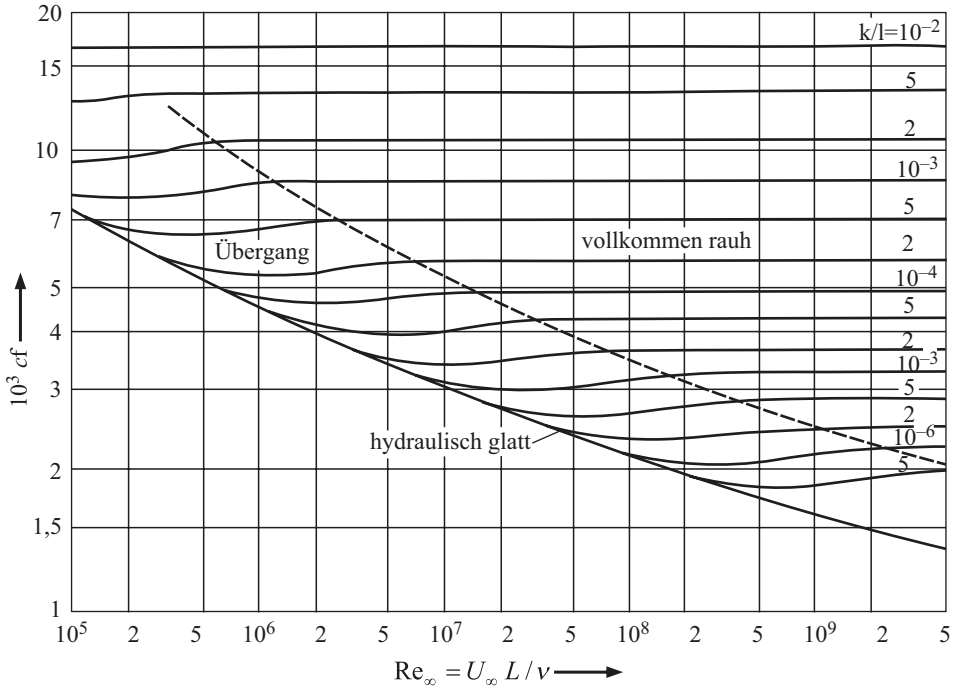


Abb. 4.4 Widerstandsbeiwert c_f der ebenen Platte bei laminarer Strömung [5]

Für die detailliertere Behandlung der Grundlagen der Grenzschichtströmungen sei auf die einschlägige Literatur der Grenzschichttheorie und der Strömungsmechanik verwiesen.

4.1.2 Laminare Grenzschicht, Transition

Nachdem im Flugzeugbau bereits seit Längerem daran gearbeitet wird, den Strömungswiderstand durch laminare Grenzschichten zu reduzieren, wurde in den letzten Jahren u. a. von Goodhand und Miller [7] der Einsatz laminarer Grenzschichten in Turboverdichtern untersucht. Um die Grenzschicht möglichst laminar zu halten, ist die Beschreibung des Überganges vom laminaren zum turbulenten Zustand, d. h. die Transition, von Bedeutung. Entsprechend sind viele Ansätze und Untersuchungen vor allem an flachen Platten, die im Gegensatz zu Verdichterprofilen keinen Druckanstieg entlang der Strömung aufweisen, in der Literatur zu finden [9–13]. Realistischere Untersuchungen wurden an Profilen von Laminarflügeln in niederturbulenten Windkanälen oder sogar in Flugexperimenten durchgeführt [29, 30]. Allerdings unterscheiden sich Tragflügelprofile aufgrund der Druckgradienten um die Vorderkante sowie auch durch die Rauheit der Oberfläche grundlegend von klassischen Verdichterprofilen, so dass die Umschlagmechanismen, z. B. durch Querstrom, wie auch die eher zweidimensionale Tollmien-Schlichting-Instabilität, durchaus verschieden sind. Holley et al. [6] untersuchten die Transition eines Verdichterprofils in einem laminaren Gitterwindkanal mit auf die Sehnenlänge bezogenen Reynolds-Zahlen im Bereich von 2 10^6 bis 3 10^6 experimentell sowie numerisch unter unterschiedlichen Anströmwinkeln und Oberflächenrauheiten.

Zur Beschreibung der Transition dient u. a. die e_N-Methode, die fordert, dass für einen bestimmten Wert von N, der als N_T bezeichnet wird, Transition auftritt. Der Umschlag von der laminaren zur turbulenten Grenzschicht erfolgt, wenn die verstärkte Welle den kritischen Wert $\exp(N_T)$ erreicht. In erster Näherung kann angenommen werden, dass der Wert der gestörten Amplitude A_T im Vergleich zur ursprünglichen Amplitude A_0 durch den N-Exponenten verbunden ist: $A_T = A_0 \exp(N_T)$. Mit erhöhter Ausgangsamplitude A_0 wird der Exponent N beim Übergang reduziert, bzw. der kritische Wert N_T hängt von der Ursprungsamplitude A_0 ab, was bei der Interpretation von Messwerten zu beachten ist.

Mack [16] findet für die Umströmung einer ebenen Platte an einem Niedergeschwindigkeitsgitterwindkanal eine Korrelation des kritischen Exponenten N_T in Abhängigkeit der Turbulenz im Bereich

$10^{-3} < Tu < 10^{-2}$ zu

$$N_T = -8{,}34 - 2{,}4 \cdot \ln(Tu). \tag{4.6}$$

Als typischer Wert bei einem Turbulenzgrad von $Tu = 10^{-2}$ ergibt sich $N_T = 2{,}7$, bei $Tu = 10^{-3}$ ein $N_T = 8{,}2$.

Bei Untersuchungen am Profil ist zu beachten, dass sich der aerodynamische Anströmwinkel der dreidimensionalen Profilströmung vom geometrischen Anströmwinkel der

ebenen Strömung aufgrund von Rückwirkungen unterscheidet [6]. In der Regel wird bei der Analyse dennoch der geometrische Anströmwinkel verwendet, da die Abhängigkeit in etwa linear ist.

Die Transition hängt stark von der Rauheit der Oberfläche ab. Als Grenze zum hydraulisch glatten Zustand wird von Schlichting [8] definiert

$$\frac{c \cdot k}{\nu} = 120 \tag{4.7}$$

mit der relevanten Strömungsgeschwindigkeit c, der Rauhheit k und der Viskosität ν bzw. über die Wandreibungsgeschwindigkeit c^* formuliert

$$\frac{c^* \cdot k}{\nu} = 5. \tag{4.8}$$

Die kritische Rauheitshöhe ergibt sich dann zu

$$k_{\text{krit}} = \left(\frac{120}{\text{Re}}\right) \text{bzw. zu } k_{\text{krit}} = \left(\frac{5}{\text{Re}_c}\right) \cdot \sqrt{\frac{2}{c_f}} \tag{4.9}$$

mit der auf die Sehnenlänge s bezogenen Re_c-Zahl und dem Wandreibungskoeffizienten c_f.

Die mittlere Oberflächenrauheit (Ra)

$$Ra = \frac{1}{L} \cdot \int_0^L |y| \cdot dx \tag{4.10}$$

kann mit einer kritischen Höhe eines Rauheitselementes durch die Annahme eines sinusoidalen Verlaufes beschrieben werden. Somit ergibt sich

$$Ra = \frac{1}{L} \cdot \int_0^L \frac{k}{2} \sin\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot x}{L}\right) \cdot dx = \frac{k}{\pi}. \tag{4.11}$$

Dabei wird die Korrelation unabhängig von der Ausdehnung des Elementes. Typische Werte von k/Ra liegen nach Archarya et al. sowie Schultz [17, 18] im Bereich von 1,35 bis 4,2.

Zur Beschreibung des Wandreibungskoeffizienten wird entweder von der Verdrängungsschichtdicke

$$\delta_x = \int_0^\infty \left(1 - \frac{u}{u_\infty}\right) dy \tag{4.12}$$

oder der Impulsverlustdicke

$$\delta_\theta = \int_0^\infty \frac{u}{u_\infty}\left(1-\frac{u}{u_\infty}\right)dy \tag{4.13}$$

ausgegangen. Der Quotient beider Größen wird als Maß für die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Grenzschicht als Formfaktor

$$H_{12} = \frac{\delta_x}{\delta_\theta} \tag{4.14}$$

bezeichnet.

Entsprechend kann die Reynolds-Zahl auf die Verdrängungsschichtdicke Re_x oder aber auf die Impulsverlustdicke definiert werden. Somit ergibt sich nach Schlichting [8] für den Wandreibungskoeffizienten c_f, definiert als das Verhältnis der örtlichen Wandschubspannung zum dynamischen Druck der freien Strömung, für die ebene Platte

$$c_f = 0{,}0592 \cdot Re_x^{-0{,}2} \text{ bzw.} c_f = 0{,}0256 \cdot Re_\theta^{-0{,}25}. \tag{4.15}$$

Ludwieg und Tillmann [19] erweiterten die Theorie auf turbulente Grenzschichten mit Druckgradienten, indem sie zeigten, dass der Wandreibungskoeffizient sowohl von der Reynolds-Zahl als auch vom Formfaktor abhängt

$$c_f = 0{,}246 \cdot 10^{\,0{,}678 \cdot H} \cdot Re_\theta^{-0{,}268}. \tag{4.16}$$

Für die laminare Grenzschicht gilt nach Sclichting [8] entsprechend

$$c_f = 0{,}664 \cdot Re_x^{-0{,}5}. \tag{4.17}$$

Holley et al. [6] untersuchen die Wandreibungskoeffizienten und den Umschlag von laminar zu turbulent in der Grenzschicht des Verdichterprofils mit ansteigendem Druckgradienten. Die Transition bestimmen sie nach Ansätzen nach Malik [20]. Ihre umfangreichen Messdaten unter relevanten Bedingungen lassen erkennen, dass der ansteigende Druckgradient in der Nähe der Vorderkante und die Reynolds-Zahl einen Einfluss erster Ordnung auf die Transition haben.

4.1.3 Grenzschichtabsaugung

Mithilfe der Absaugung der Grenzschicht soll die energiearme Unterschicht der Gehäuse-, Naben- oder Profilwand entfernt werden. Die seit Längerem durchgeführten Arbeiten zeigen, dass durch Absaugung sowohl eine Wirkungsgradsteigerung als auch eine Steigerung des Druckverhältnisses erreicht werden kann. Weitere Untersuchungen sind erforderlich, um die Strömungsmechanismen, insbesondere die Auswirkungen auf die folgenden Stu-

fen, detailliert zu verstehen. Für eine Anwendung in Fluggastrubinen oder stationären Maschinen muss der derzeit lediglich generische Aufbau bezüglich Gewicht und Effektivität deutlich verbessert werden. Interessant wäre sicherlich auch die Kombination der Absaugung mit Injektion, wie sie im Folgenden noch dargestellt wird.

Die Strömung der wandnahen Grenzschicht wird beim Anströmen der Absaugung wieder beschleunigt. Die positive Beeinflussung der Grenzschicht durch Absaugen an den Blattenden wurden u. a. bereits von Breugelmans et al. [21] sowie Sasaki und Breugelmans [22] an einer ebenen Verdichterkaskade untersucht. Kerrebrock et al. [23] diskutierten die Möglichkeit, durch Grenzschichtabsaugung an der Position des Verdichtungsstoßes auf der Saugseite einer transsonischen Beschaufelung sowohl den Umlenkwinkel, als auch die Kapazität und den Wirkungsgrad zu erhöhen. Die Entfernung der energiearmen Grenzschicht an sensiblen Positionen kann lokal die Umsetzung der spezifischen Arbeit verdoppeln [23]. Schuler et al. [24] untersuchten eine Fanstufe mit einem Druckverhältnis von 1,6 und einer Spitzen-Mach-Zahl von 0,7. Der gemessene adiabate Wirkungsgrad des Rotors am Designpunkt betrug 96 %, der der gesamten Stufe mit Grenzschichtabsaugung 90 %. Auch Ali und Merchant [25] validierten und demonstrierten die Verbesserung des Wirkungsgrades einer Verdichterstufe mit einem Totaldruckverhältnis von 3,5 und einer Blattspitzengeschwindigkeit von 457 m/s. Die numerisch vorhergesagten Verbesserungen stimmten gut mit den Messungen überein [26].

Durch Absaugen in einer transsonischen Fanstufe konnten Schuler et al. [24] das erzielbare Druckverhältnis signifikant anheben. Die Absaugschlitze zum Absaugen von 4,65 % der Hauptstromluft waren am Fanblatt, an der Nachleitreihe sowie an der Außenwand angebracht. Diese abgesaugte Luft wieder dem Hauptstrom zuzuführen, ist allerdings nicht einfach.

Insbesondere an Stellen, an denen die mögliche Diffusion eingeschränkt ist, kann durch Absaugen der viskosen Grenzschicht die Ablösung reduziert und damit die umsetzbare Arbeit nahezu verdoppelt werden. Merchant et al. [26] konnten bei einer Fanstufe durch Absaugen an verschiedenen Stellen ein Druckverhältnis von 3,4:1 bei 457 m/s Umfangsgeschwindigkeit erzielen. Die niedrig energetische Grenzschicht wurde an den diffusionsbegrenzenden Stellen der Profile und der Gehäuse abgesaugt, so dass das für eine Fanstufe extrem hohe Druckverhältnis unter verschiedenen Betriebsbedingungen experimentell nachgewiesen wurde. Sowohl das Druckverhältnis als auch der Durchsatz konnten in guter Übereinstimmung numerisch nachvollzogen werden. Um ein Druckverhältnis über 3,0:1 zu erzielen, mussten lediglich ca. 3,5 % des Durchsatzes, d. h. ca. 1 % in jeder Position, abgesaugt werden.

Die von Merchant et al. [26] untersuchte Stufe wurde für eine Blattspitzengeschwindigkeit von 457 m/s bei einem Druckverhältnis von 3,4 ausgelegt. Die Eintritts-Mach-Zahl in den Rotor beträgt 0,65 und am Austritt 0,5. Die maximalen Rotor- und Stator-Mach-Zahlen betragen 1,5, während der Diffusionsfaktor bei einer spezifischen Rotorarbeit ($\Delta h/u^2$) von 0,7 für Rotor/Stator 0,76/0,68 betragen. Das Nabenverhältnis am Eintritt des Rotors betrug 0,4, des Stators 0,81. Das mittlere Teilungsverhältnis bei 26/31 Schaufeln (Rotor/Stator) und einem Streckungsverhältnis von 1,2/0,8 war 2,5.

Die Stufe weist bezüglich der Spitzengeschwindigkeit, des spezifischen Durchsatzes sowie der Ein- und Austritts-Mach-Zahl typische Werte heutiger supersonischer Fans auf [27, 28]. Die Laufradbeschaufelung wurde entsprechend einem Potenzialwirbelgesetz ausgelegt. Das Leitrad besitzt eine axiale Abströmung. Die Absaugströme der Auslegung betragen am Gehäuse des Rotors 1,0 %, radial längs des Rotorblattes 1,5 % und entsprechend des Statorblattes 2,0 %. An der Nabe des Stators wurden 2 % abgesaugt.

Um die aerodynamische Wirksamkeit ohne Einfluss der Spaltströmung nachzuweisen, wurde das Laufrad des Versuchsfans mit einem Deckband ausgeführt, obwohl dieses aus Festigkeitsgründen in einer ausgeführten Maschine derzeit nicht zu verwirklichen ist. Sowohl die Experimente als auch die numerische Studie zeigten, dass durch die Grenzschichtabsaugung eine Erhöhung der Diffusion mit niedrigen Verlusten sowohl unter Auslegungs- als auch unter Off-Design-Bedingungen verwirklicht werden konnte. Durch die Absaugung konnte der Kanalstoß primär im Schaufelspitzenbereich fixiert werden. Die Studie zeigte eine geringe Sensitivität bezüglich der abgesaugten Menge. Spezielle Absaugpositionen beim Start und Hochfahren waren lediglich bis ca. 70–85 % der Auslegungsdrehzahl in Verbindung mit Abblasen notwendig.

Schuler et al. [29] testeten eine transsonische Fanstufe mit einem Druckverhältnis von 1,6 und einer reduzierten Blattspitzengeschwindigkeit von 228 m/s, um die Möglichkeit der Absaugung nachzuweisen. Die höhere Arbeitsleistung durch Absaugen wurde auch bei einer Spitzengeschwindigkeit von 457 m/s nachgewiesen [30]. In beiden Fällen war die Fanschaufel mit einem Deckband versehen, um die Spaltströmung an der Blattspitze auszuschließen und um die abgesaugte Luft leichter über die Blattspitze abzugeben. In beiden Fällen konnte die übertragene spezifische Arbeit nahezu verdoppelt werden.

An einer hochbelasteten Kaskade eines Verdichterstators mit einem Teilungsverhältnis von $t/l = 0{,}6$ untersuchten Gümmer et al. [32] experimentell den Einfluss der Ausblasung sowohl auf der Saugseite als auch aus den Wänden. Ohne Ausblasung dominierte bei niedrigen Anströmwinkeln der Kanalwirbel. Trotz der hohen Verluste durch die Sekundärströmung stellte sich ein hoher Druckanstieg ein. Bei stärkerer Fehlanströmung löste die Grenzschicht auf der Saugseite großflächig ab. Durch Einblasen an den Wänden konnte der Kanalwirbel stark reduziert werden, während das Einblasen auf der Saugseite die Grenzschichtablösungen verhinderten. Hierbei erhöhte sich der Druckanstieg durch die Kaskade. Der Wirkungsgrad konnte unter Beachtung der Einblaseverluste nur für wenige Betriebspunkte angehoben werden, so dass die Autoren zu dem Schluss kommen, dass die technische Anwendung noch weiterer intensiver Forschung bedarf.

In einem transsonischen Verdichter konnten Hubrich et al. [33] anhand einer numerischen Studie zeigen, dass der Betriebsbereich bei einer Mach-Zahl der Anströmung von 1,2 bei einer nominalen Mach-Zahl von 1,35 vor dem Verdichtungsstoß durch eine gut positionierte Absaugung von 2 % des Durchsatzes erweitert werden kann, so dass das Druckverhältnis und die maximale Diffusion um 10 % gesteigert wurden. Allerdings hängt die optimale Position der Absaugstelle von den jeweils gewählten Betriebsbedingungen ab. Aufgrund des wandernden Stoßes liegt die optimale Absaugestelle unter niedrigeren

Druckverhältnissen bei Teillast in einem Überschallgebiet, so dass die Strömung beschleunigt wird und durch die höhere Mach-Zahl vor dem Stoß unter Teillastbedingungen höhere Stoßverluste entstehen. Erste Vergleiche mit Messungen zeigten, dass das im Experiment beobachtete Stoßsystem, bestehend aus einer schrägen Stoßwelle vor der Vorderkante und einem folgenden Kanalstoß in der CFD-Rechnung nicht vollständig wiedergegeben war.

Song et al. [34] zeigten anhand numerischer Untersuchungen an geraden und beidseitig geneigten Kaskaden ("compound lean"), dass die Grenzschichtabsaugung auf der Saugseite der Schaufel die Strömung in Wandnähe wieder beschleunigt und dadurch die Verluste deutlich reduziert. Zusätzlich konnte beobachtet werden, dass sich der statische Druck im Vergleich ohne Absaugung auf einer längeren Strecke aufbaut. Durch die Absaugung konnte die mögliche Belastung deutlich gesteigert werden. Auch bei der beidseitig geneigten ("compound lean") Geometrie zeigte die Grenzschichtabsaugung deutliche Verbesserung des Druckaufbaus und eine Reduktion der Verluste. In Verbindung mit der Neigung werden die Verluste an der Blattspitze deutlich reduziert. Optimale Verbesserung ergibt eine Absaugung entlang der gesamten Blatthöhe (span). Zusätzlich konnte mit einer Absaugung zwischen der Außenwand und der Saugseite ebenfalls eine hohe Verlustreduktion erzielt werden. In weiteren numerischen Untersuchungen einer hochbelasteten Kaskade zeigten Chen et al. [35] die Verbesserung der Verluste und des Abströmwinkels in Abhängigkeit der axialen Lage und der Absaugrate einer subsonischen Kaskade im Vergleich zu den Werten ohne Absaugung. Die Verbesserung der Verlustbeiwerte bezieht sich auf die gesamte Schaufelhöhe, obwohl in Kanalwandnähe, wo die Verluste besonders hoch sind, die Verbesserung deutlich höher ausfällt [35].

Bei konstanter Absaugrate ergab sich ein Optimum bei einer Rate von 0,5 % und einer axialen Lage des Absaugspaltes von ca. 70 % der Schaufelbreite. Das Optimum ist darauf zurückzuführen, dass eine Absaugung an dieser Position die starken Kanalwirbel am meisten reduzierte. Der Einfluss der Absaugung auf Verlustbeiwert und Abströmwinkel ist bei niedrigem Teilungsverhältnis ($\sigma = s/t$) und höherer Fehlanströmung deutlich stärker.

Ein 4,5-stufiger Verdichter mit Absaugung der Grenzschicht der ersten Leitreihe im Bereich des Eckenwirbels, als active flow control (AFC) bezeichnet, wurde von Siemann et al. [36] sowohl numerisch als auch experimentell untersucht. Die Absaugrate betrug in allen Experimenten weniger als 0,5 % des Hauptstromes. Die numerisch vorhergesagte Steigerung des isentropen Wirkungsgrades konnte mit 1,47 % experimentell bestätigt werden, während das Druckverhältnis mit 1,45 % nicht so stark wie vorausberechnet anstieg. Unter 55-%-Teillastbedingungen erweiterte sich der Betriebsbereich zu 19 % niedrigeren Durchsätzen, während sich die Pumpgrenze unter 80-%-Teillast leicht verringerte. Am untersuchten Lastpunkt in der Nähe der berechneten Ablösegrenze war eine ausgeprägte Eckenablösung der ersten Leitreihe vorhanden, die mit der gezielten Absaugung stark reduziert werden konnte. Allerdings vergrößerte sich dabei die Eckenablösung der zweiten Leitreihe bei Betrieb der Absaugung leicht. Außer der zweiten Stufe zeigten alle anderen Stufen einen leichten Anstieg des Druckverhältnisses. Bezogen auf die DeHaller-Zahl

$$DH = \frac{\left|\vec{c}_{\text{out}}\right|}{\left|\vec{c}_{\text{in}}\right|} \tag{4.18}$$

konnte durch die Absaugung der ersten Leitreihe eine leichte Entlastung der ersten und dritten Leitreihe erzielt werden, während die Belastung der zweiten und insbesondere der vierten Leitreihe anstiegen. Diese bewirkte, dass der Austrittsdruck der vierten Leitreihe bei einer Erhöhung des Stufenwirkungsgrades um 1,3 % um 4,59 % anstieg.

Anhand von mehreren Absaugschlitzen in der Kanalwand zwischen den Schaufeln einer Kaskade zeigten Chen et al.[37] numerisch die Möglichkeit auf, die Eckenwirbelverluste zu reduzieren. Sie konnten zeigen, dass mit einem Verhältnis von 1 % abgesaugter Luft der Druckverlustbeiwert um 11 % reduziert werden konnte, wobei der statische Druckanstieg um 9,8 % relativ und der Umlenkwinkel um 0,3° anstiegen.

Mao et al. [38] untersuchten die Möglichkeit, numerisch und in einer ebenen Hochgeschwindigkeitskaskade sowohl die Ablösungen auf der Saugseite wie auch den dreidimensionalen Eckenwirbel über eine angepasste Absaugung der Grenzschicht zu kontrollieren. Messungen mit einer Absaugung längs der Saugseite in Blattmitte zeigten in einem Winkelbereich von −5° bis 8° ein Absinken der Verluste. Numerische Untersuchungen ergaben, dass über eine Absaugung in Blattmitte die Ablösegebiete der Saugseite vermieden werden können, der Eckenwirbel jedoch verstärkt wird. Die Verlängerung des Absaugespaltes bis zum Deckband schwächten den Eckenwirbel zusätzlich ab. Um sowohl die Saugseitenablösung zu entfernen, als auch den Eckenwirbel deutlich zu reduzieren, wurde zusätzlich die Grenzschicht in der Kehle des Blattes zum Deckband abgesaugt. Durch die Kombination konnten die Diffusion und Belastung des Blattes bei geringerer Abhängigkeit vom Anströmwinkel deutlich erhöht werden.

Den Einfluss der Absaugung auf beidseitig geneigten, hochbelasteten Leitschaufeln ("bowed") untersuchten Jun et al. [39] experimentell und numerisch. Die Absaugspalte wurden bei einer nicht geneigten Schaufel auf der Saugseite einerseits auf axialer Position am Beginn der Diffusion, nur in Kanalmitte bzw. nur innen und außen entlang der gesamten Schaufelhöhe in der Nähe der Abströmkante angebracht. Zudem wurde eine beidseitig geneigte Geometrie in Kanalmitte sowie innen und außen in der Nähe der Abströmkante eingeführt. Die Autoren fanden ein Optimum in der Neigung, um in einem weiten Betriebsbereich der Anströmwinkel den Verlustkoeffizienten zu reduzieren. Unter der Berücksichtigung der Absaugung wird die Suche nach einem Optimum jedoch deutlich komplexer. Deswegen wurde eine detaillierte numerische Studie unterschiedlicher Geometrie und Absaugepositionen durchgeführt. Die abgesaugte Luftmenge wurde Gehäuse- und Naben-seitig abgeführt. Vorgeschlagen wird, die abgesaugte Luft entweder abzublasen oder aber in der Maschine beispielsweise als Kühlluft weiterzuverwenden. Der Profilverlust konnte bei einer Absaugmenge von 0,5–2,5 % der Hauptströmung wesentlich reduziert werden.

Zur Beurteilung der Auswirkung muss auch die Auswirkung der abgesaugten Menge auf den Totaldruck berücksichtigt werden, was die Verlustreduktion durchaus relativiert.

Im Vergleich zur nicht geneigten Schaufel kann durch die Neigung ("bowed") der radiale Druckgradient ausgeglichen werden, so dass die gleiche Verlustreduktion bei deutlich geringeren Absaugmengen erzielt wird. Die optimale Absaugposition wird durch die lokalen Strömungsphänomene, wie beispielsweise dem Eckenwirbel bestimmt. Zhang et al. [40] optimieren die Geometrie der Absaugkanäle numerisch. Sie konnten sowohl den Durchsatz als auch den Wirkungsgrad erhöhen.

Ma et al. [202] kombinierten die Absaugung mit Mikro-Turbulatoren in einer hochbelasteten Verdichterkaskade in einer numerischen Studie und konnten zeigen, dass unter Auslegungsbedingungen der Totaldruckverlust abnahm, während der statische Druckkoeffizient anstieg. In der Nähe der Pumpgrenze konnte die Abmessung der Ablösung aufgrund der verbesserten Mischung reduziert werden, wodurch der Totaldruckverlust um deutlich mehr als 10 % absank.

4.1.4 Einblasen

Um Ablösungen zu vermeiden, kann energiereiches Fluid in die Ablöseblase eingeblasen werden, so dass aufgrund der erst bei höherer Beladung eintretenden Ablösung höhere Wirkungsgrade und stärkere Diffusion erreicht werden können. Auf diese Art kann der Grenzschicht Energie zugeführt werden, so dass sie beschleunigt wird und damit an Dicke verliert. Einblasen von Luft aus dem Gehäuse auf axialer Position unmittelbar vor oder im Bereich des Laufrades wird zur Verbesserung des Pumpgrenzenabstandes vorgeschlagen und ist im entsprechenden Kapitel unter „Tip Injection“ näher behandelt.

Alternativ bestehen Bestrebungen, im Bereich des Profils oder auf dem Deckband einzublasen. Carter et al. [41] konnten den Diffusionsfaktor einer ebenen Kaskade durch eine Kombination von Ausblase- und Absaugöffnungen deutlich anheben. Allerdings muss der Aufwand bei der Anwendung in einer Maschine mit dem durch die Maßnahme verbesserten Diffusionsfaktor verglichen werden.

Anhand pulsierender Luftstrahlen zur Erzeugung von Wirbelsystemen stabilisierten Bons et al. [42] die ablösende Grenzschicht einer Niederdruckturbine. Durch die Kombination von nieder- und hochfrequent gepulsten Strahlen konnte die zur Stabilisierung benötigte erforderliche Luftmenge deutlich reduziert werden. An einem vierstufigen Verdichter untersuchten Culley et al. [43] die Möglichkeit der Stabilisierung der Grenzschicht durch pulsierende Ausblasung. Auch sie fanden, dass Grenzschichten durch pulsierende Luftstrahlen mit deutlich niedrigerem Impulsverhältnis zu stabilisieren sind als mit kontinuierlich blasenden.

Um die Stufenbeladung einer dritten Stufe eines Axialverdichters zu erhöhen, versahen Kirtley et al. [31] die Saugseite eines Stators hinter dem engsten Querschnitt mit einer Reihe von Bohrungen, die unter 20° in die erwartete Rezirkulationszone ausblasen. Hierzu musste die Dicke des Profils um 25 % erhöht werden, um die Luftversorgung über ein inneres Plenum sicherzustellen. Anhand von CFD-Untersuchungen optimierten sie die Lochdurchmesser unter Berücksichtigung des benötigten Impulsverhältnisses zur Ausblasung

bei minimalem Ausblaseluftdurchsatz. Obwohl der untersuchte Kompressor nicht stark zu Ablösungen neigte, konnte eine leichte Verbesserung der Pumpgrenze und eine deutliche Verringerung der Nachläufe nachgewiesen werden.

Unterschiedliche Einblasegeometrien wurden von Song et al. [44] für zylinderförmige und beidseitig geneigte Schaufeln in einer ebenen Verdichterkaskade numerisch untersucht. Die Einblaseluft wurde über Bohrungen im hinteren Viertel des Profils aufgrund des Druckgefälles von der Druck- zur Saugseite induziert. Die numerische Studie zeigte, dass das niederenergetische Fluid in der Grenzschicht der Saugseite durch höher energetisches aus der Druckseite ergänzt wird. Somit hält sich die Grenzschicht im ansteigenden Druckgradienten länger gegen Ablösungen. Die Ausführung eines Einblaseschlitzes ist bezüglich der Verluste und der Strömungskapazität den Bohrungen überlegen. Die Druckverlustkoeffizienten konnten je nach Position und Bohrungsdurchmesser um ca. 15 % reduziert werden. Die optimale radiale Höhe der Einblasung liegt an der Stelle, an der das radiale Verlustprofil die höchsten Werte aufweist. Die optimale axiale Position lag bei ca. 70–80 % des Profilverlaufs. Die Einbringung eines axialen Spaltes senkte den Verlustkoeffizienten auf ca. 21 % ab, wobei sich der Massendurchsatz um ca. 1,5 % erhöhte. Der Diffusionsfaktor DF reduzierte sich hinter den Einblasepositionen um ca. 5–20 %, während er in den nicht beeinflussten Gebieten um 20–50 % anstieg, was insgesamt zu einer leichten Erhöhung der Diffusion und vor allem zu einer Vergleichmäßigung des radialen Diffusionsprofiles führte (Abb. 4.5).

$$DF = 1 - \frac{c_1}{c_0} + \frac{\Delta c_u}{2 \cdot c_0 \cdot \sigma} \tag{4.19}$$

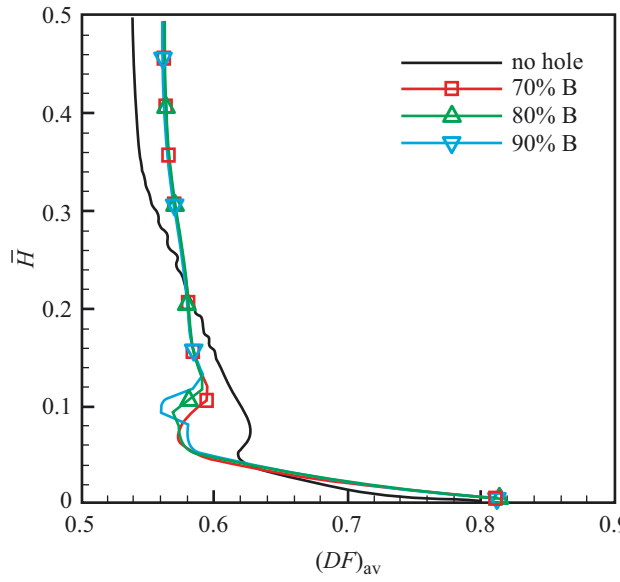


Abb. 4.5 Radiale Verteilung des Diffusionsfaktors bei Einblasung durch ein Loch (D = 4,0 mm), nach [44]

σ repräsentiert das Teilungsverhältnis *($\sigma = s/t$)*.

Da die beidseitig geneigte ("compound lean") Schaufel von sich aus deutlich niedrigere Verlustkoeffizienten aufwies, ist die erzielbare Verbesserung gegenüber der geraden Schaufel weniger stark ausgeprägt.

4.1.5 Kombiniertes Absaugen und Ausblasen

Die Wirkung der Grenzschichtbeeinflussung kann verstärkt werden, indem nach einer kurzen Anlaufstrecke das Grenzschichtmaterial durch Ausblasen beschleunigt und gegen Ende der Lauflänge die Grenzschicht abgesaugt wird. Car et al. [45] implementierten eine derart gekoppelte Einblasung mit folgender Absaugung in ein Verdichterleitrad. Gleichzeitig lösten sie das Problem, dass die abgesaugte Lauft nur noch schwer der Hauptströmung zugeführt werden kann, indem sie sie an der Schaufelvorderkante bei niedrigen statischen Druckverhältnissen einblasen. Im Experiment wurde zur Aufrechterhaltung der Sekundärströmung ein Ventilator in den Kreislauf eingebaut. Der Einfluss der Maßnahme kann anhand einer einfachen 2-D-Betrachtung dargestellt werden. Unter der Annahme eines Kreisbogenprofils mit einer Geschwindigkeit des abgesaugten Stroms gleich der Geschwindigkeit des ausgeblasenen, ergibt sich für die axiale Beladung

$$F_{\mathrm{x}}^{*} = \frac{F_{\mathrm{x}}}{\rho_{1} \cdot v_{\mathrm{x1}}^{2} \cdot s} \tag{4.20}$$

und für die umfangsmäßige Beladung

$$F_{\mathrm{y}}^{*} = \frac{F_{\mathrm{y}}}{\rho_{1} \cdot v_{\mathrm{x1}}^{2} \cdot s} \tag{4.21}$$

$$F_{\mathrm{x}}^{*} = 1 - \frac{v_{\mathrm{x2}}}{v_{\mathrm{x1}}} - c_{\mu} \cdot \left(\sin\left(\theta_{2}\right) - \sin\left(\theta_{1}\right)\right) - C_{\mathrm{p}} \tag{4.22}$$

$$F_{\mathrm{y}}^{*} = \Gamma^{*} + c_{\mu} \cdot \left(\cos\left(\theta_{2}\right) - \cos\left(\theta_{1}\right)\right), \tag{4.23}$$

mit dem Impulsaustauschkoeffizienten der Ausdüsung

$$c_{\mu} = \frac{\rho_{\mathrm{j}} \cdot v_{\mathrm{j}}^{2} \cdot h}{\rho_{\mathrm{j}} \cdot v_{\mathrm{x1}}^{2} \cdot s} = \frac{\dot{m}_{\mathrm{j}} \cdot v_{\mathrm{j}}}{\dot{m}_{\mathrm{c}} \cdot v_{\mathrm{x1}}} \tag{4.24}$$

der Zirkulation

$$\Gamma^* = \frac{\left(v_{y1} - v_{y2}\right) \cdot s}{v_{x1} \cdot s} = \frac{\Gamma}{v_{x1} \cdot s} \tag{4.25}$$

und dem statischen Druckanstiegskoeffizienten

$$C_p = \frac{p_2 - p_1}{\rho_1 \cdot v_{x1}^2}. \tag{4.26}$$

Der Beitrag der Umlenkung der Leitreihe ist proportional zur umfangsmäßigen Beladung. Der Impulsaustauschkoeffizient c_μ ist positiv, während die Zirkulation $\Gamma*$ nur dann einen positiven Beitrag leistet, wenn gilt

$$\frac{\partial \Gamma^*}{\partial c_\mu} > 0. \tag{4.27}$$

Anhand von CFD-Rechnungen kann nachvollzogen werden, wie die ohne Maßnahmen ablösende Strömung durch die Grenzschichtbeeinflussung der starken Umlenkung folgt. Zur Rechnung wurde ein Kreisbogenprofil vorausgesetzt mit der Sehnenlänge 0,127 m, dem Radius von 0,0696 m und dem Teilungsverhältnis von $\sigma = 1{,}67$. Die Dickenverteilung erlaubt die Luftzu- und -abfuhr. Die Rechnungen wurden mit dem k-ε-Turbulenzmodell unter Verwendung von Wandgesetzen durchgeführt, wobei die Originalausführung eine glatte Kontur aufweist. Die Grenzschicht kontrollierte die benötigte Aus- und Einlassstufe. Die Anströmung erfolgte mit einer Mach-Zahl von 0,7 unter einem Winkel von 68°. Die Verzögerung zum Austritt erfolgte auf $Ma = 0{,}2$ bei einer drallfreien Abströmung, was auf einen erzielbaren Diffusionsfaktor DF von ca. 0,98 führt

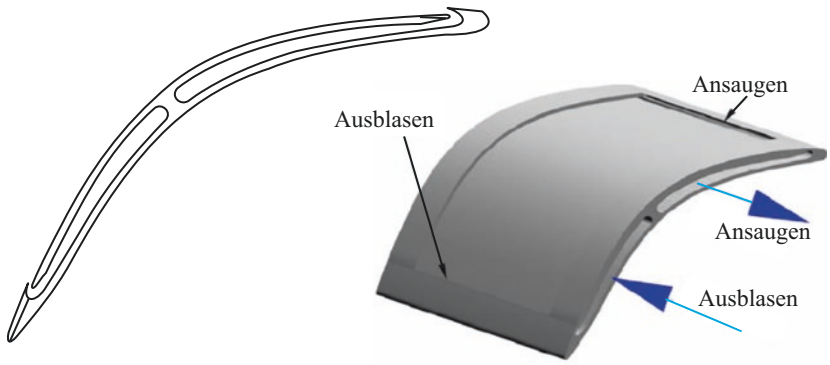


Abb. 4.6 Leitreihe mit Aus- und Einblasung für Kaskadenversuche, nach [45]

$$DF = 1 - \frac{v_{c3}}{v_{c2}} + \frac{\left(v_{yc3} - v_{yc2}\right)}{2 \cdot \sigma \cdot v_{c2}}. \tag{4.28}$$

Im Original löst die Strömung nach einer halben Sehnenlänge ab, während die Grenzschichtbeeinflussung bei einem Impulskoeffizienten von 0,197 keine Ablösung zeigt. Die Tests der Konfiguration in einer ebenen Kaskade (Abb. 4.6) mit einem Druckverhältnis des Sekundärsystems von 1,48 bei einem Anteil von ca. 5 % der Hauptströmung zeigten eine erzielbare Erhöhung des Stufendruckverhältnisses selbst unter Berücksichtigung, dass der Druck des Sekundärsystems durch einen Boster zusätzlich angehoben werden muss.

4.1.6 Einfluss der Oberflächenrauheit

Aufgrund der Beeinflussung der Strömung durch die Grenzschicht ist die Auswirkung der Oberflächenrauheit per se zweidimensional. Dennoch wirkt sich die Oberflächenrauheit auch auf dreidimensionale Ablösungen aus, indem sie das Ablösegebiet vergrößert und damit den Durchströmkoeffizienten des Gitters absenkt sowie die Profilverluste anhebt. Nach längerem Betrieb beträgt die Oberflächenrauheit eines Turbofan-Verdichters im Mittenschnitt ca. 1,5 bis 2,1 µm. Für Rigversuche muss diese Rauheit entsprechend der Reynolds-Zahl umgerechnet werden. Koch und Smith [46] geben einen Bezug zur Sandkornrauheit an. Sie definieren eine auf die Sandkornrauheit k_s bezogen $\mathrm{Re_k}$-Zahl

$$\mathrm{Re_k} = \frac{k_s w_1}{\nu}. \tag{4.29}$$

Eine hydraulisch glatte Oberfläche liegt bei $\mathrm{Re_k} < 90$ vor.

Suder et al. [47] untersuchten den Einfluss der Oberflächenrauheit an einem transsonischen Verdichterrotor auf die Profilverluste unter Teillast und Volllastbedingungen. Sie konnten zeigen, dass unter Auslegungsbedingungen eine raue Profilvorderkante mit 10 % der Oberfläche ca. 70 % der Profilverluste bei einem ca. 9 % abgesenkten Druckverhältnis bewirken. An einem dreistufigen Axialverdichter berichten Bammert und Woelk [48] von einem Absenken des Gesamtwirkungsgrades um 6–13 % je nach Rauheit bei einem maximalen Absinken des Druckverhältnisses um 30 %.

Aufgrund der Verdickung der Grenzschicht bei erhöhter Oberflächenrauheit kann der Effekt zur numerischen Berechnung durch entsprechende Anpassung des Wandgesetzes berücksichtigt werden. Gbadebo et al. [49] passen das logarithmische Wandgesetz der Geschwindigkeit in Wandnähe u^+ und der lotrechten Koordinate y^+ entsprechend einem Vorschlag von White sowie Denton [50, 51] an die mittlere Rauheit k an

$$u^+ = A \cdot \ln y^+ + B - \Delta_B\left(k^+\right) \tag{4.30}$$

mit

$$u^+ = \frac{u}{u^*} = f\left(y^+, k^+\right) \tag{4.31}$$

und

$$y^+ = \frac{y \cdot u^*}{\nu} \tag{4.32}$$

und

$$k^+ = \frac{k \cdot u^*}{\nu} \tag{4.33}$$

mit der Reibgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\tau_w / \rho}. \tag{4.34}$$

A ist die Standard-Von-Karman-Konstante und B das ursprüngliche Wandgesetz. Der Einfluss der Wandrauheit auf das Profil wird durch den Summanden Δ_B (k^+) berücksichtigt. Gbadebo et al. [49] nimmt für die Sandkornrauheit k^+ die Beziehung

$$\Delta_{B\,\text{Sandkornrauheit}} = A \cdot \ln\left(1 + 0{,}3 \cdot k^+\right) \tag{4.35}$$

mit den Konstanten $A = 0{,}4$ und $B = 5{,}24$. Durch den Ersatz der Wandreibung $\tau_w/(1/2 \cdot \rho \cdot u^2)$ und die mittlere Rauheitshöhe k ergibt sich das Geschwindigkeitsprofil zu

$$u^+ = \left(\frac{\tau_w}{\rho \cdot u^2}\right)^{-\frac{1}{2}} = 1{,}25 \cdot \ln\left(\frac{\tau_w}{\rho \cdot u^2}\right) + 2{,}5 \cdot \ln(\text{Re}) + 5{,}24 - 2{,}5 \cdot \left[1 + 0{,}3 \cdot \text{Re} \cdot \left(\frac{k}{\nu}\right) \cdot \left(\frac{\tau_w}{\rho \cdot u^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right]. \tag{4.36}$$

Hierbei wurde $k^+ = \frac{k \cdot u^*}{\nu}$ durch $\text{Re} \cdot \left(\frac{k}{y}\right) \cdot \left(\frac{\tau_w}{\rho \cdot u^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ ersetzt mit der lotrecht zur Wand definierten Reynolds-Zahl $\text{Re} = \frac{y \cdot u}{\nu}$.

Unter der Annahme einer konstanten Rauheit k kann die Gleichung iterativ gelöst werden, um die Wandreibung in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl für verschiedene Werte des Quotienten (k/y) zu bestimmen. Eine ähnliche Vorgehensweise führte Denton [52] für

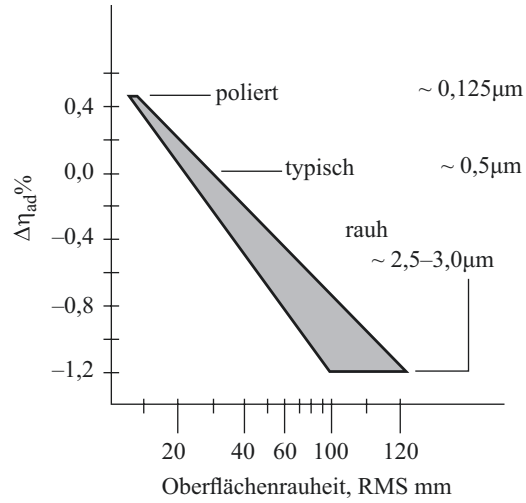


Abb. 4.7 Wirkungsgradänderung aufgrund der Oberflächenrauheit

glatte Wände ein. Gbadebo et al. [49] finden in einer experimentellen und numerischen Studie einer einzelnen Niedergeschwindigkeitsverdichterstufe, dass durch die Erweiterung der dreidimensionalen Ablösung die Profilverluste steigen, sich der Abströmwinkel erhöht und der Durchsatz absinkt. Im Stator bildete sich eine große Eckenablösung auf ca. 30 % Schaufelhöhe von der Nabe aus. Diese Blockierung ist für eine radiale Umverteilung der Strömung verantwortlich, die einerseits die Belastung und andererseits den Abströmwinkel verändert. Entgegen den starken Auswirkungen der Rauheit an der Profilvorderkante und auf der Saugseite bis zur Stelle der maximalen Beschleunigung ist eine erhöhte Rauheit an der Hinterkante nahezu wirkungslos.

Eine weitere Möglichkeit zur Reduktion von Reibungsverlusten stellt somit die Verbesserung der Oberfläche der Schaufel durch Politur dar. Roberts et al. [53] verglichen die Verluste des NASA Fanrotors 67 in Abhängigkeit von der Oberflächengüte einer üblichen polierten Oberfläche der Rauheit 0,5–0,6 µm mit einer hochglanzpolierten Oberfläche der Rauheit 0,125 µm. Unter Volllastbedingungen konnte ein Wirkungsgradgewinn von 0,3–0,5 % gemessen werden (Abb. 4.7). Fraglich ist, über welche Betriebszeit sich die Oberfläche hält und inwieweit sie durch Verdichterwaschen wiederhergestellt werden kann.

Bons [54] korrelierte numerisch die äquivalente Sandkornrauheit mit der Ablösegefahr, indem er gemessene Rauheiten in Korrelationen fasste. Insbesondere unter dem Aspekt der Rauheit der Oberfläche, die auf Ablagerungen beruht, ist deren korrekte Beschreibung komplex [55, 56]. Die Dicke der Ablagerung beeinflusst die Verlustbeiwerte stark [47].

Inspiriert durch die den Strömungswiderstand reduzierenden Strukturen der Haifischhaut wurden auch Verdichteroberflächen mit Rippen in Strömungsrichtung untersucht. Erste Ergebnisse von Walsh [57] zeigten eine Reduktion des Verlustes einer ebenen Platte um 8 % mit optimiertem Rippenabstand benachbarter Spitzen eines dimensionslosen Wandabstandes $y^+ = 17$. Lietmeyer [58] applizierten ein Verdichterprofil mit Längsrippen

und beobachteten eine Reduktion des Profilverlustes um 7,2 %, wenn die Längsrillen hinter dem Transitionspunkt auf der Saugseite begannen.

Chen et al. [59] experimentierten mit Rippen, die auf der Innenseite eines Rohres als Fischgrätenmuster eingebracht wurden. Sie konnten bei einem Spitzenabstand benachbarter Rippen von $y^+ = 20$ eine Abnahme des Reibungsverlustes um 16 % nachweisen. Detailliertere Untersuchungen einer turbulenten Grenzschicht durch Nugroho et al. [60] zeigten, dass die Fischgrätenrillen gegenläufige Längswirbel in Wandnähe induzierten, die an Görtler-Wirbel erinnern. Es wird angenommen, dass die benachbarten Wirbelzöpfe die Grenzschicht beeinflussen und die Turbulenzentstehung in Wandnähe unterdrücken. So wird durch eine quasi-laminare Schicht die Oberflächenreibung reduziert.

Hierauf basierend nehmen Liu et al. [61] an, dass die Fischgrätenrillen ähnlich den Wirbelerzeugern, die im folgenden Kapitel dargestellt werden, dazu dienen können, Ablösungen zu verhindern oder zumindest hinauszuzögern. Sie untersuchten den Einfluss eines Fischgrätenmusters auf der Oberfläche eines Verdichterprofils experimentell in einer Niedergeschwindigkeits-Kaskade bei einer Reynolds-Zahl von $1\ 10^5$, einer Mach-Zahl von 0,13 und einem Turbulenzgrad von 2 %. Die Strömung löste bei der Ursprungsversion mit glatter Oberfläche ab einer axialen Position von 24,1 % ab. Die parallelen Rillen sowie das Fischgrätenmuster wurden ab der Ablöselinie auf der Saugseite des stark umlenkenden Gitters mit einem Eintrittswinkel von 64,2° und einem Austrittswinkel von 3,9° angebracht.

Verglichen wurde ein unbehandeltes Profil mit einem Profil, das mit parallelen Ribblets der Rillentiefe 80 µm und einem Rippenabstand von 300 µm versehen war, sowie mit einem Fischgrätenmuster mit den gleichen Rippenabmessungen. Der Profilverlustkoeffizient konnte mit dem feinen Fischgrätenmuster um 6,5 %, mit dem groben sogar um 16,8 % reduziert werden. Bei einem erhöhten Abströmwinkel um 4° beim feinen und um 10° beim groben Muster war das Geschwindigkeitsprofil der Abströmung ausgeglichener. Auch Messungen des Schallfeldes zeigten eine Reduktion des Lärmpegels um 1,1 dB bzw. um 1,6 dB.

4.1.7 Turbulatoren

Eine weitere Möglichkeit die Grenzschicht zu beeinflussen besteht in der Anbringung von Turbulatoren. Hierbei wird die energiearme Grenzschicht mit energiereicher Kernströmung vermischt, so dass die Grenzschicht länger einem Gegendruckgradienten widersteht und Ablösungen hinausgezögert werden. Zur Reduktion der Verluste und zur Verbesserung des Wirkungsgrades wurden Turbulatoren sowohl zur Beeinflussung der Gehäusegrenzschicht als auch zur Beeinflussung der Grenzschicht auf den Schaufeln untersucht. Schon Pearcey [62] schlug derartige Grenzschicht-beeinflussende Maßnahmen vor und untersuchte sie im Detail.

Bereits Law et al. [63] untersuchten die Möglichkeit, die Gehäusegrenzschicht vor einem transsonischen Fanrotor mithilfe von Turbulatoren energiemäßig anzureichern. Sie

konnten ein erhöhtes Druckverhältnis und ein Ansteigen des Wirkungsgrades um 1–2 %-Punkte bei verbessertem Pumpgrenzenabstand messen. Zudem versuchten sie mit keilförmigen Aufsätzen auf der Saugseite der Fanblätter anhand von gegensinnig rotierenden Wirbeln die Stoß-induzierte Ablösung zu reduzieren. Die leichte Erhöhung des Druckverhältnisses wurde durch eine Verringerung des Wirkungsgrades um ca. 1 %-Punkt erkauft, so dass diese Maßnahme verworfen wurde.

Kuethe [64] versah die Hinterkante einer ebenen Platte sowie eines Profils mit Halbzylindern, um die Mischung der Nachläufe zu intensivieren mit der Absicht, damit den Lärm zu unterdrücken. Hierdurch konnte die Nachlaufgeschwindigkeit erhöht und das Ablösen kohärenter Strukturen unterbunden werden. Allerdings konnte die Wirkung bei einem rotierendem Fan später von Chima [65] nicht nachvollzogen werden.

Grundlegende Untersuchungen profilierter Wirbelerzeuger zur Unterdrückung einer stoßinduzierten Ablösung der Grenzschicht einer ebenen Platte führte McCormick [66] durch. Unter Erhöhung des auf die Masse bezogenen Druckverlustes konnte die Ablösezone verringert werden. Messungen an einer transsonischen Fankaskade bestätigten diese Resultate [67].

Untersuchungen mit eingekerbten Abströmkanten einer Verdichterkaskade führten DeCook et al. [68] durch, um die Mischung der Nachlaufströmung zu intensivieren. Sie konnten nachweisen, dass der Druckverlust bei einer kleinen Reduktion des Abströmwinkels um ca. 10–20 % abnahm.

Auch zur Kontrolle der Sekundärströmung in Einlässen wurden Turbulatoren vorgeschlagen. Anderson und Gibb [69] sowie Anderson et al. [70] konnten in einem *S*-förmigen Einlasskanal die Störungen durch Ablösungen auf den Verdichtereintritt mithilfe von Turbulatoren unterdrücken, die in etwa die Höhe der Grenzschicht besaßen.

Als Turbulatoren dienen Wirbelerzeuger unterschiedlichster Formen, wie schräg angeströmte Platten, Flügel, Rampen, Keile, Kanten sowie ausgeblasene Strahlen, die in der Größenordnung der Dicke der Grenzschicht in die Strömung ragen [71]. Sie sind sowohl in der Flugzeugaerodynamik verbreitet, um die Ablösung an Tragflächen zu verzögern, als auch in unterschiedlichen Versuchsanordnungen. Die Platten werden so angeordnet, dass sie durch die Schräganströmung aufgrund der Druckdifferenz im Nachlauf kleine Wirbelschleppen erzeugen, wie sie von stark angestellten Delta-Flügeln bekannt sind. Der Vorteil des Hinauszögerns einer Ablösung wird jedoch in der Regel mit dem Nachteil eines erhöhten Totaldruckverlustes erkauft [72].

In der Wechselwirkung der Wirbel erzeugenden Generatoren muss grundsätzlich unterschieden werden, ob die Drehrichtung benachbarter Wirbelerzeuger in oder entgegen der Drehrichtung der benachbarten Wirbelsysteme verläuft. Gleichsinnig drehende Wirbelsysteme erhält man durch gleichmäßig schräg angeordnete Platten. Die benachbarten, gleichsinnig drehenden Wirbel erzeugen in ihrer Berührschicht hohe Scherspannungen, da hier die Strömungsrichtung entgegengesetzt ist. Dies führt zu einer baldigen Auflösung der Wirbelzöpfe. Gegenläufige Wirbel hingegen tendieren dazu, stabil einen gleichförmigen Abstand von der Wand einzuhalten und eine relativ lange Laufzeit zu besitzen. Sie bewirken eine Umlenkung der Strömung in Richtung des Staffelungswinkels des

nachfolgenden Gitters, was durch eine Neuausrichtung der Sekundärströmung an der Oberfläche erklärt wird. Dennoch werden in der Regel gleichsinnige Wirbelerzeuger verwendet.

Chima [65] untersuchte numerisch unter Einsatz des k-ω-Turbulenzmodells den Einfluss von schräg angebrachten NACA-Profilen 64-006 als Turbulatoren auf die Grenzschichtverluste im Gehäuse vor einem Verdichterlaufrad im Auslegungspunkt: $\pi = 4{,}65$, $\eta_p = 0{,}92$ %. Das Ziel war, den Wirkungsgrad durch parallel ausgerichtete Wirbelgeneratoren mit den NACA-Profilen 64-006 anzuheben, die sowohl vor dem Stator als auch vor dem Rotor der ersten Stufe installiert waren. Hierdurch sollten Ablösungen verhindert und Sekundärströmungen im Leitrad reduziert werden, so dass sich die Strömungsverluste am Gehäuse vermindern.

Als optimale Höhe der Turbulatoren findet Chima [65] die halbe Höhe der Grenzschicht. Deutlich erkennbar ist in diesen Untersuchungen, wie die Grenzschichtdicke mit Zunahme der VG-Höhe abnimmt. Die Energie wird aus der Kernströmung genommen. Auch der Abströmwinkel in der Grenzschicht ändert sich, was die Erzeugung von Wirbeln in der Abströmung erklärt.

Die aus den numerischen Rechnungen bestimmten Totaldruckverluste unterschiedlicher Hindernishöhen im Vergleich zur Grenzschichtdicke $\delta = 1{,}9$ mm betragen bis zu einer Höhe von etwa der halben Grenzschichtdicke weniger als 0,25 %. Bei einer Höhe des Wirbelerzeugers von 4/3 der Grenzschichtdicke erhöhen sich die Verluste auf etwa 0,6 %.

Soll die Umlenkung der Strömung beeinflusst werden, müssen Turbulatoren in der Höhe der Grenzschichtdicke eingesetzt werden. Vor dem Laufrad angebrachte, gegensinnig rotierende Wirbelstrukturen der Höhe von ca. 2 % der Kanalhöhe verringerten den Pumpgrenzenabstand bei leicht erhöhten Druckverhältnissen, während gleichsinnige Wirbelzöpfe den Pumpgrenzenabstand bei leicht niedrigeren Druckverhältnissen erhöhten. Beide Konfigurationen beeinträchtigten den Wirkungsgrad nur unwesentlich. Eine ähnliche Anordnung vor dem Leitrad zeigte keine Auswirkungen.

Eine weitere numerische Studie von Chima [65] betraf die Reduktionsmöglichkeit der Sekundärströmung auf der Saugseite des Leitrades durch Anbringen von Leitblechen einer Höhe von weniger als 1 mm. Bei kleiner Fehlanströmung des Leitrades konnten die Sekundärströmungen nahezu vermieden, bei großen hingegen zumindest stark reduziert werden. Allerdings konnten die Verluste durch die reduzierte Sekundärströmung nicht abgesenkt werden.

Die Abschwächung von Sekundärströmungen, wie beispielsweise des Eckenwirbels, mit Wirbelgeneratoren (VG, $h/\delta = > 0{,}5$) sowie Mikro-Wirbelgeneratoren (MVG, $h/\delta = 0{,}1$ bis $0{,}5$) an den Wänden vor der Beschaufelung untersuchten Ma et al. [73] experimentell und numerisch (RANS, Spalart-Allmaras Turbulenzmodell) am Rotor einer subsonischen Verdichterstufe.

Es zeigte sich, dass die Mikro-Wirbelgeneratoren in einem gewissen Betriebsbereich den Pumpgrenzenabstand bei einem Wirkungsgradabfall erhöhen, wobei bei den Mikro-Wirbelgeneratoren kaum eine Abhängigkeit vom Staffelungswinkel beobachtet wurde. Der Wirkungsgradabfall wie auch der Pumpgrenzenabstand waren in etwa proportional

der VG- bzw. MVG-Höhe. Das beste Resultat wurde erzielt, wenn die VG-erzeugten Wirbel der Grenzschicht sich mit dem Eckenwirbel der Saugseite vermischten.

Ergänzende Untersuchungen an einem Niedergeschwindigkeitsgitter mit gebogenen Wirbelgeneratoren konnten den Wirkungsgradabfall unter Beibehaltung des verbesserten Pumpgrenzenabstandes abschwächen [74].

4.2 Sekundärströmungen

Aufgrund der sich ausbildenden Wandgrenzschicht dienen lediglich ca. 60–80 % der Schaufelhöhe der beabsichtigten Diffusion der Strömung. In Naben- oder Außenwandnähe tritt aufgrund der energiearmen Grenzschicht eine aerodynamische Blockierung auf, die insbesondere in den Ecken zu Verlusten und teilweise zu Ablösungen führt. Neben der gewollten Hauptströmung treten somit auch Strömungsanteile in der Ebene senkrecht zur Hauptströmung sowie Ablösegebiete auf, die als Sekundärströmung bezeichnet werden. Da die Ablösegebiete einerseits von Gradienten senkrecht zur Wand, aber zusätzlich von Querdruckgradienten dominiert werden, ergeben sich in der Regel dreidimensionale Ablösegebiete. Die in diesen Sekundärströmungen enthaltene kinetische Energie kann nicht weiterverarbeitet werden. Sie wird deshalb als Sekundärverlust bezeichnet. Die einzelnen Erscheinungsformen und deren Einfluss auf den Verlustbeiwert und die Minderumlenkung, wurden detailliert untersucht und dargestellt (u. a. [75–78] sowie [79]). Anhand der dreidimensionalen Gestaltung der Beschaufelung von Axialverdichtern und -turbinen wird versucht, diese Sekundärströmungen mit deutlichem Wirkungsgradgewinn zu reduzieren. Neben den Grenzschichten kann die Sekundärströmung auch durch Leckageströmungen verursacht werden. Zusätzlich ist die Ausbildung des Spaltwirbels in Wechselwirkung mit der Kanalströmung, insbesondere beim Auftreten von Verdichtungsstößen für das Einsetzen des rotierenden Ablösens bzw. des Verdichterpumpens verantwortlich. Deshalb gibt es eine große Anzahl an Untersuchungen über die Entstehung der Instabilität und deren Hinauszögern, da hierdurch der Betriebsbereich des Verdichters zu höheren Stufendruckverhältnissen erweitert werden kann.

4.2.1 Identifikation von Wirbelsystemen

Ein großer Teil der Sekundärströmungen manifestiert sich in Wirbeln, die wegen ihrer unterschiedlichen Entstehungsmechanismen und Erscheinungsformen als Hufeisenwirbel, Kanalwirbel, Eckenwirbel, Spaltwirbel und Hinterkantenwirbel klassifiziert werden, obwohl sie immer überlagert in unterschiedlicher Ausprägung gemeinsam auftreten. Die Identifizierung von Wirbeln in beschaufelten Gittern gestaltet sich im Allgemeinen schwierig, da die dreidimensionale Strömung im Gitter komplex und die Rotationsgeschwindigkeit eines Wirbels im Vergleich zu seiner Axialgeschwindigkeit relativ niedrig ist. Stromlinien können zwar ein Indiz für ein Wirbelsystem sein, eine eindeutige mathematische

Beschreibung existiert bisher jedoch nicht. Aus diesem Grund sollen vor der Diskussion der Wirbelsysteme einige gängige Verfahren zur Identifizierung von Wirbeln dargestellt werden.

Zur Wirbelidentifikation lassen sich u. a. folgende Verfahren verwenden:

1. Die Wirbel werden als Rankine-Wirbel interpretiert und über ein charakteristisches Isolinienmuster im Strömungswinkel identifiziert.
2. Die Wirbel werden über die Wirbelstärke $\Omega = r \cdot rot\left(\vec{w}\right)$ des Strömungsfeldes lokalisiert.
3. Das Druckminimum des Wirbelzentrums wird identifiziert.
4. Die Wirbel werden über die Geschwindigkeitsvektoren in der Meridianebene bestimmt.
5. Das mögliche Auftreten von Wirbeln wird über eine Eigenwertanalyse interpretiert.

Alle Verfahren eignen sich prinzipiell zur Identifikation eines Wirbels. Will man jedoch einen Wirbel detailliert innerhalb des Schaufelkanals analysieren, so ist es vorteilhaft, mehrere dieser Verfahren anzuwenden. Wurde das Strömungsfeld numerisch berechnet, so liegen die entsprechenden Daten gut aufgelöst vor und es empfehlen sich numerisch verwertbare Verfahren, wie die Darstellung der Wirbelstärke oder des Druckminimums sowie das Q- bzw. λ_2- oder D-Kriterium.

Rankine-Wirbel

Der Eindruck der Rotationsbewegung eines Wirbels lässt sich anhand der Darstellung der Sekundärvektoren sehen, wie nach Wegener [80] aus Abb. 4.8 durch die Darstellung eines rotationssymmetrischen idealen Wirbels mit Ausbreitung in z-Richtung ersichtlich ist.

In Abb. 4.8 links ist idealisiert eine sich in z-Richtung ausbreitende, reibungsbehaftete und verdrallte Strömung dargestellt. Wie im Orthogonalschnitt rechts im Bild zu erkennen ist, bilden die in der Ebene liegenden, Geschwindigkeitsvektoren ein rotationssymetrisches Feld aus, dessen Zentrum auf der z-Achse liegt.

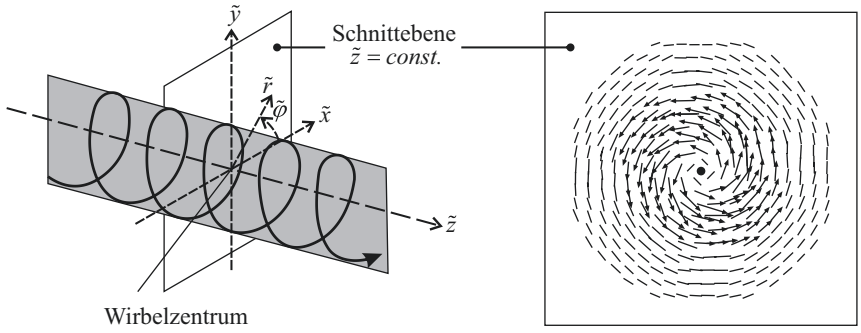


Abb. 4.8 Wirbel in einer freien Strömung mit lokalem Koordinatensystem $\tilde{x} - \tilde{y} - \tilde{z}$ und Vektor der azimutalen Geschwindigkeit $\tilde{w}_{\tilde{\varphi}}\left(\tilde{r}\right)$ in einer Schnittebene orthogonal zur Ausbreitungsrichtung

Dieses Strömungsfeld lässt sich modellhaft als Kombination von Festkörper- und Potenzialwirbel begreifen – dem Rankine-Wirbel. Der Festkörperwirbel ersetzt den Bereich des Wirbelkerns, in dem die Umfangsgeschwindigkeit des als ideal angenommenen Potenzialwirbels unendlich groß würde. Der Übergang zwischen Festkörper- und Potenzialwirbelanteil erfolgt bei der maximalen azimutalen Geschwindigkeit des Wirbels $w_{\varphi max}$ (Abb. 4.9).

Im x-y-Koordinatensystem erhält man die Geschwindigkeitsvektoren zu

$$w_{\tilde{x}}\left(\tilde{x},\tilde{y}\right) = -w_{\tilde{\varphi}}\left(\tilde{r}\right)\cdot\sin\tilde{\varphi} = -w_{\tilde{\varphi}}\left(\tilde{r}\right)\cdot\frac{\tilde{y}}{\tilde{r}}, \tag{4.37}$$

$$w_{\tilde{y}}\left(\tilde{x},\tilde{y}\right) = +w_{\tilde{\varphi}}\left(\tilde{r}\right)\cdot\cos\tilde{\varphi} = -w_{\tilde{\varphi}}\left(\tilde{r}\right)\cdot\frac{\tilde{x}}{\tilde{r}}, \tag{4.38}$$

d. h. die Isolinien des Festkörperwirbels zeichnen sich als achsparallele Geraden ab, diejenigen des Potenzialwirbels als Kreise, die sich im Ursprung, d. h. im Wirbelzentrum, tangieren (Abb. 4.10).

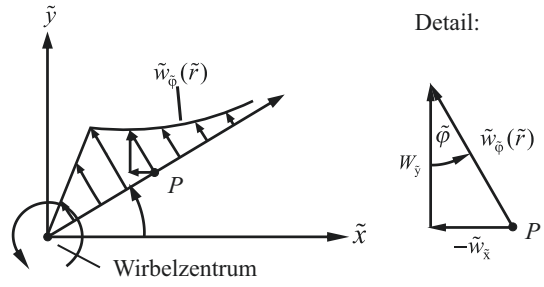


Abb. 4.9 Rankine-Wirbel bestehend aus Festkörper- und Potenzialwirbel

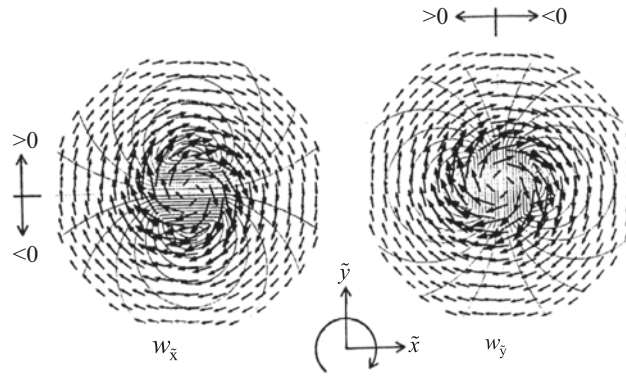


Abb. 4.10 Geschwindigkeitsfeld $w_\varphi(r)$ eines Rankine-Wirbels mit Isolinien von $wx_{\tilde{x}}\left(\tilde{x},\tilde{y}\right)$ und $w_{\tilde{y}}\left(\tilde{x},\tilde{y}\right)$ unterlegt mit Geschwindigkeitsvektoren $w\left(\tilde{x},\tilde{y}\right)$

Bei der Analyse des Wirbels in einem Schaufelgitter empfiehlt es sich, anstelle der Geschwindigkeiten den Strömungswinkel zu verwenden, da sich das Geschwindigkeitsniveau innerhalb des Schaufelkanals ändert

$$\varepsilon = \arctan\left(\frac{\tilde{w}_x}{\tilde{w}_z}\right), \text{bzw.} \tag{4.39}$$

$$\vartheta = \arctan\left(\frac{\tilde{w}_y}{\tilde{w}_z}\right). \tag{4.40}$$

Die Isolinienverteilung der Umlenkwinkel ergeben eine ähnliche Struktur wie die entsprechende Isolinienverteilung der Geschwindigkeitskomponenten (Abb. 4.11).

Wirbelstärke

Um die Position und die Stärke von Sekundärwirbeln zu bestimmen, wird die Wirbelstärke $\vec{\Omega}$ ermittelt

$$\vec{\Omega} = \left|rot\left(\vec{w}\right)\right| = \sqrt{\Omega_r^2 + \Omega_\varphi^2 + \Omega_z^2}. \tag{4.41}$$

Im lokalen Koordinatensystem des Wirbels ergibt sich die Komponente des Wirbelvektors in Ausbreitungsrichtung im kartesischen System zu

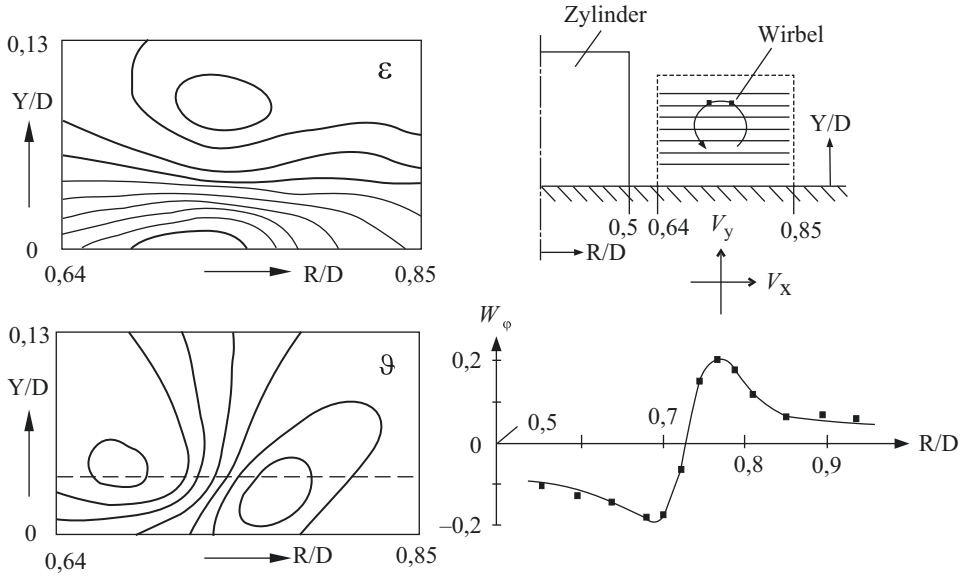


Abb. 4.11 Gemessene Isolinienverteilung der Winkel eines Hufeisenwirbels

$$\Omega_{\tilde{z}} = \frac{\partial w_{\tilde{x}}}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial w_{\tilde{y}}}{\partial \tilde{x}}. \tag{4.42}$$

Die Drehrichtung des Wirbels ergibt das Vorzeichen. Im Zylindersystem unter Zugrundelegung der inkompressiblen Helmholtz-Gleichungen ergeben sich die Komponenten der Wirbelstärke nach Wegener [80] zu

$$\Omega_z = \frac{\partial c_\varphi}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial c_r}{\partial \varphi}, \tag{4.43}$$

$$\Omega_\varphi = \frac{1}{c_z} \cdot \left(c_\varphi \cdot \Omega_z - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p_t}{\partial r} \right), \tag{4.44}$$

$$\Omega_\varphi = \frac{1}{c_z} \cdot \left(c_r \cdot \Omega_z - \frac{1}{\rho \cdot r} \cdot \frac{\partial p_t}{\partial \varphi} \right). \tag{4.45}$$

Als Rotation eines beliebigen Vektorfeldes kann die Wirbelstärke also vergleichsweise leicht bestimmt werden. Weidenfeller und Lawerenz [82] untersuchten die Ausbildung des Eckenwirbels in Abhängigkeit unterschiedlicher Verdrallung der Anströmung und identifizierten die Wirbelsysteme mit Sekundärströmungsvektoren und Wirbelstärken. Hierbei werden sowohl die Hinterkantenwirbel als auch die Kanalwirbel deutlich erkennbar.

Ein Nachteil der Wirbelstärke ist die willkürliche Wahl des Schwellwertes. Ab welchem Wert ein Wirbel vorliegt, muss von Fall zu Fall entschieden werden. Weidenfeller und Lawerenz [82] wählten beispielsweise einen Wert >14.5001/s. Die Wirbelstärke zeigt aber auch in den wirbelärmeren Bereichen Werte größer Null an. Der größte Nachteil dieser Methode liegt jedoch in der Annahme, dass hohe Wirbelstärken immer auch Wirbel kennzeichnen. In Abb. 4.12 sind zwei Vektorfelder,

$$\vec{F}(x,y,z) = -x^2 \cdot \hat{y} \tag{4.46}$$

links und

$$\vec{F}(x,y,z) = y \cdot \hat{x} - x \cdot \hat{y} \tag{4.47}$$

rechts sowie deren Wirbelstärken farblich hinterlegt, dargestellt.

Anschaulich entspricht die Geschwindigkeitsverteilung in Abb. 4.12a einem Schaufelnachlauf, wohingegen das Feld in Abb. 4.12b dem Wirbelfeld aus Abb. 4.8 ähnlich ist. In beiden Fällen zeigt die Wirbelstärke Werte ungleich Null an und detektiert so fälschlicherweise den Nachlauf als Wirbel. Ebenso kann die Wirbelstärke große Beträge in Wandnähe annehmen, die dann ähnlich falsch als Wirbel interpretiert würden.

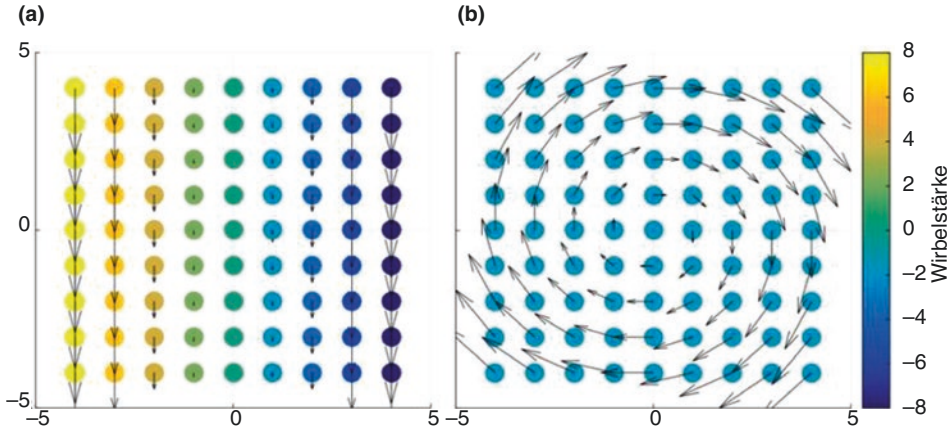


Abb. 4.12 Wirbelstärke für eine Nachlaufströmung (**a**) und eine Rotationsströmung (**b**)

Druckminimum
Durch die radiale Druckgleichung

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{u_\vartheta^2}{r} \tag{4.48}$$

ist die Krümmung der Stromlinien mit dem Druckgradienten assoziiert. Da die tangentiale Geschwindigkeit u_ϑ im Kern eines idealen Wirbels 0 ist, impliziert diese Gleichung dort ein Druckminimum. Die Position des Wirbelkerns ist durch das Druckminimum zwar objektiv definiert, jedoch muss für die Bestimmung der Ausdehnung eines Wirbels wie auch bei der Wirbelstärke auf einen zu definierenden Schwellwert zurückgegriffen werden. Zudem ist die radiale Druckverteilung stationär angenommen und eine Folgerung aus der Euler-Gleichung. Bei Strömungen, die von starken instationären oder viskosen Effekten geprägt sind, führt dieses Kriterium nicht zu einer zuverlässigen Aussage.

Eigenwertanalyse
Als Ausgangspunkt für die weitere Beschreibung der Wirbelkern-Mathematik dient der Tensor des Geschwindigkeitsgradienten

$$\underline{D} = \left[d_{ij}\right] = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{\partial u}{\partial y} & \frac{\partial u}{\partial z} \\ \frac{\partial v}{\partial x} & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{\partial v}{\partial z} \\ \frac{\partial w}{\partial x} & \frac{\partial w}{\partial y} & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix}. \tag{4.49}$$

Die Eigenwerte des Tensors definieren sich demnach über:

$$\lambda^3 + \boldsymbol{P}\lambda^2 + \boldsymbol{Q}\lambda + \boldsymbol{R} = 0, \tag{4.50}$$

$$\boldsymbol{P} = -\left(d_{11} + d_{22} + d_{33}\right), \tag{4.51}$$

$$\boldsymbol{Q} = \left(d_{22}d_{33} - d_{23}d_{32}\right) + \left(d_{11}d_{22} - d_{12}d_{21}\right) + \left(d_{33}d_{11} - d_{13}d_{31}\right), \tag{4.52}$$

$$\boldsymbol{R} = d_{11}\left(d_{23}d_{32} - d_{22}d_{33}\right) + d_{12}\left(d_{21}d_{33} - d_{31}d_{23}\right) + d_{13}\left(d_{31}d_{22} - d_{21}d_{32}\right). \tag{4.53}$$

Besitzt der Tensor des Geschwindigkeitsgradienten nun einen realen und zwei komplexe Eigenwerte, so deutet dies auf eine lokal geschlossene Stromlinie oder auf eine Spirale innerhalb der Strömung hin und damit auf einen Wirbelkern.

Ein einfaches und robustes Verfahren wird als Δ-Kriterium bezeichnet und bezieht sich auf die Wirbeldiskriminante Δ

$$\Delta = \left(\frac{1}{3}Q\right)^3 + \left(\frac{1}{2}R\right)^2. \tag{4.54}$$

Besitzt die Diskriminante Δ positive Werte ($\Delta > 0$), so weist dies auf die Existenz von komplexen Eigenwerten hin.

Wendet man das Δ-Kriterium auf die vorherigen Testfälle (Abb. 4.12) an, so zeigen sich schnell die Vorzüge der Eigenwertbetrachtung. Das Nachlaufprofil in (Abb. 4.13a) weist nun einen konstanten Wert von $\Delta = 0$ auf und ist damit wirbelfrei. Das Rotationsfeld in (Abb. 4.13b) wird aber immer noch korrekt als Wirbel identifiziert.

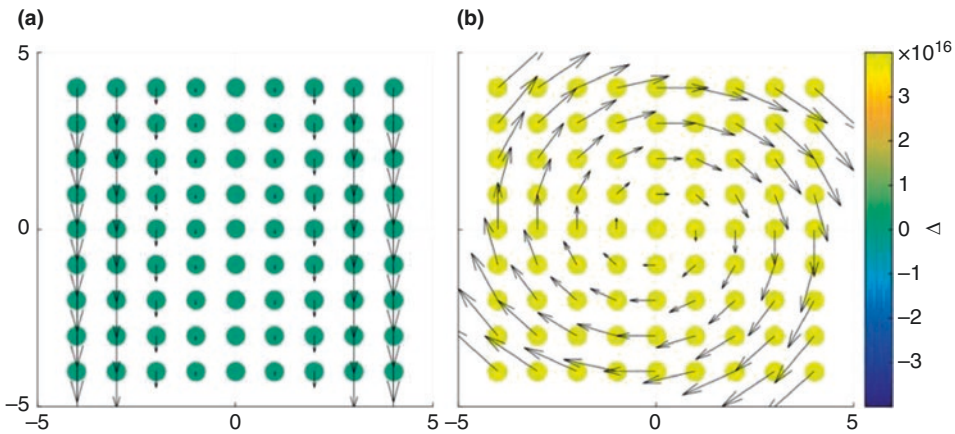


Abb. 4.13 Δ-Kriterium für eine Nachlaufströmung (**a**) und eine Rotationsströmung (**b**)

Ein sich in der Wahl des Schwellwertes unterscheidendes Verfahren wird als Q-Kriterium bezeichnet und beschreibt die zweite Invariante des Tensors des Geschwindigkeitsgradienten. Dabei definiert sich Q in kurzer Schreibweise zu

$$Q = \frac{1}{2}\left[d_{\mathrm{i,i}}^2 - d_{\mathrm{i,j}}\, d_{\mathrm{j,i}}\right] = \frac{1}{2}\left[\Omega^2 - S^2\right] = -\frac{1}{2}\left(\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3\right). \tag{4.55}$$

Die Variablen Ω und S sind die antisymmetrischen und die symmetrischen Komponenten von $\underline{D}$. Genauer betrachtet beschreibt $\|\Omega\|$ die lokale Rotation und $\|S\|$ die lokale Scherspannung. Überwiegt nun die Rotation gegenüber der Scherspannung, sprich $Q > 0$, so deutet dies auf ein lokales Druckmaximum im Grenzschichtbereich hin. Damit gibt es keine eindeutige Verbindung zwischen einem positiven Q-Term und einem lokalen Druckminimum. Allerdings ist dieses Verfahren im Vergleich zu dem Δ-Kriterium deutlich einschränkender.

Weiterhin existiert noch das sogenannte λ_2-Kriterium. Es beinhaltet grundsätzlich eine Erweiterung des Q-Kriteriums und befasst sich mit der Problemstellung, dass ein Druckminimum nicht gleichzeitig auf das Vorhandensein eines Wirbels hinweist. Dies kann auf zwei Ursachen zurückgeführt werden. Einerseits können instationäre Spannungen geringe Drücke ohne Wirbel erzeugen, andererseits können viskose Effekte Druckminima in wirbelbehafteten Bewegungen abbauen. Es liegt nun nahe, solche Phänomene innerhalb der Rechnung zu vernachlässigen. Dafür nutzt man die Symmetrie der Hessematrix des Druckes $H(p)$. Bildet man den Gradienten der Navier-Stokes-Gleichungen, so definiert sich der Beschleunigungstensor $\underline{a}$ zu

$$a_{\mathrm{i,j}} = -\frac{1}{\rho}\, p_{\mathrm{i,j}} + \nu u_{\mathrm{i,jkk}}. \tag{4.56}$$

Dieser Ausdruck kann nun in einen symmetrischen und in einen antisymmetrischen Anteil unterteilt werden

$$a_{\mathrm{i,j}} = \left[\frac{\partial S_{\mathrm{ij}}}{\partial t} + \Omega_{\mathrm{ik}}\Omega_{\mathrm{kj}} + S_{\mathrm{ik}}S_{\mathrm{kj}}\right]^{\mathrm{sym}} + \left[\frac{\partial \Omega_{\mathrm{ij}}}{\partial t} + \Omega_{\mathrm{ik}}S_{\mathrm{kj}} + S_{\mathrm{ik}}\Omega_{\mathrm{kj}}\right]^{\mathrm{antisym}}. \tag{4.57}$$

Da $H(p)$ wie bereits erwähnt ein symmetrischer Tensor ist, vereinfacht sich die Gl. 4.56 zu

$$\frac{\partial S_{\mathrm{ij}}}{\partial t} - \nu S_{\mathrm{i,jkk}} + \Omega_{\mathrm{ik}}\Omega_{\mathrm{kj}} + S_{\mathrm{ik}}S_{\mathrm{kj}} = -\frac{1}{\rho}\, p_{\mathrm{i,j}}. \tag{4.58}$$

Durch Vernachlässigung der instationären und viskosen Terme in Gl. 4.58 erhält man schließlich den Zusammenhang

Tab. 4.1 Gegenüberstellung von mathematischen Wirbelidentifizierungsverfahren

Eigenwerte				Kriterium	
λ_1	λ_2	λ_3	λ_4	$\lambda_2 < 0$	$Q > 0$
+	−	−	−	Wirbel	Wirbel
+	−	−	+	Wirbel	Kein Wirbel
+	+	−	−	Kein Wirbel	Wirbel
+	+	+	+	Kein Wirbel	Kein Wirbel

$$\Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} = -\frac{1}{\rho} p_{i,j}. \tag{4.59}$$

Man legt nun fest, dass ein Wirbel in einem Bereich vorhanden ist, wo der Term $\Omega^2 + S^2$ zwei negative Eigenwerte besitzt. Da es sich um eine symmetrische Matrix handelt, sind alle Eigenwerte real und gliedern sich wie folgt

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3. \tag{4.60}$$

Dadurch wird eine Verbindung zwischen einem Druckminimum und einem wirbelbehafteten Bereich erzeugt. Diese Formulierung ist analog zu der Beziehung, dass ein Wirbel vorhanden ist, wenn $\lambda_2 < 0$ ist.

Die Gegenüberstellung der letzten beiden Verfahren, wird in Tab. 4.1 aufgezeigt und die verschiedenen Klassifizierungen verdeutlicht.

4.2.2 Erscheinungsformen der Sekundärströmungen

Eine der Hauptursachen der Sekundärströmungen ist eine Wechselwirkung der Grenzschichten mit Totaldruckgradienten (Abb. 4.14). Entsprechend ihrer Entstehung können folgende Hauptgruppen unterschieden werden, die allerdings mehr oder weniger stark gleichzeitig überlagert auftreten. Die einzelnen Wirbelsysteme stehen in enger Wechselwirkung miteinander, wodurch eine zuverlässige Bestimmung der Sekundärverluste aus den Sekundärströmungen erheblich erschwert wird.

4.2.2.1 Der Hufeisenwirbel

Bei ausgeglichenem stationären Druck in der Strömung ergibt sich auf der Staulinie der Vorderkante ein Totaldruckgradient. Die an der Schaufelvorderkante auftreffende Wandgrenzschicht kann diesem Druckgradienten zur Wand hin nicht standhalten und rollt sich zur Wand hinein (Abb. 4.15). Dadurch bildet sich der sogenannte Hufeisenwirbel aus, der sich beidseitig um die Schaufel legt.

Der druckseitige Hufeisenwirbelarm wird aufgrund des Druckgradienten in Umfangsrichtung zur Saugseite des Nachbarprofils hin transportiert. Der saugseitige Wirbelarm ist

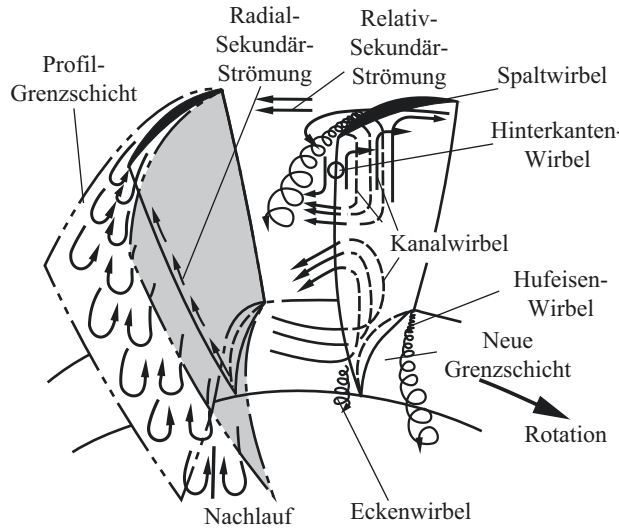


Abb. 4.14 Zusammenstellung der Sekundärströmungen im Rotor eines axialen Verdichters

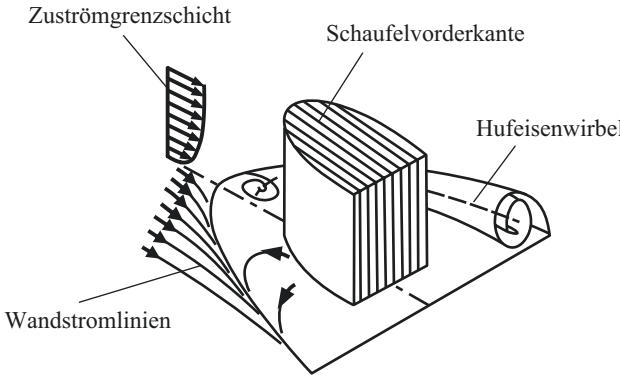


Abb. 4.15 Ausbildung des Hufeisenwirbels an der Schaufelvorderkante

nur schwach ausgeprägt. Er legt sich um die Saugseite und verschwindet entweder in einer Ablöseblase, sofern sie auftritt, oder legt sich um den Kanalwirbel. Hinter dem druckseitigen Hufeisenwirbelarm bildet sich in der Schaufelpassage an der Seitenwand eine neue Grenzschicht aus.

4.2.2.2 Der Kanalwirbel

Das Auftreten der Randverluste beruht auf der Umlenkung der Strömung einerseits und auf der Abbremsung der Strömung durch die Grenzschichten an den seitlichen Begrenzungen des Gitters andererseits. Im mittleren Bereich der Kanalströmung herrscht Gleichgewicht der an einem Masseteilchen angreifenden Zentrifugal- und Druckkräfte. Im Einflussbereich der Seitenwände wird die Strömung abgebremst, wodurch auch die Zentrifugalkräfte abnehmen. Durch die Reibungsverluste herrschen in den Wandgrenz-

schichten niedrigere Totaldrücke als in der Hauptströmung (Totaldruckverlust in den Grenzschichten). Im Zusammenwirken mit der Druckseite der Schaufel entsteht somit eine Ausgleichsströmung von der Druckseite, über die Kanalaußen- bzw. Innenwand zur Saugseite. Aufgrund der in Kanalmitte überwiegenden Druckkräfte wird die Strömung über die jeweilige Außenwandgrenzschicht von der Druckseite einer Schaufel zur Saugseite der benachbarten Schaufel abgedrängt. Diese Querströmung bewirkt, dass aus dem angrenzenden Schaufelbereich entlang der Schaufeldruckseite eine Strömung zu den Innen- bzw. Außenkanalwänden hin einsetzt, so dass insgesamt im Strömungskanal ein Doppelwirbel a nach Abb. 4.16 entsteht. Die Sekundärströmung verursacht hinter dem Gitter eine Trennfläche, die in Form einer zusätzlichen Wirbelschicht mit der Strömung abfließt.

Wie aus Abb. 4.16 hervorgeht, sammelt sich besonders in der Ecke zwischen Seitenwand und Saugseite das Grenzschichtmaterial an. Dies beruht hauptsächlich auf dem soeben beschriebenen Materialtransport von der Druck- zur Saugseite. Aufgrund der hohen Meridiangeschwindigkeiten besitzen die sich einstellenden beiden Wirbel in der Regel weniger als eine Umdrehung innerhalb der Beschaufelung.

Überlegt man sich, wie Stromlinien im Einzelnen verlaufen, so erkennt man, dass die Strömung der Wandgrenzschicht zur Saugseite der Schaufel sich nur in der Grenzschicht selbst, also in unmittelbarer Nähe der Seitenwand, ausbilden kann. Dagegen erstreckt sich die Rückströmung wesentlich weiter in den übrigen Schaufelkanal hinein, so dass die Stromlinien den in Abb. 4.17 gekennzeichneten Verlauf haben. Die beiden Kerne der so entstandenen Wirbel werden an den mit *W* bezeichneten Stellen liegen.

Die in der Wirbelbewegung enthaltene Energie ist zwar noch in der Form kinetischer Energie vorhanden, kann aber als solche in dem folgenden Schaufelgitter nicht ausgenutzt werden. Sie ist also als Verlust zu betrachten und wird bei Nachlaufmessungen, je nach der Art, wie diese ausgeführt werden, auch als solcher erscheinen. Dem in Abb. 4.17 gezeigten

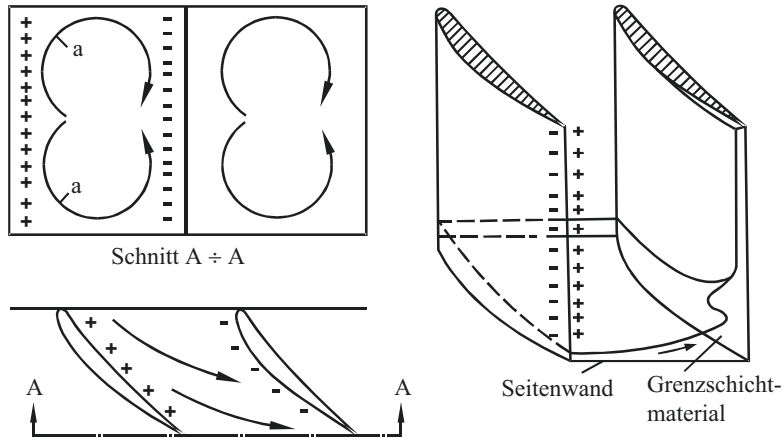


Abb. 4.16 Kanalwirbel im axialen Verdichtergitter

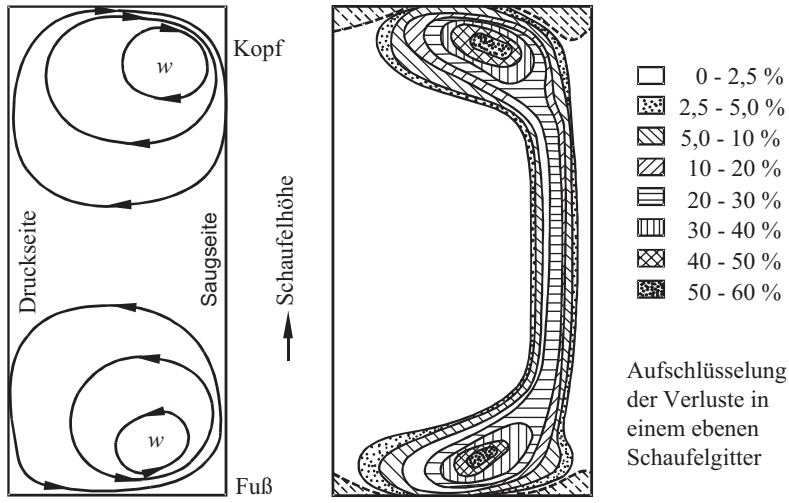


Abb. 4.17 Nachlauf hinter einem axialen Verdichtergitter induziert durch die Sekundärströmung, Totaldruckverteilung

Gebiet der Grenzschicht mit bereits verminderter kinetischer Energie überlagert sich nun noch ein Gebiet mit nicht mehr nutzbarer Energie, so dass die in Abb. 4.17 gezeigten Totaldruckverluste entstehen. Die Wirbel treten bei Messungen, die stromabwärts hinter dem Gitter vorgenommen werden, als Kerne hoher Verluste zu Tage. Aus der Darstellung der Linien gleichen Verlustes über dem Gitterquerschnitt ist die Verteilung der auftretenden Verluste und die Lage der beiden Endwirbel deutlich ersichtlich.

4.2.2.3 Überlagerung von Hufeisen- und Kanalwirbel

In der Regel treten sowohl der Hufeisen- als auch der Kanalwirbel überlagert auf. Folgende Modellvorstellung gibt einen Einblick in die auftretenden Phänomene bei Überlagerung. Nach dem Eintritt in die Schaufelpassage beginnen die Stromflächen des Hufeisenwirbels und des Kanalwirbels innerhalb und außerhalb der Grenzschicht aufgrund des Querdruckgradienten zu rotieren. Der druckseitige Hufeisenwirbelarm hat dabei den gleichen Drehsinn wie der Kanalwirbel. Wie Strömungsvisualisierungen zeigen, hängt die Position des saugseitigen Hufeisenwirbelarmes, sofern er nicht in einer Ablöseblase verschwindet, am Austritt aus der Schaufelpassage von der Rotationsgeschwindigkeit des Kanalwirbels ab, die wiederum durch die Geometrie der Beschaufelung und der Strömungsgeschwindigkeit beeinflusst wird. Mit größer werdender Umlenkung steigt der Druckgradient von Druck- zur Saugseite und damit auch die Stärke des Kanalwirbels, der dadurch eine stärkere Verlagerung von der Seitenwand zur Saugseite erfährt.

4.2.2.4 Der Eckenwirbel

Der Eckenwirbel ist ebenso wie der Kanalwirbel eine Folge des Querdruckgradienten in der Schaufelpassage (Abb. 4.18). Er tritt bei hoher aerodynamischer Belastung sowohl bei

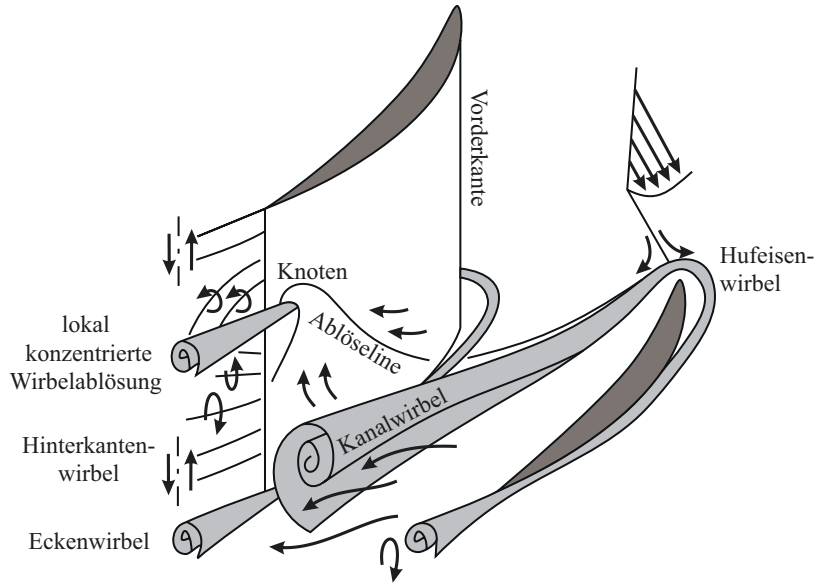


Abb. 4.18 Interaktion von Hufeisenwirbel und Kanalwirbel mit dem Eckenwirbel, nach [78]

Verdichter- Turbinengittern an der naben- und außenwandseitigen Saugseite des Profils in Erscheinung. Er wird durch Überlagerung der Verzögerung der energiearmen Grenzschicht, dem über den Kanal anliegenden Querdruckgradienten im ansteigenden Druckfeld der verzögernden Strömung hervorgerufen.

Die wandnahe Strömung trifft dabei aufgrund der Querkanalströmung nahezu senkrecht auf die Kontur der Saugseite auf. Als Folge davon rollt sich die Grenzschicht wie bei der Ausbildung des Hufeisenwirbels auf und bildet den Eckenwirbel. Dieser Wirbel ist in der Ecke von Schaufelsaugseite und Seitenwand positioniert und wird im Nachlauf als lokalkonzentrierte Wirbelablösung (concentrated shed vortex, CSV) bezeichnet. Aufgrund seiner geringen räumlichen Ausdehnung ist er nur schwer im Nachlauf sichtbar zu machen. Seine Existenz ist jedoch bei großer aerodynamischen Belastung durch eine Verringerung der Mehrumlenkung nachzuweisen.

Aufgrund des Querdruckdruckgradienten wird zudem energiearmes Material der sich neubildenden Grenzschicht an die Ecke zwischen Schaufel und Seitenwand im hinteren Bereich der Schaufel getragen. Dort entstehen an der Schaufelhinterkante Rückström- und Ablösegebiete (Abb. 4.19), die mit größer werdender Fehlanströmung stark zunehmen. Diese abgelöste Zone wirkt wie ein Verdrängungskörper, der eine Abnahme der Verzögerung der Strömung und damit eine Verringerung des Druckanstiegs bewirkt.

Die Verluste aufgrund der Ablösungen können bis zu 30 % der Sekundärverluste betragen. Sie werden von einer Reduktion des Durchsatzes und des Ablenkwinkels begleitet.

Es bildet sich eine ausgeprägte dreidimensionale Ablösung mit Foki, Sattelpunkten und Knoten aus, (Abb. 4.20), wie [84] vermessen haben. Sind Wassertropfen in der Strömung, so ändert sich die Struktur des Eckenwirbels [85].

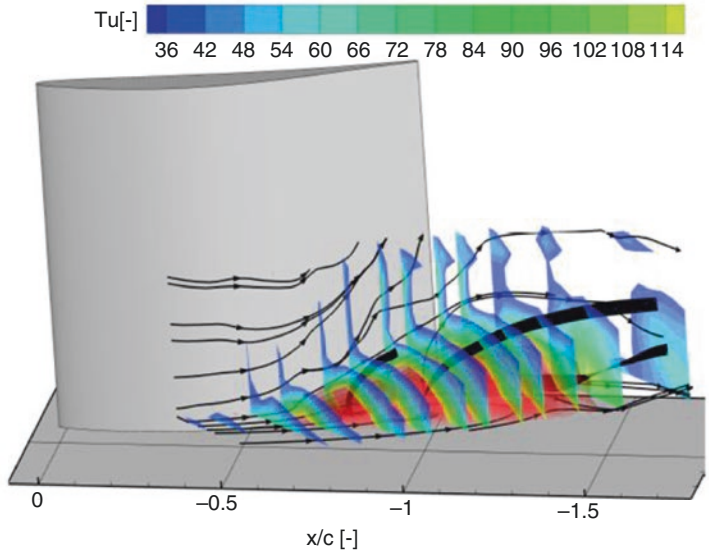


Abb. 4.19 Gemessenes Ablösegebiet im Bereich der Schaufelhinterkante zwischen Schaufelsaugseite und Seitenwand [84]

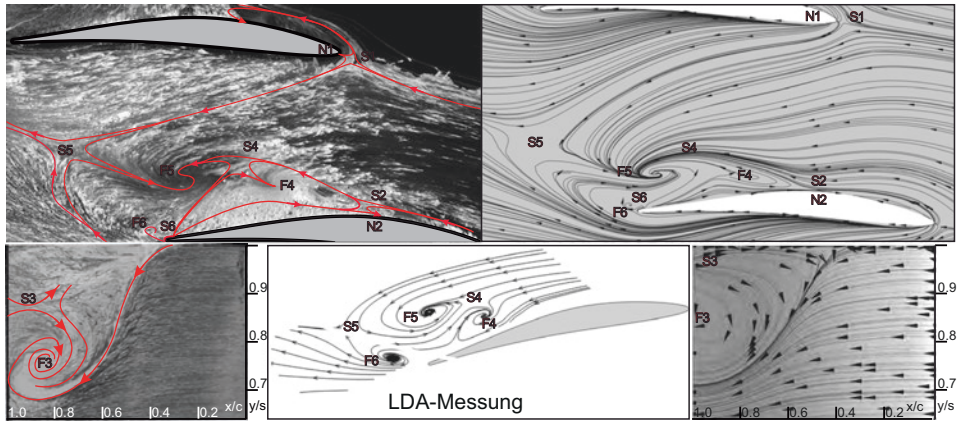


Abb. 4.20 Mit Ölanstrichverfahren aufgenommene Stromlinien (Wandschubspannungslinien) auf der Seitenwand und der Schaufelsaugseite des Eckenwirbels einer Verdichterkaskade mit einem typischen Verdichterprofil des Mittenschnittes, Ma = 0,77; F Fokus, S Sattelpunkt, N Knoten

[83] sowie [84] untersuchen die Entstehung des Eckenwirbels in Abhängigkeit der Schaufelneigung auf der Saugseite. Die Ausbildung des Eckenwirbels und insbesondere die Ablösung kann demnach durch eine entsprechende Neigung der Schaufel reduziert werden, wie im Folgenden noch näher dargestellt wird.

Stärkere Ablösungen des Eckenwirbels bewirken, dass keine Diffusion mehr stattfindet, so dass der Verdichter nicht mehr betrieben werden kann. Diese Instabilitäten wie

rotierende Ablösung und Pumpen werden in folgenden Kapiteln zu Instabilitäten und deren Behebung näher beschrieben.

4.2.2.5 Spaltströmung an der Schaufelspitze

Um unter allen Betriebszuständen ein Anstreifen der Schaufeln zu vermeiden, muss ein genügender Spalt zwischen Blattspitze und Gehäuse bzw. Rotor vorgehalten werden. Über diesen Spalt findet eine Ausgleichsströmung von der Druck- zur Saugseite der Schaufel statt. Der Ausgleichsvorgang führt durch die Überlagerung der Spaltströmung zur Hauptströmung zu den Spaltverlusten.

Der Spaltwirbel wird in Kompressoren durch das Wirbelsystem, das sich durch die Relativbewegung des Gehäuses einstellt, verstärkt. Die Lage des Wirbelzentrums wird hierbei von der Saugseite weggedrückt [89].

Durch das Abströmen des in die Hauptströmung eingemischten Querstromes wird durch den Blockierungseffekt der Durchsatz abgedrosselt und der zu erzielende Druckanstieg verringert. Nach Untersuchungen von [90] ist diese Abdrosselung aufgrund der Spaltströmung zwei bis dreifach so hoch wie die durch die Eckenwirbelablösung hervorgerufene Blockierung. Deshalb ist der Einfluss der Spaltströmung auf den Verlustbeiwert und das Durchsatzverhalten des Verdichters in einem weiten Bereich untersucht worden.

Die Überlagerung der Spaltströmung mit der Hauptströmung bewirkt zum einen eine geringere Umlenkung und ein verminderter Druckanstieg, sowie dem bereits erwähnten Spaltwirbel, der bei entsprechender Konfiguration zur Ablösung führt. Die Ausbildung des Spaltwirbels hängt vom Verhältnis der Spalthöhe zur maximalen Schaufeldicke ab. [91] fand, dass sich bis zu einem Spalt zu Blattdickenverhältnis von 0,4 die Spaltströmung auf der Saugseite wieder anlegt. Insbesondere bei dünnen Schaufeln wird die Spaltströmung jedoch ablösen.

Beispielsweise untersuchten [92] die Spaltströmung auch unter transienten Bedingungen für eine relative Spaltweite von 1,5 % der Schaufelhöhe, sowie [93] bei einer relativen Spaltweite von 2 % bis 4 %, wie sie typischerweise bei Fluggasturbinenverdichtern und in den ersten Stufen von Industriekompressoren eingesetzt werden. Sie zeigten, dass die Spaltströmung vom Feld des statischen Druckes im Blattspitzenbereich bewirkt wird. Mit größerem relativen Spalt wanderte der Wirbelansatzpunkt stromauf. Oft wird ein zweiter, schwächerer Wirbel beobachtet, der sich entlang der Schaufelkante bildet. Bei ihren Untersuchungen zum Einfluss der relativen Spaltweite auf die Ausbildung des Spaltwirbels in einem Bereich von 1 % bis 9,2 % fanden [94] dass die Verminderung des Abströmwinkels und die Verluste signifikant mit der relativen Spaltweite anstiegen. Allerdings zeigten [93], dass die Trajektorien des Spaltwirbels nicht durch die relative Spaltweite beeinflusst werden.

Der Druckgradient an der Schaufelspitze kann im Wirbelzentrum durch die Wirbelrotation verstärkt werden. [95] analysierte die Effekte der Coriolis- und der Zentrifugalkraft im Zusammenwirken mit den Spaltwirbeln analytisch und entwickelt ein Stabilitätskriterium. [96] leitete ein Kriterium zur Beschreibung des Wirbelaufplatzens auf Basis eines Wellenmodells her.

Der Druckunterschied zwischen Druck- und Saugseite am freien Schaufelende bildet nach [97] an der Saugseite den Spaltwirbel aus (Abb. 4.21).

Die Wirbelfront ist anhand der Entropieproduktion in Rechnungen einfach zu identifizieren, (Abb. 4.22).

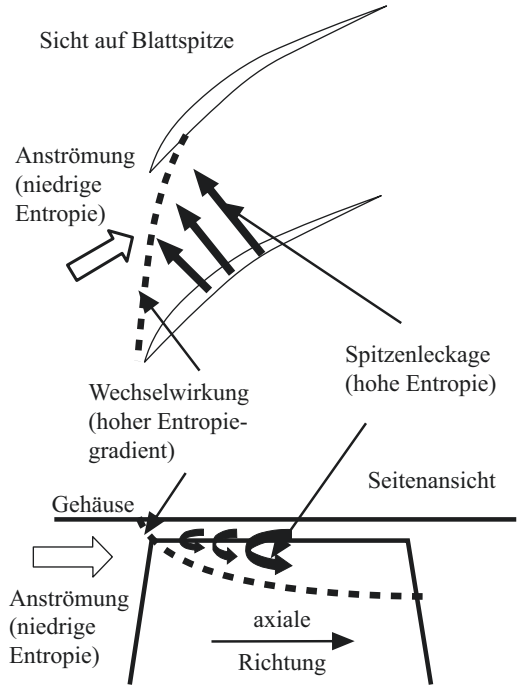


Abb. 4.21 Schema der Spaltströmung an der Schaufelspitze, nach [97]

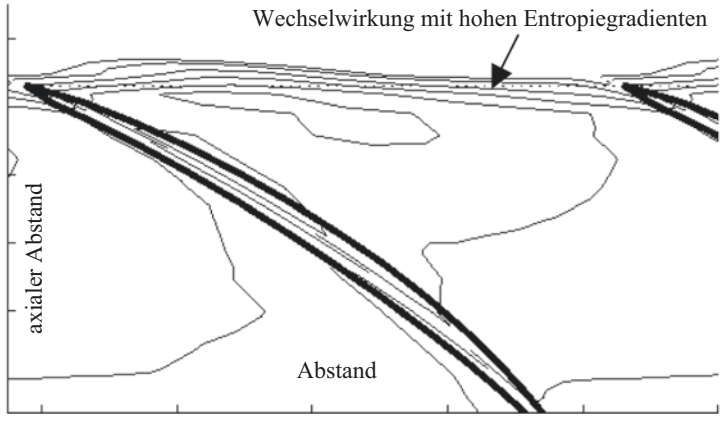


Abb. 4.22 Gradient der Entropieverteilung im Laufrad eines Verdichtergitters an der Blattspitze aufgrund des Spitzenwirbels, nach [97]

An dem Rotor eines axialen Niedergeschwindigkeitverdichters untersuchten [98] die Entstehung des Spaltwirbels unter Auslegungsbedingungen und nahe dem Ablösepunkt durch Vermessen des Strömungsfeldes im Rotorschaufelkanal mit SPIV (stereoskopic particle image velocimetry). Die Messungen lassen die Entwicklung des Spaltwirbels von einem stabilen Zustand zum instabilen, sowie von der Bildung großer Strukturen bis zum Zerfall in kleinskalige Turbulenz erkennen, was letztendlich durch die Wechselwirkung mit der Hauptströmung zur Instabilität führt. Unter stabilen Bedingungen wird niedrigenergetisches Fluid ohne negative Beeinflussung der Hauptströmung kontinuierlich in den Wirbel eingerollt. Unter instabilen Bedingungen hingegen tritt eine Blockierung der Hauptströmung auf. Nahe den Ablösebedingungen führt die starke Wechselwirkung der kleinskaligen Wirbel mit der Hauptströmung zu starken Verlusten, während sich unter Designbedingungen lediglich leichte Wechselwirkungen der sich ablösenden Wirbelgebiete mit der Hauptströmung entwickeln.

Anhand einer dreidimensionalen Berechnung eines subsonischen Axialverdichters zeigen Wu et al. [99] das Entstehen des Spaltwirbels durch die Überlagerung der Kanalströmung mit der Spaltleckageströmung. Durch Androsseln wird die Kanalströmung reduziert und gleichzeitig aufgrund des erhöhten Druckgefälles die Spaltströmung intensiviert. Die Lage der Entstehung des Wirbelkerns wandert immer mehr zur Vorderkante. Aber auch der Wirbel selbst richtet sich im Kanal immer mehr umfangsmäßig aus, bis er zum Abreißen der Kanalströmung führt (Abb. 4.23).

Mithilfe von transienten RANS-Rechnungen erklären Yamada et al. [100] das Auftreten von Instabilitäten eines transsonischen Verdichterrotors. Deutlich erkennbar war das Wirbelzusammenbrechen des Spaltwirbels aufgrund der Wechselwirkung mit dem Kanalstoß. In der Nähe der Spitzenleistung bildete sich periodisch ein lokal beschränktes, blasenförmiges Wirbelzusammenbrechen des Spaltwirbels aus, was die benachbarte Schaufel zur periodischen Druckbelastung in der Nähe der Vorderkante anregte. Da jedoch die Druckverteilung an der Vorderkante der Blattspitze die Stärke des Spaltwirbels stark beeinflusst, führt diese periodische Anregung wiederum zum periodisch oszillierenden Zusammenbrechen. Diese Rückkoppelung führt letztendlich zu einem selbst erregt schwingenden Gebiet des Spaltwirbelsystems. Unter diesen Betriebsbedingungen sind jedoch die oszillierenden Blasen des Wirbelaufplatzens noch so klein, dass sie in der Zeitmittelung nicht zu sehen sind. Bei weiterer Belastung des Verdichters bis zur Ablösegrenze stellt sich ein spiralförmiges Wirbelaufplatzen ein. Da sich unter diesen Bedingungen ein starker Wirbel stromab des Kanalstoßes ergibt, ist die spiralförmige Wirbelstruktur relativ stationär. Sie bildet sich selbst erhaltend aus und bewirkt starke Oszillationen des Spaltwirbels durch die Wechselwirkung mit dem Kanalstoß, durch Blockierung der Hauptströmung an der Blattspitze und durch dreidimensionale Ablösegebiete auf der Saugseite.

Aufgrund der Bedeutung der Spaltverluste auf die Leistung von Axialverdichtern werden zur Klärung des Phänomens, zum Erkennen der Auswirkungen und zu deren Abminderung verstärkt numerische Verfahren eingesetzt. Die Verluste entstehen durch die Überlagerung hochturbulenter Strömungen in Verbindung mit Strömungsablösungen und

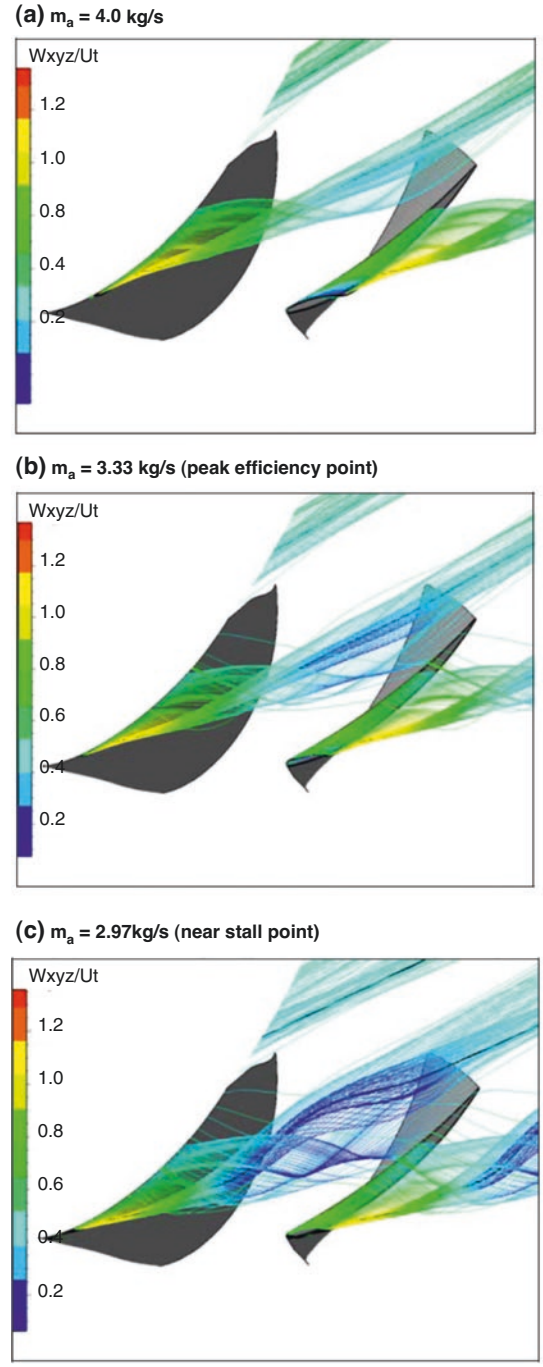


Abb. 4.23 Position des Spaltwirbels beim Androsseln eines Verdichters, nach [99]

Wiederanlegen bei starker Krümmung der Stromlinien in Strömungen mit steigenden Druckgradienten mit laminar-turbulenten Übergängen in der Grenzschicht und ausgeprägten Sekundärströmungen. Werden die Bedingungen in der rotierenden Maschine berücksichtigt, so ist das Problem zudem transient zu behandeln. Die korrekte Berechnung der Verluste, der Wirbelstärke und der Lage des Wirbelkerns stellt eine hohe Anforderung an die Qualität des numerischen Codes und der verwendeten Schließungsmodelle [101]. Durch die gestiegene Rechnerleistung sind immer feinere Gitter- und bessere Zeitauflösungen möglich [102]. Bei der Anwendung eines RANS-Verfahrens hat insbesondere die Turbulenzmodellierung bedeutenden Einfluss auf das Ergebnis, da aufgrund der Grenzschicht, Sekundärstruktur und der Krümmung der Stromlinien anisotrope Turbulenz vorherrscht. Trotz der eingeschränkten Gültigkeit der Eddy-Viskositätsmodelle 1. Ordnung konnten grundsätzliche Phänomene der 2-D- [103, 105] und der 3-D-Strömungen [106, 107] qualitativ geklärt werden.

Eine zusätzliche Verbesserung kann durch den Einsatz von Turbulenzmodellen 2. Ordnung erzielt werden, da hiermit die anisotrope Turbulenz in Wandnähe und die Wirbelstärkenverteilung berücksichtigt werden kann. Sowohl von Chen und Leschziner [107] als auch von Gerolymos et al. [108] wurden Verdichterströmungen mit Reynolds-Stress-Modellen berechnet. Borello et al. [109] implementierten das anisotrope Turbulenzmodell nach Hanjalic und Jakirlic [110], um die Spaltströmungen in 2-D- bzw. 3-D-Verdichterkaskaden zu untersuchen. Im Vergleich zu isotropen Turbulenzmodellen konnten bei den anisotropen Modellen zusätzlich zu den auch mit den einfachen Wirbelviskositätsmodellen berechenbaren Spaltwirbeln die Ablösegebiete gut vorhergesagt werden.

Für einen langsam drehenden Verdichter untersuchten Germano et al. [112] den Einfluss eines großen Spaltes auf die Verluste. Sie führten sowohl 3D-PIV-Messungen als auch LES-Rechnungen mit dem Smagorinsky-Eddy-Dissipationsmodell und dem Standard-Modell nach Germano et al. [112] an einem Rotor mit Vor- und Nachleitreihe durch. Hah [111] kommt zu dem Ergebnis, dass eine Erweiterung des Spaltes von 0,8 % Schaufelhöhe (0,5 mm) auf 4 % (2,4 mm) bei allen untersuchten Betriebsfällen zu einer Verdoppelung der Leckagemenge führt. Trifft der hohe Leckagestrom auf den gegenüberliegenden Spalt, bildet sich ein Wirbelzopf aufgrund des Zusammenwirkens der beiden Wirbel. Dieser Wirbelzopf unterbindet den Spitzenwirbelkern des gegenüberliegenden Blattes, wenn er auf ihn trifft. Die zusätzlich auftretenden Mischverluste sind die Hauptverursacher der beim großen Spalt zusätzlich beobachteten Verluste.

Durch Casing Treatment, wie in einem folgenden Kapitel noch detailliert diskutiert wird, können die Verluste insbesondere bei großem Spalt reduziert werden. In der Nähe der Pumpgrenze ist bei großem Spalt an der Vorderkante ein Vortex-Breakdown zu beobachten, wenn der Wirbelkern nahe an der Vorderkante der benachbarten Schaufel auf den Spalt trifft. Es bildet sich ein radialer Wirbel als Teil des Spitzenwirbels durch die Interaktion mit der dünnen Scherschicht von Gehäuse und Schaufelspitze aus. Dieser wandernde radiale Wirbel entspricht nicht dem radialen Wirbel beim engen Spalt, der aufgrund von Ablösungen initiiert wird.

Bei Industriekompressoren wird in der Regel in den hinteren Stufen ein höherer relativer Spalt bis zu 6 % erforderlich, um den breiteren Betriebsbereich und schnellere Laständerungen abzudecken. In den hinteren Stufen, die nach Auslegung zur Erweiterung der Pumpgrenze in der Regel weniger belastet sind, ist die Auswirkung der Spaltströmung deutlich geringer im Vergleich zu den ersten, hochbelasteten Stufen. Deshalb untersuchten Walker et al. [113] die lokale Belastung an der Blattspitze bei relativen Spaltweiten bis zu 8 %. Williams et al. [114] fanden bei ihren Untersuchungen einer ebenen Kaskade ebenfalls, dass der Einfluss der Spaltströmung auf die Strömungsverluste in den hinteren Stufen deutlich niedriger ist als in den vorderen.

4.2.2.6 Der Hinterkantenwirbel

Dieser Wirbeltyp entsteht wiederum als Folge der Querkanalströmung paarweise an der Hinterkante einer Schaufel. Dort treffen beim Verlassen der Schaufelhinterkante die druckseitige Strömung zur Seitenwand und die saugseitige Strömung zur Schaufelmitte hin in der Profilgrenzschicht aufeinander und bilden den Hinterkantenwirbel (Abb. 4.14). Die Stärke dieses Wirbels hängt somit wieder von der Stärke der Umlenkung sowie vom Unterschied der Grenzschichten der Druck- und Saugseite ab.

Der Hinterkantenwirbel tritt vereinfacht dargestellt durch das Zusammenwirken der Wandgrenzschicht des Gehäuses und der Grenzschicht der Saugseite auf. Er entsteht nicht, wenn zwischen Schaufel und Wand ein Spalt auftritt, da hier die Grenzschicht vorwiegend durch den Spaltwirbel, der sich aus dem Überströmen von der Druck- zur Saugseite einstellt, beeinflusst wird [86, 87]. Numerische Untersuchungen von Gbadebo et al. [88] der Wechselwirkung der Spaltströmung mit dem Ablösegebiet der Saugseite ergaben, dass die Verluste bei einem engen Spalt von ca. 0,2 % der Schaufelhöhe am höchsten waren. Bei einer Spalthöhe von 5 %, die in etwa der zuströmenden Wandgrenzschicht entsprach, erreichten die Verluste einen Minimalwert, der sich bei weiterer Spalterweiterung nur wenig erhöhte. Ab einer Spalthöhe von 0,58 % änderte sich das Strömungsfeld, da die Ablöseblase durch den stabilen Spaltwirbel in Verbindung mit der Radialströmung aufgefüllt wurde.

4.2.2.7 Radial- und Relativ-Sekundärströmung

Die Radial-Sekundärströmung entsteht in der Profilgrenzschicht aufgrund des statischen Druckgefälles zwischen Nabe und Gehäuse. Bei Leiträdern ist der statische Druck am Gehäuse höher als an der Nabe. Dies bewirkt eine Bewegung vom Gehäuse zur Nabe. In Laufrädern tritt die umgekehrte Bewegung auf. Die Relativ-Sekundärströmung ist eine Folge der Relativbewegung von Schaufel und Seitenwand bei Rotoren ohne Deckband (Abb. 4.24), sie unterstützt bei Verdichtern die Spaltströmung während sie bei der Turbine der Spaltströmung entgegenwirkt.

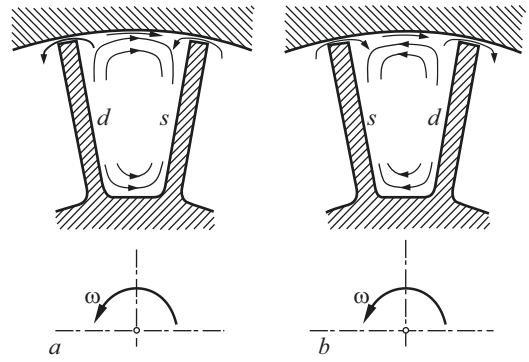


Abb. 4.24 Spaltströmung, Radial- und Relativ-Sekundärströmung durch Rotation in axialen Laufrädern; **a** Turbine, **b** Verdichter, nach [1]

4.2.3 Auswirkungen der Sekundärströmungen

Da die verschiedenen Arten der Sekundärströmungen gleichzeitig auftreten, ergibt sich eine Überlagerung und somit eine starke Wechselwirkung der einzelnen Komponenten. Der Hauptanteil rührt von der Querkanalströmung her, in der die Ursache für den Kanalwirbel, den Eckenwirbel und den Hinterkantenwirbel liegt. Die übrigen Wirbelarten werden davon beeinflusst. Mit CFD-Rechenverfahren lassen sich die verlustbehafteten Strömungsgebiete durch Berechnung der Totaldruckverteilung oder der Entropieerhöhung beim Durchgang mehrerer Gitter berechnen.

Die Relativ-Sekundärströmung, die immer in Verbindung mit der Spaltströmung auftritt, verstärkt diese beim Verdichter und vermindert sie jedoch in der Turbine. Die Querkanalströmung hingegen wird durch diesen Effekt beim Verdichter vermindert und in der Turbine verstärkt. Spalt- und Relativ-Sekundärströmung können durch die Verwendung von Schaufeln mit Deckbändern unterbunden werden. Dies macht jedoch Labyrinthdichtungen notwendig und führt damit zu anderen Verlusten. Die mit der Anbringung von Deckbändern verbundene Erhöhung der Schaufelmassen bringt zusätzlich Festigkeitsprobleme.

Die Querkanalströmung überlagert sich der Radial-Sekundärströmung und verstärkt oder vermindert diese, je nachdem, ob es sich um Leit- oder Laufrad, bzw. Druck- oder Saugseite handelt. Der so gebildete Kanalwirbel hängt von der Größe der einzelnen Komponenten ab.

Der starke Abfall der Strömungsgeschwindigkeit in den Seitenwandgrenzschichten und die Ausbildung der Wirbel im Randzonenbereich bewirken eine Abweichung der Strömungsrichtung von der Auslegung, ohne Berücksichtigung der Randeffekte. Dies führt zu veränderten Geschwindigkeitsdreiecken im Bereich der Wandgrenzschicht. Die niedrigere Axialgeschwindigkeit bedingt dabei eine stärkere Umlenkung und damit eine höhere aerodynamische Belastung. Die daraus resultierende Fehlanströmung der folgenden Schaufelreihe führt dort zu einer Verstärkung der Ablöseneigung und zu einer Erhöhung der Verluste.

Folgende Merkmale lassen sich zusammenfassen:

- Die Sekundärverluste sind ab einer bestimmten Dicke der Anströmgrenzschicht unabhängig von deren Dicke.
- Bei Verdichterbeschaufelungen sind aufgrund des geringen Querdruckgradienten von der Druck- zur Saugseite die Wechselbeziehungen zwischen der Seitenwandgrenzschicht und der Saugseitengrenzschicht der benachbarten Schaufel relativ gering.
- Der Kanalwirbel bestimmt wesentlich die Winkelverteilung der Abströmung.
- Die Verwindung der Zuströmgrenzschicht ist für Verdichterbeschaufelungen aufgrund der geringen Umlenkung gering.
- Der Hufeisenwirbel tritt auch bei den relativ scharfen Vorderkanten der Verdichter nennenswert auf. Dem Anströmwinkel der Zuströmung kommt eine entscheidende Rolle zu.
- Die Strömungsrichtung bei Verdichterbeschaufelungen verursacht insbesondere im Schaufelkanal dicke Seitenwandgrenzschichten. Diese bewirken ein stärkeres Zusammenwachsen des Kanalwirbels mit der Seitenwandgrenzschicht.

Aufgrund der Komplexität der Strömungsvorgänge im Randbereich und damit der Auswirkungen auf folgende Schaufelreihen wird deutlich, wie wichtig detaillierte und umfangreiche Untersuchungen bei strikter Trennung der variierten Parameter für die Erfassung der Haupteinflussgrößen sind.

4.3 Transsonische Strömungen

Die Forderung nach immer höheren Durchsätzen führt unausweichlich zu Strömungen mit hohen Mach-Zahlen, die zumindest im Verlauf der Schaufelumströmung die Schallgrenze übersteigen, wenn sie nicht schon in der Anströmung im Überschallbereich waren. Der Übergang einer Überschallströmung in Richtung Unterschall erfolgt als Unstetigkeit über sogenannte Verdichtungsstöße, die große schlagartige Änderung der Größen Geschwindigkeit, Druck, Temperatur, Dichte und Entropie hervorrufen. Die stoßartigen Zustandsänderungen erfolgen unter Verlusten innerhalb einer dünnen Stoßfront von ca. 1/1000 mm Dicke. Je nach Lage der Stoßfront zur Strömungsrichtung unterscheidet man gerade und schräge Verdichtungsstöße. Während die Zustandsänderung beim geraden Verdichtungsstoß unter hohen Strömungsverlusten auf Unterschallströmung hinter der Front führt, kann nach dem schrägen Verdichtungsstoß durchaus noch Überschallgeschwindigkeit herrschen. Schräge Verdichtungsstöße sind entsprechend weniger verlustbehaftet.

4.3.1 Der Verdichtungsstoß

Über die Bilanzierung der Massen-, Impuls- und Energieerhaltung lassen sich die Änderungen der Zustandsgrößen über die senkrechte Stoßfront in Abhängigkeit der Anström-

Mach-Zahl Ma_1 bestimmen. Man erhält als Zustandsänderung von der Überschallanströmung (Index 1), zur Strömung hinter dem senkrechten Verdichtungsstoß (Index 2), nach Truckenbrodt [5]

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{2 \cdot \kappa \cdot Ma_1^2 - (\kappa - 1)}{\kappa + 1}, \tag{4.61}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\kappa + 1) \cdot Ma_1^2}{(\kappa - 1) \cdot Ma_1^2 + 2}, \tag{4.62}$$

$$\frac{\Delta p}{\rho_1 / 2 \cdot w_1^2} = \frac{4}{\kappa \cdot 1} \cdot \frac{Ma_1^2 - 1}{Ma_1^2}, \tag{4.63}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2}, \tag{4.64}$$

$$\frac{s_2 - s_1}{c_v} = \ln \frac{p_2}{p_1} - \kappa \cdot \ln \frac{\rho_2}{\rho_1}, \tag{4.65}$$

$$\frac{w_2}{w_1} = \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} + \frac{2}{(\kappa + 1) \cdot Ma_1^2}, \tag{4.66}$$

$$Ma_2^2 = \frac{(\kappa - 1) \cdot Ma_1^2 + 2}{2 \cdot \kappa \cdot Ma_1^2 - (\kappa - 1)} < 1. \tag{4.67}$$

Aus Grenzwertbetrachtungen ergeben sich das maximale Dichteverhältnis für Luft zu

$$\left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)_{\max} = \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} = 6{,}0 \tag{4.68}$$

und die maximale Druckerhöhung zu

$$\frac{\Delta p}{\rho_1 / 2 \cdot w_1^2} = \frac{4}{\kappa + 1} = 1{,}67. \tag{4.69}$$

Die Zustandsgrößen sind in Abhängigkeit der Mach-Zahl der Eintrittsebene in Abb. 4.25 zusammengestellt.

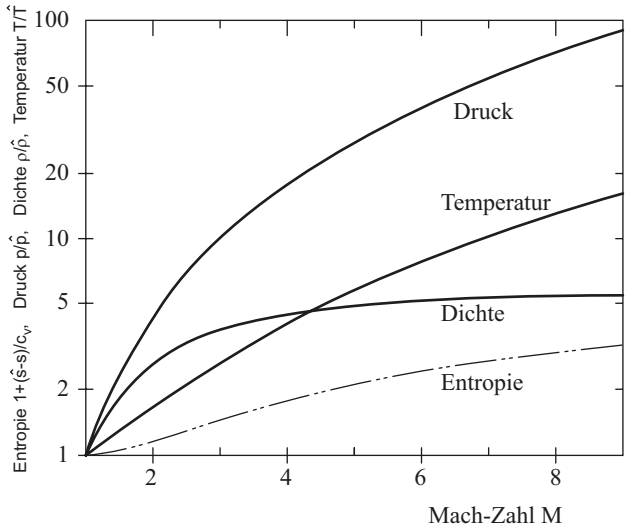


Abb. 4.25 Änderung der Zustandsgrößen von Luft über einen senkrechten Verdichtungsstoß

Beim schrägen Verdichtungsstoß steht die Front im Winkel σ zur Strömungsrichtung, der größer ist als der Mach'sche Winkel

$$\frac{1}{Ma} = \sin\alpha = \frac{a}{c_{\text{Quelle}}}. \tag{4.70}$$

Die Drucksteigerung ergibt sich zu

$$\frac{p_{2\text{stat}}}{p_{1\text{stat}}} = 1 + \frac{2\cdot\kappa}{\kappa+1}\cdot\left(Ma_1^2\cdot\sin^2\sigma - 1\right), \tag{4.71}$$

wobei der Zusammenhang zwischen Keilwinkel β und Winkel der Stoßfront σ Abb. 4.26 zu entnehmen ist.

4.3.2 Überschallgrenze bei Verdichtern

Bei jedem Verdichtungsstoß ändern sich die Zustände von Geschwindigkeit, Druck, Dichte und Temperatur sprungartig. Je stärker diese Änderungen sind, desto höher sind die auftretenden Verluste. Die Strömungsverluste schiefer Verdichtungsstöße sind meist nicht viel höher als die Verluste von Diffusoren. Deshalb ist es möglich, Verzögerungen aus dem Überschallbereich auf Unterschallgeschwindigkeit mit tolerierbaren Verlusten mithilfe von schrägen Verdichtungsstößen zu realisieren. Gute Komponentenwirkungsgrade sind jedoch nur durch schwache Verdichtungsstöße zu erreichen. Dies trifft insbesondere für die Verdichterströmungen zu, weshalb darauf zu achten ist, dass auch die Mach-Zahlen vor dem Stoß einen Wert von etwa 1,25 nicht überschreiten. Hierbei treten zwar höhere

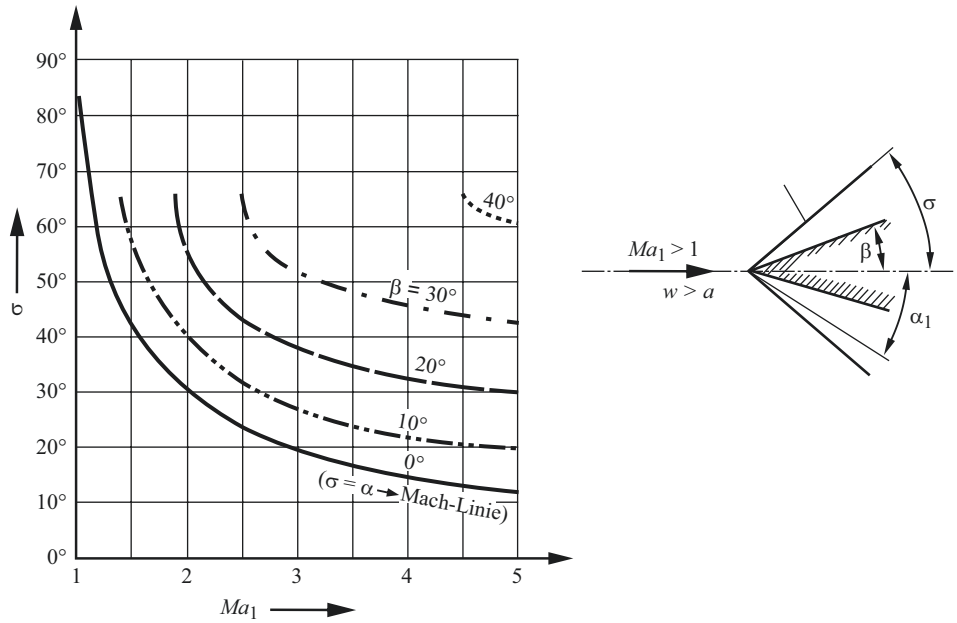
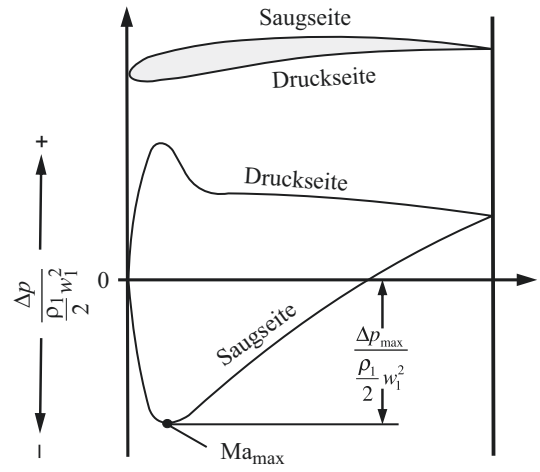


Abb. 4.26 Winkelbeziehung beim schrägen Verdichtungsstoß am Keil, α Mach'scher Winkel, β Keilwinkel, σ Stoßfront, nach [115]

Abb. 4.27 Druckverteilung am Profil



Verluste auf, die aber durch die hohe Druckerhöhung infolge der Stoßverzögerung zu optimalen Wirkungsgraden führen.

Innerhalb eines Schaufelgitters ist die Strömungsgeschwindigkeit örtlich größer als vor oder hinter dem Gitter. Die größte Geschwindigkeit tritt dort auf, wo die Druckverteilung um das Profil ihr Minimum aufweist (Abb. 4.27). Dies ist auf der Saugseite der Fall, hier herrscht zuerst lokal Schallgeschwindigkeit ($Ma = 1$).

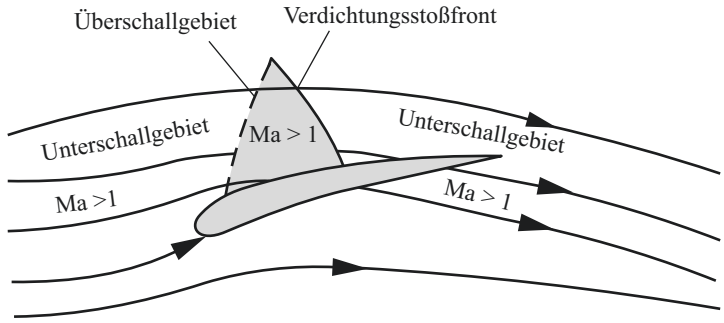


Abb. 4.28 Schematische Mach-Zahl-Verteilung eines mit leichtem Überschall angeströmten Profils

In Abhängigkeit von der Mach-Zahl werden zwei typische Zustände unterschieden [116]. Zum einen tritt lokal zum ersten Mal Ma = 1 auf, zum anderen stellt sich im gesamten engsten Querschnitt Ma = 1 ein, d. h. das Gitter drosselt. Bei Steigerung der Zuströmgeschwindigkeit aus dem Unterschallbereich heraus wird zuerst die kritische Mach-Zahl im engsten Querschnitt erreicht; hierbei tritt örtlich am Profil an der Stelle mit der größten Übergeschwindigkeit Schallgeschwindigkeit auf (Abb. 4.28).

Da es schwierig ist, die örtliche Mach-Zahl zu bestimmen, wird auf die besser bekannten Anströmbedingungen umgerechnet. So ergibt sich die maximale Mach-Zahl $Ma_{1\max}$ der Anströmung, bei der sich im engsten Querschnitt des Gitters gerade lokal Schallgeschwindigkeit einstellt. Für die Strömung im Laufrad soll diese Mach-Zahl beispielhaft berechnet werden. Im Leitrad ist anstelle der Relativgeschwindigkeit w die Absolutgeschwindigkeit c zu setzen.

Ab welchem Flächenverhältnis der Eintrittsfläche zum engsten Querschnitt die Eintritts-Mach-Zahl zu einer kritischen Durchströmung führt, lässt sich bei Annahme eines idealen Gases leicht abschätzen. Bei kompressiblen Strömungen muss, wie bereits ausgeführt, zwischen der örtlich herrschenden statischen Temperatur T und der Totaltemperatur T_{tot} unterschieden werden. Mit der Definition der Totalenthalpie

$$h_{\text{tot}} = h + 1/2 \cdot w^2 = c_{\text{p}} \cdot T + 1/2 \cdot w^2 = const., \tag{4.72}$$

ergibt sich am Gittereintritt:

$$T_{\text{tot}} = T_1 + \frac{1}{2 \cdot c_{\text{p}}} \cdot w_1^2. \tag{4.73}$$

Die Eintrittsgeschwindigkeit w_1 ergibt sich aus der Mach-Zahl zu

$$w_1 = Ma_1 \cdot a_1 = Ma_1 \cdot \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T_1}. \tag{4.74}$$

Mit der spezifischen Wärmekapazität für ideale Gase

$$c_{\mathrm{p}} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot R \tag{4.75}$$

ergibt sich für die Totaltemperatur

$$T_{\mathrm{tot}} = T_1 \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_1^2 \right). \tag{4.76}$$

Setzt man eine verlustfreie Strömung ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung (isentrop) voraus

$$h_{\mathrm{tot}} = const. \Rightarrow T_{\mathrm{tot}} = const., \tag{4.77}$$

so ergibt sich im engsten Querschnitt A_{min}

$$T_{\mathrm{tot}} = T_{\mathrm{Amin}} \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_{\mathrm{Amin}}^2 \right). \tag{4.78}$$

Die maximale Mach-Zahl tritt auf, wenn im engsten Querschnitt die Mach-Zahl $Ma_{A\,min} = 1$ wird

$$T_{\mathrm{tot}} = T_{\mathrm{Amin}} \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \right). \tag{4.79}$$

Ein Vergleich der totalen Temperatur am Eintritt und am engsten Querschnitt liefert

$$T_1 \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_1^2 \right) = T_{\mathrm{Amin}} \cdot \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \right) \tag{4.80}$$

bzw.

$$\frac{T_1}{T_{\mathrm{Amin}}} = \frac{\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \right)}{\left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_1^2 \right)}; \tag{4.81}$$

die Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Mach-Zahl ergibt sich definitionsgemäß zu

$$w_1 = Ma_1 \cdot \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T_1} \tag{4.82}$$

bzw. unter Berücksichtigung, dass im engsten Querschnitt Amin die Schallgeschwindigkeit ($Ma_{\mathrm{A\,min}} = 1$) herrscht

$$w_{\mathrm{Amin}} = 1 \cdot \sqrt{\kappa \cdot R \cdot T_{\mathrm{Amin}}}. \tag{4.83}$$

Somit gilt

$$\frac{w_1}{w_{\mathrm{Amin}}} = \frac{Ma_1 \cdot \sqrt{\kappa \cdot R \langle T_1}}{\sqrt{\kappa \cdot R \cdot T_{\mathrm{Amin}}}} = Ma_1 \cdot \sqrt{\frac{T_1}{T_{\mathrm{Amin}}}}. \tag{4.84}$$

Nach der Kontinuitätsgleichung erhält man:

$$A_1 \cdot w_1 \cdot \rho_1 = A_{\mathrm{Amin}} \cdot w_{\mathrm{Amin}} \cdot \rho_{\mathrm{A\,min}}. \tag{4.85}$$

Die isentrope Zustandsänderung eines idealen Gases folgt der Gleichung

$$\frac{\rho_1}{\rho_{\mathrm{Amin}}} = \left(\frac{T_1}{T_{\mathrm{Amin}}} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}. \tag{4.86}$$

Hieraus lässt sich das Flächenverhältnis bestimmen

$$\frac{A_{\mathrm{min}}}{A_1} = \frac{w_1 \cdot \rho_1}{w_{\mathrm{Amin}} \cdot \rho_{\mathrm{Amin}}} = Ma_1 \cdot \sqrt{\frac{T_1}{T_{\mathrm{Amin}}}} \cdot \left(\frac{T_1}{T_{\mathrm{Amin}}} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}}. \tag{4.87}$$

Gesucht ist dieses Flächenverhältnis für die maximale Mach-Zahl der Anströmung $Ma_{1\,\mathrm{max}}$. Aus Gl. 4.87 mit Gl. 4.81 lässt sich die gesuchte Abhängigkeit herleiten:

$$\frac{A_{\mathrm{min}}}{A_1} = Ma_{1\mathrm{max}} \cdot \left(\frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2}}{1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_{1\mathrm{max}}^2} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}}. \tag{4.88}$$

Je enger der minimale Querschnitt ist, desto niedriger muss die Eintritts-Mach-Zahl gewählt werden, damit in diesem Querschnitt gerade Schallgeschwindigkeit erreicht wird. Ab dem Querschnittverhältnis 1 (konstanter Querschnitt bzw. Querschnittserweiterung) ist die mögliche Anström-Mach-Zahl 1. Da jedoch in realen Strömungen immer eine Grenzschicht auftritt, die den nutzbaren Querschnitt verengt, ist die tatsächlich erreichbare Mach-Zahl niedriger als bei isentroper Entspannung.

Die Vergrößerung der Verluste bei steigender Mach-Zahl ist von der Gittergeometrie und der Profilform abhängig. Der maßgebende Einfluss der Kompressibilität auf die Git-

terverluste besteht in der Wirkung auf die Druckverteilung neben einer Änderung der Viskosität $\nu = f(T)$. Mit zunehmender Mach-Zahl werden die Saugspitzen in der Druckverteilung verstärkt, so dass die nachfolgende Verzögerung vergrößert wird. Solange dies von der Grenzschicht ohne Ablösung ertragen wird, ist der Verlustanstieg sehr gering. Deshalb bleiben die Verluste bis zur kritischen Mach-Zahl nahezu konstant. Oberhalb der kritischen Mach-Zahl treten durch Verdichtungsstöße örtlich starke positive Druckgradienten auf, die zu einem raschen Anwachsen der Grenzschicht und schließlich zur Grenzschichtablösung führen. Der Druckverlust durch die Stöße selbst ist unterhalb der sperrenden Mach-Zahl gering im Vergleich mit der Wechselwirkung auf die Grenzschicht. Insgesamt zeigt sich aber ein starker Anstieg der Verluste oberhalb der kritischen Mach-Zahl bis hin zur sperrenden Mach-Zahl.

Die kritische Mach-Zahl der Zuströmung für axiale subsonische Verzögerungsgitter liegt je nach Dickenverhältnis und Reynolds-Zahl der Anströmung zwischen 0,6 bis 0,8, transsonische CDA-Profile können optimal bei Mach-Zahlen der Anströmung um 1,25 betrieben werden.

Die Umlenkung bzw. der Abströmwinkel eines Gitters bleibt bis zur kritischen Mach-Zahl näherungsweise gleich dem Wert der inkompressiblen Strömung. Im Bereich zwischen kritischer Mach-Zahl und sperrender Mach-Zahl wird neben dem Ansteigen der Verluste die Umlenkung kleiner.

4.3.3 Transsonische Verdichter

Trotz der schlechteren Wirkungsgrade gibt es Einsatzgebiete, bei denen die Vorteile eines Verdichters mit Überschallströmung überwiegen, z. B. bei Verdichtern von Fluggasturbinen, aber auch von Kraftwerksgasturbinen. Als Vorteile eines Überschallverdichters sind anzusehen

- schnelllaufende Turboverdichter,
- relativ kleine Abmessungen,
- hohe Druckverhältnisse sind realisierbar.

Typischerweise gilt:

- Meridiangeschwindigkeiten $c_m <$ Schallgeschwindigkeit a
- Relativgeschwindigkeiten $w > a$ (teilweise)
- Absolutgeschwindigkeit im Leitrad $c > a$ (teilweise)

Durch eine entsprechende Auslegung des Strömungskanals zwischen den Profilen kann das Sperren innerhalb des Gitters vermieden werden, indem der drosselnde Querschnitt A zwischen zwei entsprechenden Stromlinien, z. B. zwischen den Staupunktstromlinien benachbarter Profile, liegt. Dies bedeutet, dass die durchströmte Fläche

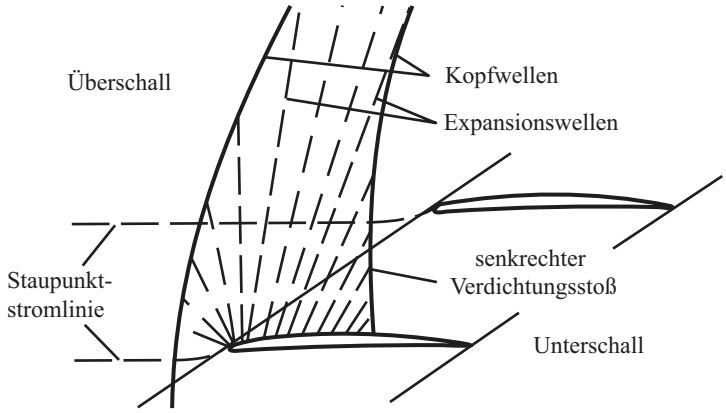


Abb. 4.29 Verdichtungsstöße am transsonischen Verzögerungsgitter

innerhalb des Schaufelkanals an keiner Stelle kleiner sein darf als in der Anströmung vor dem Gitter. Auf diese Weise ergibt sich ein transsonisches Gitter mit verhältnismäßig dünnen Profilen (etwa 4 % relative Dicke), bei denen die Kanten bis auf einen kleinen Abrundungsradius scharf gehalten und die Krümmungshalbmesser auf der Saugseite der Profileintritte sehr groß gewählt werden.

Die Strömung in hochbelasteten transsonischen Verdichterstufen ist komplex. Charakteristisch für transsonische Verdichter ist zunächst ein relativ deutlich ausgeprägter Verdichtungsstoß im äußeren Bereich der Rotorvorderkante, (Abb. 4.29). Die Lage dieser Stoßformation wird maßgeblich durch die Mach-Zahl der relativen Rotoranströmung bestimmt. Die Auswirkung des schrägen Stoßes der Kopfwelle ist jedoch sehr gering, so dass sich im Relativsystem betrachtet nahezu der gesamte vordere Bereich der Schaufelkanäle zunächst noch im Überschall befindet. Aufgrund des erhöhten Gegendrucks nach dem Rotor bildet sich noch innerhalb des Rotorschaufelkanals ein zweiter, sich über die gesamte Kanalbreite erstreckender Verdichtungsstoß, der Kanalstoß, aus, der die Strömung endgültig auf Unterschall verzögert. Seine Lage hängt vor allem vom gewählten Gegendruck hinter der Verdichterstufe ab. Je höher dieser Gegendruck ist, desto weiter verlagert sich die Stoßfront stromaufwärts. Mit Annäherung an den Betriebspunkt überlagern sich die Positionen der beiden Stoßsysteme immer mehr und fallen schließlich zu einem einzigen resultierenden Stoß zusammen.

Durch die Möglichkeit der dreidimensionalen Strömungsberechnung ist die Überschallströmung bei auf die Umfangsgeschwindigkeit bezogenen Mach-Zahlen größer eins mit genügender Genauigkeit berechenbar. Somit ist die Gefahr unkontrollierter Verdichtungsstöße gering, so dass hohe Wirkungsgrade mit vergleichsweise geringen Stufenzahlen ermöglicht werden. Komplexer und schwieriger beherrschbar ist die Situation, wenn die axiale Anströmung unter Überschallgeschwindigkeit erfolgt.

Die Strömung in transsonischen Verdichtern weist im allgemeinen Reynolds-Zahlen in der Größenordnung von 10^6 auf. Damit ist die Hauptströmung voll turbulent ausgebildet. Die Entwicklung der Grenzschichten von laminar zu turbulent vollzieht sich in Verdichterstufen sehr rasch. Ein positiver Druckgradient entlang der Grenzschichtströmung wirkt

sich stark störend auf die Ausbildung einer laminaren Grenzschicht aus und beschleunigt den Umschlag in den turbulenten Bereich, so dass die Schaufeln in hochbelasteten Verdichtern überwiegend turbulente Grenzschichten aufweisen. Die Lage des Umschlagspunktes variiert mit der Reynolds-Zahl der Hauptströmung sowie der Profilbelastung.

Versuche haben gezeigt, dass die Wirkungsgrade für die *transsonischen* Laufräder im hohen Unterschallbereich von der Mach-Zahl der Anströmung nahezu unabhängig sind und erst nach Überschreiten der Schallgeschwindigkeit abfallen. Transsonische Gitter werden häufig für die ersten Stufen von Axialverdichtern eingesetzt. Dabei sei die transsonische Verdichterstufe so definiert, dass die Profile über die Schaufelhöhe mit hoher Unterschallgeschwindigkeit angeströmt werden, wobei im Bereich des Außenschnittes längs der Profilkontur bezüglich der relativen Anströmgeschwindigkeit Mach-Zahlen größer als eins und in Nabennähe deutlich kleiner als eins auftreten.

Verdichterströmungen mit hohen Umfangsgeschwindigkeiten, d. h. hohen Mach-Zahlen, haben zwar höhere Verluste. Durch die zu erzielende höhere spezifische Arbeit bei in etwa gleicher reibender Oberfläche werden dennoch hohe Wirkungsgrade bei weniger Stufen erzielt.

Die Auslegung von Überschallverdichtern ist noch mit vielen aerodynamischen und konstruktiven Problemen behaftet. Deswegen werden im Gasturbinenbau oft transsonische Verdichter eingesetzt. Bei supersonischen Verdichtern erfolgt die Anströmung der Beschaufelung im Mach-Zahl-Bereich 1,2 bis 1,4 vereinzelt bis $Ma < 1{,}8$. Die Beschaufelung ist so abgestimmt, dass die Verdichtung in der Regel über schräge Verdichtungsstöße erfolgt. Da derartige transsonische bzw. supersonische Verdichter kleiner und leichter bauen als subsonische, werden sie gerne bei Fluggasturbinen eingesetzt.

4.4 Der Profilverlustbeiwert

Trotz der immer weiter verbreiteten mehrdimensionalen CFD-Verfahren zur Auslegung von Verdichtern ist bei einigen Anwendungen, wie beispielsweise der eindimensionalen Vorauslegung, der ersten Abschätzung der Randbedingungen, aber auch bei Leistungsrechenprogrammen, die Kenntnis der Profilverluste als wesentliche Eingabegröße erforderlich. Für klassische Profile, wie beispielsweise NACA-, C4- oder DCA-Profile, wurden die Profilverlustbeiwerte jeweils vermessen und liegen publiziert vor, etwa in Lieblein [117] sowie in Lieblein und Johnsen [118]. Diese Profile finden jedoch selbst als Ausgangsprofile kaum mehr Anwendung. Mit der Verbreitung der numerisch optimierten Profile ist eine Standardisierung nicht mehr möglich und auch nicht mehr notwendig.

4.4.1 Definition des Profilverlustbeiwertes

Um die Verluste des Gitters zu charakterisieren, wird oft der Druckverlustkoeffizient als Verhältnis der Totaldruckdifferenz über dem Gitter zum dynamischen Druck der Anströmung definiert [119, 120]

$$\zeta(c,z) = \frac{\overline{p}_{t1} - p_{t2}(c,z)}{\overline{p}_{t1} - \overline{p}_1} = \frac{\overline{p}_{t1} - p_{t2}(c,z)}{\frac{\rho_1}{2} \cdot \overline{c}_1^2}. \tag{4.89}$$

Zur Auswertung werden die mittleren Anströmbedingungen, die in einer Kaskade in der Regel gleichförmig sind, und der ortsaufgelöste Totaldruckverlauf hinter dem Gitter herangezogen. Um die Profilverluste zu charakterisieren, wird in der Regel in der Kanalmitte gemessen. Aufgrund der Sekundärströmungen liegt jedoch eine ausgeprägte räumliche Verteilung des Verlustkoeffizienten insbesondere außerhalb der Kanalmitte vor.

Die am Gitter wirkenden Kräfte erlauben die Berechnung der Druckumsetzung und der Ablenkung eines Gitters, wenn die charakteristischen Größen Auftriebsbeiwert c_a und Widerstandsbeiwert c_w bzw. einer der Beiwerte und die Gleitzahl $\varepsilon = c_w/c_a$ bekannt sind. Aus der Normalkraft $F_N = \Delta p \cdot t$ ergibt sich das umgesetzte Druckgefälle zu

$$\Delta p = \frac{\rho}{2} \cdot c_\infty^2 \cdot \frac{s}{t} \cdot c_a \cdot (\cos \alpha_\infty - \varepsilon \cdot \sin \alpha_\infty). \tag{4.90}$$

Die Tangentialkomponente beträgt

$$F_T = \frac{\rho}{2} \cdot c_\infty^2 \cdot s \cdot c_a \cdot (\sin \alpha_\infty + \varepsilon \cdot \cos \alpha_\infty) \tag{4.91}$$

bzw.

$$F_T = \rho \cdot t \cdot c_\infty \cdot \sin \alpha_\infty \cdot \Delta c_u. \tag{4.92}$$

Durch Gleichsetzen der Ausdrücke der Tangentialkomponente ergibt sich

$$\frac{\Delta c_u}{c_\infty} = \frac{c_a}{2} \cdot \frac{s}{t} \cdot (1 + \varepsilon \cdot \cot \alpha_\infty). \tag{4.93}$$

Definiert man den Profilverlustbeiwert aus dem Profilwirkungsgrad zu

$$\eta_{Profil} = 1 - \zeta_P, \tag{4.94}$$

so erhält man durch Integration über das Profil unter Beachtung der Gl. 4.90 und 4.93 für inkompressible Strömungen nach Traupel [1] den Profilverlustbeiwert zu

$$\zeta_P \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot \left(\Delta c_u / c_\infty \right)}{(\sin \alpha_\infty + \varepsilon \cdot \cos \alpha_\infty) \cdot \left[1 + \left(\Delta c_u / c_\infty \right) \cdot \cos \alpha_\infty + \left(\Delta c_u / 2 \cdot c_\infty \right)^2 \right]}. \tag{4.95}$$

Der Profilverlustbeiwert beinhaltet entsprechend seiner Definition lediglich die Verluste der Profile, ohne die Seitenwand- oder Spaltverluste zu berücksichtigen. Korrelationen zur Berechnung der Profilverluste sind u. a. in Grieb [2] zusammengestellt.

4.4.2 Abhängigkeit der Profilverlustbeiwerte

Ausgehend von bekannten Profilen oder inverse Methoden nutzend, werden bei der Optimierung der CDA-Profile ("controled diffusion airfoils") mit numerischen Methoden jeweils die Profilverluste mitbestimmt (Abb. 4.30). Deutlich erkennbar sind die zusätzlich auftretenden Totaldruckverluste im Nachlauf der Schaufel, an der inneren und äußeren Wand sowie die Verluste durch die Kanalwirbel. Der maßgebende Einfluss der Kompressibilität auf die Gitterverluste besteht neben einer Änderung der Viskosität $\nu = f(T)$ in der Wirkung auf die Druckverteilung. Mit zunehmender Mach-Zahl werden die Saugspitzen in der Druckverteilung erhöht, so dass die nachfolgende Verzögerung verstärkt wird. Solange dies von der Grenzschicht ohne Ablösung ertragen wird, ist der Verlustanstieg sehr gering. Deshalb bleiben die Verluste bis zur kritischen Mach-Zahl nahezu konstant.

Oberhalb der kritischen Mach-Zahl treten durch Verdichtungsstöße örtlich starke positive Druckgradienten auf, die zu einem raschen Anwachsen der Grenzschicht und schließlich zur Grenzschichtablösung führen. Der Druckverlust durch die Stöße selbst ist unterhalb der sperrenden Mach-Zahl gering, im Vergleich mit der Wechselwirkung auf die Grenzschicht. Insgesamt zeigt sich aber ein starker Anstieg der Verluste oberhalb der kritischen Mach-Zahl bis hin zur sperrenden Mach-Zahl.

Die niedrigen Profilverlustbeiwerte müssen über einen weiten Bereich des Anströmwinkels bei unterschiedlichen Mach-Zahlen erhalten bleiben, um einen großen Betriebs-

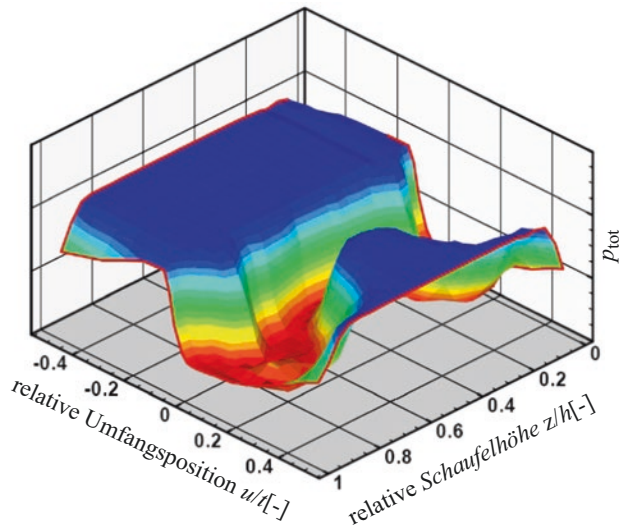


Abb. 4.30 Totaldruckverteilung hinter einer Verdichterkaskade [121]

bereich des Verdichters bzw. der Gasturbine zu gewährleisten. Der Abfall des Wirkungsgrades (Abb. 4.31) erfolgt bereits ab einer Mach-Zahl von ca. 0,4–0,5 am Eintritt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei der Verzögerung von kompressiblen Fluiden neben den Verdichtungsstößen noch andere Verluste auftreten. Zum einen sind dies die Reibungsverluste direkt. Zum anderen ergeben sich Verluste durch die merkliche Aufheizung der Gase durch die Reibungswärme und durch die höhere Empfindlichkeit gegen Strömungsablösungen.

Der typische Verlauf des Profilverlustbeiwertes eines transsonischen Profils nach Dunker et al. [122] unter Auslegungsbedingungen ist in Abb. 4.32 dargestellt.

Der Profilverlustbeiwert ist abhängig von den Anströmbedingungen wie Anströmwinkel, Mach-Zahl, vom Verhältnis der axialen Geschwindigkeit zur Dichte (AVDR), vom Teilungsverhältnis und der Reynolds-Zahl. Bruna et al. [123] entwickelten eine Routine zur Beschreibung des Profilverlustkoeffizienten des transsonischen Verdichterprofils UKS-31 (AGARD-AR-275) mit der Profilgeometrie nach Dunker et al. [122], in dem sie mithilfe eines quasi 3D-Programms errechnete Profilverlustbeiwerte unter unterschiedlichen Betriebsbedingungen korrelierten (Abb. 4.33), die in die Durchflussrechnung eines mehrstufigen Axialkompressors integriert wurden.

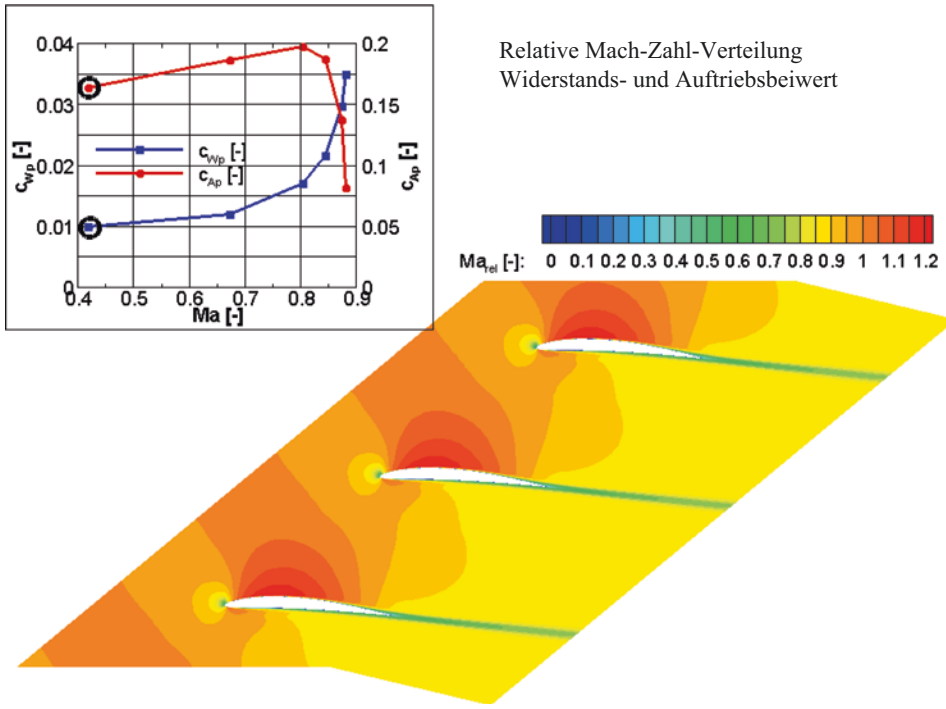


Abb. 4.31 Numerisch berechnete Profileigenschaften eines axialen Verdichtergitters in Abhängigkeit von der Mach-Zahl der Anströmung; c_w Widerstandsbeiwert, c_A Auftriebsbeiwert

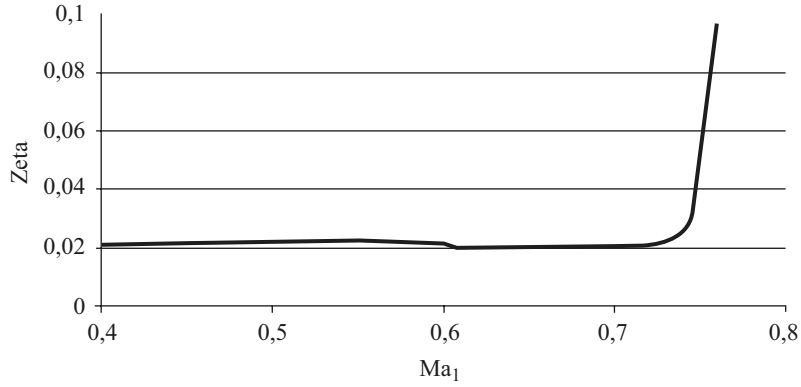


Abb. 4.32 Typischer Verlauf des Profilverlustbeiwertes eines transsonischen Profils

Eine Erhöhung der Mach-Zahl verschmälert in Abhängigkeit des Anströmwinkels den Bereich des niedrigen Verlustbeiwertes (Abb. 4.33).

Das "axial velocity density ratio" (AVDR) ist ein Maß für die Stromröhrenkontraktion senkrecht zur Profilumströmung. Es ist gleichzeitig das Verhältnis der Eintrittsfläche zur Austrittsfläche einer Schaufelreihe. AVDR-Werte größer als 1 wirken stabilisierend auf Diffusorströmungen, da die Impulsdichte bei positivem Druckgradienten vergrößert wird. Daher ist das AVDR einer Verdichterkaskade in der Regel leicht größer als 1

$$AVDR = \frac{w_2}{w_1}\frac{\sin\beta_2}{\sin\beta_1}\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{A_1}{A_2}. \tag{4.96}$$

Eine Erhöhung des AVDR verschiebt den Verlauf des Verlustbeiwertes zu leicht höheren Anströmwinkeln (Abb. 4.33). Sollen also die Verlustbeiwerte verglichen werden, muss das AVDR übereinstimmen, da sonst Abweichungen auf diese Verschiebung zurückgeführt werden können.

Die Erhöhung des Teilungsverhältnisses verschiebt den Verlauf des Verlustbeiwertes zu höheren Anströmwinkeln bei gleichzeitiger Erhöhung der Verluste (Abb. 4.33).

Der Verlustbeiwert hängt bei genügend hoher Reynolds-Zahl (Re > 2,0 E+05) nicht mehr von der Reynolds-Zahl ab (Abb. 4.33).

Mit numerischen Verfahren entwickelte Profile können nicht mehr als Profilfamilie katalogisiert werden, da sie für den jeweiligen Anwendungsfall optimiert werden und nicht über einen großen Parameterbereich der Geometrie dokumentiert sind. Deswegen ist es von Bedeutung, eine Beschreibung zur Bestimmung einer Korrelation zu entwickeln, die individuell angepasst werden kann.

Beispielsweise publizierten Köller et al., Sieverding et al., Sonoda et al. [124–127] sowie Schreiber et al. [128] Erfahrungen mit der numerischen, dreidimensionalen Optimierung von CDA-Profilen sowohl unter Auslegungsbedingungen als auch über den gesamten Betriebsbereich. Da die Profilierung an sich ein inverses Problem darstellt, sind

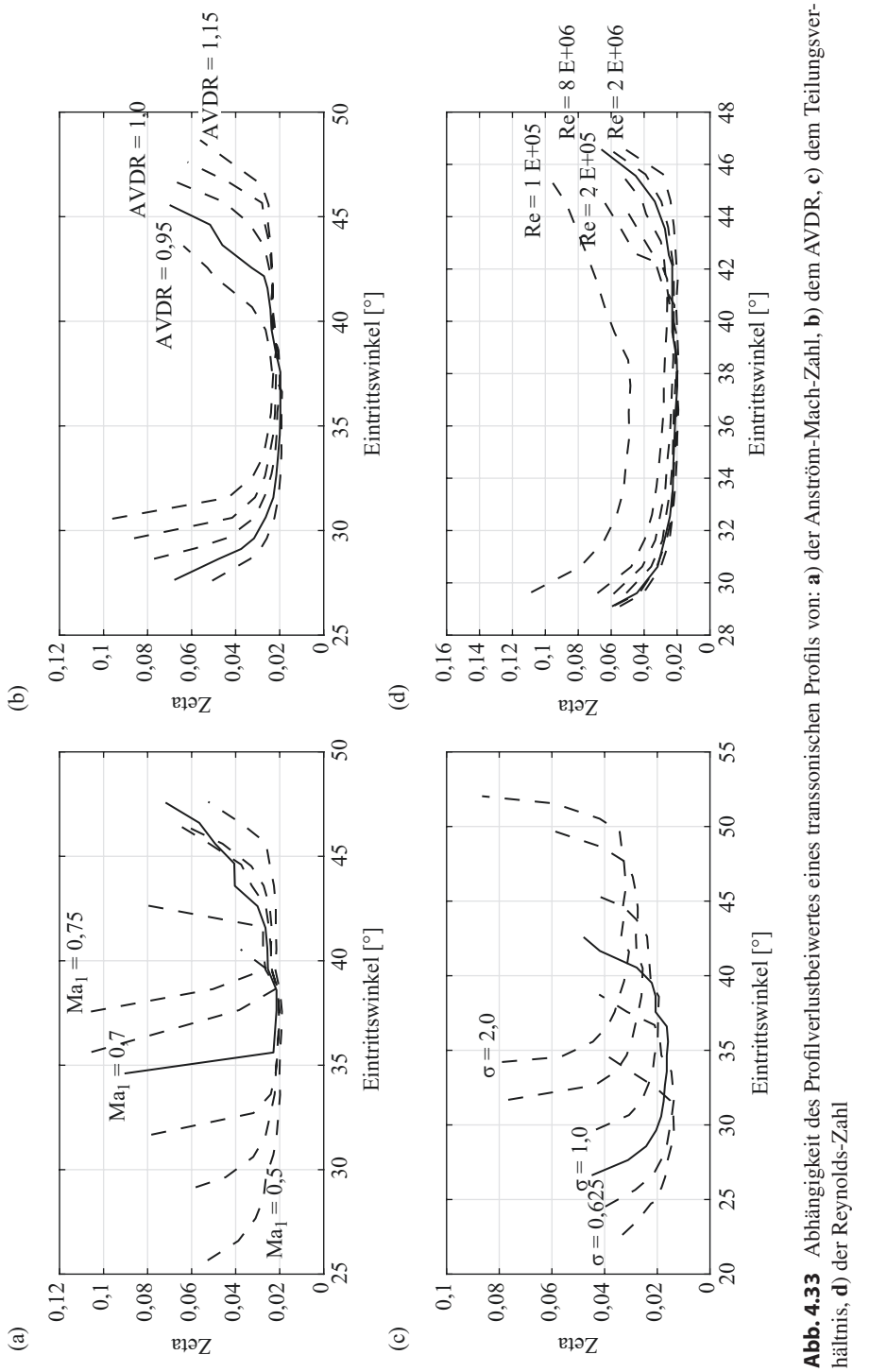


Abb. 4.33 Abhängigkeit des Profilverlustbeiwertes eines transsonischen Profils von: **a**) der Anström-Mach-Zahl, **b**) dem AVDR, **c**) dem Teilungsverhältnis, **d**) der Reynolds-Zahl

schon seit Längerem inverse Verfahren in der Anwendung, wie beispielsweise Dunker et al., Hobbs und Weingold [122, 129] sowie Steinert et al. [130], die als Randbedingung anstelle der Geometrie die gewünschte Druckverteilung vorgeben und den Profilverlauf entsprechend berechnen. Bereits Drela sowie Giles [131, 132] entwickelten anhand eines quasi-3D-blade-to-blade-Codes (MISES) Profilen aus einer Vielzahl von Korrelationen für Verlustbeiwerte, die bei der 2D-Auslegung von Profilen noch Verwendung finden.

Leggett et al. [133] berechneten die Profilverluste des in der Literatur gut dokumentierten subsonischen NACA 65 Profils [134] mit RANS und LES unter Teillastbedingungen bei unterschiedlichen Anströmwinkeln. Zur Berechnung der Profilverluste wurde nicht, wie üblicherweise, der Mittelwert des Totaldrucks der An- und Abströmung herangezogen, da hierbei Informationen gemittelt werden. Stattdessen wurden ausgemischte Werte nach dem Vorgehen nach Prasad [135] verwendet. Die durch RANS und LES berechneten Profilverluste zeigen den gleichen Trend, wobei die mit RANS berechneten Verluste unter Teillastbedingungen leicht höher ausfallen. Dies wird auf die frühere Transition ohne Ablöseblasen zurückgeführt, die bei den LES-Rechnungen auftreten. Eine detaillierte Analyse führt die Reduktion der Profilverluste auf die Blockierung durch die Grenzschicht, auf den Impulsverlust und auf den Formfaktorverlust (shape factor loss) als Verhältnis von Grenzschichtdicke zu Impulsverlustdicke. Während die Blockierungsverluste bei RANS und LES auf Druck- und Saugseite ähnliche Werte aufweisen, zeigen sich in der Impulsverlustdicke deutliche Unterschiede, die bei RANS mit Ausnahme der Saugseite unter hohem negativem Anströmwinkel meist erheblich höher ausfallen. Hier berechnet LES eine starke Ablösung mit Erhöhung der Blockierung, was bei RANS nicht auftritt. Der stark unterschiedliche berechnete Formfaktorverlust tritt verstärkt bei den RANS-Ergebnissen auf. Dies führt auf eine kohärente, homogene Grenzschicht aufgrund der nicht aufgelösten Grenzschicht, während sich bei LES eine deutliche Wirbelbildung in Grenzschicht und Nachlauf ausbildet, die einen erhöhten Druckaufbau und reduzierten Verlust bei allen untersuchten Anströmwinkeln im Nachlauf aufweist.

4.5 Spaltströmungen

Schaufelspalte haben einen großen Einfluss auf die Leistung des Verdichters, sowohl bezüglich des Druckaufbaus, auf den Wirkungsgrad, auf die Pumpgrenze wie auch auf die Abstimmung der einzelnen Stufen des mehrstufigen Verdichters. Zur Reduzierung des Einflusses des Spaltwirbels auf die Hauptströmung werden manchmal Lauf- öfter Leitschaufeln mit Deckbändern versehen, die eine bessere Abdichtung über Labyrinthspitzen erlauben. Die Umfangskomponente der Leckageströmung, sowie die Wirkung der rotierenden und feststehenden Oberflächen auf die Strömung beeinflussen die Hauptströmung.

4.5.1 Leckagen

Grundsätzlich zu unterscheiden ist, ob die Durchströmung der Spalte inkompressibel oder kompressibel erfolgt. Unter der Annahme einer inkompressiblen Durchströmung ($Ma_{\text{Spalt}} < 0{,}3$, $\Delta p_{\text{tot}}/p_{\text{tot0}} < 5\ \%$) stellt sich an einem gewöhnlichen ringförmigen Spalt aufgrund der Druckdifferenz Δp der Volumenstrom

$$\dot{V}_{\text{Spalt}} = \mu \cdot A_{\text{Spalt}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p}{\rho}} \quad \text{inkompressible Strömung,} \tag{4.97}$$

bzw. nach dem Gesetz von Hagen-Poiseuille für laminare Spaltströmungen

$$\dot{V}_{\text{Spalt}} = \frac{\pi \cdot d \cdot \Delta p \cdot b_{\text{Spalt}}^2}{12 \cdot \eta \cdot l_{\text{Spalt}}} \, laminare\ Strömung \left(\text{Re} = \frac{c \cdot b}{\nu} < 2300 \right) \tag{4.98}$$

ein. Die *Durchflusszahl* μ berücksichtigt Verluste aufgrund von Geometrieänderungen und Reibung. Näherungsweise gilt

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{1{,}5 + \lambda \cdot \frac{l_{\text{Spalt}}}{2 \cdot b_{\text{Spalt}}}}} \tag{4.99}$$

mit der

λ	Rohrreibungszahl
l_{Spalt}	Spaltlänge
b_{Spalt}	Spalthöhe
d	Wellendurchmesser
η	dyn. Viskosität.

Die minimale Spalthöhe sollte mindestens

$$b_{\text{Spalt_min}} > 0{,}6 \cdot \frac{D}{1000} + 0{,}1\,\text{mm} \tag{4.100}$$

betragen.

Bei kompressiblen Strömungen ($Ma > 0{,}3$, $\Delta p_{\text{tot}}/p_{\text{tot0}} > 5\ \%$) hingegen muss die Dichteveränderung bei der Durchströmung berücksichtigt werden. Ausgehend vom statischen Druckverhältnis über den Spalt ergibt sich ein Massenstrom von

$$\dot{m} = \mu \cdot A \cdot \Psi \cdot \sqrt{2 \cdot p_{\text{innen}} \cdot \rho_{\text{innen}}} \ \text{Spaltströmung} \tag{4.101}$$

mit der Ausflussfunktion, die bis zum kritischen Druckverhältnis, d. h. bis Ma = 1,0, dem Verlauf

$$\Psi = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \left(\frac{p_{\text{außen}}}{p_{\text{innen}}} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_{\text{außen}}}{p_{\text{innen}}} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}} \tag{4.102}$$

folgt und für höhere Druckverhältnisse konstant auf dem Maximalwert

$$\Psi_{\text{max}} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa + 1}} \tag{4.103}$$

bleibt (Abb. 4.34).

Die Ausflusszahl μ liegt bei einfachen Spalten in der Größenordnung von 0,6 bis 0,8; sie kann nach Idelchik [136] für die unterschiedlichsten Geometrien bestimmt werden.

Aufgrund der hohen Umfangsgeschwindigkeiten und der nicht vorhandenen Schmierwirkung von Gasen werden bei thermischen Turbomaschinen zwischen den rotierenden und ruhenden Bauteilen überwiegend berührungslose Dichtelemente, sog. Labyrinthdichtungen eingesetzt. Labyrinthdichtungen bestehen aus einer größeren Anzahl hintereinander geschalteter Spalte, die einen großen Durchflusswiderstand aufweisen und daher nur einen geringen Leckagestrom durchlassen.

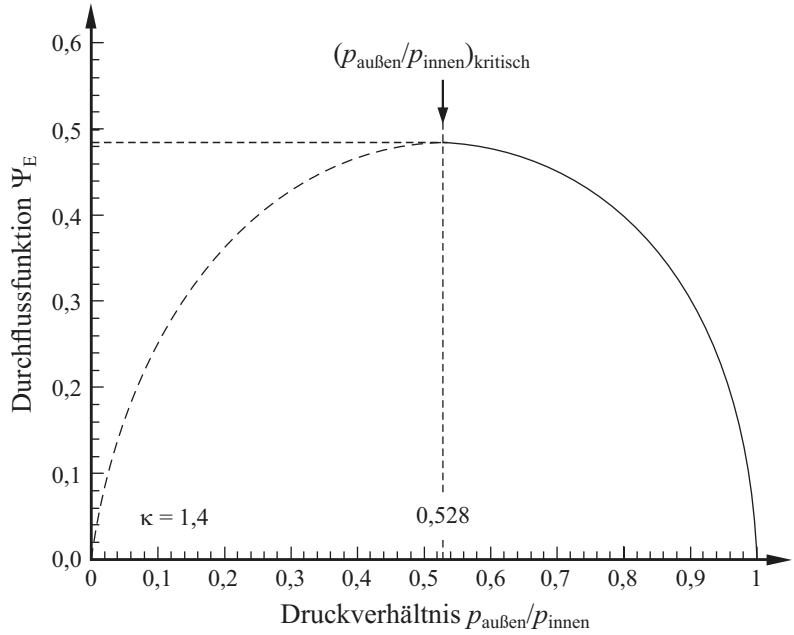


Abb. 4.34 Verlauf der Durchflussfunktion, κ = 1,4

Die Laufschaufel bzw. eine Statorschaufel ohne Deckband wird angeschärft, um bei einem evtl. Anstreifen die Reibungskräfte und die frei werdende Reibungswärme möglichst niedrig zu halten. Die Spaltströmung über die Blattspitze wirkt sich stark auf die Verluste der Beschaufelung aus. Zusätzlich wird das Strömungsfeld durch einen sich bildenden Blattspitzenwirbel im äußeren Kanalbereich stark gestört.

Der *Spalt δ zwischen Dichtspitze und dem Gegenpart* (Wand, Welle) ist möglichst klein zu wählen. Aufgrund von Fertigungstoleranzen, thermischen Differenzdehnungen und dynamischen Bewegungen der Welle, insbesondere unter transienten Bedingungen, ist jedoch ein Mindestabstand unerlässlich. Um ein Anstreifen der Dichtspitzen zu vermeiden, wird der Spalt in etwa nach den folgenden Faustformeln ausgelegt [1]

$$\delta \geq \left\{ \begin{array}{l} a \cdot \dfrac{D_{\mathrm{Sp}}}{1000} + 0{,}25\,\mathrm{mm} \\ 0{,}0004 \cdot L_{\mathrm{Sp}} \end{array} \right\}. \tag{4.104}$$

D_{Sp} Durchmesser am Spalt
L_{Sp} Abstand des Spaltes vom Axiallager
a 0,6 Verdichter

Die Spalte einer thermischen Turbomaschine hängen stark vom jeweiligen Betriebszustand ab (Abb. 4.35). Der ursprünglich eingestellte Kaltspalt verringert sich beim Hochfahren, da sich das massive Gehäuse erst später erwärmt, während die der komprimierten Luft und der Zentrifugalkraft ausgesetzten Schaufeln sich relativ schnell verlängern. Der

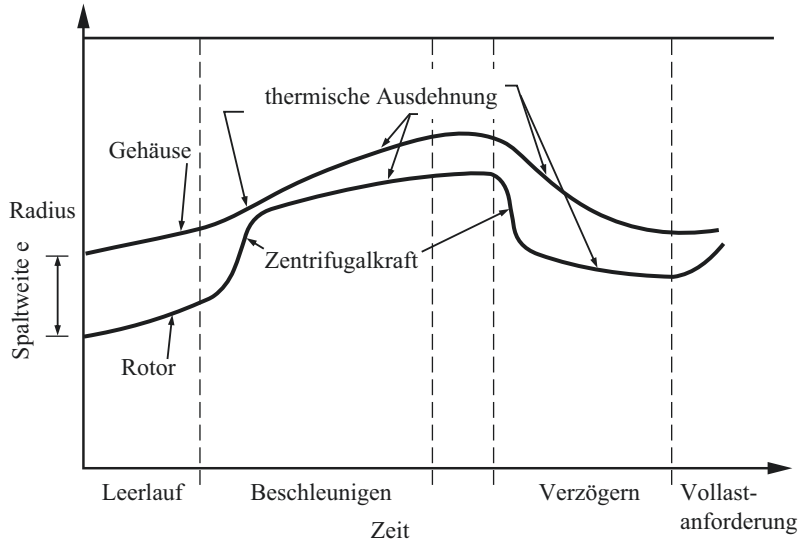


Abb. 4.35 Spaltverhalten zwischen Gehäuse und Blattspitze eines Verdichters bei Transienten

umgekehrte Fall tritt beim Abschalten der Maschine auf. Hier öffnet sich der Spalt aufgrund der Trägheit des Gehäuses und des schnelleren Auskühlens der Schaufeln.

Die Abschätzung der Verlustströmung durch die Spalte mit z Spitzen bei bekanntem Druckabfall über den Spalt $(p_2 - p_1)$ erfolgt nach einer von Stodola angegeben Methode [1]

$$\Delta h = \frac{1}{2} \cdot c^2 \tag{4.105}$$

zu

$$c = \sqrt{2 \cdot \Delta h}. \tag{4.106}$$

Der Spaltmassenstrom ergibt sich hiermit zu

$$\dot{m}_{\text{Spalt}} = \rho \cdot c \cdot A_{\text{Spalt}}, \tag{4.107}$$

bzw. mit einer konstanten Spaltweite $\delta = const.$ ergibt sich

$$\frac{\dot{m}_{\text{Spalt}}}{A_{\text{Spalt}}} = \rho \cdot \sqrt{2 \cdot \Delta h} = const. \tag{4.108}$$

die Fanno-Kurve.

Somit gilt für die Durchströmgeschwindigkeit die Annahme, dass die Enthalpiedifferenz Δh durch die technische Arbeit ausgedrückt werden kann, die bei isentroper Entspannung über eine Turbine

$$\Delta w_{\text{t}} = \frac{1}{\rho} \Delta p \tag{4.109}$$

gewonnen wird, zu

$$c = \sqrt{2 \cdot \Delta h} \approx \sqrt{2 \cdot \frac{\Delta p}{\rho}} \tag{4.110}$$

wobei die Durchflussgeschwindigkeit hierbei nach der für den inkompressiblen Fall gültigen Relation angenähert wird.

In jedem Spalt beträgt der flächenbezogene Durchsatz

$$\frac{\dot{m}}{A_{\text{Spalt}}} = \rho \cdot c \approx \sqrt{2 \cdot \rho \cdot \Delta p}. \tag{4.111}$$

Für alle z Spalte muss die Druckdifferenz addiert werden. Gilt für einen Spalt mit den Anfangsbedingungen p_1, ρ_1 aufgrund des Gasgesetzes $\rho/\rho_1 = p/p_1$

$$2 \cdot \Delta p \cdot \rho = \frac{2 \cdot p \cdot \Delta p \cdot \rho_1}{p_1} = \left(\frac{\dot{m}_{\mathrm{Sp}}}{A_{\mathrm{Sp}}} \right)^2, \tag{4.112}$$

so ergibt sich für z Spalte entsprechend

$$\sum_z p \cdot \Delta p = z \cdot \frac{p_1}{2 \cdot \rho_1} \cdot \left(\frac{\dot{m}_{\mathrm{Spalt}}}{A_{\mathrm{Spalt}}} \right)^2. \tag{4.113}$$

Nach dem Grenzübergang $\Delta p \Rightarrow dp$ erhält man die Summe aus dem Integral

$$\int_{p_2}^{p_1} p \cdot dp = \frac{1}{2} \cdot \left(p_1^2 - p_2^2 \right) = \frac{z}{2} \cdot \frac{p_1}{\rho_1} \cdot \left(\frac{\dot{m}_{\mathrm{Spalt}}}{A_{\mathrm{Spalt}}} \right)^2. \tag{4.114}$$

Unter Berücksichtigung der Einschnürverluste einer Blendenströmung durch die Einschnürzahl α ergibt sich für den Spaltmassenstrom bei unterkritischem Druckverhältnis

$$\dot{m}_{\mathrm{Spalt}} = \alpha \cdot A_{\mathrm{Spalt}} \cdot \sqrt{\frac{\left(p_1^2 - p_2^2 \right)}{z \cdot p_1} \rho_1}. \tag{4.115}$$

Ist die gesamte Druckänderung $\Delta p = p_1 - p_2$ klein gegenüber p_1, so lässt sich Gl. 4.115 vereinfachen

$$\begin{aligned} \dot{m}_{\mathrm{Spalt}} &= \alpha \cdot A_{\mathrm{Spalt}} \cdot \sqrt{\frac{\left(p_1 + p_2 \right) \cdot \left(p_1 - p_2 \right) \cdot \rho}{z \cdot p_1}} \\ &\approx \alpha \cdot A_{\mathrm{Spalt}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot p_1 \cdot \Delta p \rho}{z \cdot p_1}} = \alpha \cdot A_{\mathrm{Spalt}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p \cdot \rho}{z}}. \end{aligned} \tag{4.116}$$

In diesem Fall ist also der Durchfluss durch ein Labyrinth mit z Spalten um den Faktor $1/\sqrt{z}$ kleiner, als wenn nur ein Spalt vorgesehen worden wäre.

Ist das Druckverhältnis über dem Labyrinth überkritisch, so stellt sich im letzten Spalt gerade das kritische Druckverhältnis ein, d. h. die Isobare schneidet die untere Hälfte der Fanno-Kurve (Abb. 4.36).

Bei der Berechnung des Massenstromes durch ein Labyrinth mit z Spitzen ist somit zu unterscheiden, ob ein kritisches Druckverhältnis anliegt

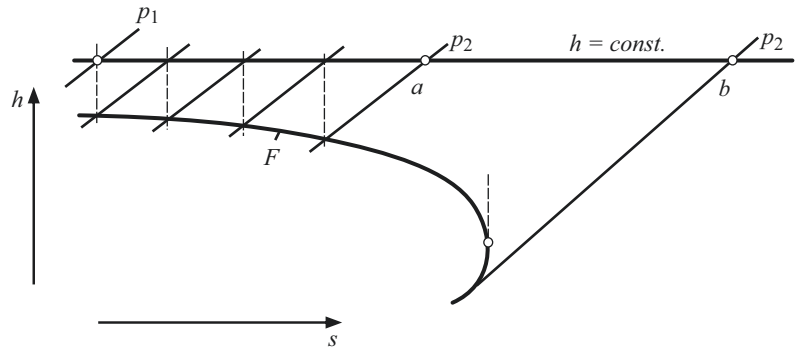


Abb. 4.36 Verlauf des Drosselvorganges durch eine Labyrinthdichtung; *a* Unterschallbereich, *b* überkritische Strömung im letzten Drosselspalt, *F* Fanno-Kurve isenthalp (*h* = *const.*)

$$\frac{p_2}{p_1}\begin{cases} \le \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\beta^2 \cdot (z-1)+1}} _ \text{überkritisch} \\ \ge \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\beta^2 \cdot (z-1)+1}} _ \text{unterkritisch} \end{cases} \tag{4.117}$$

mit dem Faktor

$$\beta = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa+1}}. \tag{4.118}$$

Wird der Massenstrom $\dot{m}$ durch ein Labyrinth z Spitzen für transsonische Bedingungen hergeleitet, so ergibt sich bei unterkritischem Druckverhältnis

$$\dot{m} = \alpha \cdot A_{\text{Spalt}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_1 \cdot \left(p_1^2 - p_2^2\right)}{z \cdot p_1}}, \tag{4.119}$$

bzw. bei überkritischem Druckverhältnis

$$\dot{m} = \alpha \cdot A_{\text{Spalt}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_1 \cdot p_1}{z + \frac{1}{\beta^2 - 1}}} \tag{4.120}$$

mit dem Durchflussbeiwert α (ca. 0,8). Der Durchflussbeiwert α ist stark abhängig von der jeweiligen Geometrie und muss zur genaueren Bestimmung der Leckagemenge gemessen

werden. Bei überkritischem Druckverhältnis stellt sich, wie erwähnt, im letzten Spalt Schallgeschwindigkeit ein [1].

4.5.2 Spaltverluste an der Blattspitze

In mehrstufigen Verdichtern führt die Leckage der Spalte der Leiträder zu einer Blockage der Hauptströmung, die zusammen mit der Zumischung abhängig vom Betriebspunkt deutliche Verluste verursacht [137, 138]. Eine fundierte Zusammenstellung des Einflusses der Spalte ist in Inoue und Kuroumaro [139] zusammengestellt.

Grieb [2] analysiert die Spaltverluste nach Ansätzen aus Impulssatz und Energiegleichung. Er kommt zum Schluss, dass der Spaltverlust ω_{Sp} durch

$$\frac{\Delta p}{\frac{\rho}{2}\cdot \bar{w}_2^2} = \lambda \cdot \sin\varepsilon \cdot \left[\frac{2+\lambda\cdot\sin\varepsilon - 2\cdot\cos\varepsilon}{\left(1+\lambda\cdot\sin\varepsilon\right)^2} \right] \tag{4.121}$$

berechnet werden kann. Hierbei bezeichnet λ das Flächenverhältnis

$$\lambda = \frac{a}{A} = \frac{h_{\mathrm{Sp}}/h}{t/s} \cdot \frac{\mu\cdot\sin\varepsilon}{\cos\alpha_{\mathrm{m}}} \tag{4.122}$$

mit a der Projektionsfläche des Querschnittes des Spaltes ($a = h_{\mathrm{Sp}} \cdot s \cdot \mu \cdot \sin\varepsilon$), dem gesamten Querschnitt A, der Spalthöhe h_{Sp}, der Schaufelhöhe h, der Teilung t, Sehnenlänge s, der Spalteinschnürung ($\mu = h_{\mathrm{Sp\,eff}}/h_{\mathrm{Sp\,geo}} \approx 0{,}8$) und dem Anströmwinkel im Absolutsystem in Kanalmitte α_{m}, sowie dem Anstellwinkel ε. Damit ergibt sich, dass der generelle Trend der Werte des Spaltverlustbeiwertes ω_{Sp} der Gleichung

$$\omega_{\mathrm{Sp}} \sim \frac{h_{\mathrm{Sp}}/h}{t/s} \cdot f\left(c_\Gamma\right) \cdot \left(\frac{w_2}{w_1}\right)^2 \tag{4.123}$$

entspricht, wobei $f(c_\Gamma)$ lediglich eine schwache Abhängigkeit vom Zirkulationsbeiwert c_Γ darstellt und auch der durch $(w_2/w_1)^2$ repräsentierte Einfluss der Verzögerung bzw. Beschleunigung der Strömung der physikalisch gut begründeten generellen Tendenz zuwiderläuft. Grieb [2] weist darauf hin, dass der angegebene Vergleich der nach Auswertung der Navier-Stokes-Rechnung im relevanten Bereich der Werte ε erhaltene Spaltverlust noch etwas kleiner ist, als der bei Anwendung des Impulssatzes nach oben angegebener Beziehung berechnete.

Typischerweise muss pro Prozentpunkt der relativen Spaltweite, dem Spalt zu Schaufelhöhenverhältnis, mit 1 % Leckage des Hauptstroms sowie einem Wirkungsgradabfall von 1,2–2,0 % gerechnet werden, während Berdanier und Key [140] 1,3 % Wirkungsgradabfall pro 1 % Spalthöhe angeben.

Die Leckage vermindert die umgesetzte Arbeit in Plattformnähe und reduziert die Strömungsbedingungen am Austritt. Wellborn und Okiishi [141, 142] sowie Heidegger et al. [143] geben an, dass jedes Prozent der relativen Spaltweite den Wirkungsgrad um 1 % und das Druckverhältnis um 3 % absenkt. Nach Kang und Hirsch [103] ist nicht nur der unmittelbare Druckunterschied zwischen Druck- und Saugseite für die Ausbildung eines Spaltwirbels verantwortlich, sondern die radiale Belastung des Blattes insgesamt.

Durch das Zusammenwirken des Kanalstoßes mit dem Spaltwirbel ergibt sich ein Abdrosseln der Hauptströmung, die umso kritischer wird, desto näher der Betriebspunkt an der Pumpgrenze liegt [144].

Durch einen Vortex-Breakdown des Spaltwirbels entsteht nicht nur eine stärkere Blockage der Hauptströmung, sondern es bildet sich eine rotierende Störung durch den Einfluss der gegenüberliegenden Druckseite mit erhöhter Ablösungsgefahr aus [145]. Die Sekundärströmungen werden stark durch den Spitzenwirbel beeinflusst, wobei die Verluste ansteigen, wie Krug et al. [146, 147] anhand von experimentellen Untersuchungen einer Kaskade zeigen. Auch Ciorciari et al. [148] zeigen den Einfluss der relativen Spalthöhe auf das Druckverhältnis, den Durchsatz und den Wirkungsgrad auf und untersuchen den Einfluss auf den Betriebsbereich. In einer detaillierten Studie untersuchen Domercq und Escuret [149] den Einfluss der Spalthöhe auf die Abstimmung der Stufen.

Sind Deckbänder der Leitschaufeln vorhanden, so werden sie durch umlaufende Nuten vom Rotor getrennt, die eine umfangsmäßig ungleichförmige Durchströmung aufweisen. Diese entsteht durch die Überlagerung der Leckage mit der Sekundärströmung, induziert durch die höheren Totaldrücke der Nachläufe [150]. Die Umfangsgeschwindigkeit der Nutströmung wird einerseits durch die Druckgradienten zwischen Druck- und Saugseite, sowie andererseits durch die Relativgeschwindigkeit der Wände bestimmt. Sie hängt somit stark vom jeweiligen Betriebspunkt ab. Heidegger et al. sowie Demargne und Longley [143, 151, 152] wiesen nach, dass die Verluste und die Blockage des Hauptkanals mit steigender Umfangsgeschwindigkeit des Leckagestromes absanken.

Sohn et al. [153] untersuchten experimentell die axiale Entwicklung der Verluste im Strömungskanal der Beschaufelung sowie die Leckageströmung im Labyrinth in einer Axialverdichterkaskade mit Deckbändern bei unterschiedlicher Umfangsgeschwindigkeit des Leckagestroms. Eine Erhöhung der Umfangsgeschwindigkeit in der Nut vor und hinter dem Deckband reduziert die Verluste, indem die Gebiete der Verlustproduktion an der saugseitigen Nabenecke abgeschwächt werden.

Gängige Modellvorstellungen zur Abschätzung der Leckageverluste basieren auf Horlock et al. [75] sowie auf Denton [101]. Bereits Betz [154] berechnete die Sekundärgeschwindigkeit und die Verlustkoeffizienten aus dem Druckgradienten des Hinterkantenwirbels und leitete hieraus halbempirische Beziehungen in Abhängigkeit der experimentell zu bestimmenden Auftriebskoeffizienten, der Teilung sowie der Spalthöhe zur Bestimmung der Spaltleckagen ab. Alternativ hierzu betrachtet Denton [101] die Spaltleckage als einen Strahl, der durch die Druckdifferenz über den Spalt angetrieben und anschließend unter Verlusten eingemischt wird. Shao und Cheng [155] erweiterten das Modell unter Berücksichtigung der Kompressibilität und leiten Verlustkoeffizienten für unterschiedliche Spaltgeometrien her.

In einer detaillierten, numerischen stationären Rotor-Analyse des transsonischen NASA-Rotors 37 variierten Sakuma et al. [156] die Spalthöhe um den Einfluss der Spaltströmung in Gehäusenähe auf die Leistungsdaten und die Pumpgrenze zu verstehen. Sie fanden, dass der Wirkungsgrad in etwa linear mit der Spalthöhe abnahm, während die Pumpgrenze bei sehr engen Spalten und sehr weiten Spalten von derjenigen der Auslegung abwich. Der maximale Wirkungsgrad wurde bei einer Spaltweite von 75 % der Auslegungsweite erzielt. Zu den Strömungsverlusten trug vor allem die Ablösung an der Abströmkante an der Blattspitze bei. Bei sehr weiten relativen Spalten ergibt sich zwischen der Hauptströmung und der Spaltströmung eine Blockage in Wandnähe, die zur Entfachung der Spitzen-induzierten Ablösung beiträgt. Bei engen Spalten waren die Wechselwirkung zwischen Ablösungen an der Wand sowie abströmseitig an der Blattspitzenhinterkante und der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung dominierend. Diese Phänomene beeinflussen zusätzlich auch die numerische Stabilität stark.

Neben Verdichterstufen wird auch der Einfluss der Spalthöhe von mehrstufiger Anordnungen intensiv untersucht. Nach Tan [157] sank der Wirkungsgrad eines vierstufigen Niedergeschwindigkeitsverdichters bei einer Erhöhung des relativen Spaltes von 1,38 % auf 2,8 % um 1,5 %, das Druckverhältnis um 9,7 % und der Durchfluss um 11 %. Für den sechsstufigen Axialverdichter verringerte sich zusätzlich auch die Pumpgrenze bei einer Erhöhung des Spaltes von 1,0 % auf 3,0 %. Zheng und Yang [158] untersuchten numerisch einen 5-stufigen Axialverdichter mit Spalten von 0–5 % Schaufelhöhe. Sie fanden eine Abnahme des Durchflusses um ca. 21,8 % beim höchsten Spalt und des Druckverhältnisses um ca. 43,1 %. Der maximale Wirkungsgrad sank hierbei um 14,3 %. Mit steigender Spalthöhe sank der maximale Wirkungsgrad parabolisch, was teilweise auf die mit Deckbändern versehenen Statoren zurückgeführt wird. Durch das Ansteigen der Spalthöhe verringerte sich in den vorderen Stufen der Abstand zur Pumpgrenze, während die hinteren Stufen früher drosselten. Der Einfluss der mittleren Stufen auf den Wirkungsgradabfall war deutlich geringer.

Anhand einer numerischen Analyse der Entropieproduktion eines transsonischen Verdichters untersuchten Nan et al. [159] den Einfluss des Spaltes und der Verdichtungsstöße mit und ohne Casing Treatment, das in einem separaten Kapitel dargestellt ist, auf den Gesamtverlust.

Im Betrieb des Verdichters stellen sich mehr oder weniger kleine Abnutzungserscheinungen der Blätter ein, wie beispielsweise eine Spalterweiterung, erhöhte Oberflächenrauheit oder eine Änderung des Staffelungswinkels. Derartige Geometrieänderungen beeinflussen das Betriebsverhalten des Verdichters. So nehmen Wirkungsgrad und Durchsatz durchaus in der Größenordnung um die 0,5 %-Punkte bei erweitertem Spalt ab. Durch eine erhöhte Oberflächenrauigkeit können Wirkungsgrad, Druckverhältnis und Durchsatz sogar um bis zu 1 %-Punkt absinken. Während die Änderung des Staffelungswinkels selbst kaum Auswirkungen auf Wirkungsgrad und Druckverhältnis hat, wird der Durchsatz und der Pumpgrenzenabstand durchaus beeinträchtigt und die Lage der Stoßfront geändert. Teng et al. [160] führen eine numerische Studie zum Einfluss der Abnützung eines fünfstufigen Verdichters durch und finden, dass die Auswirkungen der letzten, fünften Stufe

die Auswirkungen der vorderen Stufen deutlich dominieren. Durch eine numerische Berechnung im Vollring zeigen Zheng et al. [161] die Auswirkungen der Fertigungsabweichung der Staffelungswinkel mit einem PDF-Ansatz.

4.5.3 Beschaufelung mit oder ohne Deckband

Die Ausführung der Abdichtung an den Schaufelspitzen erfolgt in der Regel unter mechanischen Gesichtspunkten [142]. Grundsätzlich bestehen zwei Möglichkeiten der Ausführung der Blattspitzen und der Abdichtung von stehenden zu rotierenden Bauteilen. Durch das Anbringen eines Deckbands an der Schaufelspitze kann die Abdichtung über Labyrinthe erfolgen. Die Schaufeln sind bei einem eventuellen Anstreifen geschützt, so dass engere Spalte realisiert werden können. Ohne Deckband (cantilevered) an der Schaufelspitze kann der axiale Abstand der einzelnen Gitter reduziert werden, was zu einer Reduktion an Baulänge und Gewicht des Verdichters führt. Zusätzlich wird die Fertigung einfacher und kostengünstiger [162]. Grundsätzlich erfordert eine Deckband-freie Schaufel zur Sicherheit gegen Anstreifen einen größeren Radialspalt, was den aerodynamischen Wirkungsgrad absenkt.

Freeman [163] fasst zusammen, dass eine Beschaufelung ohne Deckband sogar einen besseren Wirkungsgrad erreichen kann als mit, solange der Spaltquerschnitt kleiner als 2,5 % des Kanalquerschnittes ist. Andernfalls zeigte das Deckband Vorteile. Andererseits weisen experimentelle Untersuchungen an einem vierstufigen Niedergeschwindigkeitsverdichter von Lange et al. [164] darauf hin, dass der kritische Querschnitt des Spaltes 1,5 % beträgt, ab dem eine Schaufel mit Deckband bessere Ergebnisse ergibt. Weitere Ergebnisse von Swoboda et al. [165] ergeben einen Vorteil des Deckbands ab Spaltweiten von 1,1 % der Schaufelhöhe.

Numerische Untersuchungen von Jia et al. [166] zeigen, dass eine idealisierte Beschaufelung ohne Spalt, was bei numerischen Untersuchungen als theoretischer Extremfall realisiert werden kann, gegen einer Beschaufelung mit Spalt einen niedrigeren Wirkungsgrad aufweist. Diese Beobachtung wurde auch durch numerische Untersuchungen von Lee et al. [167] bestätigt, die bei gleichem Druckverhältnis höhere Wirkungsgrade unter Berücksichtigung des Spaltes erzielen können.

An einem Niedergeschwindigkeitsverdichter mit unkonventioneller dihedraler Beschaufelung zeigen Lange et al. [168], dass der Wirkungsgrad bei einer Erweiterung des Spaltes von 1,5 % zu den 5 % der Auslegung um 0,9 %-Punkte abnimmt. Die optimale Spaltweite für einen hohen Wirkungsgrad ist nach Sakulkaew et al. [169] auf die gegenläufigen Phänomene der Verlustentstehung durch die Erweiterung des Spaltes sowie andererseits durch die Abnahme der Mischungsverluste zurückzuführen.

Letztendlich ist jedoch das Verhalten des Verdichters stark die Auslegung der Beschaufelung bestimmt. Insbesondere die Belastung der Profile, der Strömungskoeffizient sowie der Reaktionsgrad bestimmen den Einfluss der Spaltverluste, wie u. a. von Beselt et al. [170] anhand eines hochbelasteten Verdichters gezeigt wird. Durch entsprechende Anpas-

sung der Geschwindigkeitsdreiecke an der Blattspitze erweitern Auchoybur et al. [171] den Betriebsbereich um etwa 20 % oder alternativ den Wirkungsgrad um ca. 0,5 %-Punkte bei einer Beschaufelung ohne Deckband.

4.6 Ablösungen

Unter bestimmten geometrischen und aerodynamischen Bedingungen folgt die Strömung nicht mehr der Kontur. Insbesondere bei verzögerten Strömungen gegen den Anstieg des statischen Druckes löst die energiearme Grenzschicht leicht ab. Unter abgelösten Bedingungen ist das Betriebsverhalten des Verdichters stark eingeschränkt, teilweise unmöglich. An Profilen treten unterschiedliche Ablöseformen auf, wie beispielsweise Ablösungen in der Nähe der Vorderkante, wo die Grenzschicht noch laminar ist, und die in der Regel nach einer kurzen Strecke wieder anliegen, sowie Ablösungen im Bereich der turbulenten Grenzschicht, die in der Regel nicht mehr zum Anliegen kommen. Die Ablösungen können zu Schaufelschwingungen anregen, bei rotierender Ablösung den Betriebsbereich einschränken und beim Pumpen, wenn schlagartig ein Großteil der Beschaufelung am Umfang eines Gitters ablöst, den Betrieb unmöglich machen.

Ablösungen, die in quasizweidimensionaler Strömung auftreten, sind einfach zu beschreiben. Treten jedoch Ablösungen in dreidimensionaler Strömung auf, so ist das grundsätzliche Verständnis schwieriger. Die Interaktion von Verdichtungsstößen mit Grenzschichten führt ebenfalls zu dreidimensionalen Ablösegebieten, die nur schwer der theoretischen Beschreibung zugänglich sind.

4.6.1 Zweidimensionale Ablösungen

Da der Begriff der Ablösung nicht einheitlich benutzt wird, und andererseits unterschiedliche Mechanismen zu Ablösungen führen, soll die Ablösung kurz definiert werden.

Nach Prandtl [172] treten in einer zweidimensionalen Strömung bei Re >> 1 unter zwei Bedingungen Strömungsablösungen an einer Wand auf. Sowohl inkompressible als auch kompressible Strömungen sind ablösegefährdet, wenn sie gegen einen Druckgradienten strömen$\partial p/\partial x$ und wenn viskose Kräfte wirken, so dass sich beispielsweise eine Grenzschicht ausbildet. Die Ausbildung einer Grenzschicht kann in Strömungen mit Gegendruck zu Profilen der wandparallelen Strömung führen, deren Druckgradient zu null wird (Abb. 4.37). Ab dieser Stelle bildet sich eine Ablösung mit rezirkulierendem Ablösegebiet aus. Derartige Bedingungen findet man beispielsweise in Diffusorströmungen.

Da der Winkel zwischen der normal zur Wand ausgerichteten y-Achse und der Tangente an das Geschwindigkeitsprofil proportional der Wandschubspannung ist, ist an der Stelle des Ablösebeginns die Wandschubspannung null

$$\frac{\partial u}{\partial y} = 0 \quad \text{bei} \quad y = 0. \tag{4.124}$$

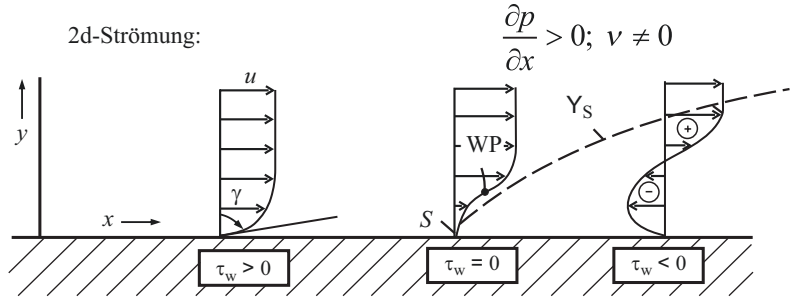


Abb. 4.37 Strömungsablösung in einer ebenen Grenzschicht, nach [173]

Stromab dieser Stelle nimmt die Wandschubspannung negative Werte an.

Das Gebiet mit negativer Geschwindigkeit wird als Rückströmgebiet ("recirculation zone") bezeichnet. Das Ablösegebiet ("separation region") setzt sich aus dem Rückströmgebiet und einer freien Scherschicht zur Hauptströmung hin zusammen. Die Ausdehnung des Ablösegebietes kann über die Bestimmung der Stromlinien, d. h. durch das Integral über das Geschwindigkeitsprofil definiert werden

$$\Psi = \int u(y) \cdot dy \quad \text{bzw.} \quad \Psi = \int u(r) \cdot r \cdot dr. \tag{4.125}$$

Das Ablösegebiet wird durch die Stromlinie, die durch den Ablösepunkt (S) festgelegt ist, bestimmt. In der zeitlichen Mittelung sind die Stromlinien innerhalb des 2D-Ablösegebietes in sich geschlossen.

Im Gegensatz zu dieser Betrachtung findet an Körpern mit scharfkantigen Konturen ein plötzlicher Strömungsabriss statt. Auch hier bildet sich ein Ablösegebiet mit Rezirkulation aus.

An ein Rückströmgebiet schließt sich ein Nachlaufgebiet (wake) an. In ihm verläuft die zeitlich gemittelte Strömung wieder in Hauptströmungsrichtung. Bei hohen Reynolds-Zahlen ($Re > 10^3$) sind im Nachlauf den stochastischen turbulenten Schwankungen periodische Anteile überlagert.

Im Übergangsbereich von der Rückströmung in die Außenströmung treten Geschwindigkeitsprofile mit zwei Wendepunkten auf, die durch Übergeschwindigkeiten aufgrund der Beschleunigung der Außenströmung an der Verdrängungskontur, die durch die Ablösestromlinie definiert ist, bewirkt werden [173]. Derartige Geschwindigkeitsprofile mit Wendepunkten neigen zu instabilem Verhalten, so dass es aufgrund der Wechselwirkung mit der Scherschicht zu periodischen Phänomenen und der Ausbildung von kohärenten Strukturen kommt.

4.6.2 Dreidimensionale Ablösungen

Bei dreidimensionalen Bedingungen tritt zusätzlich eine Strömungskomponente senkrecht zur Zeichenebene hinzu. Durch eine tangentiale Einmündung von Wandstromlinien in eine durch den Beginn der Ablösung definierte Grenzstromlinie ergibt sich wiederum eine spezifische Ablöseform (Abb. 4.38). In diesem Fall verschwindet die Wandschubspannung nicht entlang der Grenzstromlinie, sondern es löst sich eine drehungsbehaftete Grenzschicht ab [174, 175].

Im Gegensatz zu zweidimensionalen Ablösungen treten dreidimensionale Ablösungen nahezu unabhängig von der Reynolds-Zahl auf [176].

Derartige Phänomene werden beispielsweise in der Eckenströmung der Verdichterkaskade durch die Wechselwirkung der Ablösung mit dem Querdruckgradienten beobachtet. Die dreidimensionale Ablösung unterscheidet sich fundamental von der oben beschriebenen zweidimensionalen. Insbesondere sind die Folgen einer dreidimensionalen Ablösung in der Regel nicht so gravierend wie bei einer zweidimensionalen Ablösung. Aufgrund des Einflusses auf Wirkungsgrad, Durchsatz und Druckaufbau des Verdichters wurden die Ablösungen in vielen Publikationen behandelt [177–183, 86, 87]. Dennoch sind weder die Entstehungsmechanismen dieses Phänomens vollständig verstanden, noch sind zuverlässige Methoden zur Vermeidung bekannt, obwohl durch die dreidimensionale Gestaltung der Beschaufelung durchaus Erfolge erzielt wurden.

Anhand der Stromlinien an der Oberfläche, beispielsweise einer nabenseitigen Eckenwirbelablösung sind unterschiedliche Singularitäten, wie Sattelpunkt, Knotenpunkt und Fokuspunkt, die im Folgenden noch spezifiziert werden, erkennbar (Abb. 4.39).

Unter stärkerer Fehlanströmung treten zusätzliche Phänomene auf. Während direkt an der Oberfläche die Strömungsgeschwindigkeit aufgrund der Haftbedingung zu Null wird, zeichnen sich in unmittelbarer Nähe der Oberfläche die dargestellten Stromlinien ab, die durch die Scherspannungen an der Oberfläche charakterisiert werden können [175]

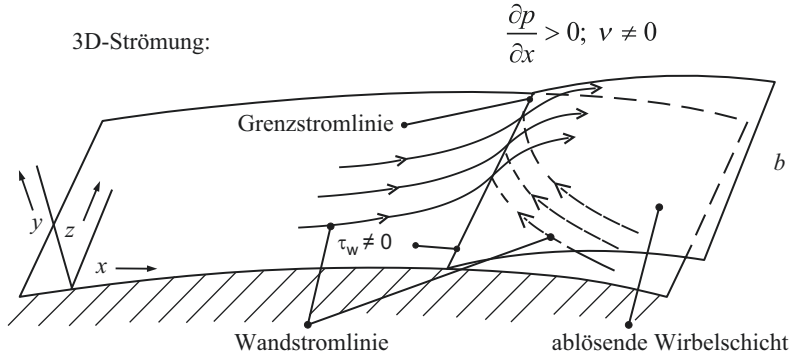


Abb. 4.38 Ablösende Wirbelschicht in einer 3D-Strömung, nach [173]

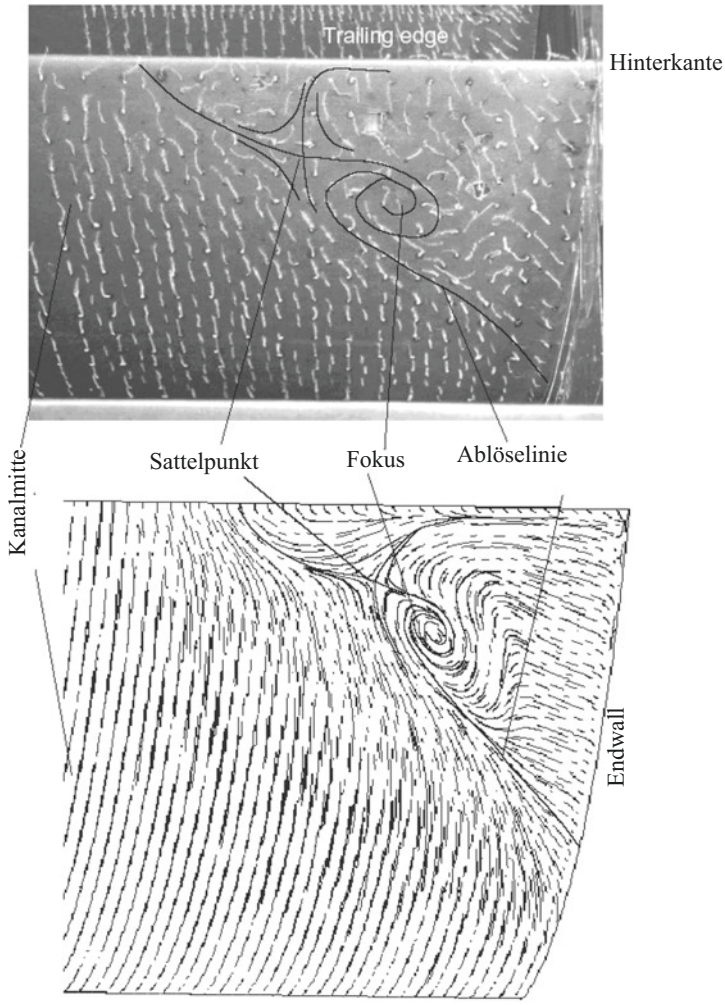


Abb. 4.39 Gemessene typische Strukturen an der Oberfläche einer nabenseitigen Eckenwirbelablösung eines typischen Verdichterprofils im Außenschnitt; Ma = 0,89, S Sattelpunkt, N Knotenpunkt, F Fokuspunkt

$$\frac{dy}{dx} = \lim_{h\to 0} \frac{v}{u} = \left(\frac{\partial v / \partial z}{\partial u / \partial z} \right) = \left(\frac{\tau_y}{\tau_x} \right)_{h=0} . \tag{4.126}$$

Die Koordinate z verläuft normal zur Oberfläche, u und v sind die Geschwindigkeitskomponenten in x- bzw. y-Richtung.

Entsprechend der Charakterisierung singulärer Punkte von Differenzialgleichungen nach Poincaré [185] wird die Strömung an der Oberfläche an Stellen, an denen der Schubspannungsvektor verschwindet, mit unterschiedlichen Formen beschrieben [186–193]. In

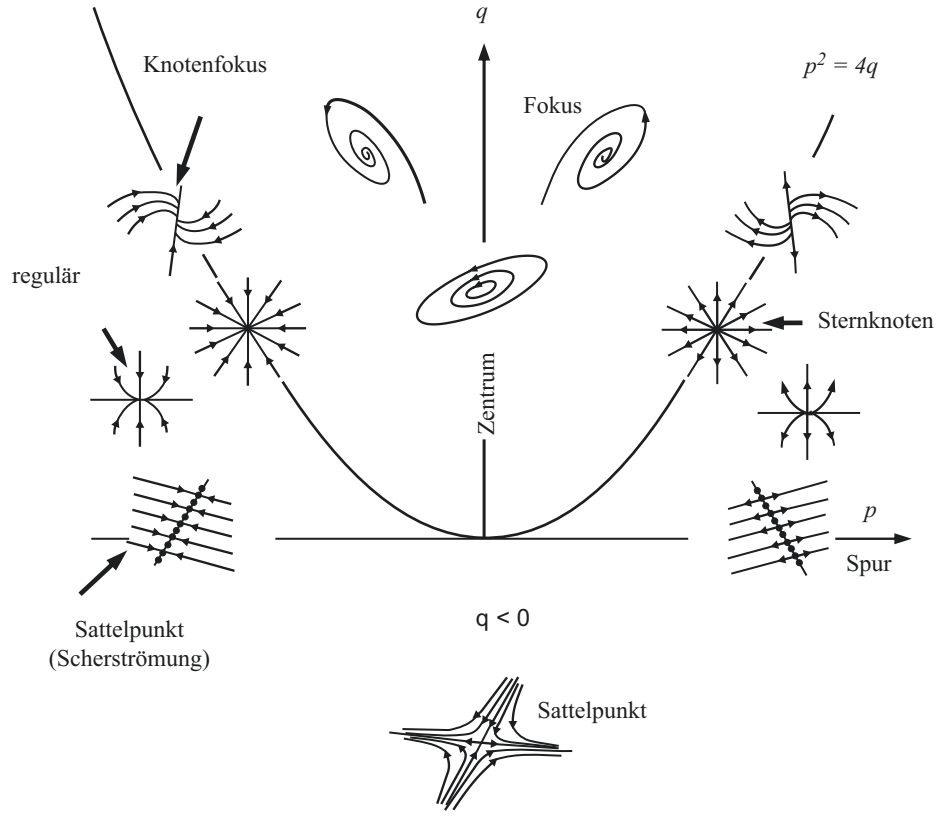


Abb. 4.40 Charakterisierung der kritischen Punkte

der Nähe der Oberfläche kann als Näherung eine lineare Funktion der Geschwindigkeitsvektoren in Abhängigkeit von den Ortskoordinaten mit konstanten Koeffizienten angenommen werden [184]. Dann bilden oberflächenparallele Ebenen in der Regel eine 2 x 2 Jakobi-Matrix. Somit können kritische Punkte durch die Form der Stromlinien in ihrer Nähe klassifiziert werden. Dies geschieht durch die Spur (trace) (p) und die Determinante (q) der Jakobi-Matrix

$$p = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}, \tag{4.127}$$

$$q = \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial y} \cdot \frac{\partial v}{\partial x}. \tag{4.128}$$

Die möglichen kritischen Punkte sind nach Dallmann [193] in Abb. 4.40 zusammengestellt.

Nach Tobak und Peake sowie Perry und Chong [191, 192] sind alle kritischen Punkte auf den Achsen und auf der Grenzparabel $p^2 = 4 \cdot q$ topografisch instabil. Kleine Abweichungen führen entweder zum Verschwinden oder auf einen stabilen kritischen Punkt. Stabile kritische Punkte sind:

- Sattelpunkt: Kreuzungspunkt zweier einzelner kritischer Linien; jede Linie bildet eine Barriere der limitierenden Stromlinien oder Oberflächenreibungslinien, so dass die unterschiedlichen Stromlinien nicht wechselwirken
  - Reguläre Knoten: definiert durch eine unbegrenzte Anzahl limitierender Stromlinien
  - Brennpunkt, spiraler Knoten: definiert durch eine unbegrenzte Anzahl limitierender, spiralförmiger Stromlinien, der beispielsweise einen von der Oberfläche abgelösten Wirbel induzieren kann

Stromlinien, die zwei Sattelpunkte verbinden, sind ebenfalls instabil, wenn sie nicht durch scharfe Ecken zwischen zwei Wänden begrenzt werden.

Diese Definitionen können nach Hunt et al. [194] als Ablöse- bzw. Wiederanlegungspunkte interpretiert werden. Die beiden kritischen Stromlinien eines Sattelpunktes beispielsweise kennzeichnen eine Ablösung und deren Wiederanlegen. Die entgegengesetzten Stromlinien konvergieren an deren Ursprung und divergieren mit deren Entfernung. Ein Knotenpunkt ist der Ort, zu dem alle kritischen Stromlinien konvergieren, er ist der Ort des Wiederanlegens, von dem die begrenzenden Stromlinien ausgehen. Ein Brennpunkt einer Ablösung wird an dem Ort beobachtet, an dem sich die entgegengesetzten Stromlinien wirbelbehaftet treffen, bzw. eines Wiederanlegens, wenn die Stromlinien von diesem Punkt ausgehen.

Die kritischen Punkte unterliegen gewissen Regeln, die direkt mit der Topologie ihres Auftretens verbunden sind [195]. Beispielsweise gibt die sogenannte Index-Regel eine Bedingung über die mögliche Anzahl jedes Typs der kritischen Punkte einer bestimmten Oberflächentopologie. Zählt man alle regulären Knoten, Foki und degenerierten kritischen Punkte, wie zentrale und sternförmige Knoten, mit dem Index 1 (N) und alle Sattelpunkte (S) mit dem Index -1, so gilt:

$$\sum \text{Indices} = \sum N - \sum S. \tag{4.129}$$

Mit der Definition einer topologischen Klasse der jeweiligen Oberflächengeometrie findet Gbadebo [196]

$$\sum \text{Indices} = 2 - 2 \cdot g. \tag{4.130}$$

Die Passage eines einzelnen Blattes ohne Spitzenspalt hat $g = 1$, während ein Spalt an der Blattspitze dieser Passage den Wert auf $g = 0$ setzt. Somit ergibt sich die Index-Regel

$$\sum N - \sum S = 0 \tag{4.131}$$

falls kein Spalt vorhanden ist, bzw.

$$\sum N - \sum S = 2 \tag{4.132}$$

mit Spalt an der Blattspitze.

Über die Anordnung und das Erscheinen kritischer Punkte in Zusammenhang mit den Ablöselinien sind verschiedene Kriterien angenommen worden. Nach Eichelbrenner und Oudart [197] kann die Ablösestromlinie als Einhüllende der begrenzenden Stromlinien auf der Oberfläche angesehen werden. Maskell [198] geht davon aus, dass eine Wirbelschicht bzw. eine Wirbelebene der Ablösung definiert werden kann, die gewöhnliche, nichtsinguläre Punkte einbezieht. Nach Lighthill [189] bildet die Ablöselinie einer 3D-Ablösung eine Oberfläche, der sich die anderen Stromlinien eher asymptotisch annähern als dass sie parallel verlaufen. Eine Ablöselinie entsteht und endet in einem kritischen Punkt, wobei sie eine stetige Kurve auf der Wand zeichnet, die die Grundlage einer Strömungsoberfläche bildet, deren Stromlinien alle aus einem Sattelpunkt kommen. Unter dem Begriff Stromlinie versteht man in diesem Zusammenhang sowohl die berechneten, als auch die experimentell aus Ölanstrich erhaltenen Stromlinien, obwohl der Begriff der Streichlinie angebracht wäre, die aber unter stationären Bedingungen identische Bilder gibt. Gbadebo et al. [184] untersuchten den Einfluss der Anströmrichtung auf die Anzahl der Knoten. Bei einer Fehlanströmung von $-7°$ bis $0°$ ändert sich die Knotenanzahl nicht, um dann bei positiver Anströmung stark anzusteigen.

Die Ausdehnung des Ablösegebietes auf der Oberfläche der Saugseite wird einfach durch die sichtbaren Ablöselinien, ausgehend von der naben- bzw. außenseitigen Wand über die Schaufeloberfläche, erkannt (Abb. 4.39). Die Begrenzungslinien können relativ leicht aus den Strömungsbildern nahe der Oberfläche bzw. aus Anstrichbildern bestimmt werden. Für die Durchströmung interessanter ist jedoch die Dicke der in den Strömungskanal hineinragenden Schicht, da das Totwassergebiet die Durchströmung blockiert und den Abströmwinkel reduziert, so dass es zu Einbußen im Durchsatz sowie in der Diffusion kommt. Zur Abschätzung der Schichtdicke schlägt Gbadebo [196] ein relatives Verdrängungsmaß vor. Dieses Verdrängungsmaß δ^* wird als Abweichung zur Grenzschichtdicke δ im Mittelschnitt

$$\delta^*(r) = \int_0^{\delta} \left[1 - \frac{\rho \cdot v(r,s)}{\rho_{\mathrm{fs}} \cdot v_{\mathrm{fs}}} \right] \cdot ds, \tag{4.133}$$

bezogen auf die Freistromgeschwindigkeit v_{fs} in Abhängigkeit der radialen Position definiert zu

$$\delta^*_{\mathrm{eff}} = \frac{\frac{2}{R} \cdot \int_{r_{\mathrm{innen}}}^{r_{\mathrm{außen}}} \left[\delta^*(r) - \delta^*_{\mathrm{Mittenschnitt}} \right] \cdot dr}{s} \tag{4.134}$$

mit der Sehnenlänge s.

Bis zu 5 % Kanalhöhe ergibt sich innen und außen aufgrund der Kanalwirbel eine schlecht definierbare Abmessung der Verdrängungsdicke in den Ecken. Ist die Freistromgeschwindigkeit v_{fs} nicht bekannt, kann sie durch die Geschwindigkeit im Mittenschnitt oder durch eine Nominalgeschwindigkeit ersetzt werden. In Abhängigkeit vom Anströmwinkel ändert sich die Verdrängungsdicke insbesondere bei positiver Anströmung auf der Druckseite [184], da aufgrund der gestiegenen Belastung auf der Saugseite starke Ablösegebiete auftreten.

Einen starken Einfluss auf die Größe des Ablösegebietes sowohl im zwei- wie auch im dreidimensionalen Fall stellt die Oberflächenrauheit dar. Gbadebo et al. [49] zeigen experimentell und numerisch, dass die Leistungsdaten einer Verdichterstufe sehr sensibel für die Oberflächenrauheit der Vorderkante und auf der Saugseite ist. Die dreidimensionalen Ablösegebiete erweitern sich wahrnehmbar mit erhöhter Oberflächenrauheit, was zu niedrigeren Strömungsraten und höheren Verlustkoeffizienten führt.

4.6.3 Beschreibung der Ablösungen in Verdichterbeschaufelungen

Ablösungen aus einer gekrümmten Fläche ohne signifikante Krümmungsänderungen sind immer noch schwierig zuverlässig mit numerischen Methoden zu berechnen, da die Beschreibung der Grenzschicht bei der Modellierung der Verdichterströmung in der Regel nicht adäquat genug erfolgen kann. Für 2D-Strömungen wird von Lieblein, Kerrebrock [199, 200] sowie Cumpsty [120] ein Kriterium angegeben, um in Abhängigkeit von der Beladung das Ablösen zu beschreiben. Der Lieblein-Diffusionsfaktor DF wird für zweidimensionale Kaskaden als Verhältnis der Verzögerung auf der Saugseite zur Dicke der Impulsgrenzschicht im Nachlauf definiert. Er wird unter Beachtung des Flächenverhältnisses der Kaskade und der Umlenkung für inkompressible Strömung bei gleicher Axialgeschwindigkeit am Ein- und Austritt hergeleitet zu

$$DF = \left(1 - \frac{\cos\alpha_1}{\cos\alpha_2}\right) + \frac{\cos\alpha_1}{2 \cdot \sigma} \cdot \left(\tan\alpha_1 - \tan\alpha_2\right). \tag{4.135}$$

Der Lieblein-Faktor bewertet somit den Anstieg des statischen Druckes und des Umlenkwinkels durch die Kaskade. Das Teilungsverhältnis (Solidität) σ des Profils wird als Verhältnis von Teilung t zur Sehnenlänge s beschrieben

$$\sigma = \frac{t}{s}. \tag{4.136}$$

Durch das Zusammenwirken der Grenzschicht an Gehäuse und Nabe mit der Profilgrenzschicht und dem Querdruckgradienten bildet sich jedoch meist in den Ecken der Saugseite der dreidimensionale Eckenwirbel aus, der bei entsprechender Stärke zu Ablösungen führt.

Deshalb entwickelten Lei et al. [201] ein erweitertes Kriterium für die dreidimensionale Eckenwirbelablösung, indem sie insbesondere bei Folgestufen den ankommenden Drall des Eckenwirbels mit betrachten. Unter der Annahme eines ebenen Geschwindigkeitsprofils kann der ideale statische Druckanstieg C_{pi} durch den Ein- und Austrittswinkel beschrieben werden

$$C_{pi} = 1 - \left(\frac{\cos\alpha_1}{\cos\alpha_2} \right)^2 . \tag{4.137}$$

Für eine ideal der Geometrie folgende umfangsmäßig homogene Abströmung kann der Ein- und Austrittswinkel in Abhängigkeit des Anströmwinkels i, des Staffelungswinkels γ und des Winkels der Skelettlinie θ geschrieben werden

$$\alpha_1 = i + \gamma + \theta/2, \tag{4.138}$$

$$\alpha_2 = \gamma - \theta/2, \tag{4.139}$$

so dass sich der ideale Anstieg des statischen Druckes zu

$$C_{pi} = 1 - \left(\frac{\cos\left(i + \gamma + \theta/2\right)}{\cos\left(\gamma - \theta/2\right)} \right)^2 \tag{4.140}$$

ergibt. Das zweite Phänomen, das zur Eckenwirbelablösung führt, ist die Ansammlung von energiearmem Grenzschichtmaterial aufgrund der Querströmung zur Saugseite hin. Hierfür leiten Lei et al. [201] aus Angaben aus der Literatur das Verhältnis von Querstromgeschwindigkeit ν zur freien Axialgeschwindigkeit c zu

$$\frac{\nu}{c} = -2 \cdot \Delta\varepsilon \cdot \frac{c_{\text{Stromlinie}}}{c} = -2 \cdot \left(i + \theta - \Delta\beta\right) \cdot \frac{c_{\text{Stromlinie}}}{c} \tag{4.141}$$

her, das die Änderung der Querströmung durch den Eintrittsdrall der Sekundärströmung des vorangehenden Gitters berücksichtigt. $\Delta\varepsilon = \Delta\alpha - \Delta\beta$ gibt die gesamte Umlenkung der Stufe an. $c_{\text{Stromlinie}}$ ist die Geschwindigkeit der Stromlinien.

Als dritte beeinflussende Größe ist das Teilungsverhältnis des Gitters $\sigma = t/s$ zu berücksichtigen, das für einen gegebenen statischen Druckanstieg Aufschluss über den statischen Druck auf der Saugseite gibt, da für eine gegebene Umlenkung der Querdruckgradient proportional zum Blattabstand ist. Ein niedrigeres Teilungsverhältnis geht mit einem erhöhten Druckanstieg auf der Saugseite einher. Das Teilungsverhältnis kann somit die Neigung zur Eckenwirbelablösung auf verschiedene Arten beeinflussen. Ein höheres Teilungsverhältnis erlaubt eine stärkere Umlenkung und damit einen höheren

Querdruckgradienten in den Ecken zur Nabe und Außenwand. Andererseits wird die Querströmung durch das höhere Teilungsverhältnis auch abgeschwächt.

Aus diesen Überlegungen definieren Lei et al. [201] den Diffusionsparameter zu

$$D = \frac{C_{\mathrm{pi}} \cdot \Delta\varepsilon}{\sigma}, \tag{4.142}$$

was auf die Korrelation

$$D = \frac{s}{l} \cdot \left[1 - \left(\frac{\cos\left(1 + \gamma + \theta/2\right)}{\cos\left(\gamma - \theta/2\right)} \right)^2 \right] \cdot \left(i + \theta - \Delta\beta\right) \tag{4.143}$$

führt.

Umfangreiche numerische Stabilitätsuntersuchungen führen Lei et al. [201] auf das Stabilitätskriterium, dass mit Ablösungen zu rechnen ist, wenn

$$D > 0{,}4 \tag{4.144}$$

wird. Für niedrige Werte von D wird der Totaldruckverlustkoeffizient konstant auf niedrigem Wert, er steigt abrupt an für Werte $D > 0{,}4$.

Zur Verifizierung des Stabilitätskriteriums untersuchen Lei et al. [201] mehrere Verdichter, die aus der Literatur bekannt sind. Als Indikator für die Ablösung gehen sie davon aus, dass die Ablösung durch ein Ansteigen der Blockierung und ein Absinken der lokalen Beladung der betroffenen Stelle im Vergleich zur Kanalmitte bemerkbar ist. Somit definieren sie einen Ablöseindikator S, der auf dem Unterschied der Beladung in Wandnähe zur Kanalmitte beruht

$$S = \left\{ \int_0^1 \frac{p_{\mathrm{ps}}(x) - p_{\mathrm{ss}}(x)}{p_{\mathrm{t1}} - p_1} \cdot \left(\frac{dx}{c_{\mathrm{x}}} \right) \right\}_{z/c = 0{,}5 \cdot AR} - \left\{ \int_0^1 \frac{p_{\mathrm{ps}}(x) - p_{\mathrm{ss}}(x)}{p_{\mathrm{t1}} - p_1} \cdot \left(\frac{dx}{c_x} \right) \right\}_{z/c = 0{,}1 \cdot AR} \tag{4.145}$$

mit dem Streckungsverhältnis AR = l/t (Schaufelhöhe zu Teilung), c_{x} als Axialkomponente der Axialgeschwindigkeit und l_{x} als axialer Schaufellänge.

Beispielhaft ist in Abb. 4.41 der Ablöseindikator S verschiedener Verdichterkonfigurationen und Betriebspunkte über dem Diffusionsfaktor aufgetragen. Deutlich erkennbar ist der Umschlag der Stabilität bei $D > 0{,}4$. Auch der Einfluss der Reynolds-Zahl, des Flächenverhältnisses RA und der Grenzschichtdicke auf die Stabilitätsaussage wird korrekt wiedergegeben.

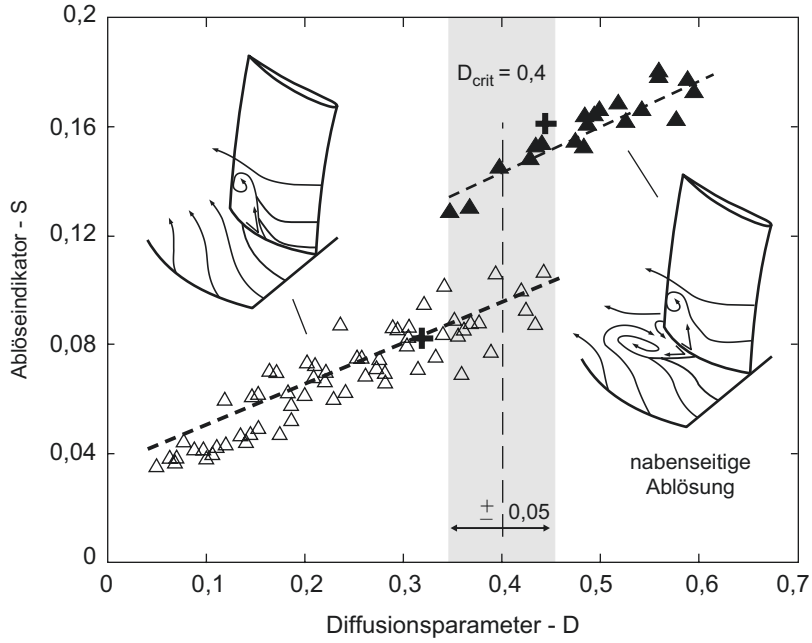


Abb. 4.41 Stabilitätskriterium zum Eintreten der Eckenwirbelablösung, nach [201]

Literatur

1. Traupel W (1988) Thermische Turbomaschinen Bd. 1, 3. Aufl. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
2. Grieb H (2009) Verdichter für Turboflugtriebwerke. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
3. Prandtl L (1904) Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung. Verh. III. Int. Mathematik Kongress Heidelberg, S 484–491
4. Bräunling WJG (2015) Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme. Springer Vieweg, Berlin/Heidelberg
5. Truckenbrodt E (1980) Fluidmechanik, Bd. 1. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
6. Holley BM, Hardin LW, Tillman G, Lin R-S, Joo J (2018) Skin friction measurements of Transition in high reynolds number, adverse pressure gradient flow. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: Turbomachinery Technical Conference and Exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-76708, Oslo, Norway, 11–15 June, 2018
7. Goodhand MN, Miller RJ (2011) The impact of real geometries on three-dimensional separations in compressors. ASME J Turbomach 134(2):021007
8. Schlichting H (1965) Grenzschicht-Theorie. Braun, Karlsruhe
9. Schlichting H (1979) Boundary layer theory, 7. Aufl. McGraw-Hill, New York, S 158–160; 476; 489–502; 536–542; 616–623; 635–639; 657–665
10. Tani I, Hama R, Mituisi S (1940) On the permissible roughness in the laminar boundary layer. Aeronautical Research Institute, Tokyo, Imperial University, Report 199

11. Dryden HL (1953) Review of published data on the effect of roughness on transition from laminar to turbulent flow. J Aerosol Sci 20(7):477–482
12. Feindt EG (1957) Untersuchungen über die Abhängigkeit des Umschlages laminar-turbulent von der Oberflächenrauhigkeit und der Druckverteilung. PhD Dissertation, Braunschweig University, Gesellschaft 50:180–203
13. Brinich PF (1954) Boundary-Layer Transition at Mach 3.12 with and Without Single Roughness Elements. NACA Technical Note 3267, Dec
14. Braslow AL, Collier FS Jr (1990) Applied aspects of laminar-flow technology. Viscous drag reduction in boundary layers, progress in aeronautics and astronautics, Bd 123 (Hrsg Dennis M. Bushnell and Jerry N. Hefner). American Institute of Aeronautics and Astronautics
15. Joslin RD (1998) Overview of laminar flow control. NASA TP-1998-208705
16. Mack LM Transition prediction and linear stability theory. AGARD Conference Proceedings No. 224, Paris, France, see also Jet Propulsion Laboratory Publication, S 77–15
17. Acharya M, Bornstein J, Esudier MP (1986) Turbulent boundary layers on rough surfaces. Exp Fluids 4(1):33–47
18. Schultz MP (2002) The relationship between frictional resistance and roughness for surfaces smoothed by sanding. J Fluids Eng 124(2):492–499
19. Ludwieg H, Tillmann W (1950) Investigations of the wall-shearing stress in turbulent boundary layers. NACA Technical Memorandum 1285, May
20. Malik MR (1982) Finite-difference solution of compressible stability eigenvalue problem. NASA Contract Report No. 3584
21. Breugelmans FAE, Carels Y, Demuth M (1984) Influence of dihedral on the secondary flow in a two-dimensional compressor cascade. J Eng Gas Turbines Power Trans ASME 106(3):578–584
22. Sasaki T, Breugelmans FAE (1998) Comparison of sweep and dihedral effects on compressor cascade performance. ASME J Turbomach 120(3):454–463
23. Kerrebrock JL,;Drela M, Ali A, Merchant AA, Schuler BJ (1998) A family of designs for aspirated compressors. In: Proceedings ASME 1998 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: turbomachinery, paper 98-GT-196, Stockholm, Sweden, 2–5 June
24. Schuler BJ, Kerrebrock JL, Merchant A (2002) Experimental investigation of an aspirated fan stage. In: ProceedingsASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30370, Amsterdam, The Netherlands, 3–6 June
25. Ali A, Merchant AA (1999) Design and analysis of axial aspirated compressor stages. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, June 1999
26. Merchant A, Kerrebrock JL, Adamcyk JJ, Braunscheidel E (2004) Experimental investigation of a high presssure ratio aspirated fan stage.ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53679, Vienna, Austria, 14–17 June
27. Wennerstrom AJ (1984) Experimental study of a high-throughflow transonic axial compressor stage. ASME J Eng Power 106:553–559
28. Wadia AR, Szucs PN, Crall DW (1998) Inner workings of aerodynamic sweep. J Turbomach 120:671–682
29. Schuler BJ, Kerrebrock JL, Merchant A (2005) Experimental investigation of an aspirated fan stage. J Turbomach 127(2):340–348
30. Merchant A, Kerrebrock JL, Adamczyk JJ, Braunscheidel E (2005) Experimental investigation of a high pressure ratio aspirated fan stage. J Turbomach 127(1):43–51
31. Kirtley KR, Graziosi P, Wood P, Beacher B, Shin H-W (2004) Design and test of an ultra-low solidity flow-controlled compressor stator. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53012, Vienna, Austria, 14–17 June

32. Gümmer V, Goller M, Swoboda M (2005) Numerical investigation of endwall boundary layer removal on highly-loaded axial compressor blade rows. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, Reno, paper GT2005-68699, Nevada, USA, 6–9 June
33. Hubrich K, Bölcs A, Ott P (2004) Boundary Layer suction via a slot in a transsonic compressor – numerical parameter study and first experiments. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53758, Vienna, Austria, 14–17 June
34. Song Y, Chen F, Yang J, Wang Z (2005) A numerical investigation of boundary layer suction in compound lean compressor cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68441, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
35. Chen F, Song Y, Chen H, Wang Z (2006) Effects of boundary layer suction on the performance of compressor cascades.In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90082, Barcelona, Spain, 8–11 May
36. Siemann J, Krenz I, Seume JR (2016) Experimental investigation of aspiration in a multi-stage high-speed axial-compressor. In: Proceedingsof ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56440, Seoul, South Korea, 13–17 June
37. Chen P-P, Qiao W-Y, Liesner K, Meyer R (2015) Effect of segment endwall boundary layer suction on compressor 3D corner separation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: Turbomachinery, Paper GT2015-42024, Montreal, Quebec, Canada, 15–19 June
38. Mao X, Liu B, Zhang G (2015) Control of separations in a highly-loaded axial compressor cascade by tailored boundary layer suctions. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: Turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-42015, Montreal, Quebec, Canada, 15–19 June
39. Jun D, Shaowen C, Xun Z, Songtao W (2017) Influence of tailored boundary layer suction on aerodynamic performance in bowed compressor cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-63217, Charlotte, North Carolina, USA, 26–30 June
40. Zhang L, Cai L, Liu B, Ding J, Wang S (2017) Effect of blade aspiration slot configuration on the aerodynamic performance of a highly loaded aspirated compressor cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: Turbomachinery, paper GT2017-63953, Charlotte, North Carolina, USA, 26–30 June
41. Carter CJ, Guillot SA, Ng WF, Copenhaver WW (2001) Aerodynamic performance of a high turning compressor stator with flow control. In: Proceedings 37th joint propulsion conference and exhibit, AIAA paper 2001-3973, Salt Lake City, USA 8–11 July
42. Bons JP, Sondergaard R, Rivir RB (2001) The fluid dynamics of LPT blade separation control using pulsed jets. In: Proceedingsof ASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 3: heat transfer; electric power; industrial and cogeneration, paper 2001-GT-0190, New Orleans, Louisiana, USA, 4–7 June
43. Culley DE, Bright MM, Prahst PS, Strazisar AJ (2003) Active flow separation control of a stator vane using surface injection in a multistage compressor experiment. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 International joint power generation conference, Bd 6: Turbo Expo 2003, parts A and B, paper GT2003-38863, Atlanta, Georgia, USA, 16–19 June
44. Song Y, Chen H, Chen F, Wang Z (2007) Effects of air injection on performance of highly–loaded compressor cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27062, Montreal, Canada, 14–17 May

45. Car D, Kuprowicz NJ, Estevadeordal J, Zha G, Copenhaver WW (2004) Stator diffusion enhancement using a re-circulating co-flowing steady jet. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53086, Vienna, Austria, 14–17 June
46. Koch CC, Smith LH (1976) Loss sources and magnitudes in axial flow compressors. ASME J Eng Power 98:411–424
47. Suder KL, Chima RV, Strazisar AJ, Roberts WB (1994) Effect of adding roughness and thickness to a transonic axial compressor rotor. In: Proceedings of ASME 1994 international gas turbine and aeroengine congress and exposition, Bd 1: Turbomachinery, paper 94-GT-339, The Hague, Netherlands, S 1–20
48. Bammert K, Woelk GU (1980) Influence of the blading surface roughness on the aerodynamic behaviour and characteristic of an axial compressor. ASME J Eng Power 102(3):579–583
49. Gbadebo SA, Hynes TP, Cumpsty NA (2004) Influence of surface roughness on three-dimensional separation in axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53619, Vienna, Austria, 14–17 June
50. White FM (1991) Viscous Fluid Flow. McGraw-Hill, New York
51. Denton JD (1999) Multistage turbomachinery flow calculation program-MULTIP. Whittle Laboratory, University of Cambridge, United Kingdom
52. Denton JD (1992) Calculation of three- dimensional viscous flows through multistage turbomachines. ASME J Turbomach 114(1):18–26
53. Roberts WB, Thorp S, Prahst PS, Strazisar AJ (2005) The effect of ultrapolish on a transonic axial rotor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-69132, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
54. Bons JP (2010) A review of surface roughness effects in gas turbines. ASME J Turbomach 132(2):021004
55. Casari N, Pinelli M, Suman A (2018) An innovative approach towards fouling modelling: microscale deposition pattern and its effect on the flow field. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: Bd 2D: turbomachinery, paper GT2018-76882, Oslo, Norway, 11–15 June
56. Goodhand MN, Walton K, Blunt L, Lung HW, Miller RJ, Marsden R (2016) The limitations of using ra to describe surface roughness. ASME J Turbomach 138(10):101003
57. Walsh MJ (1983) Riblets as a viscous drag reduction technique. AIAA Journal 21(4):485–486
58. Lietmeyer C, Oehlert K, Seume JR (2012) Optimal application of riblets on compressor blades and their contamination behavior. ASME J Turbomach 135(1):011036
59. Chen H, Rao F, Shang X, Zhang D, Hagiwara I (2014) Flow over bio-inspired 3D herringbone wall riblets. Exp Fluids 55(3):1698
60. Nugroho B, Hutchins N, Monty JP (2013) Large-scale spanwise periodicity in a turbulent boundary layer induced by highly ordered and directional surface roughness. Int J Heat Fluid Flow 41:90–102
61. Liu Q, Zhonng S, Li L (2017) Reduction of pressure losses in a linear cascade using herringbone riblets. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: Turbomachinery, paper GT2017-63960, Charlotte, USA, 26–30 June
62. Pearcey HH (1961) Shock-induced Separation and its Prevention. In: Lachmann GV (Hrsg) Boundary Layer and Flow Control, Its Principles and Application, Bd 2. Pergamon Press, Elsevier
63. Law CH, Wennerstrom AJ, Buzzell WA (1976) The use of vortex generators as inexpensive compressor casing treatment. SAE Paper 760925
64. Kuethe AM (1972) Effect of streamwise vortices on wake properties associated with sound generation. J. Aircraft 9(10):8–12

65. Chima RV (2002) Computational modeling of vortex generators for turbomachinary. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: Power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30677, Amsterdam, The Netherlands, 3–6 June
66. McCormick DC (1993) Shock/Boundary layer interaction control with vortex generators and passive control. AIAA J. 93(1):91–96
67. Gammerdinger PM (1995) The effects of low-profile vortex generators on flow in a transonic fan-blade cascade. M.S. thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, CA
68. DeCook SJ, King PI, Elrod WC (1993) Wake mixing and performance of a compressor cascade with crenulated trailing edges. J Propuls Power 9(2):293–300
69. Anderson BH, Gibb J (1998) Vortex generator installation studies on steady-state and dynamic distortion. J Aircr 35(4):513–520
70. Anderson BH, Miller DN, Truax PP, Yeagle PJ (1999) A study on MEMS flow control for the management of engine face distortion in compact inlet systems. ASME/JSME Paper ZFEDSM99-6920
71. Liou T-M, Chen C-C, Tsai T-W(1999) Heat transfer and fluid flow in a square duct with 12 different shaped vortex generators. In: Proceedings of ASME 1999 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 3: heat transfer; electric power; industrial and cogeneration, paper 99-GT-255, Indianapolis, Indiana, USA, 7–10 June
72. Roskam J, Lan C-TE (1997) Airplane Aerodynamics and Performance. DAR corporation pub, Kansas, S 117–118
73. Ma S, Zhang H, Chu W, Lang J, Kuang H (2017a) Numerical investigation on effect of compressor performance in single rotor with micro-vortex generator. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: Turbomachinery, paper GT2017-63935, Charlotte, North Carolina, USA, 26–30 June
74. Ma S, Zhang H, Chu W, Li L, Lang J (2017b) Impact of vortex produced by a novel curve-micro vortex generator on secondary flow in compressor cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: Turbomachinery, paper GT2017-63948, Charlotte, North Carolina ,USA, 26–30 June
75. Horlock J, Percival P, Louis J, Lakshminarayana B (1964) Wall stall in compressor cascades. In: ASME fluids engineering division, winter annual meeting, New York, Paper 64-WA/FE-29
76. Scheugenpflug H (1990) Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Reduzierung der Randzonenverluste hochbelasteter Axialverdichter durch Grenzschichtbeeinflussung. PhD thesis, Universität der Bundeswehr München
77. Watzlawick R (1991) Untersuchungen der wesentlichen Einflussfaktoren auf die Sekundärverluste in Verdichter- und Turbinengittern bei Variation des Schaufelseiten-Verhältnisses. PhD thesis, Universität der Bundeswehr München
78. Kang S, Hirsch C (1991) Three dimensional flow in a linear compressor cascade at design conditions. In: Proceedings ASME 1991 international gas turbine and aeroengine congress and exposition, Bd 1: Turbomachinery, paper 91-GT-114, Orlando, Florida, USA, 3–6 June
79. Hübener J (1996) Experimentelle und theoretische Untersuchung der wesentlichen Einflussfaktoren auf die Spalt- und Sekundärströmung in Verdichtergittern. PhD thesis, Universität der Bundeswehr München
80. Wegener D (1995) Analyse der Sekundärströmungswirbel in Turbinenstatoren unter besonderer Berücksichtigung der Eintrittsgrenzschichten. Deutsche Forschungsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Köln
81. Gregory-Smith DG, Graves CP, Walsh JA (1987) Growth of secondary losses and vorticity in an axial turbine cascade. ASME Paper 87-GT-114, Anaheim
82. Weidenfeller J, Lawerenz M (2004) Studies on endwall treatment for the generation of high incidence flow and its influence on flow structures in an annular compressor cascade. In: Pro-

ceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53413, Vienna, Austria, 14–17 June
83. Ji L, Shao W, Yi W, Chen J (2007) A model for describing the influence of SUC-EW Dihedral Angle on corner separation. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27618, Montreal, Canada, 14–17 May
84. Geist S, Harbeck J, Joos F (2019) Secondary flow measurements in a compressor cascade using 3D LDA/PDA Part A: flow topology and its numerical Representation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2019, paper GT2019-90123, Phoenix, AZ, USA, 17–21 June
85. Harbeck J, Geist S, Joos F (2019) Secondary flow measurements in a compressor cascade using 3D LDA/PDA part B: dispersed phase effects on flow topology. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2019, paper GT2019-91024, Phoenix, AZ, USA, 17–21 June
86. Dong Y, Gallimore SJ, Hodson HP (1987) Three-dimensional flows and loss reduction in axial compressors. ASME J Turbomach 109(3):354–361
87. McDougall NM (1988) Stall inception in axial compressors. PhD thesis, University of Cambridge, United Kingdom
88. Gbadebo SA, Cumpsty NA, Hynes TP (2006) Interaction of tip clearance flow and three-dimensional Separations in axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90071, Barcelona, Spain, 8–11 May
89. Lakshminarayana B, Pougare M et al (1982) Three-dimensional flow field in the tip region of a compressor rotor passage – part I: mean velocity profiles and annulus wall boundary layer. ASME J Eng Gas Turbines Power 104(4):760–771
90. Suder KL (1998) Blockage development in a transonic, axial compressor rotor. ASME J Turbomach 120(3):465–476
91. Glanville JP (2001) Investigation into core compressor tip leakage modelling techniques using a 3D viscous solver. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 1: Aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2001-GT-0336, New Orleans, USA, 4–7 June
92. Layachi MY, Bölcs A (2002) Effect of tip clearance on the characteristics of a 1.5 compressor stage with regard to the indexation. In: Proceedings 9th. Symposium on transport phenomena and dynamics of rotating machinery, Hawaii, February
93. Storer JA, Cumpsty NA (1991) Tip leakage flow in axial compressors. ASME J Turbomach 113(2):252–259
94. Hunter IH, Cumpsty NA (1982) Casing wall boundary-layer development through an isolated compressor rotor. ASME J Eng Gas Turbines Power 104(4):805–818
95. Hall MG (1966) The structure of concentrated vortex cores. Prog Aerosp Sci 7:53–110
96. Leibovich S (1984) Vortex stability and breakdown: survey and extension. AIAA J 22(9):1192–1206
97. Vo HD, Tan CS, Greitzer EM (2005) Criteria for spike initiated rotating stall. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68374, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
98. Liu B, Yu X, Wang H, Liu H, Jiang H, Chen M (2004) Evolution of the tip leakage vortex in an axial compressor rotor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53703, Vienna, Austria, 14–17 June
99. Wu Y, Chu W, Ku X, Zhu J (2006) Behaviour of tip leakage flow in an axial flow compressor rotor. IGTI/ASME-2006/90399
100. Yamada K, Furukawa M, Nakano T (2004) Unsteady three-dimensional flow phenomena due to breakdown of tip leakage vortex in a transsonic axial compressor rotor. In: Proceedings of

ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53745, Vienna, Austria, 14–17 June
101. Denton JD (1993) Loss mechanisms in turbomachinery. The 1993 IGTI scholar lecture. ASME J Turbomach 115(4):621–656
102. Borello D, Corsini A, Rispoli F (2003) A finite element overlapping scheme for flows on parallel platform. Comput Fluids 32(7):1017–1047
103. Kang S, Hirsch C (1993) Experimental study on three dimensional flow within a compressor cascade with tip clearance: Part I: velocity and pressure fields. ASME J Turbomach 115(3):435–443
104. Chen WL, Lien FS, Leschziner MA (1998) Computational prediction of flow around highly loaded compressor – cascade blades with non-linear eddy-viscosity modes. Int J Heat Fluid Flow 19(4):307–319
105. Borello D, Rispoli F (2003) Improved nonequilibrium turbulence closure modeling for axial flow compressors simulation. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 6: Turbo Expo 2003, parts A and B, paper GT2003-38672, Atlanta, Georgia, USA, 16–19 June 2003
106. Corsini A, Rispoli F (2004) Using sweep to extend stallfree operational range in sub-sonic axial fan rotors. In: Proc. Instn Mech. Engrs, Vol. 218 Part A: J. of Power and Energy, S 129–139
107. Chen WL, Leschziner MA (1999) Modelling turbomachine-blade flows with non-linear eddy-viscosity models and second moment closure. IMechE Paper C557/131/99, A, S 189–199
108. Gerolymos GA, Neubauer J, Sharma VC, Vallet I (2002) Improved prediction of turbomachinery flows using near-wall Reynolds – stress model. ASME J Turbomach 124(1):86–99
109. Borello D, Rispoli F, Hanjalic K (2006) Prediction of tip-leakage flow in axial flow compressor with second moment closure. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90535, Barcelona, Spain, 8–11 May
110. Hanjalic K, Jakirlic S (1998) Contribution towards the second moment closure modelling of separating turbulent flows. Comput Fluids 27(2):137–156
111. Hah C (2016) Effects of double-leakage tip clearance flow on the performance of a compressor stage with a large rototr tip gap. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: Turbomachinery, paper GT2016-56050, Seoul, South Korea, 13–17 June
112. Germano M, Piomelli U, Moin P, Cabot WH (1991) A dynamic subgrid-scale eddy-viscosity model. J Fluid Mech A3:170–176
113. Walker M, Gregory-Smith DG, He L (2005) A study of large tip clearance in a row of low speed compressor blades. In: Proceedings 6th. European conference on turbomachinery, Lille, 1, S 122–134
114. Williams R, Gregory-Smith D, He L (2006) A study of large tip clearance flows in an axial compressor blade row. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90463, Barcelona, Spain, 8–11 May
115. Bohl W (1998) Strömungsmaschinen 1. Vogel Fachbuch Würzburg
116. Horlock HH (1958) Axialkompressoren. Braun, Karlsruhe
117. Lieblein S (1960) Incidence and deviation-angle correlations for compressor cascades. Trans ASME J Basic Eng 82(3):575–587
118. Lieblein S, Johnsen IA (1961) Resumé of transonic compressor research at NACA Lewis Laboratory. Trans ASME J Eng Power 83(3):219–234
119. Scholz N (1965) Aerodynamik der Schaufelgitter, Bd 1. Braun, Karlsruhe
120. Cumpsty N (2004) Compressor aerodynamics. Reprint Edition, Krieger Publishing Company, Malabar

121. Hergt A, Meyer R, Engel K (2006) Experimental investigation of flow control in compressor cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT200-90415, Barcelona, Spain, 8–11 May
122. Dunker R, Recther H, Starken H, Weyer H (1984) Redesign and performance of a transonic axial compressor stator and equivalent plane cascades with subsonic controlled diffusion blades. ASME J Eng Gas Turbines Power 106(2):279–287
123. Bruna D, Cravero C, Turner MG (2006) The development of an aerodynamik performance prediction tool for modern axial flow compressor profiles. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90187, Barcelona, Spain, 8–11 May
124. Köller U, Mönig R, Küsters B, Schreiber H-A (2000a) Development of advanced compressor airfoils for heavy-duty gas turbines – part I: design and optimization. ASME J Turbomach 122:397–405
125. Köller U, Mönig R, Küsters B, Schreiber H-A (2000b) Development of advanced compressor airfoils for heavy-duty gas turbines –` part I: experimental and theoretical analysis. ASME J Turbomach 122:406–415
126. Sieverding F, Ribi B, Casey M, Meyer M (2004) Design of industrial axial compressor blade sections for optimal range and performance. ASME J Turbomach 126(2):323–331
127. Sonoda T, Yamaguchi Y, Arima T, Olhofer M, Sendhoff B, Schreiber H-A (2004) Advanced high turning compressor airfoils for low reynolds number condition – part i: design and optimization. ASME J Turbomach 126(3):350–359
128. Schreiber H-A, Steinert W, Sonoda T, Arima T (2004) Advanced high turning compressor airfoils for Low Reynolds number condition – part II: experimental and numerical analysis. ASME J Turbomach 126(4):482–492
129. Hobbs DE, Weingold HD (1984) Development of controlled diffusion airfoils for multistage compressor application. ASME J Eng Gas Turbines Power 106(2):271–278
130. Steinert W, Eisenberg B, Starken H (1991) Design and testing of a controlled diffusion airfoil cascade for industrial compressor axial flow compressor application. ASME J Turbomach 113(4):583–590
131. Drela M (1985) Two-dimensional transonic aerodynamic design and analysis using the euler equations. MIT Aero-Astro, Massachusetts
132. Giles MB (1985) Newton solution of steady two-dimensional transonic flow. MIT Aero-Astro, Massachusetts
133. Leggett J, Priebe S, Sandberg R, Michelasi V, Shabbir A (2016) Detailed investigation of rans and les predictions of loss generation in an axial compressor cascade at off design incidences. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57972, Seoul, South Korea, 13–17 June
134. Leipold R, Boese M, Fottner L (2000) The Influence of technical surface roughness caused by precision forging on the flow around a highly loaded compressor cascade. ASME J Turbomach 122(3):416–425
135. Prasad A (2005) Calculation of the mixed-out state in turbomachine flows. ASME J Turbomach 127(3):564–564
136. Idelchik LE (2005) Handbook of Hydraulic Resistance. Jaico Publishing House, New Delhi
137. Wisler DC (1985) Loss reduction in axial-flow compressors through low-speed model testing. ASME J Eng Gas Turbines Power 107(2):354–363
138. Wisler DC, Bauer RC, Okiishi TH (1987) Secondary flow, turbulent diffusion, and mixing in axial-flow compressor. ASME J Turbomach 109(4):455–448
139. Inoue M, Kuroumaru M (1989) Structure of tip clearance flow in an isolated axial compressor rotor. ASME J Turbomach 111(3):250–256

140. Berdanier RA, Key NL (2016) The effects of tip leakage flow on the performance of multistage compressors used in small core engine applications. ASME J Eng Gas Turbines Power 138(5):052605
141. Wellborn SR, Okiishi TH (1996) Effects of shrouded stator cavity flows on multistage compressor aerodynamic performance. NASA Contract Report 198536
142. Wellborn SR, Okiishi TH (1999) The influence of shrouded stator cavity flows on multistage compressor performance. ASME J Turbomach 121(3):486–498
143. Heidegger NJ, Hall EJ, Delaney RA (1996) Parameterized study of high-speed compressor seal cavity flow. AIAA paper 96-2807
144. Suder KL, Celestina ML (1996) Experimental and computational investigation of the tip clearance flow in a transonic axial compressor rotor. ASME J Turbomach 118(2):218–229
145. Yamada K, Kikuta H, Furukawa M, Gunjishima S, Hara Y (2013) Effects of tip clearance on the stall inception process in an axial compressor rotor. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 6C: turbomachinery, paper GT2013-95479, San Antonio, Texas, USA, 3–7 June
146. Krug A, Busse P, Vogeler K (2014a) Effects of the steady wake-tip clearance vortex interaction in a compressor cascade: part I-experimentali investigations. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-26120, Düsseldorf, Germany, 16–20 June
147. Krug A, Busse P, Vogeler K (2014b) Effects of the steady wake-tip clearance vortex interaction in a compressor cascade: part II-numerical investigations. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-26121 Düsseldorf, Germany, 16–20 June
148. Ciorciari R, Lesser A, Blaim F, Niehuis R (2012) Numerical investigation of tip clearance effects in an axial transonic compressor. J Therm Sci 21(2):109–119
149. Domercq O, Escuret JF (2007) Tip clearance effect on high-pressure compressor stage matching. Proc Inst Mech Eng A J Power Energy 221(6):759–767
150. Wellborn SR (2001) Details of axial-compressor shrouded stator cavity flows. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2001-GT-0495, New Orleans, Louisiana, USA
151. Demargne AAJ, Longley JP (2000) The aerodynamics interaction of stator shroud leakage and mainstream flows in compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2000: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2000-GT-570, Munich, Germany, 8–11 May
152. Damargne AAJ, Longley JP (2001) Cavity and protrusion effects in a single-stage compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2001-GT-433, New Orleans, Louisiana, USA, 4–7 June
153. Sohn DW, Kim T, Song SJ (2006) Influence of the leakage flow tangential velocity on the loss generation and leakage flow kinematics in shrouded axial compressor cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-979, Barcelona, Spain, 8–11 May
154. Betz A (1926) Hydraulische Probleme. VDI, Berlin
155. Shao W, Ji L, Cheng R (2007) Basic analysis of tip leakage mixing loss. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27616, Montreal, Canada, 14–17 May
156. Sakuma Y, Watanabe T, Himeno T (2016) Numerical analysis of transonic compressor with various tip clearance gap. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery techni-

cal conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-58117, Seoul, South Korea, 13–17 June
157. Tan CS (2006) Three-dimensional and tip clearance flows in compressor. VKI Lecture Series 2006-06 on advances in axial compressor aerodynamics
158. Zheng X, Yang H (2016) Influence of tip clearance on the performance and matching of multistage axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56232, Seoul, South Korea, 13–17 June
159. Nan X, Liu L, Ma N, Lu Q, Lin F (2016) Numerical investigation of entropy generation distributions in a transonic compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56519, Seoul, South Korea, 13–17 June
160. Teng X, Chu W, Zhang HG, Liu K, Li JG (2018) The influence of geometry deformation on a multistage compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-75935, Oslo, Norway, 11–15 June
161. Zheng S, Teng J, Wu Y, Guo F, Lu S, Qiang X (2018) Impact of non-uniform stagger angle distribution on high-pressure compressor rotor performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-76067, Oslo, Norway, 11–15 June
162. Yoon S, Selmeier R, Cargill P (2014) Effect of the stator hub configuration and stage design parameters onaerodynamic loss in axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-26095, Düsseldorf, Germany, 16–20 June
163. Freeman C (1985) Effect of tip clearance flow on compressor stability and performance [R]. VKI Lecture Series 1985-05
164. Lange M, Mailach R, Vogeler K (2010) An experimental investigation of shrouded and cantilevered compressorstators at varying clearance sizes. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2010-22106, Glasgow, UK, 14–18 June
165. Swoboda M, Ivey PC, Wenger U (1998) An experimental examination of cantilevered and shrouded stators in a multistage axial compressor. ASME Paper No. GT-1998-282
166. Jia X, Wang Z, Cai R (2001) Numerical investigation of different tip gap shape effects on aerodynamic performance of an axial-flow compressor stator. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper GT2001-0337, New Orleans, Louisiana, USA, 4–7 June
167. Lee C, Song J, Lee S et al (2010) Effect of a gap between inner casing and stator blade on axial compressor performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper GT2010-22439, New Orleans, Louisiana, USA, 4–7 June
168. Lange M, Vogeler K, Mailach R (2013) An experimental verification of a new design for cantilevered stators with large hub clearances. ASME J Turbomach 135(4):041022
169. Sakulkaew S, Tan CS, Donahoo E (2013) Compressor efficiency variation with rotor tip gap from vanishing to large clearance. ASME J Turbomach 135(3):031030
170. Beselt C, Peitsch D, van Rennings R (2013) Impact of hub clearance on Endwall flow in a highly loaded axial compressor stator. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 6C: turbomachinery, paper GT2013-95463, San Antonio, USA, 3–7 June

171. Auchoybur K, Robert J, Miller RJ (2016) Design of compressor Endwall velocity triangles. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57396, Seoul, South Korea, 13–17 June
172. Prandtl L (1924) The mechanics of viscous fluids, aerodynamic theory, Bd 3. Springer, Berlin
173. Lederer A (1992) Abgelöste Strömungen. Vieweg, Wiesbaden
174. Dean RC Jr (1961) Separation and stall. In: Streeter VL (Hrsg) Handbook of fluid dynamics. Mc Graw Hill Book Company, New York
175. Chang PK (1970) Separation of flow. Interdisciplinary and advanced topics in science and engineering, Bd 3. Pergamon Press, Oxford/New York
176. Délery JM (2001) Robert Legendre and Henry Werle: toward the elucidation of three-dimensional separation. Annu Rev Fluid Mech 33:129–154
177. Dring RP, Joslyn HD, Hardin LW (1982) An investigation of compressor rotor aerodynamics. ASME J Turbomach 104(1):84–96
178. Joslyn DH, Dring RP (1985) Axial compressor stator aerodynamics. ASME J Eng Gas Turbines Power 107(2):485–493
179. Schultz HD, Gallus HE, Lakshminarayana B (1990) Three-dimensional separated flow field in the endwall region of an annular compressor cascade in the presence of rotor-stator interaction: part 1- quasi-steady flow field and comparison with steady state data. ASME J Turbomach 112(4):669–678
180. Zierke WC, Straka WA (1996) Flow visualization and the three-dimensional flow in an axial flow pump. J Propuls Power 12(2):250–255
181. Place JMM (1997) Three-dimensional flow in axial compressors. PhD thesis, University of Cambridge, United Kingdom
182. Bolger JJ (1999) Three-dimensional design of compressor blading. PhD thesis, University of Cambridge, United Kingdom
183. Friedrichs J, Baumgarten S, Kosyna G, Stark U (2000) Effect of stator design on stator boundary layer flow in a highly loaded single-stage axial flow low-speed compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2000: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2000-GT-616, Munich, Germany, 8–11 May
184. Gbadebo SA, Cumpsty N, Hynes TP (2004a) Three dimensional separations in axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: Power for land, sea, and air, Bd 5: turbo expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53617, Vienna, Austria, 14–17 June
185. Poincaré H (1928) Oeuvres de Henri Poincaré. Tome I. Gauthier-Villars, Paris
186. Legendre R (1956) Separation de l'ecoulement laminaire tridimensionnel. Recherche Aeronautique 54:3–9
187. Legendre R (1965) Lignes de courant d'un écoulement continu. La Rech Aerosp 105:3–9
188. Legendre R (1966) Vortex sheet rolling up along leading edges of Delta Wings. Prog Aerosp Sci 7:7–33
189. Lighthill MJ (1963) Attachment and separation in three-dimensional flows, Laminar Boundary Layers. Ed. L. Rosenhead. Oxford University Press, S. 72–82
190. Perry AE, Fairlie BD (1974) Critical points in flow patterns. Adv Geophys 18B:299–231
191. Tobak M, Peake DJ (1982) Topology of three-dimensional separated flows. Annu Rev Fluid Mech 14:61–85
192. Perry AE, Chong MS (1987) A description of eddying motions and flow patterns using critical point concepts. Annu Rev Fluid Mech 19:125–155
193. Dallmann U (1983) Topological structures of three-dimensional flow separation. DFVLR, IB 221-82- A07, Göttingen, Germany

194. Hunt JCR, Abell CJ, Peterka JA, Woo H (1978) Kinematical studies of flow around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization. J Fluid Mech 86(Part 1):179–200
195. Flegg GC (1974) From geometry to topology. English Universities Press, London
196. Gbadebo SA (2003) Three-dimensional Separations in Compressors. PhD thesis, University of Cambridge, United Kingdom
197. Eichelbrenner EA, Oudart A (1955) Methode de Calcul de la Couche Limite Tridimensionelle. Application a un Corps Fusele Incline sur le Vent, ONERA Publication 76, Chatillon
198. Maskell EC (1955) Flow separation in three dimensions. RAE Farnborough Report No. Aero. 2565, Nov
199. Lieblein S (1959) Loss and stall analysis of compressor cascades. J Basic Eng 81:387–400
200. Kerrebrock J (1992) Aircraft engines and gas turbines. The MIT Press, Cambridge, MA
201. Lei V-M, Spakovszky ZS, Greitzer EM (2006) A criterion for axial compressor hub-corner stall. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-91332, Barcelona, Spain, 8–11 May
202. Ma S, Chu W, Zhang H, Liu C (2018) Impact of a combination of micro-vortex generator an boundary layer suction on performance in a high load compressor cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018, turbomachinery technical conference and exposition, paper GT2018-75520, Oslo, Norway, 11–15 June

Verdichterinstabilitäten

5

5.1 Einleitung

Das Erscheinungsbild der Verdichterinstabilitäten ist von einer großen Anzahl von Parametern abhängig, die während des Betriebs einer Turbomaschine variieren und sich nicht immer ausreichend kontrollieren lassen. Um gezielt Gegenmaßnahmen zu entwickeln, ist die detaillierte Kenntnis der Instabilitätsursachen notwendig, wie sie in den letzten Jahren anhand aufwendiger Messverfahren und gut aufgelöster numerischer Untersuchungen gewonnen wurde. Im Folgenden werden das Phänomen des Pumpens und Abreißens sowie Maßnahmen zur Erweiterung der Pumpgrenze bis zur aktiven Überwachung beschrieben.

Die Forderung nach höheren Wirkungsgraden und höheren Leistungsverhältnissen der Verdichter hat sowohl bei Fluggasturbinen als auch bei stationären Gasturbinen dazu geführt, dass die Verdichter immer näher an ihrer Leistungs- und Pumpgrenze betrieben werden. Deshalb wird vermehrt versucht, die Aerodynamik des Verdichters durch Vermeidung von Ablösungen, durch Minimieren der Verluste und durch Hinausschieben der Pumpgrenze im gesamten Betriebsbereich zu verbessern. Der Betrieb des Verdichters nahe der Pumpgrenze erzeugt ein komplexes Strömungsfeld aufgrund des engen Stufenabstandes, durch dickere Grenzschichten, durch Störungen im Einlauf, durch Spaltströmungen an der Blattspitze und durch Sekundärströmungen. Das Pumpen des Verdichters betrifft zwar lediglich eine lokale Stelle, in der Regel ein einzelnes Gitter, so dass der Einfluss auf den Wirkungsgrad, der sich als Mittelwert aus den Verlusten aller Stufen ergibt, an sich beschränkt wäre, aufgrund der Interaktion mit den restlichen Stufen ist jedoch die Stabilität des gesamten Verdichters betroffen. Bei hochbelasteten Profilen können durchaus auch mehrere Stufen gefährdet sein, da durch die Änderung der Belastung gleichzeitig mehrere Gitter in den Pumpbereich geraten können. Am effektivsten lassen sich die Verluste und die Pumpgrenze durch Maßnahmen verbessern, die die Umströmung der Blattspitzen beeinflussen, da insbesondere die Schaufelspitzen aufgrund des

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_5

Spaltwirbels von Ablösungen betroffen sind. Sind die vorderen Stufen vorwiegend bei niedrigen Drehzahlen gefährdet, da die hinteren Stufen den Durchsatz beschränken, so treten bei hohen Drehzahlen bevorzugt an Nabe oder Gehäuse der hinteren Stufen Ablösungen auf. Die in der Literatur untersuchten Maßnahmen gehen weit über die einfache Verringerung des Spaltes hinaus.

Wird das Gleichgewicht des Druckaufbaus entlang des Verdichters, das sich mit dem Axialimpuls einstellt, gestört, bricht die Strömung zusammen, so dass keine Arbeit mehr an das Fluid übertragen werden kann. Es kommt zu Rückströmungen und Instabilitäten. Beispielsweise ändert sich im transienten Betrieb einer Turbomaschine durch Fliehkräfte an den Schaufeln und durch thermische Ausdehnung der Gehäuseteile die Naben- oder Gehäusespaltweite. Die Größe des Spalts und damit der Massenstrom im Spalt ist aber für das Stabilitätsverhalten einer Maschine von ausschlaggebender Bedeutung. Die Physik der einzelnen aerodynamischen und aeroakustischen Phänomene ist noch nicht vollständig erforscht, auch wenn schon seit geraumer Zeit Regelungssysteme – zumeist in Grundlagenstudien oder Vorentwicklungen – eingesetzt werden, die das Stabilitätsverhalten eines bekannten Verdichters überwachen und den Strömungsabriss verhindern können.

Die Strömungsphänomene, die den Betrieb des Verdichters in der Nähe der Pumpgrenze einschränken, lassen sich in zwei Klassen einteilen, die als Pumpen bzw. Abreißen (Surge) sowie als rotierendes Ablösen (Rotating Stall) bezeichnet werden. Im Allgemeinen wird unter Pumpen ein Abreißen der Strömung über dem gesamten Umfang verstanden. Rotierendes Ablösen hingegen erfolgt lediglich in lokalen Zellen am Umfang verteilt, die sich mit einem Bruchteil der Rotorgeschwindigkeit entgegen der Drehrichtung fortpflanzen. Um den Verdichter nahe diesen Instabilitäten betreiben zu können, wird der Betrieb mit Drucksensoren überwacht.

Die Stabilität des Verdichters hängt noch mehr als der Wirkungsgrad von der spezifischen, lokalen Güte des Verdichtungssystems ab. Deshalb scheint eine genaue Beschreibung anhand einer Korrelation unmöglich. Da zwischen dem Wirkungsgrad und dem Pumpgrenzenabstand ein proportionaler Zusammenhang besteht, ist eine Erhöhung des Wirkungsgrades ohne entsprechende Einhaltung des Pumpgrenzenabstandes wertlos.

Der Pumpgrenzenabstand kann sich stark unter transienten Betriebsbedingungen verringern. Die Pumpgrenze selbst hängt von vielen Unwägbarkeiten ab, wie von den Fertigungstoleranzen, dem Sicherheitszuschlag bei der Auslegung, aber auch von eventuell auftretenden Einlaufstörungen, von Verschmutzungen oder von Alterungserscheinungen.

Erschwerend bei der Deutung und Behebung dieser Phänomene kommt jedoch hinzu, dass Verdichterbeschaufelungen teilweise subsonisch, teilweise auch transsonisch betrieben werden, so dass nicht nur der Einfluss des Spaltwirbels auf die Ablösung berücksichtigt werden muss, sondern in transsonischen Strömungen zusätzlich die Wechselwirkung des Verdichtungsstoßes mit dem Spaltwirbel und den Grenzschichten.

Die Untersuchungen erfolgen einerseits an ebenen Kaskaden, an einstufigen, teilweise an langsam laufenden Niederdruckverdichtern, an mehrstufigen, in der Regel vier- bis fünfstufigen Hochdruckversuchsverdichtern mit und ohne nachgeschaltetem Speichervolumen sowie andererseits an kompletten Verdichtern, die oft in Gasturbinen integriert sind,

so dass die Wechselwirkungen der Teilverdichter, wie der Nieder-, Mittel- und Hochdruckverdichter zusätzlich mit erfasst werden. Bei der Interpretation der Ergebnisse ist daher kritisch zu hinterfragen, inwieweit diese für den beabsichtigten Anwendungsfall relevant sind, bzw. welche Phänomene spezifisch für den vorliegenden Versuchsaufbau sind und welche nicht erfasst werden können. Beim Vergleich der publizierten Ergebnisse kommt es durchaus zu erheblichen Widersprüchen, die oft durch den spezifischen Versuchsaufbau erklärbar sind.

Die aerodynamische Stabilität kann sowohl durch passive Maßnahmen, wie beispielsweise durch die Gestaltung der Schaufeln an der Spitze, durch Wandkonturierung, sowie durch aktive Maßnahmen wie geregelte, verstellbare Leitreihen oder Abblasen verbessert werden. Die Wirksamkeit des immer wieder propagierten Einblasens wurde an Versuchsaufbauten nachgewiesen. Diese Maßnahme wird jedoch aufgrund ihres erheblichen Aufwandes noch nicht realisiert. In letzter Zeit finden sich vermehrt Untersuchungen, die auf eine Modifikation des Gehäuses im Bereich der ersten Laufschaufelreihe hinauslaufen. Diese als „casing treatment“ bezeichnete Maßnahme wird neben anderen Maßnahmen zur Erweiterung des Betriebsbereiches in Kap. 8 behandelt.

Höchste Stabilitätsanforderungen haben Verdichter von großen Kraftwerksgasturbinen, die meist einwellig ausgeführt werden, aufgrund ihrer Drehzahlbindung. Bei dreiwelligen Fluggasturbinen stellt die Stabilität des Mitteldruckverdichters die größte Herausforderung dar.

Im Folgenden wird zuerst das Phänomen des Pumpens und Abreißens vereinfacht dargestellt. Um gezielt Gegenmaßnahmen zu entwickeln, ist die detaillierte Kenntnis der Instabilitätsursachen notwendig, wie sie in den letzten Jahren anhand aufwendiger Messverfahren und gut aufgelöster numerischer Untersuchungen gewonnen wurden.

5.2 Das Phänomen des Strömungsabrisses und Pumpens

Wie bereits anhand des Verdichterkennfeldes dargestellt, wird die Kennlinie bei starker Androsselung durch eine Instabilität beschränkt, die aufgrund von Strömungsablösungen auftritt. Löst die Strömung am gesamten Umfang ab, spricht man von Pumpen (Surge), sind hingegen nur lokale Bereiche betroffen, von rotierendem Ablösen („rotating stall“).

5.2.1 Übersicht

Das Phänomen der Verdichterinstabilität stellt ein komplexes, mehrdimensionales instationäres Strömungsphänomen dar, das sowohl von der Geometrie im speziellen Einzelfall als auch von den lokalen Betriebsbedingungen maßgeblich beeinflusst wird. Deswegen ist die Übertragbarkeit von Erkenntnissen lediglich prinzipiell möglich. In jedem Einzelfall muss das vorliegende Problem analysiert und mit den vorliegenden Erfahrungen verglichen werden, um die Ursachen zu erkennen und zu beheben.

Da Ablösungen der Gehäusegrenzschicht nicht nur Strömungsverluste erzeugen, sondern auch zum rotierenden Ablösen beitragen, setzen sie effektiv eine Grenze der erzielbaren Druckerhöhung eines Verdichters. Die Ausbildung der Grenzschicht und der Wechselwirkung mit dem Spitzenwirbel ist demnach durchaus mitbestimmend für die Pumpgrenze.

Das Verständnis der Ursachen des Verdichterpumpens nahm mit der Einführung der numerischen Strömungsmechanik sowie der berührungslosen Messtechnik stark zu. In den 1950er-Jahren ging man ursprünglich davon aus, dass analog zu Tragflächen eine Ablösung auf der Saugseite des Verdichterblattes für das Pumpen verantwortlich ist. Zur Beschreibung der Ablösungsgefahr wurde der dimensionslose Diffusionsfaktor (D-factor) eingeführt, der letztendlich auf der zweidimensionalen Grenzschichttheorie von Lieblein [1] basierte. Der Diffusionsfaktor wird nach wie vor bei der ersten Auslegung zur Abschätzung des Pumpgrenzenabstandes eingesetzt. Er ist für Rotoren folgendermaßen definiert

$$D = \left(1 - \frac{w_2}{w_1}\right) + \frac{\Delta w_u}{2 \cdot \sigma \cdot w_1} \tag{5.1}$$

mit dem Teilungsverhältnis σ. Während sich der Diffusionsfaktor D für Rotoren aus den Geschwindigkeiten des Relativsystems w_1, w_2 ergibt, werden für Statoren die Absolutgeschwindigkeiten c verwendet. Dabei stellt das Verhältnis w_2/w_1 die DeHaller-Zahl dar

$$DH = \frac{w_2}{w_1}, \tag{5.2}$$

die größer als 0,7–0,75 gewählt werden sollte, um Ablösung zu vermeiden. Der zweite Term bezieht sich auf die Belastung der Schaufeln aufgrund der Strömungsumlenkung. Um sicherzustellen, dass im Verdichter keine Ablösevorgänge oder gar Pumpvorgänge auftreten, sollte der Diffusionsfaktor D kleiner als 0,55–0,6 gewählt werden, wobei der kritische Wert $D = 0{,}55$ die sicherere Variante darstellt.

Hingegen fand Koch [2], dass bei Zuständen, an denen die Druckerhöhung des gesamten Verdichters hoch genug war, um die Belastung in Wandnähe an die Grenze zu bringen, ohne dass der Diffusionsfaktor oder die Fehlanströmung zu hoch waren, dennoch ein Pumpen auftrat. So formulierte er ein Kriterium zur Begrenzung des möglichen Druckverhältnisses, das auf dem Modell des zweidimensionalen Diffusors basierte. Er nahm an, dass das Pumpen durch Ablösungen in der Wandgrenzschicht vom Gehäuse bzw. der Nabe ausgelöst werde. Um eine Aussage über den maximal möglichen statischen Druckanstieg innerhalb einer Verdichterstufe treffen zu können, nutzte Koch [2] den Druckanstiegskoeffizienten $C_{P,0}$ und für dessen Beschreibung die Diffusorkorrelation eines zwei-dimensionalen Diffusors nach Sovran und Klomp [3].

Der Druckanstiegskoeffizient des Verdichters ergibt sich dabei in Abhängigkeit des Verhältnisses von Diffusionslänge zum Austrittsquerschnitt. Der lokale statische Druckanstiegskoeffizient C_P ergibt sich aus dem Zusammenhang

$$C_P = \frac{c_p \cdot T_{stat,1} \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2}}{\frac{w_2^2 - w_1^2}{2}}. \tag{5.3}$$

In dieser Gleichung beschreibt κ den Isentropenexponenten und das im Zähler aufgeführte c_p die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck. Das Kriterium wird über eine empirische Korrelation gefasst, die vor allem den Einfluss des Spaltes, der Umfangsgeschwindigkeit sowie der Reynolds-Zahl berücksichtigt.

Zusätzlich zur Annahme, dass die Ablösung der Gehäusewandgrenzschicht für das Pumpen verantwortlich sei, basierte ein weiteres Stabilitätskriterium von Emmons et al. [4] auf der Beobachtung, dass das Pumpen durch die Blockage der Ablösung im Strömungskanal bestimmt wird. Die ursprüngliche Bedeutung der Blockierung durch die Saugseitenablösung wurde inzwischen auf Behinderungen durch unterschiedliche Strukturen wie Stoßwellen, Wirbelaufplatzen und Turbulenz erweitert.

Insbesondere die Rolle des Spaltwirbels wurde in letzter Zeit als Auslöser des Pumpens intensiver untersucht. So nahmen Vo et al. [5] an, dass das Überströmen der Spaltströmung zu einem kurzwelligen Ablösen führen könnte, was neben dem langwelligen Ablösen als Indikator zum Pumpen angesehen wird. Die Ablöselinie entlang der Gehäusewand, die durch ein Verschwinden der Schubspannung gekennzeichnet ist, wurden von Cameron et al. [6] experimentell beobachtet. Sie wurde als Interface der Hauptströmung zur Spaltströmung angesehen und wanderte in den Versuchen mit zunehmender Androsselung zur Schaufelvorderkante. Numerisch beschrieben Lin et al. [7] das stromauf Wandern des Spaltwirbels zur Vorderkante. Auch unter der Annahme, dass die Ablöselinie aus einem lokalen Impulsgleichgewicht zwischen Hauptströmung und Spaltwirbel entsteht, ist es nicht einfach, die Position aufgrund ihrer komplexen dreidimensionalen Struktur zu erfassen, da die Linie vor dem Pumpen periodisch oszilliert. So definierten Nan et al. [8] eine integrierte Lösung durch eine zeitliche und umfangsmäßig gemittelte Linie, die einen glockenförmigen Verlauf aufweist. Dieser glockenförmige Verlauf konnte auch experimentell bestätigt werden, u. a. [9].

Die Untersuchungen zum Pumpen ergaben einen weiten Bereich an unterschiedlichen Strömungszuständen u. a. in Abhängigkeit von der Spaltweite, der Umfangsgeschwindigkeit und Blattgeometrie u. v. m. Die meisten Strukturen treten in der Nähe der Blattspitze auf, wobei sie stark unterschiedlich zur Destabilisierung beitragen, so dass das Verdichterpumpen per se ein sehr komplexes Phänomen darstellt. Die Blatt- und Gehäusegrenzschicht mit ihren unterschiedlichen Geschwindigkeiten treffen sich und interagieren mit

der Spaltströmung. Sie ergeben zusammen die Instabilität, wie sie bereits von Koch [2] angenommen und von Nan et al. [10] experimentell und numerisch untersucht wurde.

Die Auswirkung der Gehäusegrenzschicht ist insbesondere für die Funktionsweise einer Wandgestaltung (End Wall Treatments), wie sie in Kap. 8 dargestellt wird, von ausschlaggebender Bedeutung. Durch Einbringen von axialen oder umfangsmäßigen Nuten, bzw. durch Einblasen von Luft vor dem Gitter, kann das rotierende Ablösen wirkungsvoll unterdrückt werden [11]. Hierzu liegen unterschiedlichste Erklärungen vor, beispielsweise dass die Blockage reduziert wird [12], dass das Wirbelaufplatzen des Spaltwirbels verzögert wird [13], dass die „double-leakage“ unterdrückt wird [14] oder dass das Überströmen der Spaltleckage verzögert wird [15].

Nan et al. [10] gehen davon aus, dass die Eckenströmung zwischen der feststehenden Wand und der sich bewegenden Schaufel maßgebend für das Pumpen ist. Sie weisen darauf hin, dass das Phänomen des Eckenwirbels des Rotors aufgrund der feststehenden Gehäusewand im stationären Koordinatensystem und nicht im Relativsystem betrachtet werden sollte und interpretieren die als Schnappschuss beobachteten Strukturen anhand der Theorie der dreidimensionalen Ablösungen, siehe Abschn. 4.6. Sie beobachten innerhalb des Strömungskanals einen Sattelpunkt und einen Knoten, sowie einige Ablöselinien, die den Strömungskanal in vier Zonen einteilen. Hierbei befindet sich der Spaltwirbel eingegrenzt durch die abgelöste Wandgrenzschicht innerhalb einer Zone.

Das Verhalten von Verdichterströmungen kann eindimensional mittels äquivalenten Diffusormodellen, wie sie beispielsweise bei Koch [2] zu finden sind, abgeschätzt werden. Die eintretende Instabilität kann mit einfachen Pitot-Sonden oder Wanddruckbohrungen erfasst und erkannt werden. Eine detaillierte Analyse erfolgt über zweidimensionale bzw. dreidimensionale Untersuchungen, wie sie die berührungslosen Lasermesstechniken ermöglichen. Die Auswertung und Analyse wird durch die inzwischen verfügbaren dreidimensionalen instationären numerischen Methoden unterstützt.

5.2.2 Verdichterpumpen

In verdichtenden Systemen, deren Massenspeicher hinter dem Verdichter ein kritisches Volumen übersteigt, setzt nach dem Überschreiten der Stabilitätsgrenze das Verdichterpumpen ein. Sind die angeschlossenen Volumina hingegen kleiner als das kritische Volumen, setzt nach dem Überschreiten der Stabilitätsgrenze die rotierende Ablösung ein. Findet lediglich ein lokales Abreißen („rotating stall“) statt, so ist das relevante Volumen lediglich im Nachlauf der Schaufelreihe zu sehen, während bei einem umfassenden Ablösen der gesamten Stufe der gesamte Verdichter betroffen ist und somit auch das Volumen hinter dem Verdichter als kritischer Massespeicher dient. Die Anzahl, die Größe und die Geschwindigkeit der Ablösezellen hängt von den Eigenschaften des Systems und vom Betriebspunkt ab (Abb. 5.1). Bei der Vermessung der Kennlinie des Verdichters werden Hysteresen beobachtet.

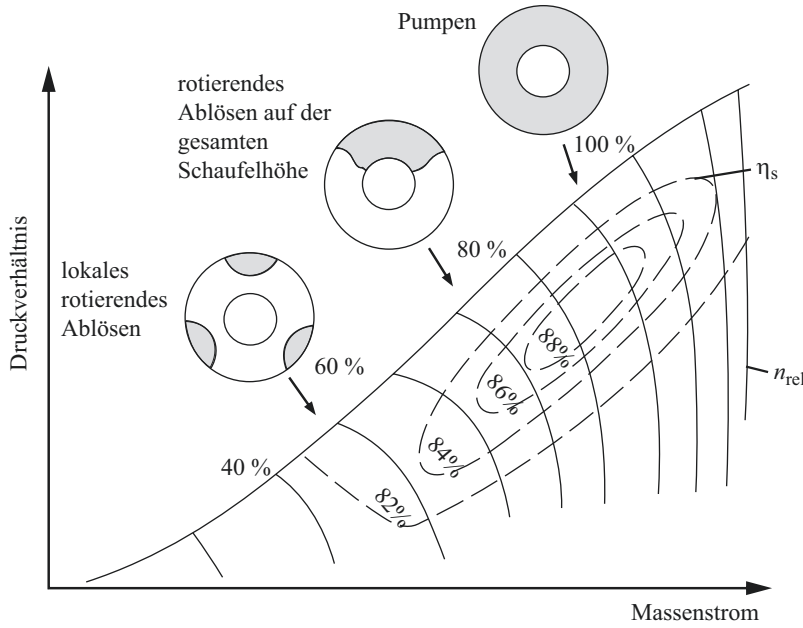


Abb. 5.1 Formen der Instabilität im Schaufelkanal des Verdichters

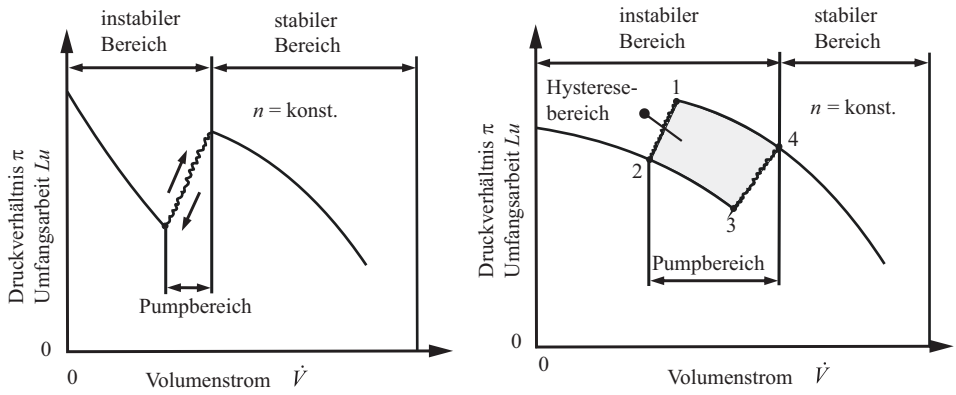


Abb. 5.2 Drosselkurve eines Verdichters mit Strömungsabriss (Pumpen) ohne (*links*) und mit Hysterese (*rechts*)

Beim Androsseln des Verdichters bricht ab einem bestimmten Volumenstrom der erzeugte Druck stark ein (Abb. 5.2). Dieser Vorgang ist beim Verdichterpumpen mit einem lauten Strömungsgeräusch (Knall) verbunden. Das Pumpen kann entweder ohne (linke Abbildung) oder mit Hysterese (rechte Abbildung) auftreten. Tritt eine Hysterese auf, so kann der Verdichter durchaus im Kennlinienbereich (Abb. 5.2 *rechts*) betrieben werden. Erst am Zustand 1 tritt Pumpen auf, und der Druck bricht auf Zustand 2 ein. Hier erfolgt

das Anliegen erst nach einer weiteren Entlastung auf Zustand 3. In diesem Fall entspannt sich der hohe Druck hinter dem Verdichter durch die Beschaufelung nach vorn zum Eintritt hin. Es kommt zu einem kräftigen Rückgang des Volumenstromes, der in starken Fällen sogar zum Zurückströmen gegen die ursprüngliche Strömungsrichtung führt. Ist der Druck genügend abgesunken, so legt sich die Strömung wieder an, der Verdichter fördert erneut, bis es wieder zum Abriss kommt. Aufgrund der auftretenden hohen Anregungskräfte werden die Schaufeln sehr stark zu Schwingungen angeregt. Eine Maschine darf unter keinen Umständen in diesem Bereich betrieben werden, da mit einem Schaufelbruch zu rechnen ist. Es muss sofort eine Entlastungsmaßnahme eingeleitet werden.

5.2.3 Rotierendes Abreißen, „rotating stall“

Die Strömung neigt bei zu hoher Verzögerung auch zu lokalen Ablösungen. Da diese am Umfang von Schaufel zu Schaufel wandern, wird dieses Phänomen als rotierendes Abreißen („rotating stall“) (Abb. 5.3) bezeichnet. Der Vorgang des rotierenden Abreißens („rotating stall“) im axialen Kompressor lässt sich anschaulich deuten. Durch das Androsseln des Volumenstromes bei konstanter Drehzahl sinkt die Anströmgeschwindigkeit c_1 bei konstanter Umfangsgeschwindigkeit u ab. Das Profil wird immer flacher (in Umfangsrichtung) angeströmt, die Fehlanströmung wird größer. Die Strömung muss immer stärker

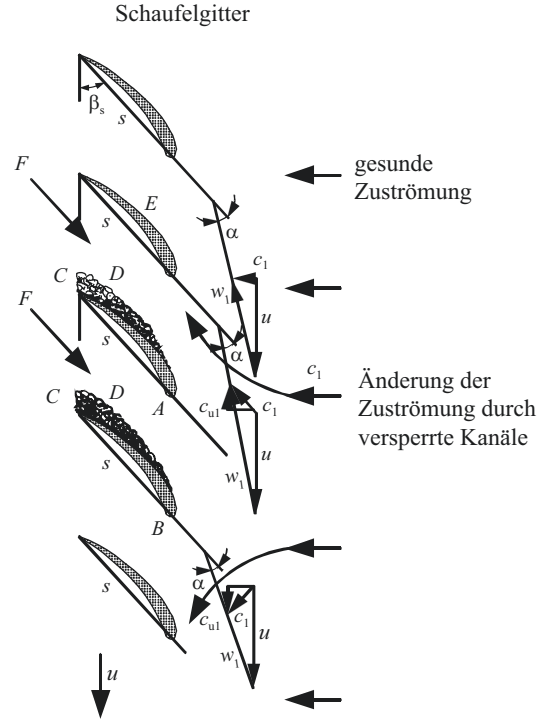


Abb. 5.3 Rotierendes Abreißen des axialen Verdichtergitters

umgelenkt werden. An irgendeinem, durch einen Krümmungsfehler bevorzugten Profil reißt die Strömung ab (Abb. 5.3, Kanal (A)). Das Ablösegebiet drosselt den Volumenstrom in diesem Strömungskanal an.

Der Nachbarkanal in Umdrehungsrichtung (Kanal B) erhält einen zusätzlichen Volumenstrom, der die Anströmung stabilisiert, da die Fehlanströmung verringert wird. Durch die Strömungsumlenkung des Rückstaus wird der in Gegendrehrichtung benachbarte Kanal (D) jedoch noch flacher angeströmt, was dazu führt, dass nun die Strömung dieser Nachbarschaufel ablöst. Die Strömung der vorher abgelösten Schaufel im Kanal A hingegen liegt wieder an, da ja die Fehlanströmung reduziert wurde.

Durch diesen Vorgang wandert eine einzelne, oft auch mehrere Ablösezellen, die eine oder auch mehrere Schaufeln umfassen können, in etwa mit halber Drehzahl entgegen der Drehrichtung. Da die Schaufeln durch das Ablösen zu starken Schwingungen angeregt werden, was auf die Dauer zum Schwingungsbruch führt, darf die Maschine in diesem Zustand nur kurzzeitig betrieben werden. Oft tritt ein rotierendes Ablösen beim Hochfahren der Maschine auf, so dass man versucht, das instabile Gebiet schnell zu durchfahren.

5.2.4 Zusammenfassung der Instabilitätserscheinungen

Neben dem erwähnten Verdichterpumpen und rotierenden Abreißen sind im Folgenden auch andere auftretende Instabilitäten kurz zusammengestellt.

Beim **tiefen Abreißen** handelt es sich um eine rotierende Ablösung auf einem großen Teil des Umfanges mit starkem Wirkungsgradabfall, das bei tiefen Drehzahlen auftritt. Da die Temperatur des Fluids stark ansteigt, ist kein weiterer Betrieb möglich. Der Zustand muss durch Entlasten möglichst schnell verlassen werden.

Unter *Pumpen* („*surge*“) versteht man Frequenzen im Bereich von 5 Hz bis ca. 50 Hz. Es handelt sich um einen gefährlichen Betriebszustand, bei dem kein Betrieb möglich ist, da aufgrund starker Schwingungsanregung der Schaufeln durch alternierende Vor- und Rückströmung Schaufelbrüche zu erwarten sind. Pumpen macht sich durch ein heftiges Knallen bemerkbar, da sich die Luft hinter dem Verdichter zum Verdichtereintritt hin schlagartig entspannt. Es tritt bei hohen Drehzahlen auf.

Flattern tritt aufgrund einer örtlichen Strömungsstörung an einer Schaufel mit Verdichtungsstoß-Grenzschichtinterferenz bei hohen Mach-Zahlen, meist bei den rückwärtigen Stufen auf. Es handelt sich hierbei um eine selbst erregte Schwingung durch eine Strömungsstruktur-Wechselwirkung.

Rotierendes Abreißen („**rotating stall**“) tritt oft beim Hochfahren des Verdichters auf. Er muss unter Beachtung der Lagerschwingung zügig durchfahren werden.

Die beschriebenen Strömungsablösungen sind bei axialen Maschinen stark ausgeprägt und beschränken den möglichen Betriebsbereich.

Destabilisierend wirken größere Radialspalte. Ein günstiges Verhältnis von Spaltweite zu Schaufelhöhe beträgt $h_{Sp}/h < 1\ \%$. Zu berücksichtigen ist, dass 1 % Radialspalt eine Reduzierung des geförderten Massenstroms um $\Delta\dot{m} = -2\ \%$ sowie eine Absenkung des

isentropen Wirkungsgrades um $\Delta\eta_{is} = -2\ \%$ bewirkt. Dies erfordert eine Erhöhung der Antriebsleistung um $\Delta P = 5\ \% - 8\ \%$ bei einer Verringerung des Pumpgrenzenabstandes um ca. 7 %. Zusätzlich kritisch ist eine ungleichmäßige Geschwindigkeits- bzw. Druckverteilung am Verdichtereintritt und eine örtlich erhöhte Eintrittstemperatur, da sich die reduzierte Drehzahl $n/\sqrt{T}$ hierdurch lokal verringert.

Eine stabilisierende Wirkung kann durch eine niedere aerodynamische Belastung, durch enge Radialspalte und kleine axiale Schaufelabstände bewirkt werden. Außerdem tragen ein kleines Schaufelstreckungsverhältnis *h/s*, bzw. breitere Profile zur Stabilisierung bei. Anhand von verstellbaren Leitapparaten und mehrwelligen Verdichtern kann der Betriebsbereich, bei dem Pumpen auftritt, verkleinert werden. Insbesondere bei niederen Drehzahlen bzw. zum Anfahren muss Luft abgeblasen werden.

Nach Day und Freeman [16, 17] geht einem Pumpen immer eine rotierende Ablösung voraus. Mehrere Autoren [18–23] leiten Kriterien her, um die Pumpgrenze abzuschätzen. Allerdings sind derartige Kriterien an die spezifische Geometrie des jeweils untersuchten Verdichters gebunden und in der Regel nicht allgemeingültig anzuwenden.

5.3 Der Pumpgrenzenabstand

Der Pumpgrenzenabstand (PGA, „surge margin“, SM) wird im Allgemeinen als NASA-Standard nach Royce et al. [24] definiert, indem sowohl der Massenstrom als auch das Druckverhältnis berücksichtigt werden

$$SM = \left(\frac{\pi_{\text{stall}} \cdot \dot{m}_{\eta\,\max}}{\pi_{\eta\,\max} \cdot \dot{m}_{\text{stall}}} \right) \cdot 100\ \%. \tag{5.4}$$

Gebräuchlich ist jedoch auch eine Definition, die lediglich die Druckverhältnisse berücksichtigt

$$PGA = \frac{\pi_{\text{Q}} - \pi_{\text{A}}}{\pi_{\text{A}} - 1}. \tag{5.5}$$

Der Index Q bezeichnet das Druckverhältnis an der Pumpgrenze, A im Arbeitspunkt (Abb. 5.4) [25, 26]. Manchmal wird der Pumpgrenzenabstand auch auf das Druckverhältnis der Pumpgrenze bezogen [27]

$$SM = \frac{\pi_{\text{Q}} - \pi_{\text{A}}}{\pi_{\text{Q}}} = 1 - \frac{\pi_{\text{A}}}{\pi_{\text{Q}}}. \tag{5.6}$$

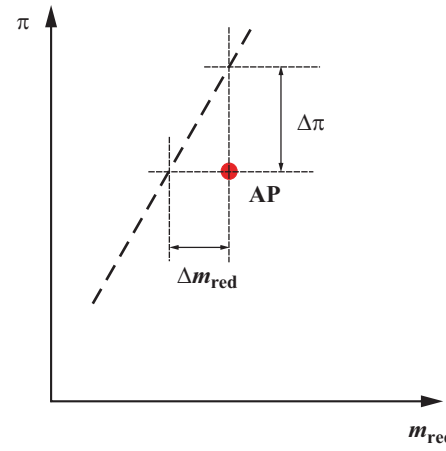


Abb. 5.4 Definition des Pumpgrenzenabstandes

Teilweise wird zur Beschreibung des Pumpgrenzenabstandes lediglich der Massenstrom benutzt [28]

$$SM = \frac{\dot{m} - \dot{m}_{\mathrm{Q}}}{\dot{m}_{\mathrm{Q}}}. \tag{5.7}$$

Hathaway [29] erfasst die Erweiterung des Stabilitätsbereiches („stability range extension“, SRE) durch Eindüsung von Luft mithilfe der Korrelation

$$SRE = \frac{\left(\dot{m}_{\mathrm{choke}} - \dot{m}_{\mathrm{stall}}\right)_{\mathrm{injection}} - \left(\dot{m}_{\mathrm{choke}} - \dot{m}_{\mathrm{stall}}\right)_{\mathrm{smooth}}}{\left(\dot{m}_{\mathrm{choke}} - \dot{m}_{\mathrm{stall}}\right)_{\mathrm{smooth}}}, \tag{5.8}$$

wobei der Index „injection“ die Werte mit Eindüsung und „smooth“ entsprechend ohne Eindüsung bezeichnet.

Die allgemeine Definition berücksichtigt sowohl den Abstand des Massenstroms als auch des Druckverhältnisses. In Sonderfällen, in denen jeweils eine sehr steile (beispielsweise bei Axialverdichtern), bzw. eine sehr flache Kennlinie (beispielsweise bei Radialverdichtern) vorliegt, kann es durchaus sinnvoll sein, lediglich das Druckverhältnis respektive das Massenstromverhältnis heranzuziehen.

Die numerische Berechnung der Pumpgrenze ist an sich nicht einfach, da eine Singularität auftritt, die zu Konvergenzschwierigkeiten führt. So kann die Pumpgrenze numerisch dadurch bestimmt werden, dass der Druck am Verdichteraustritt in kleinen Schritten sukzessive erhöht wird. Durch das Absenken des Durchsatzes wird das numerische Stabilitätskriterium überschritten. Sobald das Verfahren nicht mehr konvergiert und abbricht, wird das Erreichen der Pumpgrenze postuliert. Der so erhaltene Wert liegt erfahrungsgemäß nahe der experimentell bestimmten Pumpgrenze.

5.4 Einfluss von Einlaufstörungen

Die Pumpgrenze kann durch Inhomogenität der Einlaufströmung sowohl im Temperatur-, im Druck- wie auch im Geschwindigkeitsfeld insbesondere durch Nachläufe, Ablösungen oder Drallstörungen stark beeinflusst werden. Totaldruck- sowie Drallstörungen führen zu lokalen Fehlanströmungen der Schaufelprofile und somit zu einem Absinken des maximal möglichen Druckverhältnisses.

Zur Abschätzung des Einflusses der Totaldruckstörung werden in der Literatur bei unverdrallten Axialströmungen der „distortion coefficient“ (DC) [30]

$$DC\left(\Phi,x\right)=\frac{\left|\overline{p}_{\mathrm{t}}\left(x\right)-\overline{p}_{\mathrm{t}}(\Phi,x)\right|_{\max}}{\left\langle p_{\mathrm{t}}\left(x\right)-p\left(x\right)\right\rangle} \tag{5.9}$$

und bei verdrallter Strömung der „swirl coefficient“ (SC) [31]

$$SC\left(\Phi,x\right)=\frac{\left|\left\langle v_{\mathrm{quer}}\left(\Phi,x\right)\right\rangle\right|}{v_{\infty}} \tag{5.10}$$

definiert. Spitze Klammern ⟨…⟩ stehen für den Mittelwert. Hierbei beschreibt Φ den Sektorwinkel, in welchem sich die jeweilige Störung befindet. Die Störungsgröße wird jeweils auf den mittleren Zustand des Totaldruckes bzw. der Zuströmgeschwindigkeit in der Bezugsebene bezogen. Üblicherweise treten Sektorgrößen von 60° oder 90° auf. Winkelbereiche der Störung kleiner als 60° beeinflussen die Stabilität aufgrund der Trägheit der Verdichterströmung kaum. Untersuchungen von Schmid et al. [32] ergeben, dass der Verdichter auf eine Störung nur reagiert, wenn sich die betroffene Verdichterschaufel im Bereich des gestörten Sektors befindet. Tritt als Störung eine verdrallte Einlaufströmung auf, so kann ein Gleichdrall das Leistungsverhalten des Verdichters unterstützen, während ein Gegendrall zu einer Leistungseinbuße führt [33], was auch zur Regelung ausgenutzt werden kann.

Die Kombination beider Störungen wird von Bernhard [34] mit dem Parameter „distortion and swirl coefficient“ DSC beschrieben

$$DSC=K_1\cdot\sum_{i=1}^{n}\left(DC_{\mathrm{i}}\left(t\right)_{\max}>0\right)+\sum_{i=1}^{n}\left(SC_{\mathrm{i}}\left(t\right)_{\max}>0\right). \tag{5.11}$$

Der kombinierte Störparameter stellt eine zeitliche Analyse der Störformen dar und berücksichtigt deren Intensität auf die Auswirkungen. Der Faktor K_1 gewichtet das Verhältnis der Totaldruck- zur Drallstörung.

Eine halbempirische Korrelation, die den Druckanstieg vor dem Pumpen mit der Geometrie des Verdichters korreliert, wird von Koch [2] sowie Schweitzer und Garberroglio [35] erweitert, so dass die Maximalbelastung vor dem Pumpen eines Verdichters abgeschätzt werden kann.

5.5 Grundlegende Betrachtungen zur Instabilität

Während das Pumpen („surge“) eine Instabilität darstellt, an dem das gesamte System, bestehend aus Verdichter und den folgenden Leitungen und Volumina, zusammenwirkt, beschränkt sich ein rotierendes Abreißen auf die Verdichterstufe selbst [36]. Da weder ein rotierendes Abreißen noch das Pumpen derzeit zuverlässig vorausgesagt werden können, sind umfangreiche Testläufe zur Erstellung des Verdichterkennfeldes notwendig. Durch die verbesserten berührungslosen Messmethoden einerseits und durch detaillierte Modellierung der numerischen Rechenverfahren andererseits wurde die Entstehung der Strömungsablösung intensiv untersucht.

5.5.1 Modellierungsansätze

Zum Verständnis der Entstehung des Pumpens untersuchten Greitzer [36] bzw. Day und Cumpsty [37] für das rotierende Ablösen den Einfluss der Rückströmung beim Auftreten der Instabilität. Durch einen Hilfskompressor betrieben Gamache und Greitzer [38] einen dreistufigen Verdichter mit Rückströmung. Die Messungen ergaben, dass dem Fluid in den rückwärts durchströmten Stufen selbst bei einem Druckabfall in Strömungsrichtung spezifische Arbeit zugeführt wird. Detailliertere Messungen zeigten, dass bei Längenskalen, die größer als die Teilung sind, sich die Rückströmung stationär und achsensymmetrisch ausbildet. Das sich einstellende Strömungsfeld ist stabil, da die Charakteristik des Druckanstiegs in Abhängigkeit des Durchsatzes, wie die Verdichterkennlinie bei korrekter Durchströmung, eine negative Steigung zeigt. Während im Normalbetrieb in erster Näherung angenommen werden kann, dass die Abströmung aus dem Laufrad schaufelkongruent erfolgt und somit die folgende Leitreihe korrekt angeströmt wird, muss davon ausgegangen werden, dass bei Rückströmung das Fluid mit dem Eintrittswinkel aus der Leitreihe auf das Laufrad strömt. Somit ergibt sich im Relativsystem eine starke Fehlanströmung, die aufgrund der angeströmten scharfen Hinterkante der Laufschaufel zu Ablösungen führt (Abb. 5.5). Es bildet sich eine freie Scherschichtströmung im Kanal zwischen den Laufschaufeln aus. Es kann davon ausgegangen werden, dass das Ausmischen dieser aus einer Strahlströmung und aus dem Ablösegebiet bestehenden Scherströmung zu einer starken Entropieerhöhung führt.

Somit ergibt sich das in Abb. 5.6 schematisch dargestellte h, s-Diagramm. Im Auslegungspunkt ergibt sich eine Druckerhöhung bei geringer Entropieproduktion, d. h. mit hohem Wirkungsgrad. Unter Rückströmbedingungen hingegen bewirken sowohl die dem Fluid dissipativ zugeführte Arbeit als auch der durch die Strömung bewirkte Druckverlust eine hohe Entropiezunahme. Während unter Auslegungsbedingungen der Entropieanstieg vorwiegend durch die viskose Strömung der Wandgrenzschichten bestimmt wird, erhöht sich bei Rückströmung die Entropieproduktion um nahezu zwei Größenordnungen.

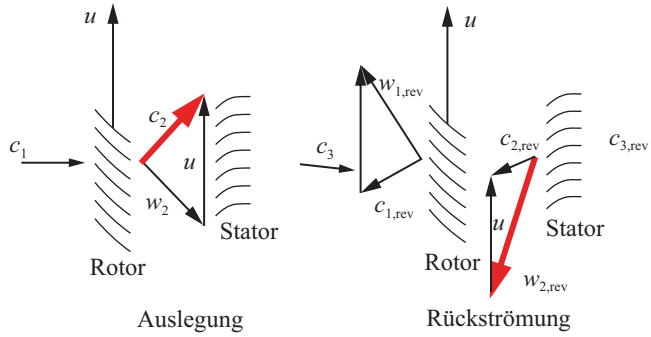
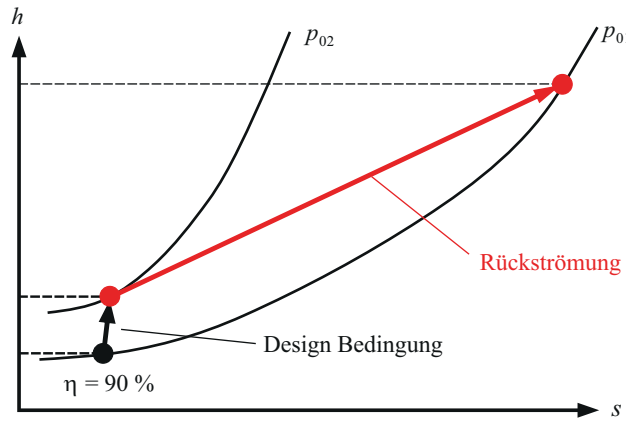


Abb. 5.5 Strömungsgeschwindigkeit am Rotoraustritt unter Auslegungsbedingung und bei Rückströmung

Abb. 5.6 *h*, *s*-Diagramm einer Verdichterstufe unter Auslegungsbedingungen und bei Rückströmung



Die Entropieerhöhung durch den Ausmischeffekt aus der Strahlströmung und dem Ablösegebiet wird von Longley [39] mit einem Schichtenmodell beschrieben. Die Grundidee basiert auf der Annahme, dass durch die Fehlanströmung ein Ablösegebiet entsteht, das den Strömungskanal in eine Strahlströmung, die schaufelkongruent abströmt, und in ein zusätzliches Ablösegebiet aufteilt. Die Größe des Ablösegebietes wird durch den Blockierungsfaktor b ($b > 1$) beschrieben, der als Faktor $1/b$ den relativen Anteil der verbliebenen durchströmten Kanalhöhe bezeichnet. Für eine Umströmung von ebenen Platten in einer Kaskade kann unter der Annahme von Blockströmungsprofilen die Blockierung auf geometrische Größen zurückgeführt werden (Abb. 5.7).

Der Blockierungsfaktor b ergibt sich aus der Massenbilanz von der Ebene 2 zur Strahl-Ablösungsströmung mit der Teilung t

$$\dot{m} = t \cdot \rho \cdot c_2 \cdot \cos\alpha_2 = \left(\frac{t}{b} \cdot \cos\beta \right) \cdot \rho \cdot \left(-c_{Jet} \right). \tag{5.12}$$

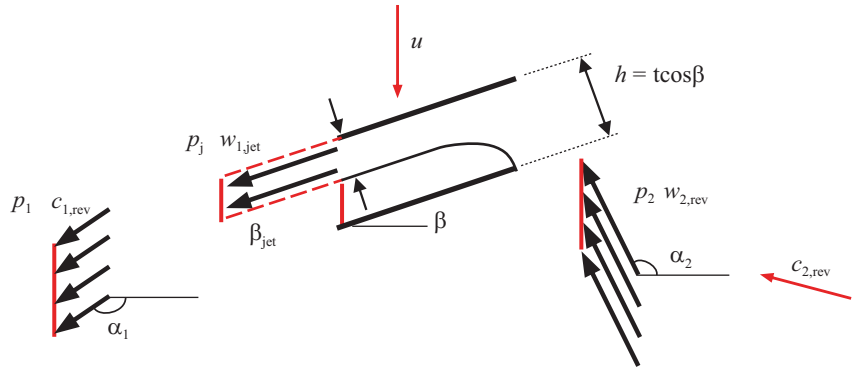


Abb. 5.7 Schema des Ausmischmodells der Strahlströmung und des Ablösegebietes, das durch die Blockierung *b* definiert wird

Unter Vernachlässigung der Reibung ergibt die Impulsbilanz parallel zur Wand

$$p_2 \cdot t \cdot \cos\beta - p_{Jet} \cdot t \cdot \cos\beta = \left(-\dot{m}\right) \cdot c_{Jet} - \left(-\dot{m}\right) \cdot \left(-c_2 \cdot \cos\left(\alpha_2 - \beta\right)\right). \tag{5.13}$$

Unter Zuhilfenahme der Bernoulli-Gleichung

$$p_2 + \frac{\rho}{2} \cdot c_2^2 = p_{Jet} + \frac{\rho}{2} \cdot c_{Jet}^2 \tag{5.14}$$

ergibt sich mit dem Betrag der Geschwindigkeit

$$c = \sqrt{\left(c_m^2 + c_r^2 + c_u^2\right)} \tag{5.15}$$

die Beziehung

$$\frac{\rho}{2} \cdot c_j^2 - \frac{\rho}{2} \cdot c_2^2 = \frac{1}{b} \cdot \rho \cdot c_j^2 - \frac{\cos\alpha_2}{\cos\beta} \cdot \cos\left(\alpha_2 - \beta\right) \cdot \rho \cdot c_2^2, \tag{5.16}$$

die durch Einsetzen der Massebilanz auf ausschließlich geometrische Größen zurückgeführt wird

$$\left(1 - \frac{2}{b}\right) \cdot \left(\frac{b \cdot \cos\alpha_2}{\cos\beta}\right)^2 = \left(1 - \frac{2 \cdot \cos\alpha_2}{\cos\beta} \cdot \cos\left(\alpha_2 - \beta\right)\right). \tag{5.17}$$

Nach kurzer Vereinfachung erhält man für den Blockierungsfaktor

$$b = 1 + \left|\frac{\sin\left(\alpha_2 - \beta\right)}{\cos\alpha_2}\right|. \tag{5.18}$$

Das Mischen der beiden Strömungen kann unter der Annahme, dass der Druck konstant bleibt, durch den Totaldruckverlustkoeffizienten

$$\left(\frac{\Delta p_0}{\rho/2 \cdot c_2^2}\right)_p = \left(b^2 - 1\right) \cdot \cos^2 \alpha_2, \tag{5.19}$$

bzw. alternativ unter der Annahme, dass die durchströmte Fläche gleich bleibt, durch den Totaldruckverlustkoeffizienten

$$\left(\frac{\Delta p_0}{\rho/2 \cdot c_2^2}\right)_A = \left(b - 1\right)^2 \cdot \cos^2 \alpha_2 \tag{5.20}$$

beschrieben werden.

Sollen Strömungsprofile berücksichtigt werden, ist die Beschreibung des Blockierungsfaktors *b* durch den Ansatz

$$b = \frac{\text{Impuls der Schichtenströmung}}{\text{Impuls der gleichförmigen Strömung}} \tag{5.21}$$

realistischer. Der Geschwindigkeitsvektor lautet: $\vec{c} = \left(c_m, c_r, c_u\right)^T$. Durch die Definition der mittleren Geschwindigkeit über den Massenstrom

$$\int \rho \cdot c_m \cdot dV = \rho \cdot \overline{c}_m \cdot \int dV \frac{n!}{r!\left(n-r\right)!} \tag{5.22}$$

ergibt sich der Blockierungsfaktor über den gemittelten Axialimpuls bzw.

$$\int \rho \cdot c_m^2 \cdot dV = b \cdot \rho \cdot \overline{c}_m^2 \cdot \int dV \tag{5.23}$$

zu

$$b = \frac{\int \rho \cdot c_m^2 \cdot dV}{\rho \cdot \overline{c}_m^2 \cdot \int dV}. \tag{5.24}$$

Für die obigen Annahmen ergibt sich die hergeleitete geometrische Beschreibung. Der Impulsstrom der Schichtenströmung ist immer größer als der Impulsstrom der ausgeglichenen gleichförmigen Strömung, d. h. der derart definierte Blockierungsfaktor *b* ist immer größer bzw. gleich eins.

Über die Abschätzung des Blockierungsfaktors kann die Entropieproduktion durch die Ablösung während der Rückströmung abgeschätzt werden [39]. Hierbei tritt jedoch das Problem auf, dass die betrachtete Ablösung innerhalb des Schaufelkanals die kleinskalige Ablösung beschreibt, während die Herleitung davon ausgeht, dass das Strömungsfeld durch die Rückströmung, d. h. durch das langskalige Abreißen bestimmt wird. Durch die Annahme, dass die kleinskalige Ablösung durch den Impuls und durch die kinetische Energie des auftretenden Strahles der Rückströmung bestimmt wird, können beide Phänomene gekoppelt werden. Andere kleinskalige Phänomene wie Druckschwankungen und Ablösen von Wirbeln sind für den Anstieg des Impulses von Bedeutung. Sie sind somit zur Berechnung der Entropieproduktion der Ausmischung im kleinskaligen Bereich während der Rückströmung zu berücksichtigen. Somit lassen sich die Bewegungsgleichungen mit Berücksichtigung des Blockierungsfaktors für reibungsfreie Strömung zusammenfassen zu

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix}\rho\\ \rho\cdot c_m\\ \rho\cdot c_r\\ \rho\cdot c_u\\ \rho\cdot \overline{e}\end{pmatrix}+\frac{\partial}{\partial x}\begin{pmatrix}\rho\cdot c_m\\ \rho\cdot b\cdot c_m^2+p\\ \rho\cdot b\cdot c_m\cdot c_r\\ \rho\cdot b\cdot c_m\cdot c_u\\ \rho\cdot c_m\cdot \overline{h}_0\end{pmatrix}+\frac{\partial}{\partial y}\begin{pmatrix}\rho\cdot c_r\\ \rho\cdot b\cdot c_r\cdot c_m\\ \rho\cdot b\cdot c_r^2+p\\ \rho\cdot b\cdot c_r\cdot c_u\\ \rho\cdot c_r\cdot \overline{h}_0\end{pmatrix}+\\ &\frac{\partial}{\partial z}\begin{pmatrix}\rho\cdot c_u\\ \rho\cdot b\cdot c_m\cdot c_u\\ \rho\cdot b\cdot c_u\cdot c_r\\ \rho\cdot b\cdot c_u^2+p\\ \rho\cdot c_u\cdot \overline{h}_0\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0\\ F_x\\ F_y\\ F_z\\ 0\end{pmatrix}.\end{aligned} \tag{5.25}$$

Mit dem Gleichungssystem wird die mittel- bis langskalige Strömung in Anwesenheit kleinskaliger Störung beschrieben. Der Blockierungsfaktor $b(\vec{x},t)$ berücksichtigt den durch die Anwesenheit der Ablösung zusätzlichen Anteil an Impuls und kinetischer Energie der kleinskaligen Schichtenströmung. Aus dieser Beziehung erhält man unter Berücksichtigung der Gibbs´schen Hauptgleichung die Entropieproduktion zu

$$\begin{aligned}&\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\rho}{2}\cdot(b-1)\cdot\overline{\overline{c}}^2\right)+\frac{(b-1)^2}{2}\cdot\overline{\overline{c}}^2\cdot\nabla\bullet\left(\rho\cdot\overline{\overline{c}}\right)+\\ &\left(\frac{b-1}{b}\right)\cdot\left(\rho\cdot\overline{\overline{c}}\bullet\nabla\right)\left(\frac{b^2}{2}\cdot\overline{\overline{c}}^2\right)=-\overline{\overline{c}}\cdot\vec{F}-\rho\cdot T\cdot\frac{Ds}{Dt}.\end{aligned} \tag{5.26}$$

Tritt keine Ablösung auf ($b = 1$), so ergibt sich für die Entropiebilanz

$$\rho\cdot T\cdot\frac{Ds}{Dt}=-\overline{\overline{c}}\cdot\vec{F}, \tag{5.27}$$

d. h. die Entropieerhöhung wird im Strömungsfeld durch Körperkräfte bewirkt, die Komponenten entgegen der Strömungsrichtung besitzen, wie dies normalerweise bei den viskosen Kräften der Fall ist. Auftriebskräfte müssen deshalb senkrecht zur Strömungsrichtung sein.

Löst hingegen die Strömung ab, mischt jedoch nicht aus, d. h. lokal findet keine Entropieänderung statt ($Ds/Dt = 0$), so ergibt die rechte Seite der Entropiebilanz einen Quellterm, wenn die Körperkräfte nicht senkrecht zur Strömungsrichtung stehen. Somit ergibt sich ein Blockierungsfaktor der kleinskaligen Ablösungen. Dies ist damit erklärbar, dass eine Ablösung immer dann erwartet wird, wenn das Druckfeld die erforderliche Umlenkung nicht bewirken kann. Treten hingegen keine Körperkräfte auf und die Schichtenströmung ist komplett ausgemischt, so wird die Mischungsrate durch die Entropieproduktion bewirkt, so dass die linke Seite zu $b = 1$ tendiert, d. h. zu lokal gleichförmiger Strömung. Dies bedeutet, dass die Änderung des Blockierungsfaktors durch den Quellterm der Entropiebilanz bestimmt wird, wobei der Gesamtbetrag der Entropieerhöhung durch die ursprüngliche Ausdehnung der kleinskaligen Ablösung festgelegt ist und nicht durch die Ausmischrate.

Um den Übergang zum Pumpen oder zum Rotating Stall zu berechnen, muss das gesamte Verdichtersystem beschrieben werden. Unabdingbar muss die untersuchte Geometrie korrekt erfasst werden. Die Wellenausbreitung auf der gesamten Länge des Systems sowie die Änderung der mittel- bis langskaligen Strömungsbewegung in Umfangsrichtung müssen modelliert werden. Die numerische Simulation der Entstehung des Pumpens wird von Longley [39] in drei Schritten berechnet. Zur numerischen Lösung wurde der Eintritt in den Verdichter als nichtreflektierend angenommen, während am Verdichteraustritt ein größeres Volumen mit angedrosseltem Austrittsquerschnitt modelliert wurde.

- Als erstes wird eine achsensymmetrische Rechnung mit einem Schaufelkanal als Rechenzelle durchgeführt, wobei die Drossel im Austrittsquerschnitt in großen Schritten geschlossen wird.
- Sobald die Strömung ablöst, wird die Rechnung mit 16 Schaufelkanälen am Umfang gestartet, wobei die Drossel in feineren Schritten geschlossen wird.
- Diese Prozedur wird dann nach dem Ablösen mit 32 Kanälen und weiter verfeinerten Drosselschritten noch einmal durchgeführt.

Die Entwicklung des gemittelten Strömungskoeffizienten und des Druckanstiegs zwischen dem Eintritt und dem abströmseitigen Volumen eines dreistufigen Verdichters ist in Abb. 5.8 schematisch gestellt. Je nach dem gewählten Volumen am Verdichteraustritt ergibt sich Pumpen ($b = 1{,}20$) oder lokales rotierendes Abreißen ($b = 0{,}27$). Zu betonen ist, dass bei diesen Rechnungen lediglich die Winkel der Profile in den Blockierungsfaktoren notwendig sind, ohne zusätzliche Modellierung der Rückströmung.

Auch die während der Ablösephase der Strömung zugeführte Arbeit kann den Rechnungen entnommen werden. Sie liegt während eines Zyklus ca. 15 % unter der von Gamache

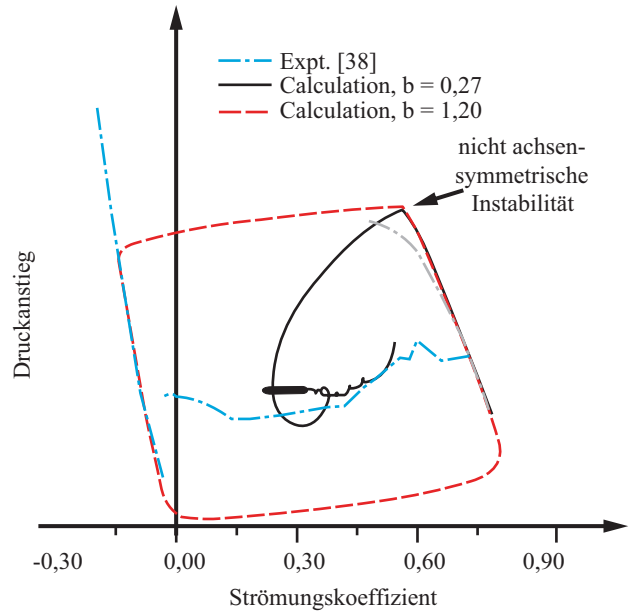


Abb. 5.8 Berechneter Pumpzyklus und rotierendes Ablösen im Vergleich mit Messungen an einem dreistufigen Verdichter [39]

und Greitzer [38] für den stationären Zustand gemessenen. Auch die Nachrechnung von Messergebnissen von Day [16] führt zu ähnlichen Ergebnissen.

Die Entropieerhöhung während der Ablösephase kann mithilfe der Modellvorstellung der Blockierungsfaktoren abgeschätzt werden. Durch den Einsatz des Blockierungsfaktors kann die kleinskalige Ablösung in die Beschreibung der mittel- bis langskaligen Ablösung integriert werden, so dass über die Transportgleichung das Ausmischverhalten der Schichtenströmung beschrieben wird.

5.5.2 Kleinskaliges (Spike) und langwelliges Abreißen (Modalwellen, Mode)

Die Entstehung des rotierenden Ablösens in Hochgeschwindigkeits- und Niedergeschwindigkeitskompressoren wird auf zwei Ursachen zurückgeführt. Kurz vor und während des Aufklingens werden sogenannte langwellige (Modalwellen, Mode) Druckstörungen entlang des Umfangs oder der axialen Länge des Verdichters sowie kurzskalige (Spike) Störungen im Gitter beobachtet. Die Modalwellen sind durch Wellenlängen in der Größenordnung des Umfangs gekennzeichnet, die sich mit etwa der halben Drehgeschwindigkeit des Rotors umfangsmäßig ausbreiten [40]. Die kurzskaligen Störungen hingegen können als scharfe Peaks in den Analysen des gemessenen Druckes vor dem betroffenen Rotor identifiziert werden [41–44]. Diese Störungen breiten sich umfangsmäßig mit etwa 70–80 % der Drehgeschwindigkeit des Rotors aus. Sie wachsen mit sinkender Geschwindigkeit schnell in Umfangsrichtung und erreichen innerhalb von weniger als fünf

Umdrehungen ausgeprägte Abreißzellen. Für mehrstufige Kompressoren steht eine tragfähige Theorie der Entstehung der Spikes noch aus. Das Stabilitätskriterium nach Camp und Day [42] berücksichtigt sowohl die Strömungsbedingungen als auch die Geometrie des Kompressors. Nach Schreiber et al. [45] beginnt die Ausbildung der Spikes, nachdem durch die Versperrung durch den Spitzenwirbel ein kritischer Anströmwinkel der Blattspitze des Rotors erreicht wird.

5.6 Rotierendes Abreißen unter subsonischen Bedingungen

Wird die Entstehung des rotierenden Abreißens durch das Zusammenwirken des Spaltwirbels mit der Kanalströmung erklärt, so muss zwischen der Unterschallkanalströmung der subsonischen Verdichter und den Verdichtungsstößen der transsonischen Verdichter unterschieden werden. Beim Übergang zum rotierenden Abreißen bei *subsonischem Verdichter* schwimmt der Spaltwirbel immer weiter stromauf, bis die Stromlinie des von der Druckseite über die Blattspitze zur Saugseite überfließenden Spaltwirbels die Rotoreintrittsebene erreicht. Ab diesem Zustand tritt die rotierende Ablösung auf.

Inzwischen zeichnen sich modellhafte Vorstellungen ab, die den Beginn der rotierenden Strömungsablösung erklären. Im Allgemeinen wird zwischen zwei Mechanismen unterschieden, die zum Entstehen des rotierenden Abreißens im Axialverdichter führen, nämlich dem kleinskaligen (Spike) und dem langskaligen Abreißen (Mode), wie vorangehend beschrieben wurde.

5.6.1 Grundlegendes

Wenn die Anregung des Abreißens aus der Spaltströmung resultiert, ist die Spalthöhe am Rotor als bedeutende Größe anzusehen, wobei allerdings festgestellt wurde, dass jeder Kompressor eine optimale Spaltweite besitzt, deren Verengung oder Erweiterung zu einem verringerten Pumpgrenzenabstand führt. Inoue et al. [46] fanden beispielsweise in experimentellen Untersuchungen an einem Niedergeschwindigkeitskompressor, dass lediglich bei engen Spalten eine starke Gefahr der Ablösung besteht, bei weiten Spalten hingegen ist das Abreißen anfänglich mit einer Reduktion des Druckanstiegs bei sinkendem Durchsatz verbunden. Im späteren Verlauf des Prozesses entwickelte sich ein kleinskaliges Abreißen, das mit Pumpen endete. Diese Beobachtung dürfte allerdings auf Niedergeschwindigkeitskompressoren, wie sie ausschließlich im Versuchsbetrieb betrieben werden, beschränkt sein.

Camp und Day sowie Day et al. [42, 44] postulieren anhand experimenteller Untersuchungen an einem vierstufigen, langsam laufenden Axialverdichter einen kritischen Fehlanströmungswinkel als Auslöser der Ablösung (critical incidence hypothesis) (Abb. 5.9). Während des Androsselns des Verdichters sinkt der Massenstrom, während sich der Anströmwinkel der Laufschaufel vergrößert. Übersteigt der Anströmwinkel seinen kritischen

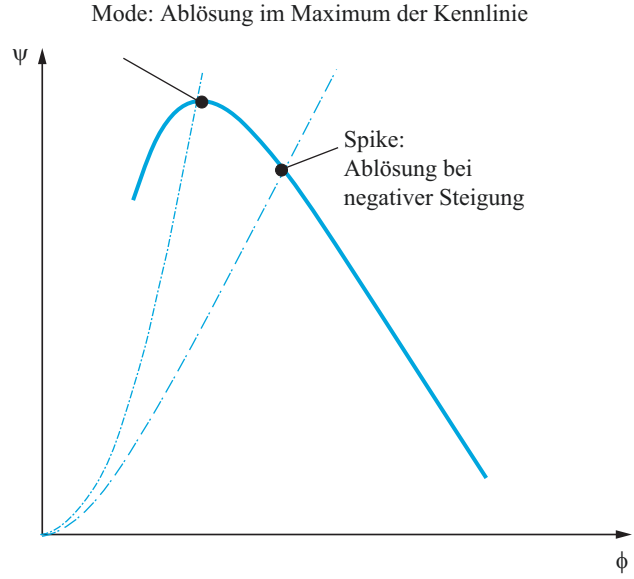


Abb. 5.9 Bevorzugte Ablösemechanismen in Abhängigkeit des Betriebspunktes auf der Kennlinie

Wert im Bereich der negativen Steigung, bevor der Verdichter seinen maximalen Betriebspunkt erreicht, dann wird vorwiegend das kleinskalige Abreißen erwartet. Wird hingegen das Maximum in der Betriebslinie erreicht, dann dominiert die langwellige Ablöseform. Unter der Annahme, dass das Überschreiten des kritischen Anströmwinkels das kurzwellige Abreißen hervorruft, steigt die Gefahr der Ablösung mit der Belastung der Blattspitze.

Simpson und Longley [47] untersuchten experimentell die Entstehung des rotierenden Abreißens in einer einstufigen, langsam laufenden Verdichterstufe durch Variation der Anström- und Abströmbedingungen. Hierbei konnte sowohl der lang- als auch der kleinskalige Übergang zum rotierenden Abreißen beobachtet werden. Der Einfluss der relativen Blattspitzengeschwindigkeit zeichnet sich am radialen Profil der Meridiangeschwindigkeit in der Nähe des Außengehäuses ab. Die Autoren konnten durch Variation des Anströmprofils zeigen, dass der langwellige Strömungsabriss (Mode) lediglich bei positiven Steigungen auftritt, der kleinskalige Abriss (Spike) hingegen ab einem Wendepunkt des Profils an der Wand, hin zu negativen Steigungen, einsetzt.

Bei ihren experimentellen Untersuchungen zur Entstehung des rotierenden Ablösens an einer langsam laufenden Verdichterstufe beobachteten Levey und Pismenny [48], dass sowohl die langwellige als auch die kleinskalige Anregung zu Beginn des Abreißens gemeinsam auftreten, die sie mit vier am Umfang verteilten, hoch sensitiven Druckaufnehmern aufgrund der Druckschwankungen am äußeren Gehäuse vermaßen. Die zu messenden charakteristischen Frequenzen werden sowohl durch das Design der Stufe, die Position des Sensors sowie von der Prozedur, wie das Instabilitätsgebiet angefahren wird, beeinflusst. In Abb. 5.10 sind die zeitlichen Verläufe entsprechend ihrem Abstand am Umfang

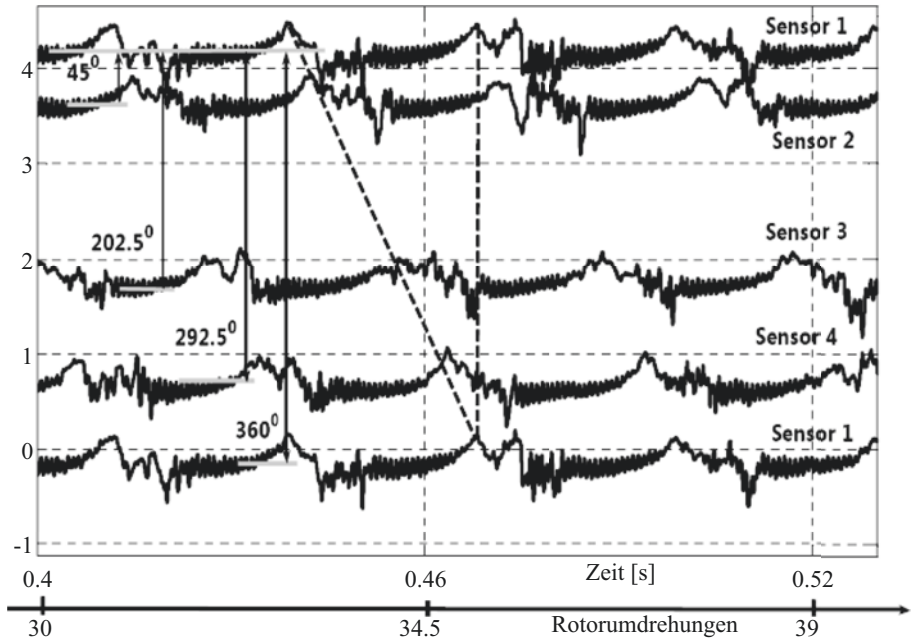


Abb. 5.10 Drucksignal von vier über den Umfang verteilten Aufnehmern während eines niederfrequenten rotierenden Ablösens [48]

angeordnet. Die gestrichelte Linie verbindet dasselbe, phasenverschobene Signal. Die Messung zeigt demnach eine einzellige rotierende Ablösung mit einer Rotationsfrequenz deutlich unter der Drehfrequenz des Rotors mit linearer Phasenverschiebung entsprechend der Umfangslage der Sensoren.

Das zeitliche Signal der Sensoren während der Entstehung des rotierenden Abreißens ist in Abb. 5.11 sowohl als Messsignal als auch durch einen Tiefpassfilter der Frequenz 45 Hz gefiltert dargestellt. Nach einem anfänglich ablösefreien Laufen tritt plötzlich sowohl kleinskaliges (Spike) als auch langwelliges Abreißen (Mode) auf, wobei sich nach einigen Zyklen das langwellige Abreißen durchsetzt.

Die während des rotierenden Abreißens gemessenen Frequenzen setzten sich aus Frequenzen zusammen, die zum einen niedriger waren als die Rotorfrequenz, die der Vorbeistreichfrequenz entsprach, und hohen Frequenzen zwischen der Vorbeistreichfrequenz und der Rotordrehzahl. Die Phase, die sich bei einzelligem langsamen Abreißen einstellt, beträgt ca. ein Drittel der Periode, während die Phase bei Frequenzen in der Größenordnung der Frequenz des Vorbeistreichens der Schaufel lediglich ca. ein Siebtel der Periode beträgt.

Ist die Strömung abgelöst, breitet sie sich langskalig durch den gesamten Verdichter inklusive der angrenzenden Systeme aus. Die Berechnung der Ausbildung eines Pumpstoßes oder von rotierendem Abreißen muss somit die Modellierung des gesamten Systems umfassen. Daraus ergibt sich ein umfangreiches Rechengebiet, da um die 1000 Pas-

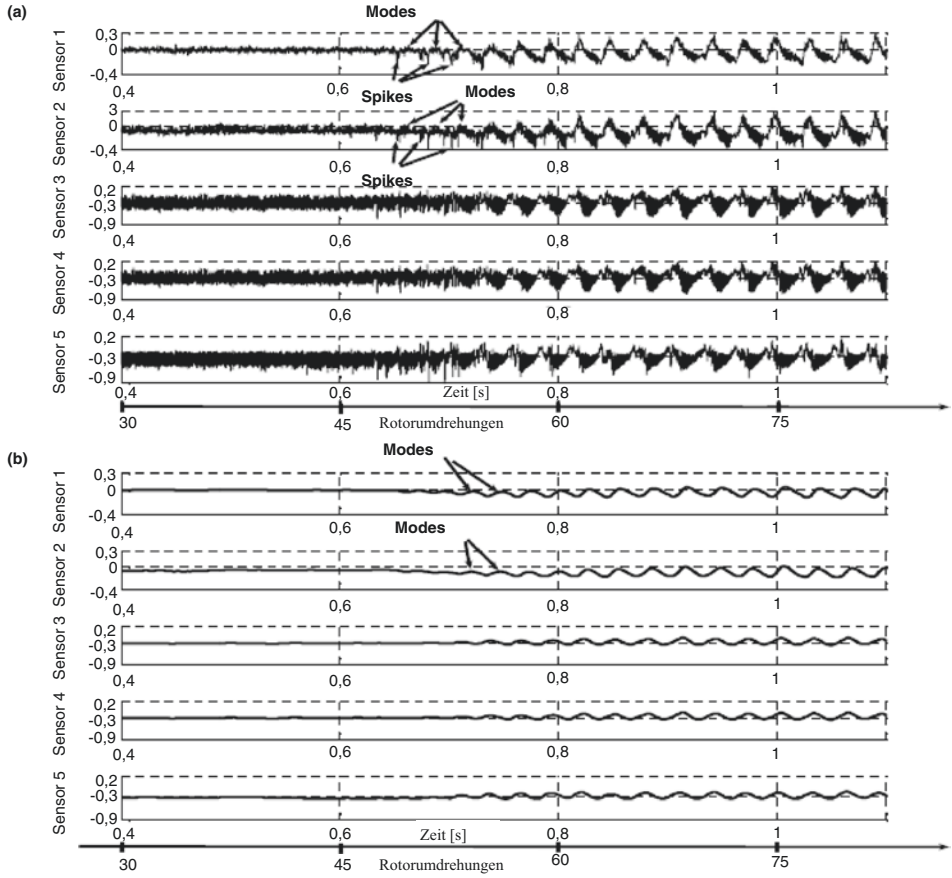


Abb. 5.11 Zeitliches Verhalten des Drucksignals während des Auftretens des rotierenden Abreißens; **a**) Messung, **b**) mit Tiefpass von 45 Hz gefiltert [48]

sagen durch die Beschaufelung zu erfassen und während ca. 10–100 Wellenumdrehungen zu berechnen sind. D. h. hochaufgelöste numerische CFD-Simulationen sind durchzuführen. Imregun sowie Vahdati et al. [49, 50] berechneten mit einem numerischen Modell Zeit-aufgelöst dreidimensional rotierendes Abreißen und Pumpen und verglichen die Ergebnisse mit Experimenten. Die transienten Rechnungen umfassten mehrere Rotorumdrehungen, so dass ein Pumpzyklus inklusive der Rückströmung erfasst werden konnte (Abb. 5.12).

5.6.2 Kleinskaliges rotierendes Abreißen (Spike)

Die kleinskalige Anregung wird auf eine Störung in der Größenordnung der Skala der Teilung zurückgeführt. Eine zu starke Fehlanströmung bewirkt das dreidimensionale

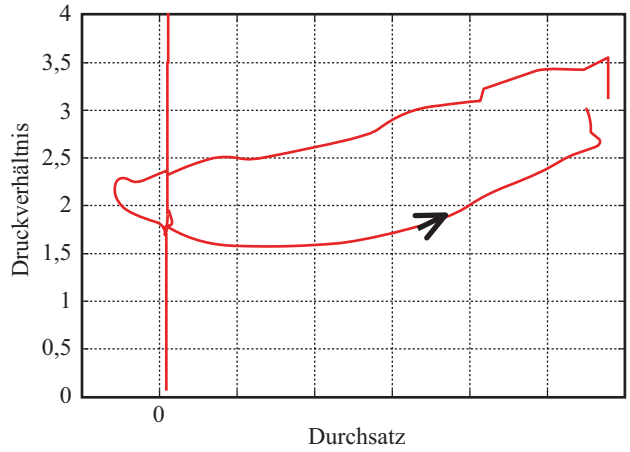


Abb. 5.12 Berechnete Hysterese-Schleife beim Pumpen der vorderen Stufe eines mehrstufigen Verdichters, nach [50]

Zusammenbrechen der Wirbelstrukturen, verbunden mit starker Fehlanströmung an den Blattspitzen. Deshalb folgern Hoying et al. und Vo et al. [51, 52], dass die relative Position des Spaltwirbels eine signifikante Bedeutung zur Auslösung des rotierenden kleinskaligen Abreißens besitzt. Abreißen wird erwartet, wenn der Spaltwirbel, der unter Auslegungsbedingungen stromauf schwimmt, beim Androsseln vor der Vorderkante der benachbarten Schaufel zu stehen kommt (Abb. 5.13). Die Rückströmung des Spaltwirbels wird so stark, dass Fluid von der Hinterkante die Vorderkante des benachbarten Blatts trifft. In der Regel werden vor dem Auftreten der Modalwellen Spikes beobachtet.

Eine Möglichkeit, das Entstehen des kleinskaligen Abreißens detailliert zu beobachten, sind zeitlich und räumlich hochaufgelöste Rechnungen, wie sie u .a. von Hoying et al. und Vo et al. [51, 52] durchgeführt wurden.

Die beschriebene Entstehung des kleinskaligen Abreißens wurde auch von Bennington et al. [53] während des Androsselns eines Hochgeschwindigkeitskompressors über Aufnahmen von Ölschmierbildern mit einer CCD-Kamera beobachtet. Mit dieser Technik werden die Strukturen der Scherspannung in der Wandgrenzschicht während des Vorganges der Ablösungsentstehung dokumentiert. Die Ortslinie, an der das abgelöste Fluid und die Rückströmung der Spaltströmung aufeinander treffen, bildet eine Bifurkationslinie an der Gehäuseoberfläche aus. Der Abstand dieser Linie zur Schaufelvorderkante kann als Kriterium für das Einsetzen der Ablösung angesehen werden. Bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten liegt die Linie deutlich hinter der Profilvorderkante, während sie sich beim Androsseln stromauf über die Vorderkante hinaus bewegt. Abreißen („stall“) wird beobachtet, wenn sich die Bifurkationslinie in einem Abstand von ca. 6 % der axialen Sehnenlänge vor der Vorderkante befindet. Zur Quantifizierung der Resultate wird ein Strömungskoeffizient $\Phi = \overline{c}_z / u_{tip}$, berechnet aus der mittleren Axialgeschwindigkeit $\overline{c}_z$ und der Umfangsgeschwindigkeit u_{tip}, herangezogen. Als weiteres Kriterium wird der Abstand der scherspannungsfreien, gut sichtbaren Bifurkationslinie, in der keine Scherspannung herrscht (ZSS-Linie), definiert.

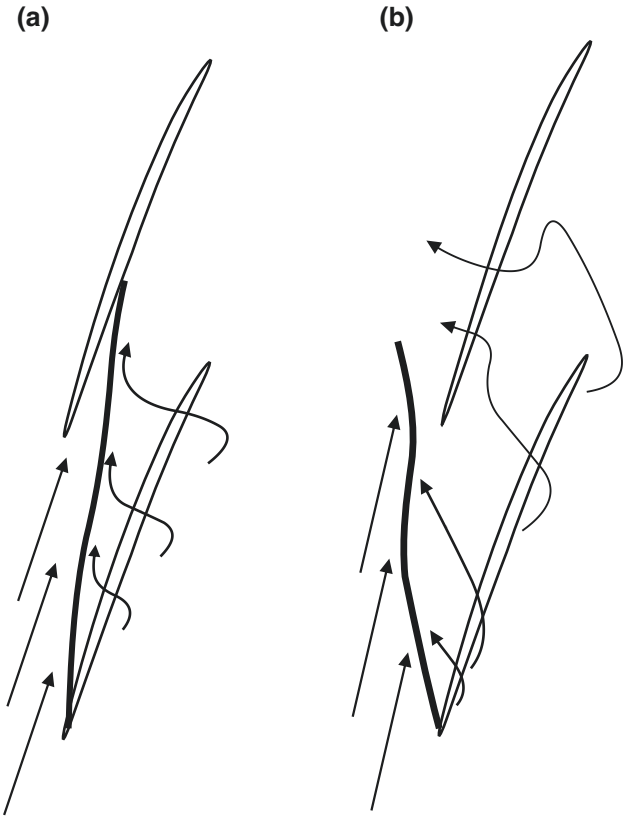


Abb. 5.13 Schematische Darstellung der Geschwindigkeitsvektoren in Gehäusenähe unter Auslegungs- (**a**) und Abreißbedingungen (**b**)

Unter Auslegungsbedingungen herrscht ein Strömungskoeffizient von $\Phi = 0{,}325$, kurz vor dem Auftreten der Ablösung ist $\Phi = 0{,}303$. Für die beiden untersuchten Strömungskoeffizienten ergeben sich in Abb. 5.14 unterschiedliche Strömungsbilder in Wandnähe. Bei einem Koeffizienten von $\Phi = 0{,}33$ ist der Anströmwinkel vor der ZSS-Linie positiv aufgrund der Vorleitreihe. Bei dem Koeffizienten von $\Phi = 0{,}301$ hingegen ist die ZSS-Linie stromauf gewandert und bewirkt somit eine starke Fehlanströmung der Vorderkante, die nun ablösungsgefährdet ist. Diese Umlenkung kommt entweder über eine viskose Rückkoppelung oder durch die Zumischung der Spaltwirbelströmung zustande. Stromab der ZSS-Linie kehren sich die Vorzeichen um. Bei einem Strömungskoeffizienten von $\Phi = 0{,}33$ wird der Strömungswinkel in Wandnähe negativ, so dass die relative Geschwindigkeit der Spaltleckage größer als die Umfangsgeschwindigkeit ist, während dieser Strömungswinkel im Ablösepunkt positiv wird. Die Stromaufbewegung der ZSS-Linie mit Absenken der Durchflussrate kann als Wechselwirkung zwischen der ankommenden Strömung und der Spaltleckage erklärt werden.

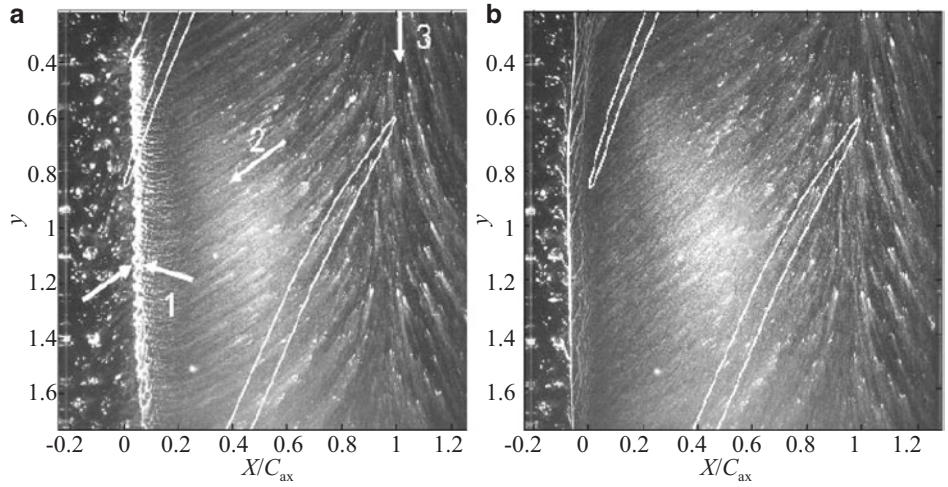


Abb. 5.14 Visualisierung der Gehäuse-nahen Scherschicht; **a)** $\Phi = 0{,}33$ (Nähe Designpunkt), 70 % Drehzahl; (*1*) ZSS-Linie, (*2*) Rückströmung, (*3*) Wiederanlegen der Hinterkante, **b)** (Nähe Abreißpunkt), 70 % Drehzahl (x axiale Lage absolut zur Vorderkante; C_{ax} axiale Blatterstreckung) [53]

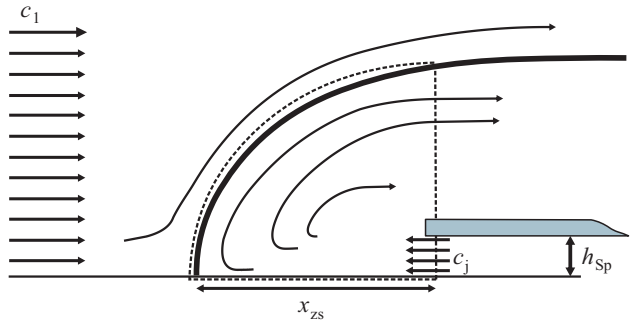


Abb. 5.15 Schematische Entstehung des Spaltwirbels durch die Wechselwirkung der Hauptströmung mit der Spaltleckage

Bennington et al. [53] erklären die Ablösung des Spitzenwirbels damit, dass die Spaltleckage aufgrund der Spalthöhe h_{Sp} mit der Geschwindigkeit c_j der ankommenden Strömung c_1 entgegenfließt und einen entsprechenden Ablösewirbel induziert, dessen ZSS-Linie im Abstand x_{ZS} liegt (Abb. 5.15).

Unter Zuhilfenahme von Massenbilanz und der Bernoulli-Gleichung leiten Bennington et al. [53] mit der Vorstellung aus Abb. 5.15 eine Beziehung zur Bestimmung der ZSS-Linie in Abhängigkeit des mittleren statischen Druckgefälles über den Rotor $\Delta\overline{p}$, des Strömungskoeffizienten Φ, der Anströmgeschwindigkeit c_1 sowie des Spaltes h_{Sp} her

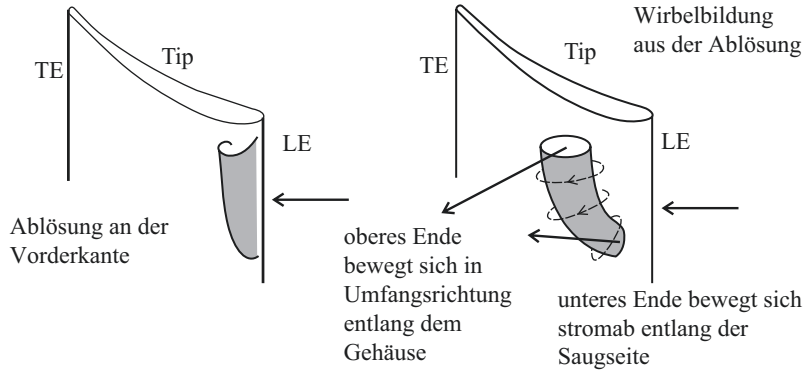


Abb. 5.16 Entstehung eines Wirbelsystems als Ursache des kleinskaligen Abreißens, nach [54]

$$x_{zs} = x_0 - 0{,}6 \cdot h_{Sp} \cdot \left(6 \cdot \frac{2}{\rho} \cdot \frac{\Delta\bar{p}\left(\Phi, h_{Sp}\right)}{c_1^2} \right). \tag{5.28}$$

Der Offset x_0 als unbekannter Parameter berücksichtigt den virtuellen Ursprungsort der Spaltströmung. Mit Messungen konnte dieser Zusammenhang nachvollzogen werden.

Pullan et al. [54] beschreiben die Entstehung der kurzwelligen Störung basierend auf numerischen Untersuchungen. Ausgehend von einem reduzierten Druckaufbau an der Blattspitze aufgrund einer Ablösung an der Vorderkante in Nähe der Blattspitze durch starke Fehlanströmung bildet sich ein Wirbel, der sich von der Saugseite der Schaufel zum Gehäuse hin erstreckt (Abb. 5.16). Am Gehäuse windet sich der Wirbel zur Druckseite der benachbarten Schaufel hin, so dass dort eine Ablösung induziert wird. Somit breitet sich die Ablösung auf den nächsten Strömungskanal aus. Die Rechnungen zeigen, dass dieses Phänomen auch ohne Spitzenspalt auftritt und somit nicht durch den Spaltwirbel verursacht wird. Die beschriebene Wirbelstruktur wurde unmittelbar vor dem kurzskaligen Abreißen beobachtet und wird deshalb als Ursache der Spike angesehen.

Den linearen zum nicht linearen Übergang während eines kleinskaligen Abreißens eines langsam drehenden Axialverdichters untersuchten Qian et al. [55]. Sie zeigen ebenfalls, dass das kleinskalige Abreißen nicht nur durch den Spaltwirbel induziert wird, sondern dass eine Störung zweiter Ordnung bei stabilem Spaltwirbel, bereits zwei Umdrehungen vor dem Wirbelaufbrechen zu erkennen ist. Diese Störung zweiter Ordnung wächst schnell an. Sie ähnelt nicht der Entwicklung eines langskaligen Abreißens. Während des Ansteigens fielen sowohl der adiabate Wirkungsgrad als auch das Druckverhältnis über der Lieferzahl linear ab, wobei die Spaltströmung stabil blieb, so dass angenommen werden kann, dass die Störung zweiter Ordnung und nicht die Spaltströmung Ursache des beobachteten Verhaltens war. Während der umfangsmäßigen Ausbreitung der Störung bildete sich eine starke umfangsmäßige Druckdifferenz aus, die den Spaltwirbel destabilisierte und erste kleinskalige Piks verursachte. Allerdings konnte die Entstehungsursache

der Störung zweiter Ordnung selbst noch nicht eindeutig geklärt werden. Die schnelle Entwicklung dieser Störung zweiter Ordnung bewirkte eine Destabilisierung der Spaltströmung, so dass kleinskaliges Abreißen induziert wurde und das Verhalten des Verdichters nicht linear wurde.

Die Entstehung des Abreißens untersuchten Schreiber et al. [45] an einem 3,5-stufigen transsonischen Hochgeschwindigkeits-Mitteldruckverdichter ($Ma_{\text{Rotorspitze 1}} = 0{,}92$) mit einem Gehäusedurchmesser von 0,52 m, beschrieben in Ottavy et al., Gourdain et al. [56, 57] sowie Marty et al. [58], und verglichen die Ergebnisse mit instationären RANS-Rechnungen [59]. Die Blattanzahl wurde in allen Gittern als Mehrfaches von 16 gewählt, so dass sich immer Frequenzen mit der zeitlichen Periode 1/16 der Drehzahl ergeben. Die Trajektorien der Spaltströmung konnten unter Auslegungsbedingungen gut berechnet werden, wenn auch die Blockagezone im Blattspitzenbereich zu groß berechnet war, so dass für eine tragfähige Aussage auf jeden Fall eine experimentelle Überprüfung erforderlich ist. Die instationären Rechnungen ergaben eine rotierende Störung im Blattspitzenbereich des zweiten und dritten Rotors, die im Experiment nicht gefunden wurde. Zusätzlich wurde eine kleinskalige Ablösezone mit instationärem Verhalten identifiziert, die auf eine Wechselwirkung des Spitzenwirbels mit der Spaltströmung des benachbarten Kanals zurückgeführt wird.

5.6.3 Langwelliges rotierendes Abreißen (Modalwellen)

Die langskalige Anregung führt auf zweidimensionale Instabilitäten, die sich über den gesamten Verdichter erstrecken [60] und in einem ersten Ansatz über die Steigung der Verdichterkennlinie erklärt werden. Durch eine lineare Analyse der zweidimensionalen Strömung durch einen idealisierten Verdichter mit großem Naben-zu-Spitzen-Verhältnis konnte Moore [61] die modalen Wellen beschreiben. Die langskaligen Modalwellen breiten sich umfangsmäßig im Ringraum aus, wobei sie im Maximum der Kennfeldkurve instabil werden. Hynes und Greitzer [62] detaillieren die mathematische Beschreibung dieser Modellvorstellung. Longley [63] führt die Instabilität auf das Erreichen des Maximums mit einer horizontalen Tangente der Verdichterkennlinie zurück („zero slope criterion“).

5.7 Rotierendes Abreißen unter transsonischen Bedingungen

Die Initiierung rotierenden Abreißens erfolgt sowohl im subsonischen als auch im transsonischen Verdichter zum einem durch langskaliges Abreißen, das durch Schwingungen im gesamten Strömungsfeld der Stufe, bzw. des mehrstufigen Verdichters verursacht wird, als Modalwellen (modal waves) bezeichnet, zum anderen durch feinskalige Störungen in der Größenordnung der Teilung an der Blattspitze [41].

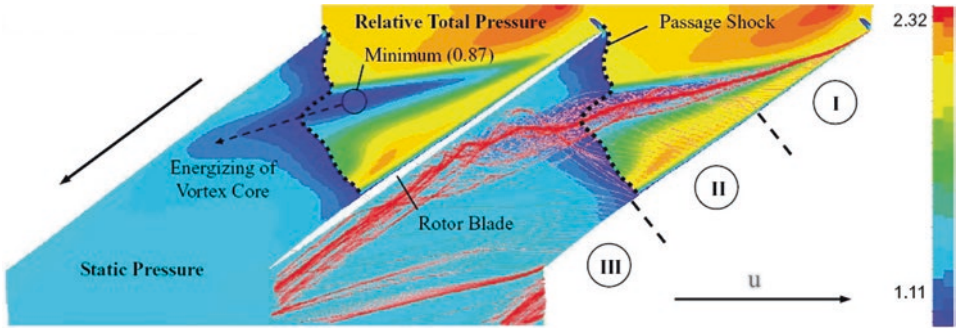


Abb. 5.17 Berechnete Interaktion des Kanalstoßes mit dem Kanalwirbel bei Auslegungsbedingung [64]

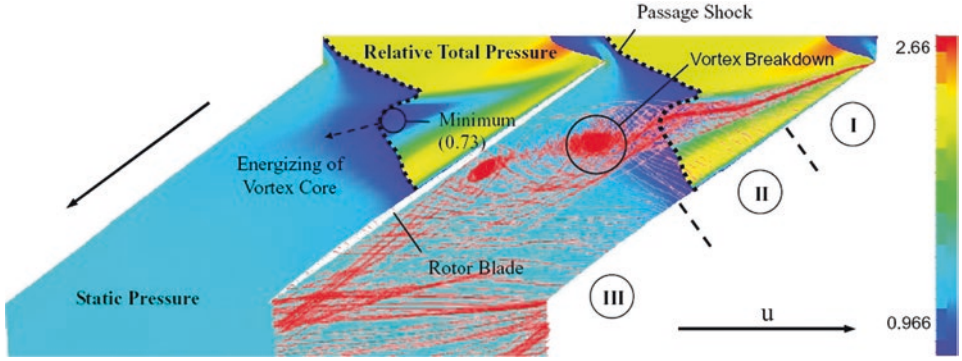


Abb. 5.18 Berechnete Interaktion des Kanalstoßes mit dem Kanalwirbel bei maximalem Wirkungsgrad nahe der Strömungsablösung [64]

In transsonischer Verdichterströmung unterscheidet sich die Entstehung der Ablösung von den Mechanismen in subsonischen Strömungen. Aufgrund des höheren Druckaufbaus wird die Wirbelstärke des Spaltwirbels so stark, dass sich ein Wirbelplatzen (Vortex Breakdown) einstellt. Hierbei entsteht ein hohes Unterdruckgebiet im Wirbelzentrum, das energiearmes Fluid aus der Spaltleckage ansaugt und somit den Kanal versperrt, was wiederum zu einer Ablösung führt. Insbesondere die Wechselwirkung des Kanalstoßes, der sich bei höheren Anströmgeschwindigkeiten als Kopfstoß vor die benachbarte Schaufel stellt, mit dem Spaltwirbel ist für den Strömungsabriss verantwortlich. Solange kein Wirbelaufplatzen auftritt, gelingt es der Kanalströmung hinter der Stoßfront der Wirbelströmung soweit energiereiches Fluid zuzuführen, dass keine Versperrung auftritt (Abb. 5.17).

Durch stärkeres Androsseln steigt der Druckgradient über den Spalt stark an, so dass sich die Wirbelstärke erhöht, bis hinter dem Verdichtungsstoß, der die Axialgeschwindigkeit stark absenkt, ein Wirbelplatzen auftritt (Abb. 5.18).

Hah et al. [65] untersuchten die Wechselwirkung von Verdichtungsstößen und Spaltwirbeln an einem vorwärts gepfeilten transsonischen Verdichterrotor. Sie fanden in ihren numerischen Studien, die an Experimenten validiert wurden, dass in der Nähe der Strömungsablösung die Wechselwirkung des Verdichtungsstoßes mit dem Spaltwirbel den Spaltwirbel zu Oszillationen anregt. Der Spaltwirbel entsteht in der Nähe der Vorderkante und bewegt sich im Strömungskanal stromabwärts. Oberhalb des Spaltwirbels bildet sich eine energiearme Grenzschicht am Gehäuse aus. Dieses energiearme Fluid sammelt sich unmittelbar hinter dem Kanalstoß oberhalb des Kanalwirbels. Das Fluid wandert bei verringerter Durchströmung zur Druckseite des Schaufelkanals und drängt die ankommende Strömung von der Druckseite ab, so dass sich eine Ablösung ausbildet. Ein Wirbelzusammenbrechen unter Ablösebedingungen konnte bei diesen Untersuchungen jedoch unter keinen Betriebszuständen beobachtet werden.

Der Beginn des Auftretens des rotierenden Strömungsabrisses (stall) beim transsonischen Verdichter wurde mittels numerischer Untersuchungen von Hah et al. [66] anhand stationärer wie auch transienter RANS- und LES-Rechnungen sowie begleitender Experimente studiert. Bergner et al. [67] vermaßen das statische Druckfeld über dem Laufrad der transsonischen Fanstufe. Mit der numerischen Rechnung konnten die aus Experimenten bekannten Beobachtungen nachvollzogen werden, dass das Strömungsfeld immer instabiler wird, je mehr man sich der Abrissgrenze nähert. Die Instabilität wird offensichtlich durch die Oszillationen der Spaltwirbel und deren Wechselwirkung mit dem Verdichtungsstoß angefacht. Sie ist durch die Anwesenheit des Spaltwirbels deutlich stärker ausgeprägt als wenn lediglich ein Verdichtungsstoß auftritt. Dies führt dazu, dass die Wechselwirkung des Spaltwirbels und des Kanalstoßes im transsonischen Kompressor ein inhärent instationäres Phänomen darstellt. Die rotierende Ablösung setzt ein, wenn der Kanalstoß stromauf mit dem Vorderkantenstoß zusammenfällt und beide sich von der Vorderkante abheben. In den Untersuchungen waren jeweils zwei Kanäle betroffen, die sich mit 50 % der Rotationsgeschwindigkeit bewegten.

Da der Ablösevorgang vollständig dreidimensional und transient ist, berechneten Chen et al. bzw. Chen und Hathaway [68, 69] die gesamte Stufe des NASA 35 Rotors transient vom quasistationären Betriebszustand bis zum Übergang der Ablösung. Als Randbedingung wird im quasistationären Fall das radiale Gleichgewicht angenommen. In der Nähe des Ablösepunktes fällt jedoch der Verdichterdruckaufbau ab, so dass ein vorgegebener Druck am Austritt nicht mehr angenommen werden kann. In diesem Fall wurde am Austritt eine Drosselbedingung angegeben, die den korrekten Massenstrom gewährleistete, so dass der Austrittsdruck variieren konnte.

Die Spaltströmung wurde entsprechend einem Ansatz von Kirtley et al. [70] gewählt, um nicht den Spalt über Gebühr auflösen zu müssen. Hierbei wurde die Vernetzung nach Van Zante et al. [71] vorgenommen. Die Turbulenz wurde mit dem k-ε-Modell simuliert. Vor der detaillierten Studie zum Ablösen wurde das numerische Model mit gutem Resultat an Messwerten validiert. Über eine räumliche FFT konnte zu Ablösungsbeginn eine einen

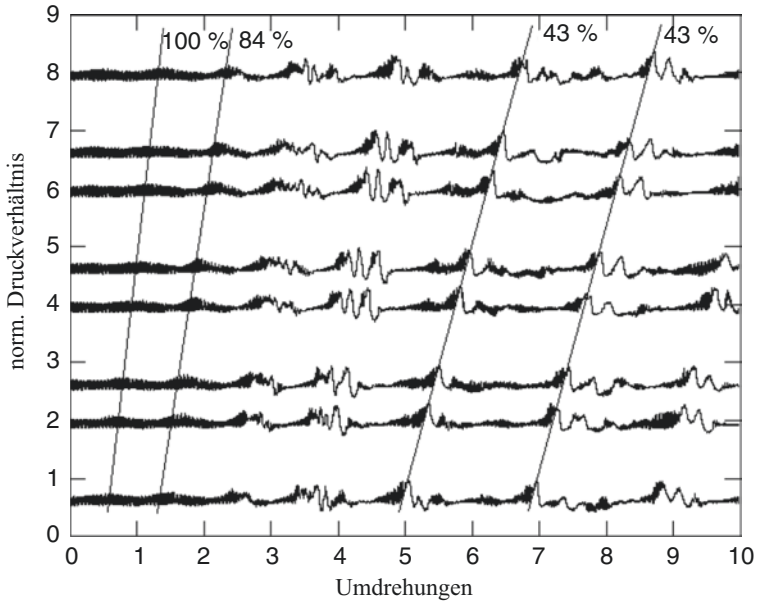


Abb. 5.19 Bei 44 % der Sehnenlänge vor dem Rotor berechnete lokale statische Druckverläufe während des Entstehens der rotierenden Ablösung [60]

Umfang umfassende langwellige Ablösung beobachtet werden, der unmittelbar eine kurzwellige Ablösung folgte, so dass die Ablösungsentstehung transient beobachtet werden konnte. Wie des Öfteren beschrieben, erfolgt die kurzwellige Ablösung (Spike) in dem Augenblick, in dem die Spaltströmung senkrecht zur Meridianströmung steht. Da lediglich eine Stufe modelliert wurde, ist zu beachten, dass das Pumpen nicht berechnet wird, da das hierzu benötigte Volumen nicht modelliert ist.

Das Vorbeistreichen der Rotorblätter (BPF) ist in Abb. 5.19 während der ersten beiden Umdrehungen deutlich an der Aufdickung der Kurve erkennbar. Eine erste Ablösezelle (Spike) ist nach 1,5 Umdrehungen (1,5 T) als leichtes, wanderndes Maximum erkennbar. Anhand der Steigung des durchwandernden Maximums ist zu erkennen, dass die Rotationsgeschwindigkeit bei 84 % der Umfangsgeschwindigkeit startet und sich dann auf 43 % einstellt. Zusätzlich zu erkennen ist eine kleine, mit 100 % Rotorgeschwindigkeit umlaufende, Störung bereits bei 0,7 T, die als langskalige Störung der Länge des Umfangs identifiziert werden konnte.

Sobald das rotierende Abreißen eingesetzt hat, entsteht aus dem anliegenden Vorderkantenstoß ein System mit zwei Stoßfronten, bestehend aus der abgelösten Kopfwelle und dem Kanalstoß, das die senkrechte Spaltströmung beeinflusst, aber nicht zu Ablösungen führt, (Abb. 5.20).

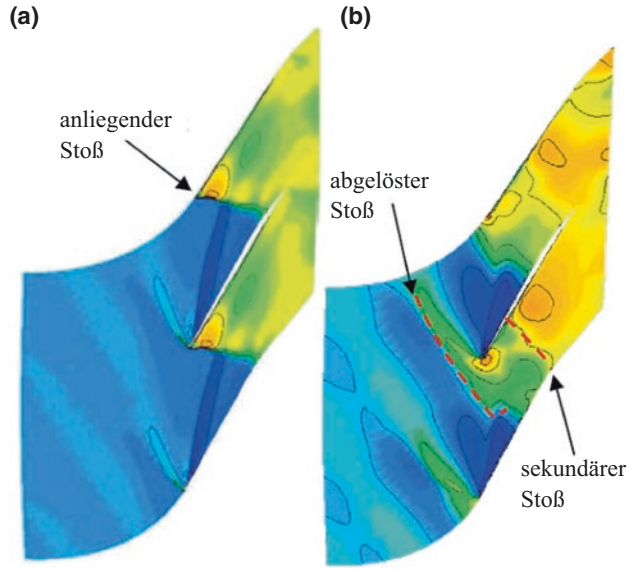


Abb. 5.20 Druckkontur in Gehäusenähe einer transsonischen Verdichterstufe vor und während der rotierenden Ablösung; **a**) stabiler Bereich, **b**) unmittelbar vor der Ablösung (stall) [69]

5.8 Entstehung und Früherkennung des rotierenden Abreißens

Sowohl rotierendes Ablösen („rotating stall“) als auch Pumpen („surge“) schränken den Betriebsbereich des Verdichters stark ein. Bei idealer Anströmung geht der Strömungsabriss von einer Stelle einer Schaufel aus, die beispielsweise aus fertigungstechnischen Gründen oder wegen einer Beschädigung am weitesten von der Auslegungsgeometrie abweicht. Im realen Betrieb allerdings muss davon ausgegangen werden, dass die Anströmung zum Verdichter nicht homogen erfolgt und es somit lokal eingeschränkte Gebiete mit Fehlanströmungen gibt. Der Einfluss derartiger Störungen am Eintritt wird, wie oben erwähnt, in der Literatur für verschiedene Konfigurationen detailliert untersucht.

Um den Abstand zur Pumpgrenze besser kontrollieren zu können, wird in den gemessenen Signalen nach Hinweisen gesucht, die es erlauben, kurzfristig das Entstehen der kleinskaligen Störungen zu identifizieren und das folgende langskalige Abreißen vorauszusagen. Andererseits folgt aus der Tatsache, dass rotierendes Abreißen oder Pumpen vorwiegend durch äußere Einflüsse der Anströmung und nicht ausschließlich durch die Geometrie ausgelöst wird, dass die korrekte Vorhersage unter real auftretenden Bedingungen schwierig ist [72, 18]. Die selbst unter stationären Bedingungen transiente Strömung durch die Beschaufelung, die Nichtlinearität der Dynamik und deren Wechselwirkung erschweren die theoretische Beschreibung.

Durch die Untersuchungen der aktiven Stabilitätskontrolle wurden diese Effekte detailliert studiert, um die Entstehung der Ablösung im Vorfeld zu erkennen. Während die Entstehung der Ablösung stark von der lokalen Struktur des Strömungsfeldes abhängt, wird dessen Wachstum von der Systemdynamik beherrscht. Inhomogenitäten der lokalen Strömungsstruktur lassen sich in großskalige und kleinskalige Phänomene aufteilen [41, 73].

Camp und Day [42] zeigten die Wechselwirkung zwischen Strömungsfeld und Dynamik auf und führten zur Beschreibung der Stabilität einen kritischen Winkel der lokalen Fehlanströmung ein. Unter der Annahme, dass selbst kleine Gebiete, die lokal ablösen, sich unmittelbar ausweiten, wurden die ersten Ablöseanzeichen als Kriterium für einen Beginn des Ablösens definiert.

Tryfonidis et al. [40] schlagen unterschiedliche Mess- und Auswertungsmethoden zur Früherkennung des Ablösens vor. Lin et al. [74] entwickelten eine Wellen-Analysemethode, um Störungen in der Strömung zu detektieren und fanden bei ihren Untersuchungen eines dreistufigen Niedergeschwindigkeitsverdichters, dass Spitzen im Druck lediglich vorübergehend, selten jedoch dauerhaft zum „stall" führen [75]. Auch Jahnen et al., Leinhos et al. [76, 77] sowie Inoue et al. [78] setzten die Wellenanalyse in experimentellen Studien zur Dedektion der Stall-Anzeichen ein. Scheidler [79] nutzte diese Analysemethode zur Früherkennung des Pumpens am Verdichter des Larsac 04 C5-Flugtriebwerkes zur aktiven Stabilitätsverbesserung durch Einblasen an den Schaufelspitzen.

In Abb. 5.21a ist der zeitliche Verlauf des Druckspektrums beim Androsseln des Verdichters in Abhängigkeit der Rotorumdrehungen dargestellt, gezählt von −11 bis 5 [80].

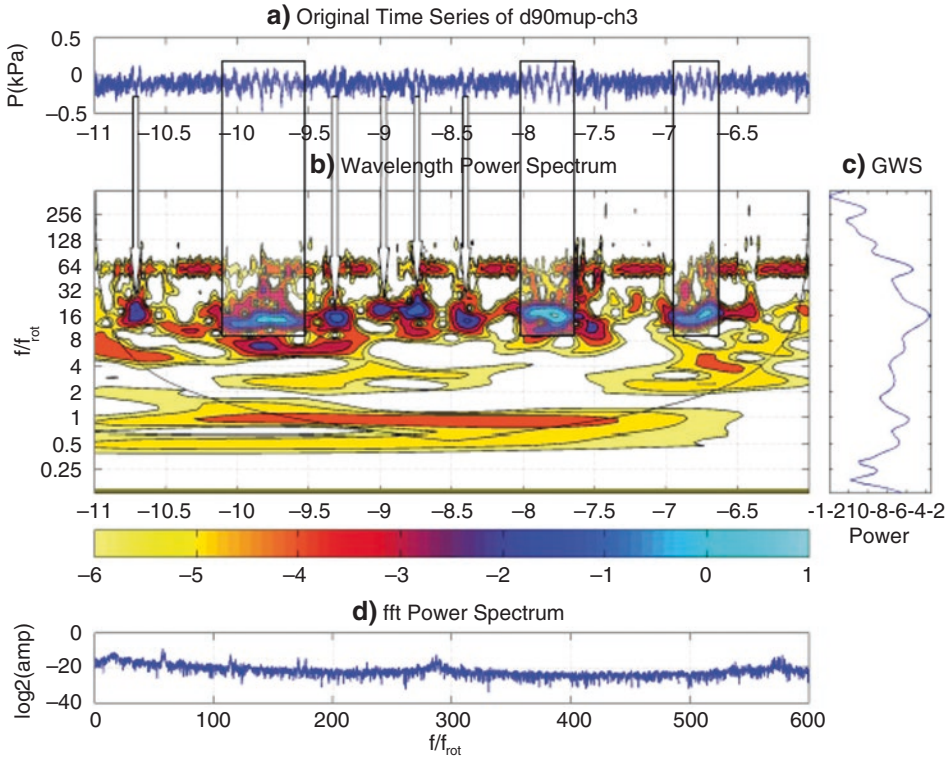


Abb. 5.21 Gemessene Frequenzspektren und Wellenanalyse beim Androsseln eines Verdichters kurz vor der Ausbildung einer Ablösung; **a**) zeitlicher Verlauf; **b**) zeitliches wavelet-Spektrum von **a**); **c**) globales wavelet Spektrum von **a**); **d**) Fourier-Leistungsanalyse; f/f_{rot} Vielfaches der Rotorfrequenz [80]

Immer wieder zeigen sich erste Anzeichen eines beginnenden Stalls, erkennbar an der Ausbildung konkreter Frequenzen im zeitlichen Verlauf, bzw. an Minima im Leistungsspektrum, beispielweise im Bereich um (−10), (−8) sowie (−6). Das hierzu korrespondierende Leistungsspektrum der Wellenanalyse zeigt Abb. 5.21b. Die gemittelten Werte sind in Abb. 5.21c dargestellt, während Abb. 5.21d das Fourier-analysierte frequenzaufgelöste Leistungsspektrum zeigt. Nicht die absoluten Werte, sondern die Entwicklung der relativen Werte geben Aufschluss über die bevorstehende Ausbildung eines Abreißens.

Die Entstehung des rotierenden Abreißens der transsonischen Verdichterstufe NASA-35 wird in mehreren Arbeiten experimentell und numerisch untersucht. In Rigtests untersuchten Bright et al. [81] fünf verschiedene Betriebspunkte mit dem Ergebnis, dass eine modale Anregung vorliegt, wenn keine Störungen im Einlauf auftreten. Numerische Untersuchungen von Zake et al. [82] einer einzelnen Passage zeigten, dass unmittelbar vor dem „stall“ der Spitzenwirbel stark anwuchs und die Achsentrajektorie sich senkrecht zur Hauptströmung einstellte. Eine Nachlaufstelle in der Nähe der Blattspitze der Vorderkante führte über lokale Ablösungen zum rotierenden Abreißen. Nach numerischen Untersuchungen von Davis und Yao sowie Hoying et al. [83, 84] spielt die Zirkulation des Spitzenwirbels eine bedeutende Rolle bei der Entstehung des Stalls. Nach numerischen Untersuchungen von Vo et al. [85] an einem Niedergeschwindigkeitsverdichter mit relativer Tip-Mach-Zahl von 0,2 sowie an einer 6-Blattpassage der transsonischen NASA-35 Verdichterstufe verursacht der Spitzenwirbel der Vorderkante einen Nachlauf zur Hinterkante am Beginn des Spikes. Mithilfe einer URANS-Rechnung untersuchten Chen et al. [86, 87] den vollen Umfang der NASA-35-Stufe unter Auslegungsgeschwindigkeit. Sie lösten den Rotorspalt mit einem einfachen „roof top“ Gitter auf. Die Ergebnisse zeigen, dass sich als erstes eine Störung mit Rotorumfangsgeschwindigkeit ausbreitet, bevor sich ein Spike mit mehreren Stall-Zellen mit 84 % der Rotorgeschwindigkeit ausbreitet. Teilweise fielen diese Zellen zu einer Einzelzelle mit 43 % Ausbreitungsgeschwindigkeit zusammen [87]. Auch Gan et al. [88] berechneten einen volle NASA-35-Stufe mit URANS. Sie fanden eine etwa sechs Kanäle umfassende Stall-Zelle des Spike-Typs, die sich mit 90 % der Rotorgeschwindigkeit ausbreitete.

Gan et al. [89] hingegen berechneten den vollen Umfang der NASA-35-Stufe mithilfe der DDES-Methode. Sie beobachteten, dass der Stall mit modalen Störungen, die etwa fünf bis sechs Passagen weit sind, beginnt und sich dann schnell in zwei Spikes mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit von 43 % der Rotorgeschwindigkeit entwickelt. Gan et al. [89] führen den Anregungsmechanismus auf eine Rückströmung von der Hinterkante, verursacht durch die Versperrung in Blattspitzennähe, zurück, die den Totaldruckabfall verursacht. Die Blockage schiebt die Spitzenströmung stromab und erzeugt so einen von der Vorderkante abgelösten Stoß. Die sonische Ebene stellt sich während der Stall-Entstehung parallel zur Rotoreintrittsebene ein. Während sich diese sonisch durchströmte Ebene durch die Strömungsblockage stromab bewegt, wächst die Abreißzelle an und breitet sich mit etwa 42 % der Rotorgeschwindigkeit entgegen die Rotordrehung aus.

Kang et al. [90] untersuchten die Entstehung des Abreißens experimentell an einem transsonischen dreistufigen und an einem einstufigen Axialverdichter. Am Betriebspunkt, an dem Abreißen auftrat, wurde vom ersten Anzeichen an der Verlauf der Abreißlinie verfolgt und der Übergang zum Pumpen mit hochfrequenten Druckaufnehmern gemessen und mit Flussdiagrammen und FFT ausgewertet. Der dreistufige Verdichter wurde mit positivem Fehlanströmwinkel ausgelegt, um beim Androsseln den Vorläufer des Abreißens von der dritten Stufe ausgehend zur ersten zu verfolgen. Allerdings begann das Abreißen von der ersten Stufe aus und breitete sich zur dritten hin aus. Interessanterweise verlief die Abreißwelle spiralförmig stromabwärts. Nachdem die Abreißwelle den Sammelraum der dritten Stufe erreicht hatte, traten plötzlich starke eindimensionale Fluktuationen auf und der Verdichter begann zu pumpen. Im Gegensatz hierzu wurde beim einstufigen Versuchsaufbau ohne weitere sichtbare Änderung im Drucksignal unmittelbar vor dem umlaufenden Abreißen eine kleinskalige Störung gemessen. Sobald das rotierende Abreißen voll entwickelt war, wich der Betriebspunkt von der Betriebslinie auf einen anderen Betriebspunkt aus. Außerdem wurde eine leichte Helmholtz-Schwingung des Verdichtersystems bemerkbar.

Zur Identifikation der Instabilität wurde der B-Parameter, [91] bzw.[92], herangezogen

$$B = \frac{u}{2 \cdot a_S} \cdot \sqrt{\frac{V_P}{A_C \cdot L_C}} \tag{5.29}$$

mit dem Volumen des Plenums V_P, der Länge des Strömungspfades L_C und der Verdichterdurchflussfläche A_C, der für den dreistufigen Aufbau B = 0,83 und für den einstufigen B = 0,62 betrug. Somit befindet sich der dreistufige Verdichter im Bereich des Pumpens, während der einstufige im Bereich des Auftretens von rotierendem Abreißen („rotating stall“) liegt.

5.9 Empfindlichkeit für Fehlanströmung des Schaufelprofils

Die Strömung innerhalb des Schaufelkanals wird vom Staupunkt des Profils ausgehend sanft beschleunigt bis zum engsten Querschnitt. Daraufhin wird zum Druckaufbau verzögert. Um Ablösungen zu vermeiden, muss die Schaufelgeometrie sowohl in der Steigung als auch in der Krümmung stetig sein. Mit dem Betriebspunkt ändert sich der Anströmwinkel. Das Schaufelprofil erlaubt eine gewisse Fehlanströmung. Allerdings führen Unregelmäßigkeiten am einzelnen Profil, aber auch Störungen in der Anströmung, zu lokalen Ablösungen, die sich entsprechend ausbreiten können. Von besonderer Bedeutung in diesem Zusammenhang sind Störungen der Anströmung der ersten Laufreihe, die durch den Einlauf verursacht werden.

Als Störungen im Einlauf des Verdichters kommen unterschiedlichste Ursachen in Betracht, die in der Regel ein Absenken des Pumpgrenzenabstandes bewirken. In diesem Zusammenhang wirken sich Totaldruckstörungen, Veränderungen im Geschwindigkeits-

feld, beispielsweise durch Drallstörungen, aber auch Temperatursträhnen aus. Bei entsprechend hohen Mach-Zahlen der Anströmung kommen stationäre und instationäre Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen hinzu, die eine Strömungsablösung begünstigen. Bei stationären Anlagen wird deshalb der Einlauf in den Verdichter sorgfältig optimiert. Bei Flugtriebwerken hingegen ist dies aufgrund der sich ändernden Anströmbedingungen nur bedingt möglich. Da die Störungen der Einlaufströmung sich gravierend auf die Leitungsfähigkeit der Gasturbine auswirken, gibt es eine Vielzahl Untersuchungen, die hier nur teilweise erwähnt werden können. Seddon und Goldsmith [30] untersuchten den Einfluss einer Totaldruckstörung, während Guo und Seddon [31], Meyer sowie Pazur [93, 94], die Auswirkungen von Drallstörungen analysierten. Ergänzend beschrieben Bernhard sowie Höss [34, 95] die Auswirkungen von lokalen Totaldruckstörungen und von kombinierten Eintrittsstörungen. Umfangreiche Untersuchungen wurden auch von Schmid et al. [32, 33] am Einlauf eines Flugtriebwerkes durchgeführt, indem sie zusätzlich den Einfluss der Wechselwirkung unterschiedlicher Störungsarten kombinierten. Durch die Eintrittsstörungen verschlechtern sich die Anströmbedingungen in der Eintrittsebene des Verdichters, was zu einem Wirkungsgradabfall, zu einer Leistungseinbuße sowie zu einer Verringerung des Pumpgrenzenabstandes führen kann.

Eine raue, unstetige Oberfläche kann wie eine Fehlanströmung zu Strömungsablösungen führen. Insbesondere der Anströmbereich der Schaufel muss deshalb sorgfältig gestaltet sein. Er kann durch Fertigungsfehler oder Erosion, aber auch durch Beschichtungen von der Auslegungsgeometrie abweichen. Die hierauf erzeugte Verdickung der Grenzschicht an der Abströmkante führt zu einem reduzierten Abströmwinkel sowie zu einem erhöhten Druckverlust, die sich auf eine Verringerung des Stufendruckverhältnisses, auf eine geringere Durchflusskapazität, auf einen niedrigen Wirkungsgrad sowie auf einen geringeren Pumpgrenzenabstand auswirken.

Zunehmend werden Erosions- und Korrosionsschutzschichten auf Verdichterschaufeln aufgebracht. Suder et al. [96] zeigten in experimentellen Untersuchungen zur Oberflächenrauigkeit eines trans-/supersonischen Verdichters, dass die Rauheit auf den ersten 2 % der Profillänge nahezu über die gesamten Rauhigkeitsverluste der Verdichterschaufel bestimmend ist. Der hohe Einfluss der erhöhten Rauheit an der Schaufelvorderkante beruht auf dem Zusammenwirken des Verdichtungsstoßes im Kanal mit der dickeren Grenzschicht der Saugseite.

Kwon und Sankar [97] sowie Khalid et al. [98] fanden, dass Eisbildung an der Schaufelvorderkante sowohl die Verluste ansteigen lässt als auch den Pumpgrenzenabstand verringert. Den Zusammenhang zwischen dem tolerierbaren Fehlanströmwinkel i und dem Beginn von laminaren Ablösungen nahe der Vorderkante gibt Tuck [99] zu

$$i = 0{,}818 \cdot \sqrt{\frac{r}{c}} \tag{5.30}$$

an, mit dem Radius der Schaufelvorderkante r und der Profillänge c. Auch Walraevens und Cumpsty [100] zeigten, dass nicht optimal gestaltete Schaufelvorderkanten zu

Ablöseblasen führen, die eine Aufdickung der Grenzschicht über der nachfolgenden Profillänge bewirken. Nach Tain [101] hängen die Bildung und der Ort der Ablöseblase von der Eintritts-Mach-Zahl, vom Fehlanströmwinkel und von der Krümmung des Schaufelprofils nahe der Vorderkante sowie in bestimmten Grenzen von der Reynolds-Zahl ab. Numerische Untersuchungen des Einflusses einer Beschichtung wurden von Elmstrom et al. [102] durchgeführt und führen zur Beurteilung der Oberfläche einen Ungleichförmigkeitsparameter k ein, der die Ungleichförmigkeit, bezogen auf die Beschichtungsdicke, darstellt. Sie empfehlen, dass die Ungleichförmigkeit unter $k < 0{,}25$ gehalten werden muss, damit kein Einfluss bemerkbar ist. Ein Ungleichförmigkeitsparameter $k > 0{,}5$ führt auf merkliche Verluste. Die Strömung hiernach löst im Anströmwinkelbereich i

$$i > -1{,}2 \cdot \left[\left(\frac{r}{c} \right)^{0{,}5} - 0{,}15 \cdot k^2 \right] \cdot \sqrt{1 - Ma^2} \tag{5.31}$$

und

$$i < 1{,}2 \cdot \left[\left(\frac{r}{c} \right)^{0{,}5} - 0{,}3 \cdot k^4 \right] \cdot \sqrt{1 - Ma^2} \tag{5.32}$$

nicht ab.

Untersucht wurde in einem Reynolds-Zahlen Bereich von 200.000 bis 800.000, einem Mach-Zahl Bereich von 0,6 bis 0,8 und in einem Anströmwinkelbereich von +6° bis −6°.

Literatur

1. Lieblein S, Francis C, Schwenk, Robert, LB (1953) Diffusion factor for estimating losses and limiting blade loadings in axial-flow-compressor blade elements. No. NACA-RM-E53D01
2. Koch CC (1981) Stalling pressure rise capability of axial flow compressor stages. ASME J Eng Power 103(4):645–656
3. Sovran G, Klomp ED (1967) Experimentally determined optimum geometries for rectilinear diffusers with rectangular, conical or annular cross section. Fluid Mechanics of Internal Flow. Elsevier Publishing, Amsterdam
4. Emmons HW, Pearson CE, Grant HP (1955) Compressor surge and stall propagation. ASME J Turbomach 77:455–469
5. Vo HD, Tan CS, Greitzer EM (2008) Criteria for spike initiated rotating stall. ASME J Turbomach 130(1):011023
6. Cameron JD, Bennington MA, Ross MH et al (2013) The influence of tip clearance momentum flux on stall inception in a high-speed axial compressor. ASME J Turbomach 135(5):051005
7. Lin F, Zhang J, Chen J, Nie C (2008) Flow structure of short-length-scale disturbance in an axial-flow compressor. J Propuls Power 24(6):1301–1308

8. Nan X, Lin F, Wang S (2014) The budget analysis of axial momentum of the rotor tip flows for axial compressors with circumferential grooves. In Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-26495, Düsseldorf, Deutschland, 16.–20. Juni 2014
9. Nan X, Ma N, Lin F (2016) Evaluation of the effectiveness of typical casing treatments for a low-speed compressor by an integral method. Aerosp Sci Technol 52:234–242
10. Nan X, Lin F, Himeno T, Watanabe T (2018) The behavior of the casing boundary layer with the presence of tip leakage vortex. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-75916, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018
11. Hathaway MD (2007) Passive endwall treatments for enhancing stability. NASA TM-214409
12. Shabbir A, Adamczyk JJ (2005) Flow mechanism for stall margin improvement due to circumferential casing grooves on axial compressors. ASME J Turbomach 127(3):708–717
13. Wilke I, Kau HP (2004) A numerical investigation of the flow mechanisms in a high-pressure compressor front stage with axial slots. ASME J Turbomach 126(2):339–349
14. Cevik M, Vo HD, Yu H (2016) Casing treatment for desensitization of compressor performance and stability to tip clearance. ASME J Turbomach 138(12):16
15. Müller MW, Schiffer HP, Hah C (2007)Effect of circumferential grooves on the aerodynamic performance of an axial single-stage transonic compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27365, Montreal, Kanada, 14.–17. Mai 2007
16. Day IJ (1994) Axial compressor performance during surge. AIAA J Propuls Power 10(3):329–336
17. Day IJ, Freeman C (1994) The unstable behaviour of low and high speed compressors. ASME J Turbomach 116(2):194–211
18. Moore FK, Greitzer EM (1986) A theory of post-stall transients in axial compression systems: part I. ASME J Eng Gas Turbines Power 108(1):68–76
19. Longley JP (1994) A review of non-steady flow models for comressor stability. ASME J Turbomach 116(2):202–215
20. Schulze R (1998) Aktive Stabilisierung eines Axialverdichters. Dissertation, Technische Universität Darmstadt
21. Gravdahl JT, Egeland O (1999) Advances in industrial control, compressor surge and rotating stall – modeling and control. Springer-Verlag, London
22. Spakovszky ZS (2001) Applications of axial and radial compressor dynamic system modeling. Ph.D. thesis, Departement of Aeronautics and Astronautics, MIT
23. Willems FPT (2000) Modeling and bounded feedback stabilization of centrifugal compressor surge. Dissertation, Technische Universität Eindhofen
24. Royce D, Moore RD, Reid L (1980) Performance of single-stage axial-flow transonic compressor with rotor and stator aspect ratios of 1.19 and 1.26, respectively, and with design pressure ratio of 2.05. NASA Technical Paper 1659
25. Hagen, H. (1982) Fluggasturbinen und ihre Leistungen. G. Braun, Karlsruhe
26. Grieb H (2004) Projektierung von Turboflugtriebwerken. Birkhäuser, Basel/Boston/Berlin
27. Stiller C, Thorud B, Bolland O (2005) Safe dynamic operation of a simple SOFC/GT hybrid system. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2005, paper GT2005-68481, Reno, Nevada, USA, 6.–9. Juni 2005
28. Hildebrandt A, Genrup M, Assadi M (2004) Steady-state and transient compressor surge behaviour within a SOFC-GT-hybrid system. In: Proceedings of ASME ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 7: Turbo Expo 2004, paper GT2004-53892, Wien, Österreich, 14–17 Juni 2004

29. Hathaway MD (2002) Self-recirculating casing treatment concept for enhanced compressor performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT-2002-30368, Amsterdam, Niederlande, 3.–6. Juni 2002
30. Seddon J, Goldsmith EL (1985) Intake Aerodynamics. W. Collins and Sons Ltd, London
31. Guo RW, Seddon J (1983) The swirl in an S-duct of typical air-intake proportions. Aeronaut Q 34(2):99–129
32. Schmid NR, Leinhos DC, Fottner L (1999) Performance of a turbofan engine with inlet distortion from the inlet diffuser of a combined cycle engine for hypersonic flight. In: Proceedings of the 14th ISABE, paper ISABE-99-7076, Florenz, Italien 1999
33. Schmid NR, Leinhos DC, Fottner L (2001) Steady performance measurements of a turbofan engine under the presence of inlet distortion with co- and counter -rotating swirl from the intake diffuser for hypersonic flight. ASME J Turbomach 123:379–385; ASME Turbo Expo 2000-GT-11
34. Bernhard D (1999) Untersuchungen zum Einfluss kombinierter Drall- und Totaldruckstörungen auf das Stabilitätsverhalten von Turbostrahltriebwerken. Dissertation, Universität der Bundeswehr München
35. Schweitzer JK, Garberroglio JE (1984) Maximum loading capability of axial flow compressors. J Aircr 21(8):593–600
36. Greitzer EM (1978) Surge and rotating stall in axial flow compressors, parts I&II. ASME J Eng Power 98:190–198, 199–211
37. Day IJ, Cumpsty NA (1978) The measurement and interpretation of flow within rotating stall cells in axial compressors. J Mech Eng Sci 20(2):101–114
38. Gamache RN, Greitzer EM (1986) Reverse flow in multistage axial compressors. AIAA-86-1747
39. Longley JP (2007) Calculating stall and surge transients. In: Proceedings of ASME ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27378, Montreal, Kanada, 14.–17. Mai 2007
40. Tryfonidis M, Etchevers O, Paduano JD, Epstein AH, Hendricks GJ (1995) Pre-stall behavior of several high-speed compressors. ASME J Turbomach 117(1):62–80
41. Day IJ (1993) Stall inception in axial flow compressors. ASME J Turbomach 115(1):1–9
42. Camp TR, Day IJ (1997) A study of spike and modal stall phenomena in a low-speed axial compressor. ASME J Turbomach 120:393–401
43. Escuret JF, Garnier V (1996) Stall inception measurements in a high-speed multistage compressor. J Turbomach 118(4):690–696
44. Day IJ, Breuer T, Escuret J, Cherrett M, Wilson A (1999) Stall Inception and the prospects for active control in four high-speed compressors. J Turbomach 121(1):18–27
45. Schreiber J, Ottavy X, Ngo Boum G, Gourdain N (2016) Influence of rotor tip flow field mis-prediction on rotating disturbance near surge in a high speed multistage compressor. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: Turbomachinery, paper GT2016-57372, Seoul, Südkorea, 13.–17. Juni 2016
46. Inoue M, Kuroumaru M, Yoshida S, Minami T (2004) Effect of tip clearance on stall evolution process in a low-speed axial compressor stage. In Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53354, Wien, Österreich, 14.–17. Juni 2004
47. Simpson AK, Longley JP (2007) An experimental study of the inception of rotating stall in a single-stage low speed axial compressor. In Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27181, Montreal, Kanada, 14.–17. Mai 2007

48. Levey Y, Pismenny J (2007) Pressure field at the tip of rotor blades before and during rotating stall. European Turbomachinery Conference ETC, Athen, 2007
49. Imregun M (2006) Unsteady flow and aeroelasticitybehaviour of aero-engine core compressors during rotating stall and surge. In: Proceedings of ASMEASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-91231, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
50. Vahdati M, Simpson G, Imregun M (2006) Unsteady flow and aero-elasticity behaviour of aero-engine core compressors during rotating stall and Surge. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbomachinery, parts A and B, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
51. Hoying DA, Tan CS, Vo HD, Greitzer EM (1999) Role of blade passage flow structures in axial compressor rotating stall inception. ASME J Turbomach 121(4):735–742
52. Vo HD, Tan CS, Greitzer EM (2005) Criteria for spike initiated rotating stall. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68374, Reno, Nevada, USA 2005
53. Bennington MA, Cameron JD, Morris SC, Gendrich CP (2007) Over rotor casing surface measurements in a high speed axial compressor. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-28273, Montreal, Kanada, 14.–17. Mai
54. Pullan G, Young AM, Day IJ, Greitzer M, Spakovszky Z (2012) Origins and structure of spike-type rotating stall. ASME Turbo Expo. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 8: Turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2012-68707, Kopenhagen, Dänemark, 11.–15. Juni 2012
55. Qian Y, Jinnn Y, Zhuge W, Zhang Y, Lu Y (2016) Linear to nonlinear transition during the spike stall process in a low speed axial flow compressor rotor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: Turbomachinery, paper GT2016-56752, Seoul, Südkorea, 13.–17. Juni 2016
56. Ottavy XN, Gourdain N, Courtiade N (2012) Experimental and computational methods for flow investigation in a high-speed multistage compressor. J Propuls Power 28(6):1141–1155
57. Gourdain N, Wlassow F, Ottavy X (2012) Effect of tip clearance dimensions and control of unsteady flows in a multi-stage high-pressure compressor. ASME J Turbomach 134(5):051005
58. Marty J, Riéra W, Castillon L (2014) Zonal detached eddy simulation of tip leakage flow in an axial high pressure compressor. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2B: Turbomachinery, paper GT2014-25150, Düsseldorf, Deutschland, 16.–20. Juni 2014
59. Schreiber J, Ottavy X, Ngo Boum G, Stéphane A, Sicot F (2015) Numerical simulation of the flow field in a high speed multistage compressor – Study of the Time Discretization Sensitivityé. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2B: Turbomachinery, paper GT2015-42114, Montreal, Quebec, Kanada, 15.–19. Juni 2015
60. McDougall NM, Cumpsty NA, Hynes TP (1990) Stall inception in axial compressors. ASME J Turbomach 112(1):116–125
61. Moore FK (1984) A theory of rotating stall of multistage axial compressors: part I-Small disturbances, part II-Finite disturbances and part III – Limit cycles. ASME J Eng Gas Turbines Power 106(2):313–336
62. Hynes TP, Greitzer EM (1987) A method for assessing effects of inlet flow distortion on compressor stability. ASME J Turbomach 109(3):371–379
63. Longley JP (1994) A review of non-steady flow models for compressor stability. ASME J Turbomach 116(2):202–215

64. Wilke I, Kau HP (2007) A numerical investigation of the influence of casing treatments on the tip leakage flow in a hpc front stage. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2007-30642, Amsterdam, Niederlande, 3.–6. Juni 2007
65. Hah C, Rabe DC, Wadia AR (2004) Role of Tip-Leakage vortices and passage shock in stall inception in a swept transonic compressor rotor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53867, Wien, Österreich, 14.–17. Juni 2004
66. Hah C, Bergner J, Schiffer HP (2006) Short length–scale rotating stall inception in a transonic axial compressor – criteria and mechanisms. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbomachinery, parts A and B, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
67. Bergner J, Kinzel M, Schiffer HP (2006) Short length-scale rotating inception in a transonic axial compressor –experimental investigation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90209, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
68. Chen JP, Webster RS, Hathaway MD, Herrick GP, Skoch GJ (2006) Numerical simulation of stall and stall control in axial and radial compressors. AIAA paper 2006-418
69. Chen JP, Hathaway MD (2007) Pre-stall behaviour of a transonic axial compressor stage via time-accurate numerical solution. In: Proceedings of ASME ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, May 14–17 2007, Montreal Canada, parts A and B, paper GT2007-27926
70. Kirtley KR, Beach TA, Adamczyk JJ (1990) Numerical analysis of secondary flow in a two-stage turbine. AIAA-90-2356
71. Van Zante DE, Strazisar AJ, Wood JR, Hathaway MD, Okiishi TH (2000) Recommendations for achieving accurate numerical simulation of tip clearance flows in transonic compressor rotors. ASME J Turbomach 122(4):733–742
72. Greitzer EM, Strand T (1978) Asymmetric swirling flows in turbomachine annuli. ASME J Eng Power 100(4):618–629
73. Garnier VH, Epstein AH, Greitzer EM (1991) Rotating waves as a stall inception indication in axial compressors. ASME J Turbomach 113(2):290–302
74. Lin F, Chen J, Li M (2002) Practical issues of wavelet analysis of unsteady tip flows in compressors. AIAA-2002-4082, AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Indianapolis, 2002
75. Lin F, Chen J, Li M (2004) Wavelet analysis of rotor-tip disturbances in an axial-flow compressor. ASME J Propuls Power 20(2):319–334
76. Jahnen W, Peters T, Fottner L (1999) Stall inception in a 5-stage HP compressor with increased load due to inlet distortion. In: Proceedings of ASME ASME 1999 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, 99-GT-440, Indianapolis, Indiana, USA, 7.–10. Juni 1999
77. Leinhos DC, Schmid NR, Fottner L (2001) The influence of transient inlet distortions on the instability inception of a low pressure compressor in a turbofan engine. ASME J Turbomach 123(1):1–8
78. Inoue M, Kuroumaru M, Yashida S, Furukawa M (2001) Short and long-scale disturbances leading to rotating stall in an axial compressor stage with different stator/rotor gaps. In: Proceedings of ASME ASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2001-GT-341, New Orleans, Louisiana, USA, 4.–7. Juni 2001
79. Scheidler SG (2005) Untersuchung der Systemaspekte stabilitätsverbessernder Maßnahmen in Gasturbinen. Dissertation, Universität der Bundeswehr München

80. Lin F, Li M, Chen J (2005) Long-to-short length scale transition: a stall inception phenomenon in an axial compressor with inlet distortion. In: Proceedings of ASME ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68656, Reno, Nevada, 2005
81. Bright MM, Qammar HK, Wang LZ (1999) Investigation of pre-stall mode and pip inception in high-speed compressors through through the use of correlation integral. J Turbomach 121(4):743–750
82. Zake M, Sankar L, Menon S (2010) Hybrid reynolds-averaged navier-stokes/kinetic-eddy simulation of stall inception in axial compressors. J Propuls Power 26(6):1276–1282. https://doi.org/10.2514/1.50195
83. Davis R, Yao J (2007) Computational approach for predicting stall inception in multistage axial compressor. J Propuls Power 23(2):257–265. https://doi.org/10.2514/1.18442
84. Hoying DA, Tan CS, Vo HD, Greitzer EM (1999) Role of blade passage flow structures in axial compressor rotating stall inception. ASME J Turbomach 121(4):735–742. https://doi.org/10.1115/1.2836727
85. Vo HD, Tan CS, Greitzer EM (2008) Criteria for spike initiated rotating stall. ASME J Turbomach 130:1–8. https://doi.org/10.1115/1.2750674
86. Chen J, Hathaway M, Herrick G (2008) Prestall behavior of a transonic axial compressor stage via time-accurate numerical simulation. ASME J Turbomach 130(1):1–12. https://doi.org/10.1115/1.2812968
87. Chen J, Johnson B, Hathaway M, Webster R (2009) Flow characteristics of tip injection on compressor rotating spike via time-accurate simulation. J Propuls Power 25(3):678–687. https://doi.org/10.2514/1.41428
88. Gan JY, Im HS, Zha GC (2015) Simulation of stall inception of a high speed axial compressor with rotor-stator interaction. AIAA Paper 2015-3932, 51st AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Orlando, Florida, 2015
89. Gan J, Im HS, Zha GC (2016) Delayed detached eddy simulation of rotating stall for a full annulus transonic axial compressor stage. In: Proceedings of ASME ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: Turbomachinery, paper GT2016-57985, Seoul, Südkorea, 2016
90. Kang YS, Park TC, Lim BJ, Lim HS (2017) Comparison of stall characteristics of multistage and single-stage transonic axial compressor. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: Turbomachinery, paper GT2017-64115, Charlotte, North Carolina, USA, 26.–30. Juni 2017
91. Greitzer EM, Moore FK (1986) A theory of post-stall transients in axial compression systems: part II-application. ASME J Eng Gas Turbines Power 108(2):231–239
92. Moore FK, Greitzer EM (1986) A theory of post-stall transients in axial compressor systems: part I-development of equations. ASME J Eng Gas Turbines Power 108(1):68–76
93. Meyer W (1988) Untersuchungen zum Einfluss von Einlaufdrallstörungen auf das stationäre Betriebsverhalten von Turbostrahltriebwerken. Dissertation, Universität der Bundeswehr München
94. Pazur W (1991) Experimentelle und numerische Untersuchungen zum Einfluss von Einlaufdrallstörungen auf das Betriebsverhalten von Flugtriebwerksverdichtern. Dissertation, Universität der Bundeswehr München
95. Höss B (1998) Zum Einfluss von Eintrittsstörungen auf das dynamische Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter besonderer Berücksichtigung instabiler Verdichterströmungen. Dissertation, Universität der Bundeswehr München
96. Suder KL, Chima RV, Strazisar AJ, Roberts WB (1995) The effect of adding roughness and thickness to a transonic axial compressor rotor. ASME J Turbomach 117(4):491–505

97. Kwon OJ, Sankar LN (1997) Numerical simulation of the flow about a swept wing with leading edge ice accretions. Comput Fluids 26(2):183–192
98. Khalid M, Zhang S, Chen S (2002) A study of aerodynamic performance degradation on aerofoils and aircraft wings due to accreted ice. Aeronaut J 106:461–472
99. Tuck EO (1991) A criterion for leading edge separation. J Fluid Mech 222:33–37
100. Walraevens RE, Cumpsty NA (1995) Leading-edge separation bubbles on turbomachine blades. ASME J Turbomach 117(1):115–125
101. Tain L (1998) Compressor leading edges in incompressible and compressible flows. Dissertation, Cambridge University
102. Elmstrom ME, Millsaps KT, Patterson JS (2005) Impact of non-uniform leading edge coatings on the aerodynamic performance of compressor airfoils. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68091, Reno, Nevada, USA, 6.–9. Juni 2005

Mehrdimensionale Verdichterbeschaufelung

6

Die Reduktion der Sekundärverluste verlangt voll dreidimensional gestaltete Schaufelblätter, die möglichst unter Vergrößerung des Pumpgrenzenabstandes in ihrem radialen und axialen Verlauf lokal angepasst werden. Obwohl die Erkenntnis der Notwendigkeit der mehrdimensionalen Gestaltung schon lange besteht, führte erst die Möglichkeit, das Strömungsfeld instationär und dreidimensional unter Erfassung von viskosen Kräften und der Turbulenz mit den relevanten physikalischen Phänomenen berechnen zu können, zu dreidimensional ausgebildeten Beschaufelungen. Die Fortschritte in der berührungslosen Messtechnik unterstützten diesen Trend durch Bereitstellung von Validierungsdaten. Außerdem helfen sie, die komplexen mehrdimensionalen Strömungsformen am Experiment zu verstehen.

6.1 Einleitung

Die Verdichterbeschaufelungen entwickelten sich durch die Beherrschung der Diffusion von hoher Streckung zum „Widechord-Design“. Detailliertere Erkenntnisse der dreidimensionalen Strömungen führten zur Vorwärts- und zur Rückwärtspfeilung, (Abb. 6.1). Aktuelle Tendenzen führen mit optimierter dreidimensionaler Gestaltung wieder auf etwas größere Streckungsverhältnisse um 1,0.

Zur Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen der Hauptströmung und der Wandgrenzschicht kommen, wie im Folgenden noch detailliert dargestellt wird, mehrere Auslegungsmöglichkeiten in Betracht. Einerseits kann das Blatt umfangsmäßig („lean“, „dihedral“) geneigt werden. Ist die Neigung an Spitze und Nabe unterschiedlich, spricht man von dihedral. Andererseits kann die Vorder- bzw. Hinterkante gegen die Hauptströmungsrichtung axial vor- oder zurückgesetzt werden, was als gepfeilt („sweep“) bezeichnet wird. Zudem kann der Skelettwinkel der An- bzw. Abströmkante („re-cambering“) oder das gesamte Profil verdreht („skewed“) werden (Abb. 6.2).

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_6

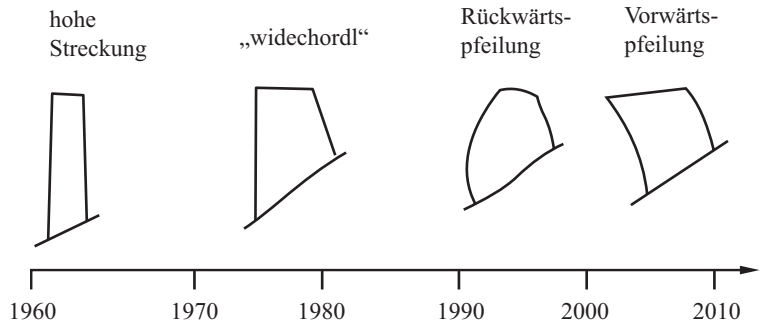


Abb. 6.1 Entwicklung der Rotorschaufeln

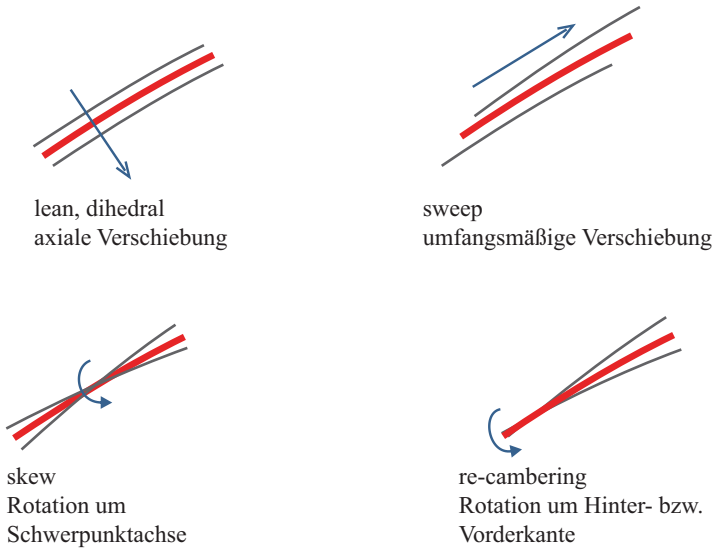


Abb. 6.2 Freiheitsgrade für eine 3D-Auslegung des Blattes, Neigung („lean“, „dihedral“); Pfeilung („sweep“), Anpassung des Ein- bzw. Austrittswinkels („re-cambering“), Verdrehung um Profilschwerpunkt („skewed“)

Eine umfangreiche Studie zur Optimierung dieser fünf Merkmale bezüglich des Wirkungsgrades und der Pumpgrenze ist in [1] zu finden.

6.2 Grundlagen

Die mehrdimensionale Gestaltung der Beschaufelung basiert im Wesentlichen auf der Beeinflussung der Stromflächen innerhalb des Strömungskanals. Deshalb soll vor der detaillierten Darstellung die grundlegende Definition der Stromflächen, aber auch der 2D- und 3D-Auslegung unter physikalischen Gesichtspunkten zusammengestellt werden.

6.2.1 Stromflächen im Verdichtergitter

Die Aerodynamik im Turbomaschinenbau erfordert aufgrund der hochkomplexen dreidimensionalen Strömungsvorgänge die Integration von reibungsbehafteten, dreidimensionalen Rechenverfahren in die Auslegung. Nur so können die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkungen und die aus Versperrung durch Grenzschichten sowie durch Druckgradienten resultierenden starken Sekundärströmungen angemessen erfasst und gezielt reduziert werden. Am leistungsfähigsten sind derzeit 3D-Navier-Stokes-Verfahren, deren Einsatz neben den klassischen quasi-dreidimensionalen Verfahren (Q3D) bei der Schaufelgestaltung aufgrund gestiegener Rechenkapazitäten auch in der Definition der S1-/S2-Flächen der Schaufelauslegung Anwendung findet. Unter der S1-Ebene versteht man die ebene Strömung in einer Mantelschnittebene, d. h. die ebene Profilumströmung. Dementsprechend stellt die S2-Ebene Parallelen zur Profiloberfläche dar. Hiermit wird der Strömungskanalquerschnitt in einer Schnittebene durch die Achse längs der Maschine definiert. Diese Ebenen stehen per definitionem schräg und gekrümmt im Raum. Die S1-Stromflächen sind je nach radialer Lage unterschiedlich gewölbt und auch die S2-Stromflächen hängen von der Lage zwischen den benachbarten Schaufeln ab (siehe Abb. 6.3). Der Dickenverlauf des Profils, der als relative Lage der Stromflächen zueinander leicht berücksichtigt werden kann, muss bei der Berechnung der Beschaufelung möglichst korrekt angegeben werden. Konventionelle Durchflussrechnungen in der S2-Fläche haben jedoch oft Schwierigkeit damit, die Dicke des Profils mit genügender Genauigkeit zu spezifizieren.

Beim quasi-dreidimensionalen Verfahren (Q3D) werden die S1- bzw. S2-Ebenen deswegen vereinfacht definiert, indem für die S1-Ebene Umfangsymmetrie angenommen

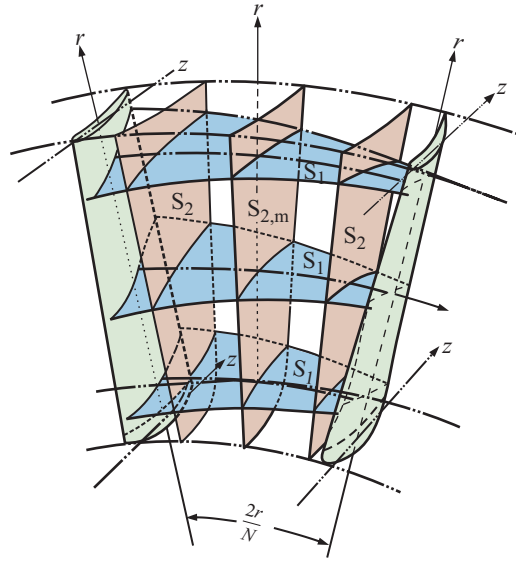


Abb. 6.3 Definition der S1-/S2-Flächen

wird und die S2-Ebene als Achsschnitt definiert wird. Um für die S1-Rechnungen Umfangssymmetrie annehmen zu können, wird in den S2-Rechnungen die Schaufeldicke lediglich über Blockierungen berücksichtigt.

Im Allgemeinen werden Stromflächen selbst bei achsensymmetrischer Anströmung einer Schaufelreihe durch die Beschaufelung aufgrund der radialen und umfangsmäßigen Gradienten verzerrt, so dass die Annahme der Achsensymmetrie selten gerechtfertigt ist (Abb. 6.4). Dennoch zeigen unter Achsensymmetrie berechnete Strömungsfelder in der Regel eine gute Übereinstimmung mit Messwerten. Erst wenn die Stromflächen stark verkrümmt werden, zeigt sich ein Einfluss auf die Schaufelbelastung, obwohl der Druckverlauf auf der Schaufeloberfläche sich kaum ändert [2]. Der Haupteinfluss durch die Verzerrung entsteht durch die Änderung der Abstände der Stromflächen.

Die Schaufelbelastung auf einem mittleren Radius der Abb. 6.4 wird durch die Verzerrung der Stromflächen kaum beeinflusst, da die S1-Flächenabstände hier in etwa unverändert bleiben. Da somit weder die Kontinuitätsgleichung, die ja über die durchströmte Fläche, als auch die Impulserhaltungsgleichung, die über die Geschwindigkeit an die Stromflächen gekoppelt sind, in diesem Gebiet durch die Verzerrung stark beeinflusst werden, ist dementsprechend kaum ein Einfluss auf die Axial- bzw. Umfangskomponente der Geschwindigkeit im Mittelschnitt zu erwarten. Anders ist jedoch die Situation in der Nähe der Nabe bzw. am Gehäuse. Hier ändert sich der Durchsatz durch die Grenzschichtdicke stark, indem sich z. B. die Stromfläche in der S1-Fläche der Saugseite in Nabennähe der Schaufel nähert und somit eine Krümmung der Stromfläche in der S2-Fläche hervorruft, was wiederum den Druckverlauf in S2-Fläche und die Schaufelbelastung beeinflusst. Qualitativ wird eine Entlastung der Schaufel in den Gebieten erwartet, in denen sich die Abstände der Stromflächen vergrößern, wie z. B. auf der Saugseite in Gehäusenähe. Nur bei einer wirbelfreien Strömung ergibt sich in einem zylinderförmigen Schaufelkanal keine Verzerrung der Stromflächen.

Eine Verzerrung der Stromflächen kann in einer drehungsfreien Anströmung durch Strömungskomponenten oder durch Kräfte in der S2-Stromfläche absichtlich induziert werden, wie sie z. B. durch die axiale bzw. radiale Ausrichtung der Schaufel erfolgen kann (Abb. 6.5).

Folgende Schaufel- bzw. Schaufelkantengeometrien sind möglich:

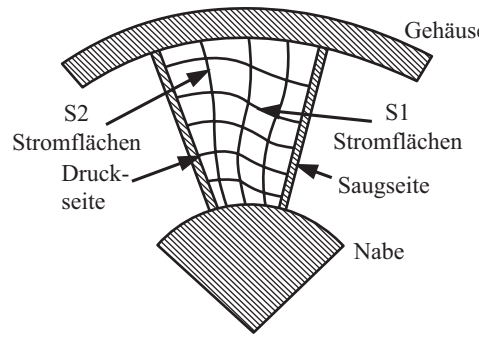


Abb. 6.4 Verzerrung der Stromflächen beim Durchgang durch eine Schaufelreihe (in Strömungsrichtung gesehen)

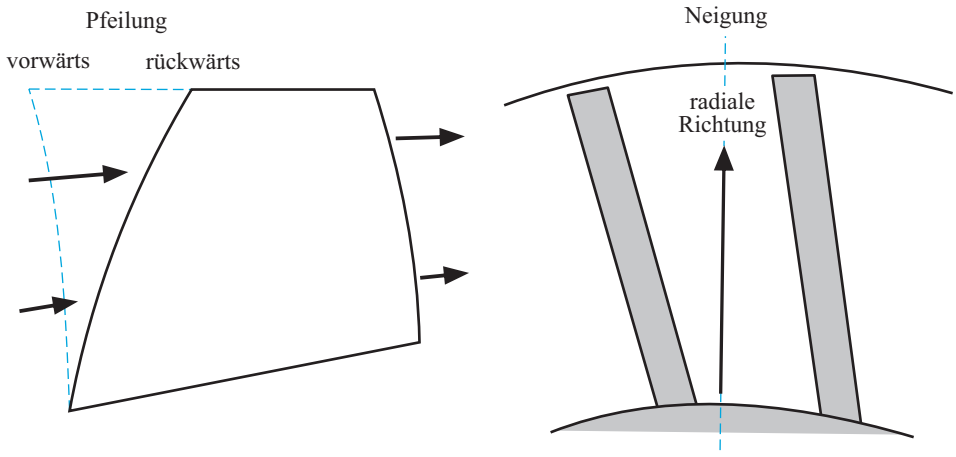


Abb. 6.5 Axiale (sweep) Pfeilung bzw. radiale (lean) Neigung der Schaufel

- Pfeilung („sweep“): Die Schaufelvorderkante steht nicht senkrecht zur ankommenden Strömung der S1-Stromfläche, bzw. die Schaufelhinterkante steht nicht senkrecht zur Abströmungsrichtung der S1-Stromfläche. Wird die Pfeilung alternativ auf die Profilsehne bezogen, d. h. als Profilverschiebung längs der Sehne, so bewirkt die Pfeilung keine zusätzlichen Kräfte (Abb. 6.6). Eine Verschiebung in Strömungsrichtung wird als Rückwärtspfeilung, entsprechend entgegen die Strömungsrichtung als Vorwärtspfeilung bezeichnet.
- Neigung („lean, dihedral“): Die radiale Ausrichtung der Schaufeloberfläche ist geneigt zur radialen Richtung („lean“), d. h. geneigt zur S2-Stromfläche. Zusätzlich gibt es die Definition, dass die Profile senkrecht zur Profilsehne beidseitig sowohl in Naben- als auch in Gehäusenähe in die gleiche Umfangsrichtung verschoben werden („dihedral“) (Abb. 6.6).

Die Maßnahmen der Pfeilung und Neigung dienen der Erhöhung des Wirkungsgrades und zur Verbesserung des Pumpgrenzenabstandes. Sie beziehen sich größtenteils auf die mehrdimensionale Gestaltung der Beschaufelung. Nicht jede Mehrdimensionalität ist jedoch in diesem Zusammenhang gemeint. So wählte man bereits bei frühen Entwürfen von Dampfturbinenschaufeln eine verwundene Geometrie bei niederem Radius zu Schaufelhöhenverhältnissen. Unter der Annahme, dass die Meridianströmung durch ein ebenes Blockströmungsprofil beschrieben werden kann, ergibt sich eine Gesetzmäßigkeit für den An- und Abströmströmwinkel, wenn berücksichtigt wird, dass die Umfangsgeschwindigkeit vom Radius abhängig ist. Durch die Überlagerung des Festkörperwirbels des Rotors in Verbindung mit einem Potenzialwirbel der Strömung ergibt sich beispielsweise das radiale Verwindungsgesetz der Schaufel. Diese Auslegung wurde bereits für die ersten Verdichterschaufeln bei niedrigem Verhältnis von Naben- zu Gehäuseradius übernommen. Mit dieser Auslegung ist eine deutliche Erhöhung des Wirkungsgrades und insbesondere

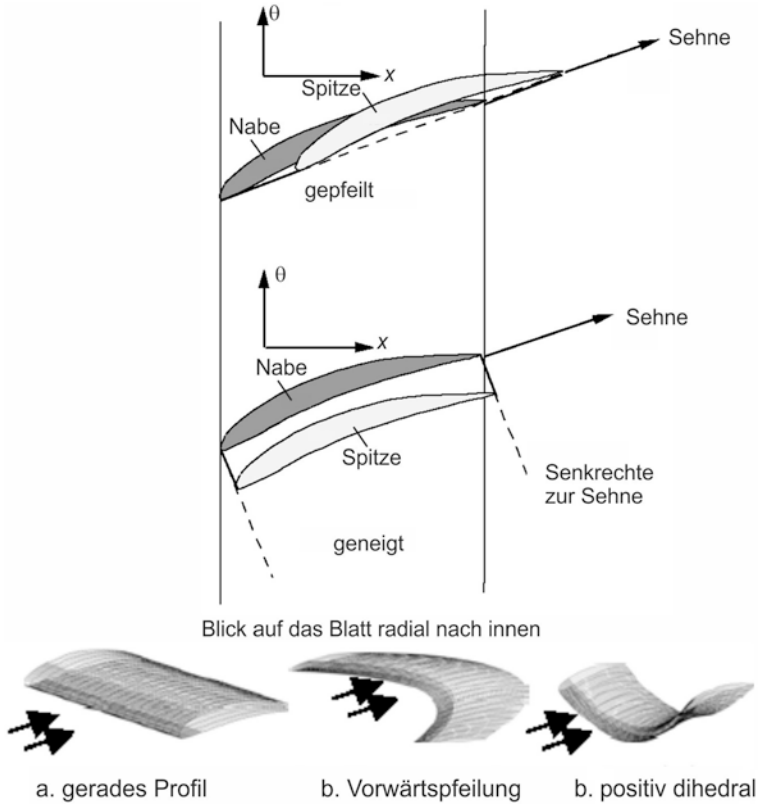


Abb. 6.6 Anordnung der Profile und Veranschaulichung der resultierenden Schaufel bei Pfeilung (sweep), bzw. bei Neigung (lean, dihedral) der Schaufel

des Pumpgrenzenabstandes verbunden. Die in diesem Beitrag behandelte mehrdimensionale Schaufelgestaltung baut auf dieser Gesetzmäßigkeit auf, indem zusätzlich der Einfluss u. a. der Grenzschicht und der Spaltströmung mitberücksichtigt und überlagert werden.

Zusammenfassend muss betont werden, dass es keine grundsätzliche Gesetzmäßigkeit gibt, die die dreidimensionalen Gestaltungsmöglichkeiten kategorisiert und damit kann keine eindeutige Anwendungsvorschrift gegeben werden. Vielmehr hängt der Erfolg der Schaufelgestaltung vom jeweiligen Anwendungsfall und der jeweiligen lokalen Schaufelbelastung ab. Dies gilt vermehrt bei der Kombination mehrere Maßnahmen.

6.2.2 2D-Auslegung

Bei klassischen Verdichterauslegungen wird von einer auf Rotationsstromflächen (S1-Ebenen) verlaufenden Strömung ausgegangen. Bei homogenen Stufenverhältnissen er-

folgt der Druckaufbau schichtenweise, so dass eine Entkoppelung in S1- und S2-Ebenen gerechtfertigt ist und durchaus zufriedenstellende Ergebnisse liefert. Die Geometrie der Stromflächen ergibt sich aus einer Berechnung der Meridianströmung in den S2-Ebenen. Das gesamte Strömungsfeld wird bei dieser Vorgehensweise wie oben erwähnt auf zwei mehr oder weniger gekoppelte zweidimensionale Lösungsebenen aufgespalten. Üblicherweise werden die auf den Rotationsstromflächen bestimmten Schaufelschnitte für die Rotoren im Schwerpunkt, für die Statoren meist an der Hinterkante gefädelt, wobei die Axialpositionen der Vorder- und Hinterkanten meist auf einer Gerade liegen. Nach diesem Ansatz ausgelegte Verdichterbeschaufelungen werden als 2D-Auslegung bezeichnet. Sie werden für moderate Stufendruckverhältnisse ($\pi < 1{,}5$) auch heute noch erfolgreich eingesetzt.

Auch das 2D-Design erzeugt dreidimensionale Effekte auf das Strömungsfeld. Eine Abweichung der Gehäusekontur vom Zylinder, wie sie beispielsweise die Gehäusekontraktion darstellt, bewirkt eine Vorwärtspfeilung (Abb. 6.7). Allerdings ist der größte Teil des Strömungskanals bei mäßigen Belastungen zweidimensional. Lediglich bei Teillast und insbesondere in der Nähe der Pumpgrenze ergeben sich starke dreidimensionale Effekte.

6.2.3 3D-Auslegung

Bei höheren Stufendruckverhältnissen, $\pi > 1{,}5$ und transsonischer Strömung werden aus Stabilitätsgründen kleinere Streckungsverhältnisse realisiert. Hierbei entstehen starke Sekundärströmungen, die durch dreidimensionale Auslegungsstrategien kontrolliert werden müssen. Dreidimensionale Effekte entstehen durch die radialen Druckfelder oft in Verbindung mit den Zentrifugalkräften der Rotoren. Insbesondere die Randzonen begünstigen in Verbindung mit den Grenzschichten und Kavitäten die Entstehung der Sekundärströmung. Außerdem entstehen Spaltwirbel. Zur korrekten Erfassung dieser Strömungen ist auf eine möglichst detaillierte Modellierung am Ein- und Austritt zu achten. Neben der Reduktion der Verluste besteht ein weiterer Aspekt der dreidimensionalen Auslegung in

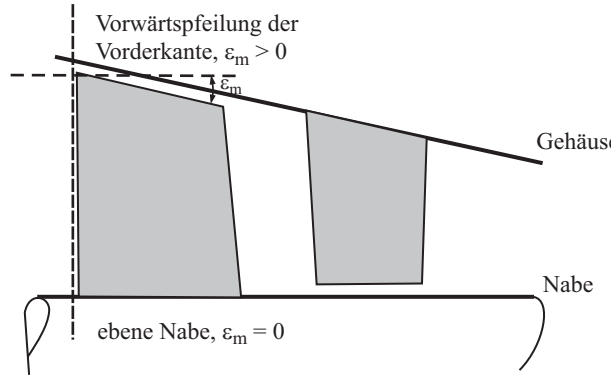


Abb. 6.7 Gehäusekontraktion im 2D-Design bewirkt einen Pfeilungswinkel ε_m

der Erweiterung des Stabilitätsbereichs, was durch die örtliche Stärkung des Massentransportes (Pumpgrenze) durch den Abbau von örtlichen Überlastungen erzielt werden kann.

Die Schwerpunktslinien der Rotoren, sowie die An- und Abströmkante müssen hierfür dreidimensional geformt werden. Dies trifft für eine zylinderförmige Wand des Meridiankanals zu. Findet jedoch eine Gehäusekontraktion statt, so kann hierbei wie erwähnt bereits bei einer geraden Fädelung der Vorder- bzw. Hinterkante eine für die Strömung merkbare Pfeilung entstehen, da die Stromlinien durch den Raumwinkel und nicht durch den Winkel aus der Meridianansicht bestimmt werden, so dass eine klare Trennung zwischen einem 2D- und einem 3D-Design nicht einfach möglich ist. Insbesondere nahe der Pumpgrenze findet eine stärkere Belastung der Profile statt, so dass auch diese Zustände voll dreidimensional betrachtet werden müssen.

Im Auslegungspunkt ist die Erhöhung des Wirkungsgrades überwiegend bei der Gestaltung der dreidimensionalen Strömung durch die Kontrolle der Sekundärströmung (Pfeilung, end-bend, Umfangsneigung, Seitenwandkonturierung) und die Kontrolle der Profilgrenzschicht (Pfeilung und Umfangsneigung) sowie die Berücksichtigung geometrischer und aerodynamischer Randbedingungen am Verdichterein- und -austritt von ausschlaggebender Bedeutung.

6.2.4 Physikalische Gesichtspunkte

Die in den vorangehenden Kapiteln schematisch beschriebenen 3D-Geometrien der Schaufelgestaltung müssen bezüglich der dreidimensional ausgebildeten Strömung durch die Schaufelkanäle separat betrachtet werden. Die Strömung wird einerseits durch die Berandung der Schaufelgeometrie aber andererseits durch die Grenzschichten der Außenwände an Nabe und Gehäuse sowie durch Spaltströmungen, die sich meistens als Wirbelströmungen ausbilden, beeinflusst. Diese dreidimensionalen Strömungen können ausschließlich mit dreidimensionalen Rechenverfahren berechnet werden, Q3D-Verfahren erlauben nicht die korrekte Koppelung.

Gute Ergebnisse lassen sich nur mit Rechnungen für mehrere Gitter erzielen, um die Zuströmbedingungen korrekt erfassen zu können. Aufgrund der Relativgeschwindigkeit der beiden Gitter ist eine transiente Betrachtung erforderlich. Im einfachsten Fall wird beim Übergang von einem Gitter in das nächste die Abhängigkeit der Variablen in Umfangsrichtung als Eintrittsbedingung in das folgende Gitter über sogenannte Mischebenen ausgemittelt. Mit zunehmender Rechenkapazität können jedoch die gegeneinander rotierenden Gitter ohne Mittelung in den Zwischenebenen aufgelöst werden. Dass durch eine numerische Studie erzielbare Verbesserungspotenzial von Wirkungsgrad und Pumpgrenzenabstand liegt infolge der verbesserten 3D-Rechenmodelle in der Größenordnung von 2–5 %. Bei einem bereits im Experiment (Rig-Test) optimierten Verdichter ist das Verbesserungspotenzial in der Regel geringer.

Physikalisch gesehen bewirkt eine dreidimensionale Schaufelgestaltung eine radiale Umverteilung der Massenströme, so dass die Treibkraft bzw. der Massentransport und die

Arbeitszufuhr, d. h. Umfangsimpuls und Umlenkung, entkoppelt werden. Somit können Bereiche mit örtlich hoher Überlastung durch einen 3D-Schaufelentwurf abgebaut werden. Hierbei lassen sich bei hohen Belastungen zusätzliche Verbesserungen in der oben erwähnten Größenordnung erzielen. Voraussetzung sind lokale Überlastbereiche, die in der Regel nicht eindeutig bestimmten Bereichen zugeordnet werden können, wenngleich sie meist in den Randzonen liegen. Für diese zusätzliche Optimierung ist es erforderlich, dass der gesamte Schaufelverband betrachtet wird, da sonst Verbesserungen stromauf zulasten der stromabliegenden Stufen durchgeführt werden. Für eine Gesamtoptimierung sind deshalb Ergebnisse, die mit einem Gitter oder nur einer Stufe erzielt wurden, bezüglich der Anwendung in einem mehrstufigen Verdichter kritisch zu hinterfragen.

Bei noch höheren Druckverhältnissen, die heute durchaus $\pi > 2{,}3$ erreichen können, ist es erforderlich, die instationären Phänomene mit zu betrachten. Die starken Wechselwirkungen erfordern eine genaue, räumlich wie auch zeitlich aufgelöste Anströmbedingung auf die Gitter.

6.3 Pfeilung, „sweep“

Durch die Pfeilung der An- bzw. Abströmkante kann der Strömungspfad der Hauptströmung des Fluids in Richtung zur Wand bzw. von der Wand weg gelenkt werden. Zudem wird die Lage eines Verdichtungsstoßes sowohl vor der Vorderkante als auch im Verlauf des Blattes beeinflusst. Somit kann die Wechselwirkung der Hauptströmung mit der Wandgrenzschicht durch eine Pfeilung („sweep“) gezielt eingestellt werden, um einerseits Verluste zu minimieren, den An- und Abströmwinkel der Skelettlinie entsprechend den vorliegenden Bedingungen einzustellen und andererseits die Stabilität zu erhöhen. Bereits in den 70er-Jahren wurde die Lärmentwicklung eines Hochgeschwindigkeitsfans durch Pfeilung reduziert [4, 5]. Wennerstrom und Frost [6] führten die Pfeilung für einen hochbelasteten transsonischen Fan ein. Detaillierte experimentelle Untersuchungen der Auswirkung der Pfeilung liegen u. a. von Wennerstrom et al. [7] sowie Frank und King [8] vor. Potts [9] beschreibt den Einfluss der Strömung durch gepfeilte Schaufeln, während Gotthart sowie Sasaki und Breugelmans [10, 11] detaillierte Messungen veröffentlichten.

6.3.1 Definition des Pfeilungswinkels

Wie erwähnt, ist der Pfeilungswinkel als tatsächlicher Raumwinkel und nicht als Winkel in der Meridianebene zu sehen. Hoeger et al. [12] untersuchten den Einfluss des Pfeilungswinkels eines transsonischen Fans auf die Lage der Stoßfront. Sie definieren den Pfeilungswinkel an der Blattspitze entsprechend der Projektion des Blattes auf eine Stromfläche, die durch die radiale Richtung und die mittlere Strömungsrichtung am Rotoreintritt aufgespannt wird (Abb. 6.8).

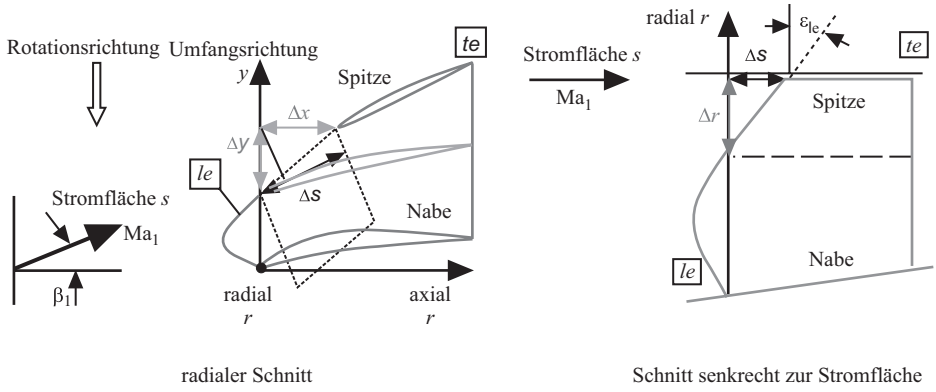


Abb. 6.8 Definition des effektiven Pfeilungswinkels der Vorderkante in der Nähe des Gehäuses

Zur Definition des Winkels werden kleine Änderungen in radialer Δr, axialer Δx und umfangsmäßiger Richtung Δy, beispielsweise an einem rückwärts gepfeilten und geneigten Blatt, betrachtet. Der Pfeilungswinkel ε_{le} in der Stromfläche bei konstantem Eintrittswinkel ε_{1x} ergibt sich zu

$$\varepsilon_{le} = -\arctan\left(\frac{\left(\Delta x \cdot \cos\left(\beta_{1x}\right) + \Delta y \cdot \sin\left(\beta_{1x}\right)\right)}{\Delta r}\right). \tag{6.1}$$

Unter der Annahme, dass der Eintrittswinkel im Relativsystem β_1 näherungsweise dem Staffelungswinkel β_s entspricht, wird die Definition des Pfeilungswinkels unabhängig von den Strömungsbedingungen. Für ein zylinderförmiges Gehäuse ergibt sich

$$\varepsilon_{sw} = \varepsilon_{le}\left(\beta_{1x} = \beta_{1s,tip}\right). \tag{6.2}$$

Für ein eingezogenes Gehäuse muss der Gehäusewinkel ε_{cas} mitberücksichtigt werden

$$\varepsilon_{sw,r} = \varepsilon_{le} + \varepsilon_{cas} \tag{6.3}$$

mit

$$\varepsilon_{cas} = \arctan\left(\frac{\Delta r}{\Delta x}\right) \cdot \cos\left(\beta_{s,tip}\right). \tag{6.4}$$

Bedingt durch die radiale Schräganströmung bei einem sich verjüngenden Gehäuse ergibt sich ein Pfeilungswinkel $\varepsilon_{sw,r}$, selbst wenn die Vorderkante radial ausgerichtet ($\varepsilon_{le} = 0$) ist.

6.3.2 Wirkungsweise

Eine Hauptursache der erwähnten Abweichung der Stromfläche von der Rotationssymmetrie ist der Druckgradient einer Strömung mit hoher Geschwindigkeit in den S2-

Stromflächen innerhalb der Schaufelreihe. Eine derartige Abweichung kann jedoch auch durch ein in Strömungsrichtung gegen die S1-Stromfläche gepfeilte Vorder- bzw. Hinterkante des Profils erzeugt werden (Abb. 6.9).

Beim Durchströmen einer Schaufelreihe bleibt die radiale Komponente der Geschwindigkeit in etwa konstant, insbesondere für eine idealisierte Erstreckung der Schaufelhöhe ohne abschließende Wände. Die Meridiangeschwindigkeitskomponente hingegen wird auf der Saugseite beschleunigt und auf der Druckseite verzögert. Deswegen besitzen Stromlinien in der Nähe der Saugseite in Meridianrichtung einen etwas kleineren Winkel als die unbeeinflusste S1-Stromfläche, und die Stromlinien auf der Druckseite einen leicht größeren.

Anhand der Zirkulation, die entsprechend der Kutta'schen Abflussbedingung den Auftrieb des Profiles bewirkt, kann das Phänomen der Pfeilung ebenfalls leicht veranschaulicht werden. Die Pfeilung überlagert der Zirkulation des ungepfeilten Profiles eine Zirkulation um die axiale Achse, so dass nunmehr die Zirkulation wieder dem Profil folgt. Diese axiale Zirkulation bewirkt eine Verwindung der Stromflächen. Somit wird die S1-Stromfläche leicht verdreht (Abb. 6.9).

Als Resultat ergibt sich, dass die Strömung in der Schaufelmitte bei Schaufeln mit hohem Streckungsverhältnis (Schaufelhöhe zu Schaufellänge) besser geführt wird als eine axiale Strömung mit einer überlagerten konstanten, radialen Geschwindigkeitskomponente. Je mehr also durch Führung der Wände eine radiale Komponente vorhanden ist, desto größer ist die Verdrehung. Bei hohen Streckungsverhältnissen wird die radiale Komponente abgeschwächt, also weniger verdreht.

Eine weitere Möglichkeit, sich den Einfluss der gepfeilten Vorder- bzw. Hinterkante zu veranschaulichen ist, sich zu vergegenwärtigen, dass sich senkrecht zu einer ebenen Wand kein Druckgradient einstellen wird, da gegen die Wand keine Beschleunigung stattfinden kann. Die Schaufelbelastung in Abb. 6.10 wird folglich an der Nabe an der Schaufelvorderkante reduziert, während die Belastung am Gehäuse ansteigt, da dort kaum eine Druckdifferenz zwischen dieser Position und der hochbelasteten Stelle oberhalb eintritt. An der Hinterkante tritt jeweils der gegenteilige Effekt auf.

Zur Illustration des Einflusses ist die Schaufel an der Nabe gegen die Strömungsrichtung und an der Gehäuseseite in Strömungsrichtung gepfeilt. Die Verteilung des statischen

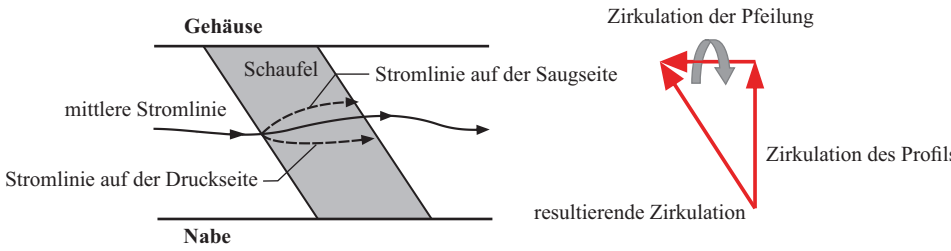


Abb. 6.9 Verdrehung der Stromfläche durch Pfeilung („sweep“) durch eine Schaufel (*links*), Ersatzzirkulation eines vorwärtsgepfeilten Profils (*rechts*)

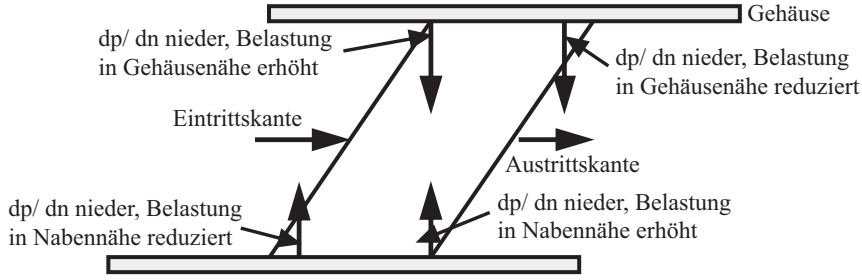


Abb. 6.10 Einfluss der gepfeilten Vorder- bzw. Hinterkante auf die Schaufelbelastung

Druckes im mittleren Radius entspricht dem einer zweidimensionalen Berechnung. In Wandnähe hingegen ändert sich der Druckverlauf der Saugseite wie eben beschrieben. Die Eintrittskante an der Nabe wird belastet, am Gehäuse entlastet. An der Hinterkante tritt wie erwartet das gegenteilige Phänomen auf, es ergibt sich Gehäuse-seitig eine Belastung und Naben-seitig eine Entlastung. Die Druckseite hingegen wird kaum beeinflusst.

Bei der Auslegung von subsonischen Profilen kann die Pfeilung der Vorderkante in Strömungsrichtung dazu benutzt werden, um die Belastung an der Eintrittskante zu reduzieren wie auch abströmseitig wieder zu korrigieren (Abb. 6.11).

In diesem Beispiel genügt die reduzierte Belastung, um einen leichten Verdichtungsstoß zu vermeiden, wie er bei der ungepfeilten Schaufel auftreten würde. Die reduzierte Belastung bewirkt, dass die Vorderkante unempfindlicher gegen Fehlanströmungen wird. Diese Auslegungsmöglichkeit wird unter anderem in Beschaufelungen von Hochgeschwindigkeitsfans angewandt, um den Einfluss der hohen Eintritts Mach-Zahl am Rotorfuß zu reduzieren [13]. Eine zusammenfassende Darstellung der Wirkungsweise einer gepfeilten Verdichterschaufel insbesondere im Gegensatz zum Einzelprofil mit historischer Würdigung geben Ji et al. [14].

6.3.3 Subsonische und transsonische Gitter

Die Auslegung einer Schaufel mit Vorwärtspfeilung muss nicht a priori einem ungepfeilten Profil überlegen sein. Trotz der vorliegenden Publikationen, dass Vorwärtspfeilung zu besseren Wirkungsgraden und zu vergrößertem Pumpgrenzenabstand führt, bemerken [15], dass eine geschlossene Theorie schwierig ist, wie aufgrund der Pfeilung der Energieumsatz optimiert werden kann. Sowohl Kuhn [16] als auch Forstner et al. [17] fanden in ihren Untersuchungen mit inkompressiblen Fluiden eher einen Nachteil bezüglich des Wirkungsgrades einer vorwärtsgepfeilten Konfiguration mit niedriger Streckung im Vergleich zu einer rückwärtsgepfeilten bzw. ungepfeilten Anordnung. Auch Vad et al. [18] untersuchten experimentell und numerisch den Einfluss der Pfeilung auf einen subsonischen Fan mit geringer Streckung bei inkompressiblen Strömungen. Sie fanden, dass eine Rückwärtspfeilung im Vergleich zur ungepfeilten Schaufel den Auftrieb, den Durchfluss

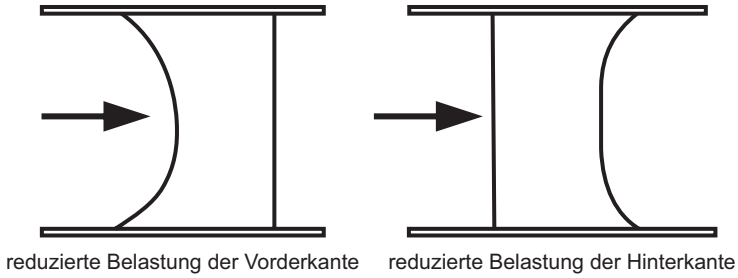


Abb. 6.11 Pfeilung der Eintritts- bzw. Austrittskante („sweep“) zur Reduzierung der lokalen Belastung

und den Druckgewinn in Wandnähe erhöht, während eine Vorwärtspfeilung diese Werte absenkt. Die lokalen Verluste wurden auf eine Überlagerung der Pfeilung, der Wandgrenzschicht und der Spaltströmung zurückgeführt. Der Ausgleich des axialen Geschwindigkeitsprofils beeinflusst die Profilverluste. Die Vorwärtspfeilung bewirkt eine Absenkung des Wirkungsgrades gegenüber der Rückwärtspfeilung und dem ungepfeilten Profil.

Wadia et al. [19] führten umfassende experimentelle Untersuchungen zur Pfeilung der Vorder- und Hinterkante der Schaufel eines Verdichters durch. Sie zeigten, dass der Einfluss der Pfeilung auf den Wirkungsgrad nicht besonders groß ist. Die stromab gepfeilten Vorderkanten reduzieren die Pumpgrenze, da der Stoß zur Vorderkante hin verlagert wird. Demgegenüber erhöhen stromauf geneigte Vorderkanten den Pumpgrenzabstand und den Wirkungsgrad, indem der Stoß stromab verlagert wird. Durch Vorwärtspfeilung der Schaufelspitzen konnten Wadia et al. [20] die Verluste an Fanblättern stark reduzieren, außerdem konnte gezeigt werden, dass die Empfindlichkeit gegen Einlaufstörungen reduziert wird. Der verbesserte Wirkungsgrad und der erhöhte Pumpgrenzenabstand ist auf eine verringerte Stoß-Grenzschicht-Interaktion zurückzuführen, die durch die mäßigere axiale Diffusion bewirkt wird. Durch die Vorwärtspfeilung wird die instabile Wandgrenzschicht entlastet, so dass der Pumpgrenzenabstand verbessert wird. Sasaki und Breugelmans [21] sowie Borikar [22] finden eine Pfeilung von 30° optimal.

Zum selben Ergebnis kommen Walther et al. [23] durch eine numerische Optimierung einer Verdichterrotorschaufel (Abb. 6.12). Die in Strömungsrichtung gepfeilte Schaufel zeigt eine deutliche Entlastung der Saugseite. Durch die Pfeilung der Schaufelspitze wird die Lage der Stoßfront auf der Schaufelsaugseite beeinflusst. Im Vergleich zur ungepfeilten Kontur wandert im Fall der Vorwärtspfeilung die Stoßfront relativ zur Profillänge betrachtet weiter stromab, während sie bei Rückwärtspfeilung weiter stromauf zu liegen kommt. Die Mach-Zahl-Verteilung im Mittelschnitt zeigt darüber hinaus für die vorwärtsgepfeilte Vorderkante eine geringere Mach-Zahl vor dem Stoß. Beide Phänomene zusammen führen zu einer verlustärmeren Verzögerung und damit zu einem besseren Wirkungsgrad sowie einer größeren Androsselfähigkeit und damit zu einem breiteren Stabilitätsbereich des Rotors mit Vorwärtspfeilung.

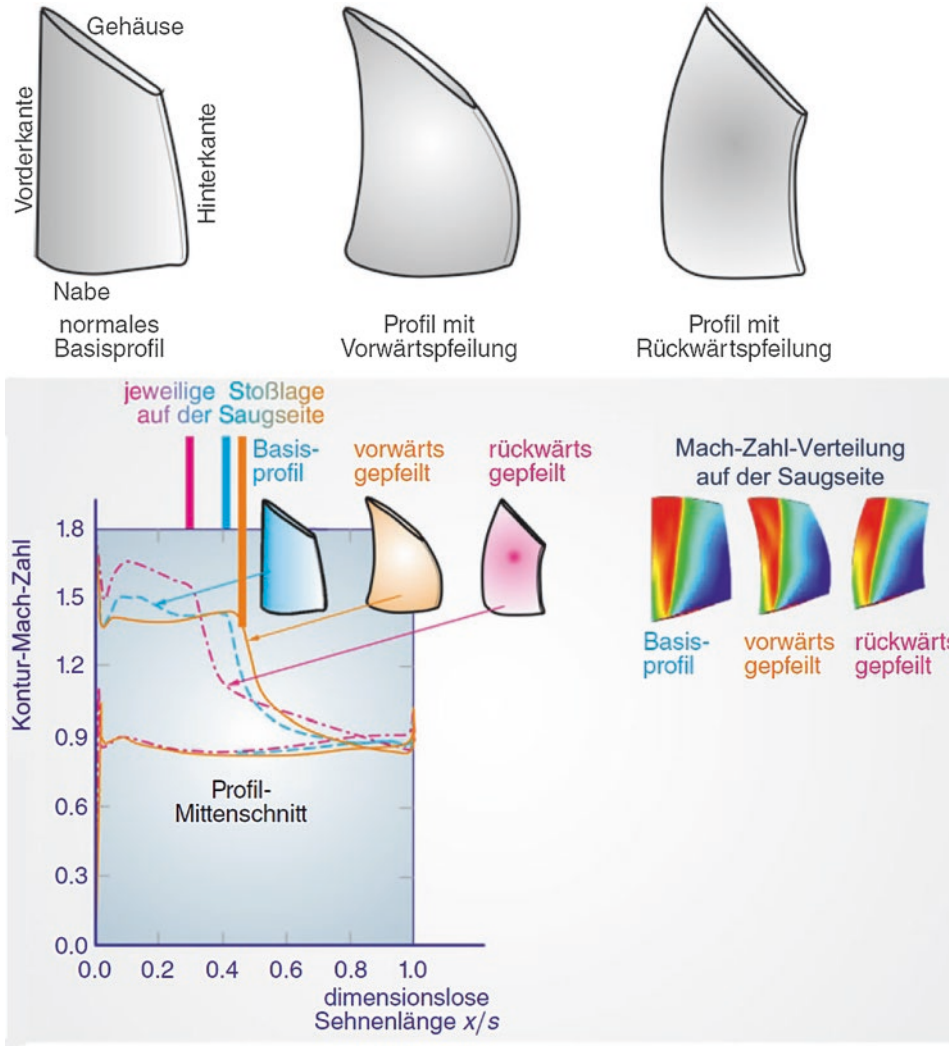


Abb. 6.12 Ausführung und Wirkung einer gepfeilten („Sweep"-)Rotorschaufel, nach [23]

Passrucker et al. [25] zeigten im Vergleich eines ungepfeilten HDV-Frontrotors mit vorwärts und rückwärts gepfeilten Blättern, dass die Vorwärtspfeilung sowohl den Wirkungsgrad als auch die Abreißgrenze positiv beeinflusst. Sowohl Wilke und Kau [26] als auch Kablitz et al. [27] fanden, dass das Zusammenbrechen des Spaltwirbels („vortex breakdown") in Interaktion mit dem Kanalstoß ein wesentlicher Mechanismus für die Auslösung des Abreißens der Strömung darstellt. Durch das Androsseln des Kompressors wird der Kanalstoß stärker. Er bewegt sich stromauf, so dass es für den Spaltwirbel schwieriger wird, ihn zu durchqueren. Ab einer gewissen Betriebsbedingung sinkt die treibende Druckdifferenz soweit, dass der Wirbel zusammenfällt, so dass niedrig-energetisches

Fluid den Kanal in der gesamten Spitzengegend blockiert. Teilweise erreicht dieses Staugebiet die gegenüberliegende Druckseite, manchmal springt es in den benachbarten Kanal. Ein Möglichkeit, den Wirbelzusammenbruch zu verzögern, besteht darin, den Abstand des Wirbelentstehens vom Kanalstoß zu vergrößern [28]. Da außerdem der Durchsatz eines hochbelasteten Verdichters stark von der Versperrung des Kanals abhängt, ist die Entwicklung der Grenzschicht und vor allem die Wechselwirkung von Kanalstoß und Grenzschicht von Bedeutung [29].

Bergner et al. [30] fanden in experimentellen und numerischen Untersuchungen des Strömungsfeldes eines hochbelasteten Kompressors, dass die Vorwärtspfeilung im Betriebsbereich höchsten Wirkungsgrades die Wirbelstärke des Spaltwirbels reduziert und einen deutlichen Anstieg des Kanalstoßes sowie eine Kopfstoßwelle über ca. 50 % Kanalhöhe bewirkt. Die Analyse der Länge des Spaltwirbels über den Kanalstoß hinaus unterstreicht die Rolle der Wirbel-Stoß-Beeinflussung bei der Entstehung eines Strömungsabrisses. Offensichtlich verbessert die Vorwärtspfeilung die Stoßwellenstruktur, so dass in Verbindung mit einer erweiterten Sehnenlänge der Schaufel an der Spitze der Abstand zur Abreißgrenze vergrößert werden kann. Die Entlastung der Blattspitze kann zu höheren Mach-Zahlen vor dem Stoß in der Kanalmitte führen, wenn der Kompressor angedrosselt wird.

Braun und Seume [31] untersuchten den Einfluss der Pfeilung in einem vierstufigen Hochgeschwindigkeitskompressor mit CDA-Profilen. Bei den ersten drei Stufen des Laufrades war die Anströmseite der Schaufelspitze, bei den Statoren die Naben seitig vorwärts gepfeilt.

Im Vergleich zur ungepfeilten Referenzbeschaufelung, die unter hoher Belastung zu lokalen Ablösungen neigt, konnte durch die Pfeilung lokal die Belastung reduziert und zur Kanalmitte hin verschoben werden, so dass die lokale Ablösung vermieden wurde. Das Totaldruckverhältnis des vierstufigen Verdichters konnte beispielsweise bei Auslegungsdrehzahl um 2,65 %, der Wirkungsgrad um 0,8 % erhöht werden. Unter Auslegungsdrehzahl konnte der Betriebsbereich um 6 % erweitert werden. Die Messungen wurden durch stationäre 3D-Navier-Stokes-Rechnungen nachvollzogen. Zugrunde gelegt wurden das Baldwin-Lomax- bzw. das Spalart-Almeras Turbulenzmodell sowie ein quasistationäres Modell zur Modellierung der Stufeninteraktion durch Ausmischen. Anhand der Analyse der einzelnen Stufen der Rechnungen konnte gezeigt werden, dass der Wirkungsgrad weiter zu verbessern ist, wenn die einzelnen Stufen aufeinander angepasst werden.

Anhand eines dreidimensionalen Redesigns eines 16-stufigen Industrieverdichters mit Pfeilung an Gehäuse und Nabe auf jeweils etwa 20 % der Kanalhöhe des Leitrades zeigt Attia [32] die Auswirkung der Viskosität auf die optimierte Profilform und die Reduktion der Verluste aufgrund der dreidimensionalen Blattgestaltung, (Abb. 6.13).

6.3.4 Supersonische Gitter

Die Entwicklung der supersonischen Fans führte über die Rückwärtspfeilung zur Vorwärtspfeilung, wobei sowohl der Wirkungsgrad als auch der Pumpgrenzenabstand erhöht werden konnte (Abb. 6.14).

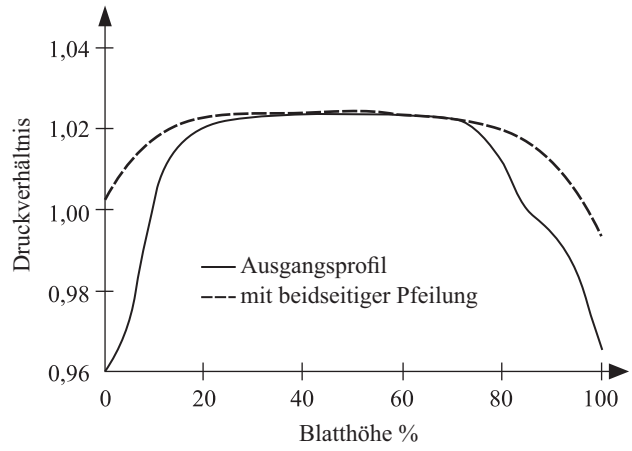


Abb. 6.13 Verbesserung des radialen Totaldruckprofils am Eintritt zur letzten Stufe eines 6-stufigen Axialverdichters durch dreidimensionales Re-Design des vorangehenden Leitrades

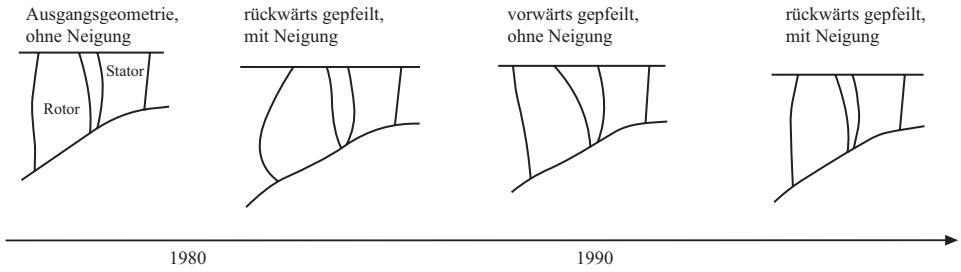


Abb. 6.14 Entwicklung einer vorwärts bzw. rückwärts gepfeilten Fanstufe

Hauptmotivation der Pfeilung bei supersonischen Gittern ist jedoch, den Wirkungsgrad durch Reduzieren der Stoßverluste anzuheben. Im supersonischen Verdichtergitter stellt sich zusätzlich zur Kopfwelle ein senkrechter Verdichtungsstoß innerhalb des Kanals ein (Abb. 6.15).

Die Pfeilung an der Eintrittsseite des Profiles beeinflusst ausschließlich die Kopfwelle. Bereits Wadia et al. [33] zeigten, dass die Wirkungsgraderhöhung und der verbesserte Pumpgrenzenabstand eines vorwärts gepfeilten Blattes jedoch nicht auf die Verringerung der Stoßverluste der Kopfwelle zurückzuführen ist. Rechnungen von Denton und Xu [3] zeigten ebenfalls, dass die Pfeilung die Stoßverluste eines supersonischen Fans kaum beeinflusst. Allerdings konnte am supersonischen Fan gezeigt werden, dass die Lage des Stoßes relativ zur Profilvorderkante maßgeblich verschoben wird. Pumpen wird erwartet, wenn die Stoßfront der Druckseite die Vorderkante erreicht. Somit verzögert die Vorwärtspfeilung das Erreichen der Vorderkante durch die Stoßfront, während Rückwärtspfeilung die Vorderkante in Richtung Stoßfront verschiebt, was zu früherem Pumpen führt.

Der Stoß ist sowohl zur Meridianebene als auch zur S1-Ebene geneigt, so dass die Berechnung der exakten Lage und damit des Meridianströmungsfeldes sich als sehr komplex darstellt. Ji et al. [14] führen die Erhöhung des Pumpgrenzenabstandes auf eine axiale

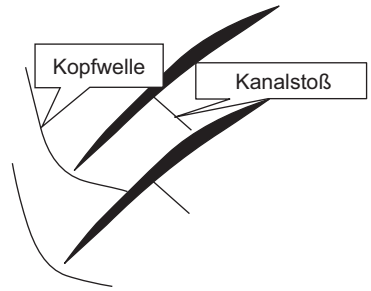


Abb. 6.15 Stoßsystem im transsonischen Verdichtergitter

Anpassung der Profilbelastung unter Einfluss der Zentrifugal- und Corioliskräfte zurück. Durch die Pfeilung werden folgende Aspekte beeinflusst:

- Bei den Stoßverlusten supersonischer Gitter werden einerseits die Kopfwellen durch die Pfeilung der Vorderkante direkt beeinflusst, andererseits werden die Kanalverluste indirekt durch die hieraus resultierende Verlagerung des Betriebspunktes reduziert.
- Durch radialen Transport von Grenzschichtmaterial, bzw. durch radiales Abschleudern der Grenzschicht wird die Belastung ausgeglichener, so dass zum einen durch die reduzierten Schichtdicken, zum anderen durch eine verminderte Stoß-Grenzschicht-Interaktion die Grenzschichtverluste verringert werden.
- Die Spaltverluste in der Nähe der Vorderkante sind im Allgemeinen dominierend für die Verluste. Da jedoch durch die Vorwärtspfeilung der Druckgradient zwischen Druck- und Saugseite im vorderen Bereich des Profils abgebaut wird, werden hiermit auch die Spaltverluste reduziert.
- Durch die Pfeilung wird ein zusätzlicher Kanalwirbel induziert, der den klassischen Kanalwirbel abschwächt [34, 35].
- Durch die Pfeilung wird der Umfangsverlauf der Druckverteilung reduziert, und somit wird die Beeinflussung der folgenden Stufe abgeschwächt.

Bekanntermaßen sind die Stoßverluste stark abhängig von der Mach-Zahl der Anströmung senkrecht zur Stoßfront. Deshalb können diese Verluste verringert werden, indem durch die Pfeilung der Eintrittskante möglichst schräge Stöße induziert werden [36]. Da aber die Stoßverluste direkt vom Druckanstieg durch den Stoß abhängen, und dieser wiederum von der Mach-Zahl, führt die Maßnahme der Vorderkantenpfeilung nur in Verbindung mit einem Anheben des Druckes hinter der Stoßfront durch erhöhte Diffusion zu reduzierten Stoßverlusten. Die Erhöhung der Diffusion führt jedoch auf höhere Grenzschichtverluste, die evtl. den Vorteil der Vorderkantenpfeilung kompensieren.

Die Lage und die Stärke der Verdichtungsstöße und damit die Verluste transsonischer Verdichter oder Fans lassen sich somit durch die Pfeilung der Eintrittskante beeinflussen. In Abb. 6.16 ist die typische Lage des Verdichtungsstoßes eines Fanrotors in der S2-Ebene skizziert.

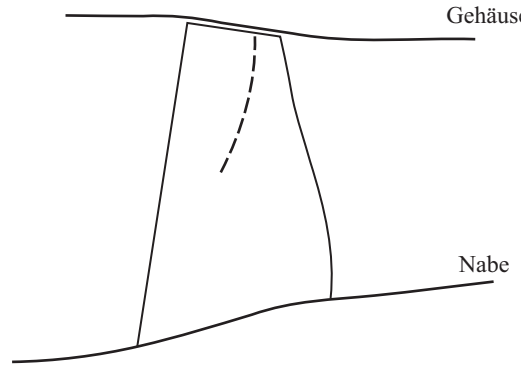


Abb. 6.16 Typische Lage des Verdichtungsstoßes eines transsonischen Fan-Rotors

Die Untersuchungen von Hoeger et al. [12] legen nahe, dass die Wechselwirkung der Kopfwelle mit dem Gehäuse einen größeren Einfluss auf die Verluste hat als die Wechselwirkung der Kopfwelle mit dem Kanalstoß. Der begrenzende Pfeilungswinkel (Abb. 6.17) hängt nicht allein von der Geometrie der Vorderkante ab, sondern auch von den Betriebsbedingungen, von der radialen Belastung, vom Einzugswinkel des Gehäuses und vom Rundungsradius der Vorderkante. Dies erklärt die große Streuung der Erfahrungen mit Pfeilung in den verschiedenen Anwendungsfällen.

Der Einfluss der Pfeilung wird somit einerseits durch die entsprechenden Zuströmbedingungen, d. h. inwieweit Störungen am Einlass vorhanden sind, stark beeinflusst. Andererseits beeinflusst die Abströmung die folgenden Stufen, so dass die realistische Untersuchung des Stabilitätsgewinns durch Pfeilung nur in einer mehrstufigen Anordnung mit möglichst realen Zuströmbedingungen erfolgen sollte.

Oft wird auch die angepasste dreidimensionale Blattgestaltung mit anderen Maßnahmen verbunden, wie beispielsweise mit besonderer Gestaltung der Gehäusewand als Gehäusestrukturierung („casing treatment“) bezeichnet. Madden und West [37] untersuchen experimentell und numerisch eine Fan-Stufe mit niedrigem Verhältnis des Naben- zum Spitzenradius mit einem Druckverhältnis von 2,2 bei ungestörter Zuströmung und mit Beeinflussung durch Gehäusestrukturierung. Durch die Gehäusestrukturierung wurde der Rotor an der Blattspitze entlastet, so dass die Ablösestelle vom Rotor auf den nachfolgenden Stator verschoben werden konnte, was einen vergrößerten Pumpgrenzenabstand bedeutet. Die Wirksamkeit der Gehäusestrukturierung kann somit nur durch die Betrachtung der gesamten Stufe beurteilt werden. Obwohl die Gehäusestrukturierung mit oder ohne zusätzliche Pfeilung den Pumpgrenzenabstand erhöht, ist Pfeilung als erste Maßnahme anzusehen, da hier zusätzlich der Wirkungsgrad erhöht wird. Der Darstellung der Gehäusestrukturierung wird aufgrund ihrer Bedeutung und des Aufwandes im folgenden Kap. 8 ein gesonderter Beitrag gewidmet.

Eine starke Pfeilung wirkt sich hauptsächlich auf das Teillastverhalten aus. Bei der Übertragung der Erfahrungen eines gepfeilten Fans, der in einem koaxialen Gehäuse betrieben wird, auf ein Gehäuse mit Kontraktion ist darauf zu achten, dass durch die Kontraktion bereits der wirksame Raumwinkel selbst bei einer Schaufel mit radialer Vorderkante

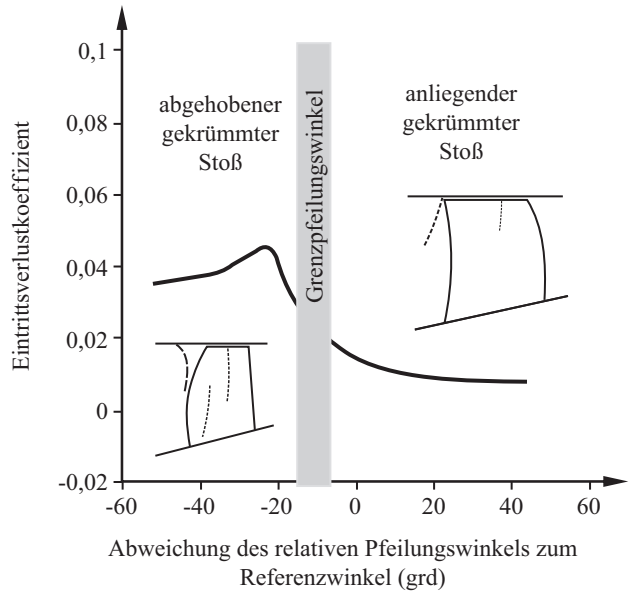


Abb. 6.17 Grenzpfeilungswinkel im Profilschnitt bei 90 % Kanalhöhe

eine Pfeilung bewirkt. Auch eine Verdrehung der Profile bei der Fädelung kann bereits eine Pfeilung bezüglich des Raumwinkels bewirken. Durch die Fädelung der Profile des Rotors außerhalb des Schwerpunktes sind zusätzlich konstruktive Aspekte zu berücksichtigen. Die erhöhten Spannungen führen im Allgemeinen zu dickeren Profilen bzw. zu geringerer Lebensdauer.

6.4 Neigung, V-Stellung („lean“, „bowed“, „dihedral“)

Die Auslegung hochbelasteter Schaufeln führt zu hohen Mach-Zahlen und Druckerhöhungen, so dass aufgrund der großen Diffusion die Gefahr der Grenzschichtablösungen sowie von Verdichtungsstößen besteht, die die Ansammlung energiearmen Fluids in den Ecken zwischen Blatt und Plattform begünstigen. Insbesondere unter Teillastbedingungen führt dies zu einem merklichen Abfall des Wirkungsgrades und der Umlenkung. Um dem entgegenzuwirken, wurde von Deich et al., Filippov und Wang, Shang und Wang [38–40] sowie Wang et al. [41] vorgeschlagen, das Blatt einfach oder gegenläufig („bowed“) gegen die Radiale zu neigen, um das radiale Abfließen des nieder-energetischen Fluids der Grenzschicht zu behindern. Diese Maßnahme ist auch unter der Bezeichnung V-Stellung bekannt.

Eine inzwischen oft eingesetzte Anwendung der dreidimensionalen Strömungsbeeinflussung besteht darin, durch die Schaufelneigung die Variation des Reaktionsgrades entlang der Schaufelhöhe einzustellen. Insbesondere bei Beschaufelungen mit einem niedrigen Nabenverhältnis des inneren zum äußeren Radius der Schaufel ($d_{\text{Nabe}}/d_{\text{Gehäuse}}$) wird der

Reaktionsgrad am Schaufelfuß relativ niedrig. Eine umfangsmäßige Neigung der Schaufel aus der radialen Richtung („lean“) beeinflusst den Strömungs- und Druckverlauf stark. Die zugrunde liegende physikalische Ursache kann leicht am Beispiel einer zweidimensionalen Kaskadenströmung mit unverwundenen Schaufeln verdeutlicht werden (Abb. 6.18).

Die zweidimensionale Strömung bewirkt einen Druckgradienten von der Saug- zur Druckseite, wobei in erster Annahme die Isobaren parallel zum Profil verlaufen sollen. Durch die Neigung der Profile würde dabei aber ein Druckgradient senkrecht zur Gehäuse- und Nabenwand entstehen. Als Ausgleich bewirken diese Druckgradienten eine Sekundärströmung, die ihrerseits wiederum eine Verzerrung der Stromlinien bzw. der Stromflächen bedeuten. Dies steht im Widerspruch zur ursprünglichen Annahme des zweidimensionalen Strömungsfeldes mit zur Schaufeloberfläche parallelen Isobaren, d. h. es werden sich Ausgleichsströmungen einstellen.

Auch der Effekt der Neigung lässt sich durch die Einführung einer zusätzlichen Zirkulation, die der Zirkulation des Profils überlagert wird, erklären. Die zusätzliche Zirkulation bewirkt ein Abdrängen der Strömung insbesondere in der Kanalmitte, so dass die Neigung insbesondere bei schlanken Profilen von besonderer Bedeutung ist.

Die Neigung der Schaufel könnte ebenfalls dazu angewandt werden, aufgrund des Absenkens des Druckgradienten an der Schaufelspitze die Leckage über die Spitze des Laufrades oder über den Fuß des Leitrades zu reduzieren. Da zudem die umfangsmäßige Variation des Eintrittswinkels zum Laufrad ebenfalls reduziert wird, kann die Neigung des Stators auch dazu dienen, eine evtl. notwendige Verwindung der Laufschaufel zu reduzieren.

Trotz der erheblichen radialen Änderung der Schaufelgeometrie bleiben die Isobaren vorwiegend radial ausgerichtet, d. h. sie sind in etwa parallel zur radialen Hauptausrichtung des Blattes. Dies ist leicht damit zu erklären, dass die Krümmung der Schaufeln in Hauptströmungsrichtung der S1-Ebene eine Größenordnung stärker ist als die Neigung der Schaufeln in der S2- Ebene bzw. in der Meridionalebene.

Somit wirkt die Neigung der Schaufeln, insbesondere bei kleinen Streckungsverhältnissen, als ob sich die Schaufel quasi in einem festgelegten Druckfeld bewegt. Beispielsweise wurde für die unverwundene, einfach geneigte Schaufel in Abb. 6.19 der Schaufel-

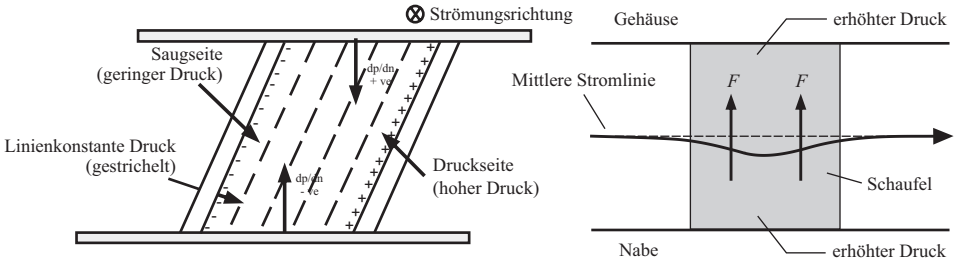


Abb. 6.18 Druckverteilung einer hypothetischen, geneigten Schaufelreihe mit rein zweidimensionaler Strömung

fußbereich in ein Gebiet mit niedrigerer Geschwindigkeit (ersichtlich durch die größeren Abstände der Isobaren) geschoben, so dass die Belastung reduziert wurde, während der Schaufelkopf in ein Gebiet erhöhter Geschwindigkeit (höherer Druckgradient) verschoben wurde. Hier hat sich die Belastung erhöht.

Die beidseitig geneigte Schaufel (auch als „bow“, „bowed lean“ oder „compound lean“ bezeichnet) (siehe Abb. 6.19) kommt öfters auch im Verdichter zur Anwendung. Durch die Neigung sowohl des Schaufelfußes als auch des Schaufelkopfes in ein Gebiet höheren Druckes, werden die Schaufelenden entlastet, der Mittenschnitt hingegen stärker belastet. Obwohl diese Geometrie weit verbreitet ist, ist die komplette 3D-Wirkung in Zusammenhang mit den Verlusten noch nicht komplett verstanden. Einige grundlegende Erklärungen sind bei Walker [42] bzw. Harrison [43] zu finden.

Bei Verdichterbeschaufelungen kann die Neigung der Schaufel über die Entlastung der Wandgrenzschichtströmungen zudem eine Verbesserung der Ablösegefahr bewirken. Dies resultiert zum einen aus einer Reduktion der Verluste, aber vor allem aus einer deutlichen Verbesserung des Abstandes zur Pumpgrenze. Obwohl die Absenkung des Druckgradienten in Naben- bzw. Gehäusewandnähe auch eine Reduktion der Spitzenleckage bewirkt, wird die Neigung der Schaufel nicht zur Verringerung der Blattspitzenleckagen eingesetzt.

Erfolgt die Neigung durch ein Verschieben der radial aufgefädelten Profile senkrecht zur Sehne, wird sie auch als dihedral bezeichnet, Abb. 6.2. Gümmer et al. [44] konnten mit

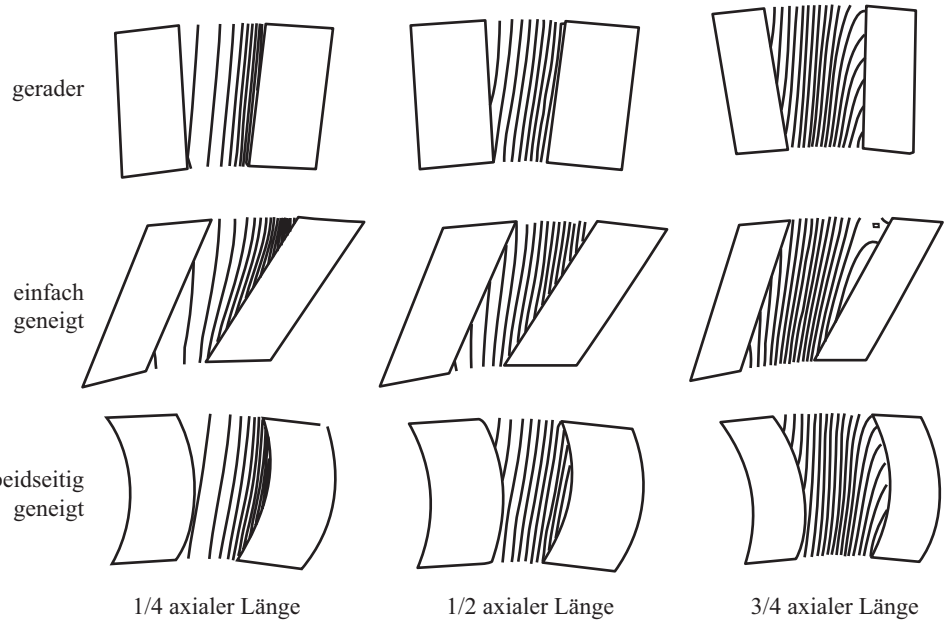


Abb. 6.19 Schema der statischen Druckverteilung eines Leitgitters unterschiedlicher Schaufelneigungen; die Saugseite ist jeweils auf der rechten Kanalseite der Schaufel mit dem höheren Gradienten, nach [36]

einer derartigen Neigung eine starke Ablösung an der Nabe verhindern. In einer vergleichenden Studie von Pfeilung und dihedraler Neigung konnten Roy et al. [45] zeigen, dass durch dihedrale Neigung sowie durch Pfeilung die Verluste in Plattformnähe reduziert werden können. Kaplan et al. [46] beschreiben die dihedrale Auslegung einer Ausrittsleitreihe eines transsonischen Fans mit hohem Bypassverhältnis. Sie nutzen das dreidimensionale Design, um die Empfindlichkeit der Naben- bzw. Spitzenströmung gegenüber Ablösungen, die durch Querströmung und starke Verzögerung auf der Saugseite begünstigt werden, zu reduzieren.

Eine numerische Studie zur Reduktion des Verlustkoeffizienten durch eine dihedrale Blattgestaltung einer ebenen Kaskade führten Keerthi et al. [71] durch und konnten insbesondere die Eckenwirbel stark reduzieren.

Studien mit stark geneigten Fanblättern zeigen allerdings, dass die Mittelspannungen im Blatt stark zunehmen, so dass die mögliche Neigung letztendlich durch die Festigkeit und Dichte des Werkstoffes festgelegt wird. Dreidimensionale Bauformen mit starker Neigung sind nur mit CFK-Technologie realisierbar.

6.5 Angepasste Profilfädelung, „tailored blade“

Die Eigenschaften eines Verdichterblattes hängen stark von den jeweilig verwendeten Profilen ab. Erfahrungsgemäß eignet sich die einzelne Profilgeometrie unterschiedlich je nach den Anforderungen ihrer radialen Position. Zudem führt der Aufwand der Profilentwicklung dazu, bewährte Profile für eine neue Auslegung zu übernehmen. Historisch folgten den einfachen DCA Profilen („double circular arc“) die etwas komplexer aufgebauten MCA Profile („multiple circular arc“), die dann durch den zunehmenden Einsatz von CFD-Verfahren durch CDA („controlled diffusion airfoil“) abgelöst wurden. Wurde ein Blatt ursprünglich ausschließlich mit den jeweiligen Profiltypen ausgeführt, so ermöglichen heutige Rechen- und Fertigungsverfahren eine beliebige Profilgeometrie, so dass die einzelnen Typen je nach Eignung radial gefädelt werden können.

Für ein Re-Design eines bestehenden Verdichters untersuchte Oh [47] als Ersatz für ein MCA-profiliertes Statorblatt numerisch die Auswirkung einer in den drei Bereichen Nabennähe, Kanalmitte, Gehäusenähe angepassten radialen Fädelung von DCA-CDA-DCA bzw. MCA-CDA-MCA-Profilen. Der Ausgangszustand ist in dieser Nomenklatur als MCA-MCA-MCA zu sehen. Es wurden somit zum einen lediglich die Kanalmitte mit einem CDA-Profil versehen und zum zweiten die wandnahen Bereiche zusätzlich durch einfache DCA-Profile ersetzt. Es ist leicht einsichtig, dass eine zweidimensionale CDA-Auslegung in der Kanalmitte sicherlich optimale Ergebnisse liefert, in Wandnähe hingegen aufgrund der Wandgrenzschichten jedoch, z. B. über robustere DCA-Profile, angepasst werden kann. Es stellte sich heraus, dass aufgrund der Auswirkung der Grenzschicht ein CDA-Profil in der Wandnähe höhere Verluste aufwies, wie bereits von Behlke [48] festgestellt wurde. Die einzelnen Bereiche wurden über einen stetigen Übergang interpoliert. Im Ausgangszustand wurde der Ein- und Austrittswinkel der Profile aller drei

Bereiche entlang des Radius beibehalten. Die Fädelung erfolgte über den Schwerpunkt ohne Neigung oder Pfeilung.

Es zeigte sich jedoch, dass der Eintrittswinkel im Bereich der DCA-Profile reduziert, d. h. geschlossen werden musste, um das Druckverhältnis und den Wirkungsgrad anzuheben, bei allerdings reduzierter Pumpgrenze. Die erzielte Leistungsverbesserung kann sowohl auf die angepasste axiale wie auch die radiale Belastung zurückgeführt werden. Das optimierte Blatt konnte durch Pfeilung und Neigung weiter leicht optimiert werden, wie im folgenden Kapitel zur Kombination der Maßnahmen noch dargestellt wird.

6.6 Lokale Verdrehung der Schaufel, „re-camber“

Eine lokale Verdrehung der Schaufel muss als dreidimensionale Wirkung betrachtet werden, wenn die Verdrehung über eine radiale Länge erfolgt, die klein gegenüber der gesamten Blattlänge ist. In diesen Fällen kann sich die Strömung nicht genügend schnell ausgleichen, um ein quasizweidimensionales Strömungsfeld einzustellen. Die Verdrehung wird dadurch erreicht, dass die Ein- und Austrittswinkel der Skelettlinie entsprechend angepasst werden. Es resultiert ein Strömungsfeld ähnlich der Neigung (Abb. 6.19). Derartige lokale Drehungen der Schaufel werden zur gezielten Einstellung der lokalen Druckverteilung sowie zur Beeinflussung des Austrittswinkels eingesetzt.

Verdichterschaufeln werden lokal verwunden, um die Blattkrümmung und die Blattausrichtung insbesondere an der Blattspitze anzupassen. Dies bewirkt sowohl eine Erhöhung des Wirkungsgrades als auch eine Vergrößerung des Pumpgrenzenabstandes. Als physikalische Erklärung kommt der Ausgleich durch die Erhöhung des Anströmwinkels, durch die reduzierte Grenzschichtströmung und durch Sekundärströmungen in Betracht. Deswegen bewirkt eine Erhöhung der Blattverdrehung einen Ausgleich dieser lokal veränderten Anströmbedingungen. Im Detail spielen sich ausgesprochen dreidimensionale Strömungen ab, so dass die Auswirkung der lokalen Verdrehung nicht mit quasidreidimensionalen Methoden (Q3D) berechnet werden kann. Allerdings muss beachtet werden, dass offensichtlich ein Optimum besteht, da ab einem Grenzwert der optimale Anströmwinkel α_1 und der Staffelungswinkel β_s wieder zunehmen.

In der Verdichterstufe bildet sich insbesondere bei mehrstufigen Verdichtern eine ausgeprägte Wandgrenzschicht mit niedrigem Impuls und hoher Entropie aus, welche zu Ablösungen sowie Leckage und Sekundärströmungen führt. Gerade unter Teillastbedingungen wächst die Grenzschichtdicke überproportional an und beschränkt den Betriebsbereich. Die Profile im Bereich der freien Strömung außerhalb der Wandgrenzschicht hingegen werden in der Regel nicht an die Belastungsgrenze ausgelegt, so dass sie keinen beschränkenden Einfluss auf den Betriebsbereich haben. Die Zähigkeitskräfte in der Grenzschicht der Außenwände erzeugen in der Wechselwirkung mit der Umlenkung der Strömung im Profil ein radiales Profil der Axialgeschwindigkeit. Ein derartiges Profil bewirkt in Kombination mit den Abströmungen aus dem Leit- und Laufrad sowie mit den Sekundärströmungen einen typisch erhöhten Anströmwinkel (gemessen zur Maschinenachse) in Gehäusenähe.

Bereits Koch [49] analysierte den Einfluss der Abhängigkeit des Geschwindigkeitsdreieckes vom Radius auf den Betriebsbereich des Verdichters. Er verweist auf den starken Einfluss der Durchflusszahl und des Staffelungswinkels auf das erzielbare Druckverhältnis und erklärt dieses Phänomen dadurch, dass quasi alle Stromlinien durch eine Stufe dasselbe Druckverhältnis durchlaufen. Somit ist das maximale Druckverhältnis durch den dynamischen Druck der Wandgrenzschicht der vorangehenden Stufe bestimmt. Der Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit in der Auslegung und dem maximalen Druck entsteht, da die Auslegungsgeschwindigkeit den dynamischen Druck in der Grenzschicht beherrscht.

Die radiale Verteilung der Schaufelwinkel bei der Fädelung erfolgt in der Regel basierend auf gemessenen oder berechneten radialen Profilen der Axialgeschwindigkeit der Meridianströmung. Die so definierte radiale Fädelung der Profile wird durch weitere Maßnahmen wie Neigung und Pfeilung weiter angepasst. Traditionell wird somit abgesichert, dass jedes Gitter im geforderten Betriebsbereich stabil bleibt. Hierbei wird im Auslegungsprozess auf den Bereich der Grenzschicht besonderes Augenmerk gelegt. Zur Auslegung des Blattes wird die berechnete Meridianströmung oft korrigiert, indem nach den Stufen gemessene Radialprofile der Geschwindigkeiten ergänzt werden, so dass Ungenauigkeiten der CFD-Rechnung mit Messwerten korrigiert werden. Wird jeweils das einzelne Gitter, bzw. die einzelne Stufe, für sich ausgelegt, so ergibt sich allerdings durch das jeweilige neue Setzen der Eintrittsprofile eine gewisse Re-Energetisierung der Wandgrenzschicht, wodurch sich das maximal erzielbare Druckverhältnis mit sinkender Durchflusszahl erhöht.

Ein lokales Ausrichten der Eintrittskante des Profils reduziert die Saugseitenbeschleunigung und vermeidet Ablösungen [50]. Diese Maßnahme wird in der Literatur als „leading edge re-camber“ (LER) bezeichnet. Die abströmseitige Ausrichtung („trailing edge re-camber“, TER) ist nach [50] nicht so verbreitet, da die Korrekturmöglichkeit der Abströmrichtung durch die Sekundärströmungsrichtung innerhalb des Schaufelkanals unter anderem wegen des Kanalwirbels nicht so offensichtlich ist.

In der klassischen Auslegung eines mehrstufigen Verdichters erfolgt die radiale Auslegung „blattspezifisch“, indem durch die vorgegebenen Geschwindigkeitsprofile die Verzögerung, spezifiziert durch die DeHaller-Zahl oder den statischen Druckkoeffizienten, auch im Grenzschichtbereich vorgegeben wird. Die zugrunde liegende Vorstellung basiert auf der Annahme, dass eine optimale Verzögerung im betrachteten Gitter auch zu einem optimalen Anströmprofil des folgenden Gitters führt. Selbstverständlich können bei diesem Vorgehen jederzeit durch Durchflussrechnungen iterativ auch die Belastung der vorangehenden Gitter wieder angepasst oder die Stufenzahl erhöht werden, wenn dies erforderlich sein sollte.

Dieses Vorgehen fokussiert auf die Optimierung des jeweils betrachteten Blattes, insbesondere auch im Grenzschichtbereich, anstelle der Optimierung des gesamten mehrstufigen Verdichters. So werden bei diesem konventionellen Vorgehen insbesondere die DeHaller-Zahl im Grenzschichtbereich reduziert oder der statische Druckanstiegskoeffizient im Grenzschichtbereich angehoben. Die Vorgehensweise wird von Gallimore et al.

[50] und vor allem von Taylor und Miller [51] detailliert beschrieben. Vorwiegend werden die Ablösungen in Wandnähe und an der Hinterkante reduziert, um den Druckkoeffizienten anzuheben, um den schädlichen Einfluss des niederen dynamischen Druckes der Grenzschicht am Gittereintritt abzuschwächen.

Untersuchungen mehrstufiger Verdichter führten Auchoybur und Miller [52] jedoch zu dem Schluss, dass gerade die Abströmbedingung wesentlich zu einem erweiterten Betriebsbereich und zu höherem Wirkungsgrad beiträgt, da die Stabilität der folgenden Stufen wesentlich beeinflusst werden. Demgegenüber ist der Einfluss der Ausrichtung der Vorderkante für die Stufe selbst deutlich geringer. Deshalb schlagen Auchoybur und Miller [52] vor, anstelle der Anpassung der Vorderkante der Stufe mehr Wert auf die Abströmseite zu legen und die Abströmwinkel im Grenzschichtbereich anzupassen, um die Stabilität der folgenden Stufen durch ein optimales Geschwindigkeitsprofil an deren Eintritt zu verbessern. Diese Anpassung eröffnet der Auslegung einen zusätzlichen Freiheitsgrad, indem der Abströmwinkel sowohl im Bereich der Grenzschicht als auch im Bereich der ungestörten Kanalströmung angepasst wird. Die Autoren konnten den Betriebsbereich eines mehrstufigen Verdichters hiermit um 20 % erweitern und bei reduzierter Blattanzahl auch den Wirkungsgrad um ca. 0,5 % erhöhen.

Auchoybur und Miller [52] nutzen die wandnahen Bereiche des Blattes, um die Geschwindigkeitsprofile der Abströmung gezielt anzupassen, um bewusst die Zuströmung der folgenden Stufen zu beeinflussen, anstatt das radiale Geschwindigkeitsprofil vorzugeben. In Abb. 6.20 wird das 3D-Strömungsfeld der Leitreihe ohne (links) und mit Anpassung der Abströmbedingung dargestellt. Im linken Bild wurde die radiale Verteilung des Winkels entsprechend dem vorgegeben Geschwindigkeitsprofil ausgelegt und über Neigung und Pfeilung angepasst, während auf der rechten Seite die Fädelung unter Be-

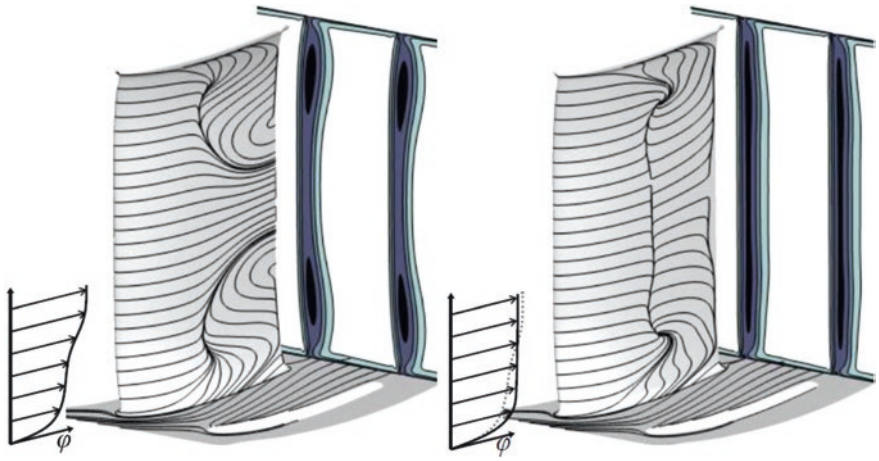


Abb. 6.20 3D-Strömungsfeld eines Stators ohne und mit angepasstem Abströmwinkel des vorangehenden Rotors, nach [52]

rücksichtigung des angepassten Eintrittsprofils erfolgte, so dass durch den radialen Ausgleich insbesondere die Ablösezonen und die Nachläufe stark reduziert werden konnten.

Zur Optimierung eines mehrstufigen Verdichters muss das Hauptaugenmerk der Profilauslegung darauf liegen, dass der dynamische Druck der Grenzschicht des folgenden Gitters angehoben wird. Die Anpassung der Geschwindigkeitsdreiecke im Grenzschichtbereich wurde bereits in der NASA/GE E3 Studie an einem Niedergeschwindigkeitsverdichter eingesetzt [53]. Die radialen Geschwindigkeitsprofile wurden im mehrstufigen Verdichter vermessen und dann gezielt zur Auslegung der Blätter verwendet. Hierbei wurde iterativ vorgegangen und mehrmals vermessen und angepasst, um die Wandverluste zu minimieren. Ausschlaggebend ist die Vorgehensweise, da die Anpassung in einem mehrstufigen Verdichter und nicht in einer Einzelstufe oder Kaskade durchgeführt wurde und die Blattwinkel im Grenzschichtbereich iterativ angepasst wurden.

In ihrer Studie untersuchen Auchoybur und Miller [52] experimentell und numerisch mehrere Verdichterstufen mit CDA-Profilen mit unterschiedlichen Wandabschlüssen von einem spaltlosen Rotor, über eine Plattform mit Labyrinthspalt von 1 % bezogen auf die Sehnenlänge bis zu einer plattformlosen Blattspitze mit 1 % Spaltweite. Die Winkel sowohl der Stator- wie auch der Rotorbeschaufelung wurden an der Vorderkante entsprechend der erwarteten Staupunktstromlinie sowie an der Hinterkante auf das Abströmprofil im radialen Verlauf angepasst. Die Sehnenlänge war über den Radius konstant. Die Strömung wurde in eine Grenzschicht- und eine ungestörte Strömung durch ein Schaufelöffnungsverhältnis aufgeteilt. Die Ausführung der drei unterschiedlichen Wandgeometrien zeigten einen vernachlässigbaren Einfluss. Die Änderung des dynamischen Druckes in Wandnähe erbrachte, dass die stark verdrallte Strömung an der Nabe kaum durch den statischen Druck beeinflusst wird, während die Erhöhung des dynamischen Druckes im äußeren Wandbereich den Eckenwirbel stark abschwächte. Dies wurde einerseits darauf zurückgeführt, dass die äußeren Bereiche durch die Dissipation in der Grenzschicht deutlich stärker abgeschwächt werden, als der stark verdrallte Innenbereich, wobei zusätzlich zu beachten ist, dass im Außenbereich deutlich mehr Masse fließt als am inneren Radius.

Die hauptsächliche Anpassung sollte somit im Außenbereich stattfinden. Dies erreichen Holloway et al. [53] durch die Aufteilung der Meridianströmung anhand eines festen Verhältnisses in einen Außenbereich mit 1–25 % sowie 75–99 % des Massendurchsatzes und in die unbeeinflusste Kernströmung mit 25–75 % des Durchsatzes. Beim Androsseln des mehrstufigen Kompressors wird der Durchsatz in etwa konstant gehalten, während sich die durchströmte Fläche ändert. Hierdurch erhöht sich die Grenzschichtdicke bei verstärkter Androsselung. Es ergeben sich mit dieser Annahme ein gleiches Totaldruckverhältnis für den äußeren wie für den inneren Strömungsbereich. Die Belastungscharakteristik beider Bereiche ist ebenfalls identisch, da die Geschwindigkeitsdreiecke in der radialen Ebene in etwa gleich sind. Sie unterscheiden sich lediglich um 0,2°.

Die Durchflusszahl des Kompressors kann nur durch das Geschwindigkeitsdreieck geändert werden. So variieren Auchoybur und Miller [52] die Ein- und Austrittswinkel des Profils in Wandnähe um etwa ± 2°. Zum Ausgleich wurden auch die Winkel der ungestörten Strömung angepasst, so dass die mittlere Durchflusszahl sowie das Druckverhältnis

sich nicht ändern (Abb. 6.21). Die gestrichelte Linie zeigt unter Auslegungsbedingungen die Änderung des Abströmwinkels der Skelettlinie des Stators, der mit dem Rotor identisch ist, gegenüber dem Ausgangszustand, während die durchgezogen Linie die Abströmung darstellt. In Wandnähe wurde der Abströmwinkel um 1,3° reduziert, während er in der Kanalmitte um 0,5° vergrößert wurde. Zwischen Wand und Kanalmitte wurde die Winkeländerung stetig anhand einer Gauß-Verteilung der Ursprungsverteilung überlagert. Sowohl an der höheren Durchflusszahl als auch am niedrigeren Druckaufbaukoeffizienten ist die Erhöhung des dynamischen Druckes in Wandnähe zu erkennen.

Die Variation des Eintrittswinkels wirkte sich kaum aus, wie die Ausführungen von Wadia und Beacher [54] auch erwarten lassen. In Wandnähe wird das Druckfeld stark durch die ungestörte Strömung beeinflusst und wirkt sich somit nur relativ schwach lokal aus. Die Variation des Austrittswinkels hingegen beeinflusst die Durchflusszahl des wandnahen Strömungsbereichs stark. Dies ist ersichtlich aus der Euler'schen Hauptgleichung einer Stufe des Reaktionsgrades 50 %.

$$\psi = 1 - 2 \cdot \varphi \cdot \tan \alpha_2 . \tag{6.5}$$

Hierbei ist α_2 der Austrittswinkel im Absolutsystem beider Gitter. In Abb. 6.22 ist die Abhängigkeit der Druckzahl ψ von der Durchflusszahl φ in das Verdichterkennfeld eingetragen. Für den Fall, dass das Druckverhältnis der ungestörten Strömung unverändert bleibt, ändert sich auch das Druckverhältnis im wandnahen Bereich nicht durch die Änderung des Abströmwinkels. Die Wandverluste bleiben ebenfalls in etwa gleich, so dass der Druckkoeffizient bei änderndem Durchflusskoeffizienten konstant bleibt. Eine Reduktion des Abströmwinkels α_2 erhöht die wandnahe Durchflusszahl, während eine Vergrößerung die Durchflusszahl absenkt. Die zusätzlich eingezeichneten Isolinien des statischen Druckkoeffizienten c_p zeigen, dass bei

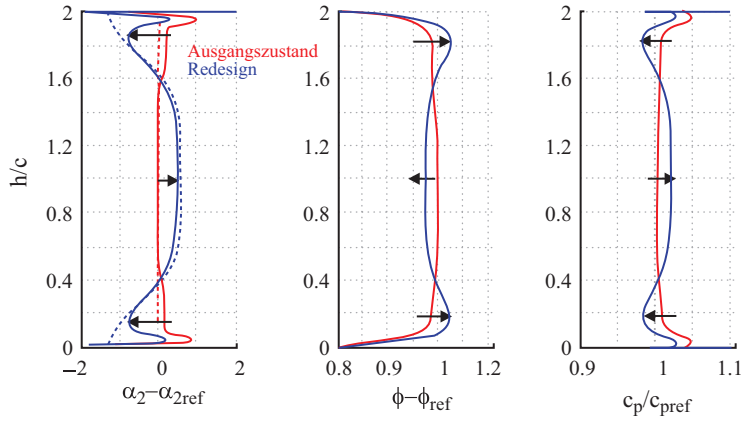


Abb. 6.21 Radiale Verteilung des angepassten Abströmwinkels α_2 im Vergleich mit dem Ausgangszustand, Winkel der Skelettlinie gestrichelt, tatsächlicher Abströmwinkel durchgezogen, der Durchflusszahl und des Druckaufbaukoeffizienten *c*p am Auslegungspunkt, h/c = 2,0, nach [51]

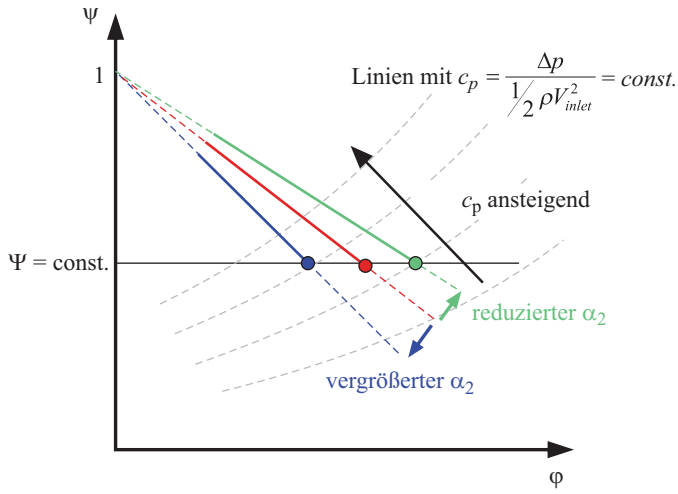


Abb. 6.22 Ideale Charakteristik bei Änderung des Strömungswinkels, nach [52]

ansteigendem Durchflusskoeffizienten durch eine Reduktion des Abströmwinkels der statische Druckkoeffizient der wandnahen Strömung absinkt.

Der Einfluss des Abströmwinkels α_2 auf die radiale Verteilung der Durchflusszahl φ, des Verlustkoeffizienten ω und des lokalen statischen Druckaufbaukoeffizienten c_p ist in Abb. 6.23 für einen Teillastpunkt dargestellt. Die lokale Reduktion des Abströmwinkels in Wandnähe führt zu einer Erhöhung der Durchflusszahl.

Auchoybur und Miller [52] zeigen zusätzlich, dass ein als „high flow endwall" bezeichneter Mechanismus dafür verantwortlich ist, dass bei der Betrachtung des mehrstufigen Verdichters das erzielbare Druckverhältnis mit Erhöhung der Durchflusszahl ansteigt. Als Erklärung ergibt sich das Anheben des dynamischen Druckes durch die Erhöhung der Durchflusszahl in Wandnähe bei erweitertem Betriebsbereich. Damit ergibt sich die Erklärung der Diskrepanz, dass nach Koch [49] der dynamische Druck durch eine niedrigere Durchflusszahl mit höherem Staffelungswinkel erhöht wird, was den Ergebnissen von Auchoybur und Miller [52] widerspricht, da in dieser Arbeit mit höherer Durchflusszahl der dynamische Druck zunimmt.

Nach Auchoybur und Miller [52] erlaubt die Auslegung unter Beachtung mehrere Stufen das Anpassen der wandnahen Strömung durch das individuelle Einstellen des Abströmwinkels jedes Gitters den dynamischen Druck in Wandnähe am Gittereintritt des folgenden Gitters anzuheben, anstatt das einzelne Gitter für sich zu optimieren. Üblicherweise werden die wandnahen Verluste des einzelnen Gitters als Auslegungsziel reduziert. Die Autoren führen aus, dass der statische Druckkoeffizient in Wandnähe zugunsten einer Erhöhung des dynamischen Druckes abzusenken, zielführender sei, da hierdurch die Durchflusszahl und das Gesamtdruckverhältnis angehoben werden. Das Verhältnis der Wandverluste zu den Profilverlusten sowie des Betriebsbereichs der beiden Bereiche bestimmt letztendlich die Größe der Winkelkorrektur im Wandbereich und in der ungestörten

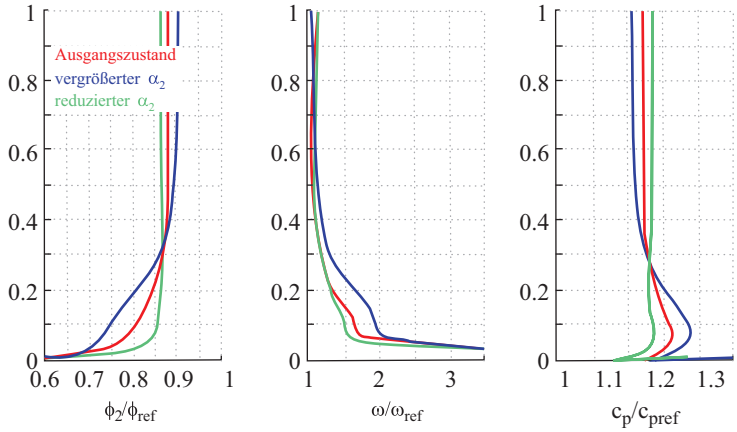


Abb. 6.23 Einfluss des Abströmwinkels α_2 auf die radiale Verteilung der Durchflusszahl φ, des Verlustkoeffizienten ω und des lokalen statischen Druckaufbaukoeffizienten c_p am Laufradaustritt ($\Phi/\Phi_{ref} = 0{,}85$) [52]

Kanalmitte. Die Autoren zeigen, dass durch ihre Methode der Betriebsbereich um ca. 2 % vergrößert oder alternativ der Wirkungsgrad um ca. 0,5 % angehoben werden konnte. Die Vorgehensweise erfordert letztendlich auch eine Anpassung der Blockage und der Fehlablenkungsmodelle der Meridianströmungsberechnung.

Halbe et al. [55] untersuchten numerisch den Einfluss der Spaltweite eines subsonischen Verdichterrotors mit hohem Streckungsverhältnis. Hierbei passten sie das Profil an der Blattspitze an, um den axialen Verlauf der Belastung umzuverteilen (tailored), so dass ein dihedrales Design entstand.

Es zeigte sich, dass mit dem angepassten Profil die Druckdifferenz über die Blattspitze reduziert wurde, so dass insbesondere bei der engeren Spaltweite von 1 % Schaufelhöhe die Leckage unter Auslegungsbedingungen reduziert werden konnte. Der isentrope Wirkungsgrad wurde hierbei nicht beeinflusst.

6.7 Kombination von Neigung, Pfeilung, „tailored blade“ und „re-camber“

In vielen aerodynamischen Anwendungen werden die oben separat dargestellten Maßnahmen kombiniert, um die Verluste zu reduzieren, die bei hohen Mach-Zahlen vorwiegend durch den Kanalstoß entstehen und zu einer Aufdickung der Grenzschichten hinter dem Stoß führen, sowie um die Belastung erhöhen zu können. Ziel der Auslegung des Blattes, wie der Skelettlinie und der Dickenverteilung sind geringe Verluste über einen weiten Betriebsbereich. So folgten auf die experimentell vermessenen NACA-, NGTE- bzw. DCA-Profilen („double circular arc“) mit immer höheren Mach-Zahlen im hohen subsonischen und transsonischen Betrieb sogenannte MCA-Profile („multiple circular arc“), um

die Position des Kanalstoßes zu beherrschen. Mit der Einführung sogenannter CDA-Profile („controlled diffusion airfoil“) konnte die Mach-Zahl gezielt auf der Saugseite herabgesetzt werden, verbunden mit einer Erhöhung des Wirkungsgrades und des Betriebsbereiches.

Durch Pfeilung sowie Neigung des Blattes kann die Aerodynamik dahingehend beeinflusst werden, dass Wirkungsgrad und Pumpgrenze angehoben werden. Je nach Auslegung der Profile und der Fädelung können beispielsweise sowohl Vorwärts- als auch Rückwärtspfeilung die Leistungsdaten anheben. Ähnliches gilt für die Maßnahmen des „re-cambering“ und „tailored blade“.

Naturgemäß ist der Fan eines Flugtriebwerkes aufgrund seiner Abmessungen und Anströmbedingungen für den kombinierten Einsatz von Neigung und Pfeilung prädestiniert. Cai et al. [56] beschreiben den Einfluss der Kombination von Vorwärtspfeilung und Neigung eines 3D-Fans im Vergleich mit einem Standardrotor. Ihren numerischen und experimentellen Untersuchungen liegt ein einstufiger, subsonischer Fan mit Nachleitreihe zugrunde. Bei Strömungsabriss, der beim dreidimensional gestalteten Profil später einsetzt, liegt eine wesentlich begrenztere Ablösezelle nahezu in Kanalmitte bei ca. 39,2 % radialer Höhe gegenüber der deutlich größeren Ablösezelle des Standardrotors, die in Nabennähe bei ca. 17,5 % Höhe lag und sich wesentlich langsamer ausbreitete. Durch das verzögerte Auftreten der lokalen Ablösung konnte der Betriebspunkt zu höheren Druckverhältnissen verschoben werden. Die Lärmentwicklung des dreidimensionalen Fans lag 2,5–3,5 dB unter dem Lärm des Standardrotors.

Aber auch bei kleineren Schaufelabmessungen kommt die Kombination von Pfeilung und Neigung zum Einsatz. Gallimore et al. [50, 57] untersuchten grundlegend den Einfluss der Kombination von Pfeilung und dihedraler Neigung für den Gaserzeuger-Verdichter des RR-Trent Flugtriebwerks. Zur besseren Beschreibung der Sekundärströmung mittels CFD-Verfahren wurden unterschiedliche Turbulenzmodelle evaluiert. Hierbei wurde ein zonales Mischungslängenmodell als optimale Lösung bezüglich des numerischen Aufwandes und der Genauigkeit in der Beschreibung der Sekundärströmung und der Eckenablösungen identifiziert [50]. Sowohl die Stator- als auch die Rotorbeschaufelung wurden dreidimensional gestaltet. Sowohl Vorwärtspfeilung, dihedrale Neigung als auch lokale Anpassung der An- und Abströmwinkel in Wandnähe, als lokale Verdrehung bezeichnet, wurde zur Beeinflussung der Eckenwirbel in Betracht gezogen, wie im folgenden Kapitel zusammengefasst wird.

Die Testergebnisse eines mehrstufigen Hochdruckverdichters zeigten, dass durch das dreidimensionale Design der Wirkungsgrad deutlich angehoben werden konnte, ohne dass sich die Pumpgrenze verschlechterte [57]. Die optimierte Beschaufelung ist aufgrund reduzierter Schaufelzahl deutlich kostengünstiger. Obwohl die durchgeführten CFD-Rechnungen des mehrstufigen Designs den Wirkungsgrad nicht korrekt voraussagten, konnte anhand von relativen Verbesserungen der Trend der Weiterentwicklung richtig bestimmt werden.

6.8 Modifikation des Übergangs der Schaufelkontur zur Wand, Fillet

Neben der dreidimensionalen Konturierung der Meridiankanalkontur ist eine Beeinflussung der Grenzschicht zur Reduktion der Sekundärströmung über eine Anpassung der Kehle des Profils in Wandnähe möglich. Durch die Interaktion der Wandgrenzschicht mit der Profilgrenzschicht ergibt sich sowohl am Gehäuse als auch an der Nabe eine komplexe Strömung die einerseits zu einer Blockierung und anderseits zu Ablösungen führt. Diese Phänomene bewirken, dass lediglich etwa 60–80 % der Schaufelhöhe in der Kanalmitte effektiv nutzbar sind. Sie sind einerseits stark Verlust-behaftet und führen andererseits zu einer Fehlabströmung. Deswegen werden verschiedene Modifikationen untersucht, um den Eckenwirbel zu beeinflussen, wie die Neigung des Profils in Wandnähe oder das Anbringen eines Rundungsradius vom Blatt zur Wand, Fillet, sowie das Einbringen von Vertiefungen bzw. Erhöhungen in der Wand entlang des Profils, als „blended blade and end wall“ (BBEW) bezeichnet. Der Übergang dieser Modifikation zur Meridiankanalprofilierung ist fließend.

Die Ausbildung der Sekundärströmungen, sei es der Hufeisen-, der Kanal- oder der Eckenwirbel, wird maßgeblich von der ankommenden Wandgrenzschicht beeinflusst (Abb. 6.24). Die Ausbildung der entstehenden Wirbelsysteme durch die Wechselwirkung der Grenzschicht mit Druckgradienten kann durch die Gestaltung der Wand mit Meridiankonturierung und über die Schaufelkontur durch Neigung bzw. Pfeilung beeinflusst werden. Eine weitere Möglichkeit bietet die Ausbildung einer lokalen Verdickung oder die Einführung eines größeren Kehlradius.

Treibende Druckdifferenz ist der Unterschied des Totaldruckes zwischen der Grenzschicht und der gesunden Kernströmung. Da sich in der Grenzschicht die Strömungsverluste als Totaldruckverlust darstellen, ist der Staudruck der Kernströmung an der Profilvorderkante höher als im Wandgrenzschichtbereich. Das Ausbilden des Hufeisenwirbels kann verringert werden, indem die Kehle des Profils zur Wand durch einen größeren Rundungsradius aufgefüllt wird, so dass lokal durch die Beschleunigung in Wandnähe der Totaldruck der Wandgrenzschicht angehoben und somit das treibende Druckgefälle reduziert wird.

Die Gefahr des Ablösens der eingerollten Wandgrenzschicht wird deutlich reduziert, indem der Übergang zur Wand konturiert wird (Abb. 6.25). Insbesondere das Teillastverhalten und damit der Pumpgrenzenabstand wird hierbei deutlich verbessert.

Müller et al. [58] untersuchten die Auswirkungen verschiedener Geometrien in einer langsam laufenden Verdichterkaskade. Da der Hufeisenwirbel auf der Saugseite dem Kanalwirbel entgegen gerichtet ist, soll durch die Verdickung bzw. durch die Gestaltung der Kehle der Hufeisenwirbel gestärkt werden, so dass in Überlagerung mit dem Eckenwirbel die Sekundärströmung abgeschwächt und damit der Verlustkoeffizient vermindert wird [59, 60]. Messungen in einem inkompressibel durchströmten Verdichtergitter sowie numerische Untersuchungen zeigen, dass der Druckverlustkoeffizient in Wandnähe durch

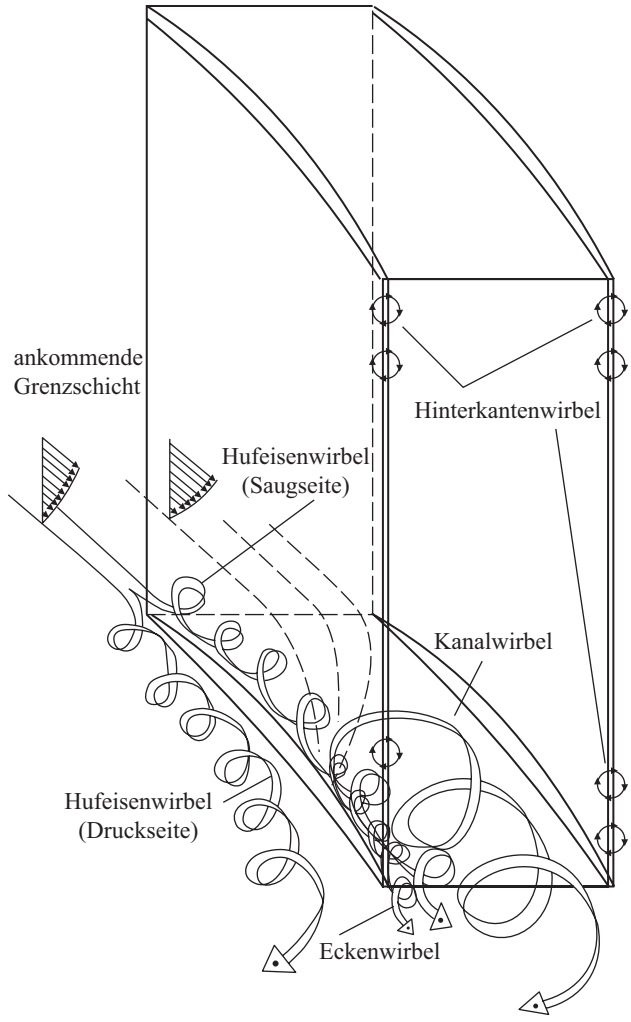


Abb. 6.24 Ausbildung der Sekundärströmung am Schaufelfuß

entsprechende Geometrieänderungen wie lokale Verdickung der Vorderkante oder vergrößerter Kehlradius um bis zu 30 % abgesenkt werden kann.

Bei hohen Fehlanströmungswinkeln findet der Strömungsabriss mit einem großen Wandrundungsradius deutlich später statt, da in diesem Fall in Wandnähe der Staupunkt deutlich schwächer ausgebildet ist [61].

Die Auswirkung der Ausrundung wird zusätzlich vom Geschwindigkeitsprofil der Anströmung stark beeinflusst. Eine axiale Wirbelbildung der Grenzschicht kann die Saugseite entlasten und damit die Ablösung verzögern, wobei der Anströmwinkel an der Schaufelspitze hierbei vergrößert wird [62]. Anhand von experimentellen und numerischen Untersuchungen zeigte Hoeger [61], dass eine Verwindung der anströmenden Grenzschicht

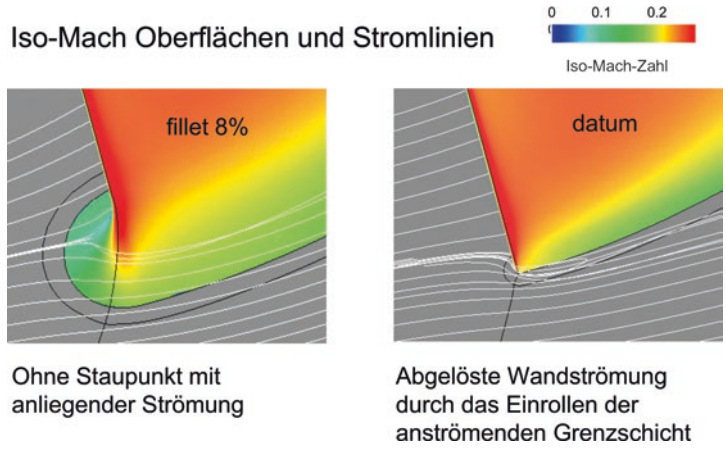


Abb. 6.25 Kontrolle durch Konturierung des Übergangs von der Schaufel an die Wand

generell die Sekundärströmung reduziert und das Profil der ebenen Kaskade mit den Ausrundungen der Wandkehle entlastet.

Nach Untersuchungen eines 15-stufigen Axialverdichters von Kügeler et al. und Reutter et al. [63, 64] können über die Fillets sowohl bei Rotor- als auch bei Statorschaufeln Verluste durch Sekundärströmungen stark reduziert werden, indem die Umlenkung in Wandnähe stark zurückgenommen wird, so dass die Belastung der nachfolgenden Gitter wieder gewährleistet wird.

Reutter et al. [64] gelang es durch eine numerische Optimierung einer ebenen Kaskade durch Einbringen von Vertiefungen bzw. Erhöhungen in der Wand entlang des Profils (BBEW), den Totaldruckverlustkoeffizienten um 5 % und den aerodynamischen Blockierungskoeffizienten um 14 % zu senken. Zudem waren die Profile mit BBEW deutlich unempfindlicher gegen Fehlanströmung.

6.9 Gewellte Vorderkante

Zur Reduktion des Eckenwirbels untersuchten Li et al. und Zheng et al. [65, 67] eine gewellte Vorderkante, die auf etwa 30 % Kanalhöhe angebracht war, numerisch in einer Ringkaskade (Abb. 6.26).

Die Untersuchungen basieren auf Analysen von Johari et al. [68] die an einem NACA 634-021 Profil experimentell zeigten, dass die Wellenlänge einer sinusförmigen Vorderkantenwellung nur einen unwesentlichen Einfluss auf die Verluste hat. Die Messungen an einem Windkanal von Miklosovic et al. [69] ergaben, dass sich der Anstellwinkel bis zum Abreißen der Strömung um ca. 40 % erhöhen ließ. Gleichzeitig wurden der Profilverlustkoeffizient reduziert und der Auftriebskoeffizient erhöht, wobei die Autoren beobachteten, dass die Verbesserung nur bei einer Wellung in Wandnähe auftrat, während die Leistungs-

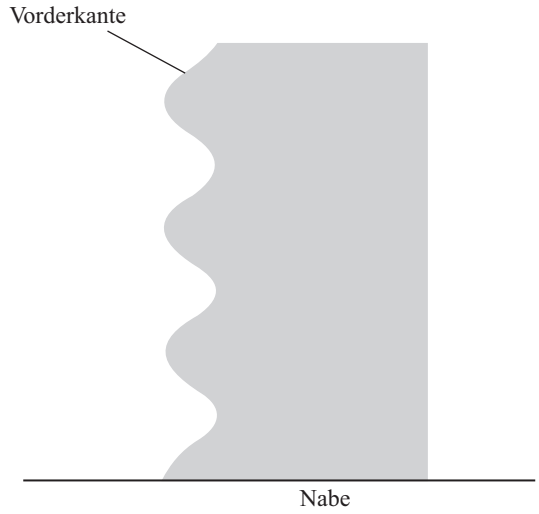


Abb. 6.26 Schema einer gewellten Vorderkante

kennwerte einer insgesamt mit Wellung versehenen Vorderkante im Gegensatz hierzu absanken. Die numerische Studie von Corsini et al. [70] mit einer gewellten Vorderkante eines Fanblattes zeigte ebenfalls die Verbesserung der Pumpgrenze, wie auch Versuche von Keerthi et al. [71] an einer linearen Kaskade eine wesentliche Erhöhung des Pumpgrenzenabstandes ergaben.

Auch Kan et al. [72] finden in ihrer numerischen Studie, dass die wellige Vorderkante die Empfindlichkeit gegen Fehlanströmung verbessert und den Eckenwirbel vermindert.

Literatur

1. Seshradi P, Shahpar S, Constantine P, Parks G, Adams M (2017) Turbomachinery active subspace performance maps. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-64528, Charlotte, North Carolina, USA, 26.–30. Juni 2017
2. Denton JD, Xu L (1999) The exploitation of three-dimensional flow in turbomachinery design. In: Proc Inst Mech Eng. Part C J Mech Eng Sci 213: Part C
3. Denton JD, Xu L (2002) The effects of lean and sweep on transonic fan performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30327, Amsterdam, Niederlande, 3.–6. Juni 2002
4. Bliss DB, Hayden RP, Murry BS (1976) Design considerations for novel low source noise transonic fan stage. AIAA-1976-577
5. Lucas RG, Woodard RP, Mackinnon MJ (1978) Acoustic evaluation of a novel swept rotor fan. AIAA-1978-1121
6. Wennerstrom AJ, Frost GR (1976) Design of a 1500ft/sec, transonic, high-through-flow, single-stage axial-flow compressor with low hub/tip ratio. AFARL-TR-76-59, AD-B016386

7. Wennerstrom AJ, Derose RD, Law CW (1976) Investigation of a 1500ft/sec, transonic, high-through-flow, single-stage axial-flow compressor with low hub/tip ratio. AFARL-TR-76-92, AD-B016506
8. Frank BJ, King PI (1994) Effects of leading edge sweep on stall inception in a high-speed single-stage compressor. AIAA-1994-2696
9. Potts I (1987) The importance of S1 stream surface twist in the analysis of inviscid flow through swept linear turbine cascades. ImechE paper C258/87
10. Gotthart H (1982) Theoretische und experimentelle Untersuchungen an ebenen Turbinengittern mit Pfeilung und V-Stellung. Dissertation, Universität Braunschweig
11. Sasaki T, Breugelmans F (1997) Comparision of sweep and dihedral effects on compressor cascade performance. ASME J Turbomach 120(3):454–463
12. Hoeger M, Engber M, Bergner J (2004) Impact of transonic compressor rotor leading edge shape on the shock structure near the casing. In: Proceedings of the 10th of international symposium on transport phenomena and dynamics of rotating machinery, paper ISROMAC10-2004-137, Honolulu, Hawaii, USA, 7.–11. März 2004
13. Wennerstrom AJ (1984) Experimental study of a high through-flow trans sonic axial compressor stage. ASME J Eng Gas Turbines Power 106(3):552–560
14. Ji L, Chen J, Lin F (2005) Review and understanding on sweep in axial compressor design. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68473, Reno, Nevada, USA, 6.–9. Juni 2005
15. Van Den Braembussche RA, Vad J (2004) Challenges in optimisation of axial flow turbomachinery blades for 3D flow, including sweep and dihedral effects. In: Modeling fluid flow. Springer, Heidelberg
16. Kuhn K (2000) Experimentelle Untersuchung einer Axialpumpe und Rohrturbine mit gepfeilten Schaufeln. Ph.D. Thesis, Institut für Hydraulische Strömungsmaschinen, Technische Universität Graz
17. Forstner M, Kuhn K, Glas W, Jaberg H (2001) The flow field of pump impellers with forward and backward sweep. In: Proceedings 4th European conference turbomachinery fluid dynamics thermodynamics, Florenz, Italien, 2001, S 577–587
18. Vad J, Kwedikha ARA, Jaberg H (2004) Influence of blade sweep on the energetic behaviour of axial flow turbomachinary rotors at design flow rate. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53544, Wien, Österreich, 14.–17. Juni 2004
19. Wadia AR, Szucs PN, Crall WW (1997) Inner workings of aerodynamic sweep. In: Proceedings of ASME 1997 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 97-GT-401, Orlando, Florida, USA, 2.–5. Juni 1997
20. Wadia AR, Szucs PN, Crall DW, Rabe DC (2002) Forward swept rotor studies in multistage fans with inlet distortion. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30326, Amsterdam, Niederlande, 3.–6. Juni 2002
21. Sasaki T, Breugelmans F (1998) Comparison of sweep and dihedral effects on compressor cascade performance. ASME J Turbomach 120(3):454–463
22. Borikar V (2002) Low speed studies of swept and dihedral effects on compressor cascades. M. Tech Thesis, IIT Bombay
23. Walther R, Frischbier J, Sedlmeir R (2001) Aeromechanische Gestaltung fortschrittlicher Triebwerksverdichter. MTU Aero Engines, München

24. Bräunling WJG (2015) Flugzeugtriebwerke; Grundlagen, Aero-Thermodynamik, ideale und reale Kreisprozesse. Thermische Turbomaschinen, Komponenten, Emissionen und Systeme. Springer Vieweg, Berlin/Heidelberg
25. Passrucker H, Engber M, Kablitz S, Hennecke DK (2003) The effect of forward sweep in a transonic compressor rotor. In: Proceedings of 5th European conference on turbomachinery (Euroturbo 5), Prag, Tschechien, 17.–22. März 2003
26. Wilke I, Kau HP (2002) A numerical investigation of the influence of casing treatments on the tip leakage flow in a HPC front stage. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30642, Amsterdam, Niederlande, 3.–6. Juni 2002
27. Kablitz S, Hennecke DK, Passrucker H, Engber M (2003) Experimental analysis of the influence of sweep on tip leakage vortex structure of an axial transonic compressor stage. In: Proceedings of 16th symposium air breathing engines, Cleveland, Ohio, Vereinigte Staaten von Amerika, 13. August–5. September, 2003. ISABE-2003-1226
28. Kablitz S (2003) Beeinflussung der Spaltströmung von Transsonischen Axialverdichtern durch Forward Sweep. Dissertation, Fachgebiet Gasturbinen und Flugantriebe, Technische Universität Darmstadt
29. Suder KL (1997) Blockage development in a transonic, axial compressor rotor. In: Proceedings of ASME 1997 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 97-GT-394, Orlando, Florida, USA, 2.–5. Juni 1997
30. Bergner J, Kablitz S, Hennecke DK, Passrucker H, Steinhardt E (2005) Influence of sweep on the 3D shock structure in an axial transsonic compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68835, Reno, Nevada, USA, 6.–9. Juni 2005
31. Braun M, Seume JR (2006) Forward sweep in a four-stage high-speed axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90218, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
32. Attia MS (2006) Upgrade of a 16-stage industrial compressor, part II: extension of the analysis method to the design functions and results. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-91199, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
33. Wadia AR, Szucs PN, Cral DW (1998) Inner workings of aerodynamic sweep. ASME J Turbomach 120(4):671–682
34. Gümmer V, Wenger U, Kau HP (2000) Using sweep and dihedral to control three-dimensional flow in transonic stators of axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2000: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2000-GT-0491, München, Deutschland, 8.–11. Mai 2000
35. Smith LH, Yeh H (1963) Sweep and dihedral effect in axial flow turbomachinery. ASME J Basic Eng 85(3):401–414
36. Denton JD (1993) Loss mechanisms in turbomachines. ASME J Turbomach 115(4):621–656
37. Madden DS, West MA (2005) Effects of inlet distortion on the stability of an advanced military swept fan stage with casing treatment. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68693, Reno, Nevada, USA, 6.–9. Juni 2005
38. Deich ME, Gubalev AB, Filippov GA, Wang ZQ (1962) A new method of profiling the guide vane cascade of stage with small ratios diameter to length. Teplienergetika 8:42–46
39. Filippov GA, Wang Z (1963) The calculation of axial symmetric flow in a turbine stage with small ratio of diameter to blade length. J Mosc Power Inst 47:63–78

40. Shang EB, Wang Z (1991) A perspective and effective way to improve the compressor cascade performance. In: Proceedings IGTC-13, Yokohama Int. Gas Turbine Congress, Oct 27–Nov 1, Pascitico Yokohama
41. Wang Z, Su JX, Zhong J (1994) The effect of the pressure distribution in a three-dimensional flow field of a cascade on the type of curved blade. In: Proceedings of ASME 1994 international gas turbine and aeroengine congress and exposition, Bd 1: turbomachinery, paper 94-GT-409, Den Haag, Niederlande, 13.–16. Juni 1994
42. Walker PJ (1987) Blade lean in axial turbines: model turbine measurements and simulations by novel numerical method. PhD thesis, Cambridge University
43. Harrison S (1989) The influence of the blade stacking on aerodynamic losses in turbine blade rows. PhD Thesis, Cambridge University
44. Gümmer V, Wenger U, Kau HP (2001) Using sweep and dihedral to control three-dimensional flow in transonic stators of axial flow compressors. ASME J Turbomach 123(1):40–48
45. Roy B, Laxmiprasanna PA, Borikar V, Batra A (2002) Low speed studies of sweep and dihedral effects on compressor cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30441, Amsterdam, Niederlande, 3.–6. Juni 2002
46. Kaplan B, Nicke E, Voss C (2006) Design of a highly efficient low-noise fan for ultra-high bypass engines. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90363, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
47. Oh JJ (2017) Numerical efforts of aerodynamic re-design in a single stage transonic axial compressor, part 1: stator design. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-63031, Charlotte, North Carolina, USA, 2017
48. Behlke RF (1986) The development of a second generation of controlled diffusion airfoils for multistage compressors. ASME J Turbomach 108(1):32–41
49. Koch CC (1981) Stalling pressure rise capability of axial flow compressor stages. ASME J Eng Power 103(4):645–656
50. Gallimore SJ, Bolger JJ, Cumpsty NA, Taylor MJ, Wright PI, Place JMM (2002a) The use of sweep and dihedral in multistage axial flow compressor blading – part I: university research and methods development. ASME J Turbomach 124(4):521–532
51. Taylor JV, Miller RJ (2015) Competing 3D mechanisms in 3D flows. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-43322, Montreal, Quebec, Kanada, 15.–19. Juni 2015
52. Auchoybur K, Miller RJ (2016) Design of compressor endwall velocity triangles. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57396, Seoul, Südkorea, 13.–17. Juni 2016
53. Holloway PR, Knight GL, Koch CC, Shaffer SJ (1982) Energy efficient engine high pressure compressor detail design. Report no. CR-165558, NASA
54. Wadia AR, Beacher B (1990) Three-dimensional relief in turbomachinery blading. ASME J Turbomach 112(4):587–596
55. Halbe CC, Chati YS, George JT, Pradeep AM, Roy B, Yu H, Townsend P (2015) Study of effects of rotor tip tailoring in axial flow compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-42520, Montreal, Quebec, Kanada, 15.–19. Juni 2015
56. Cai N, Benaissa A, Allan WD (2004) Aerodynamic-aeroacoustic investigation of rotating stall in conventional and skewed rotors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53958, Wien, Österreich, 14.–17. Juni 2004

57. Gallimore SJ, Bolger JJ, Cumpsty NA, Taylor MJ, Wright PI, Place JMM (2002b) The use of sweep and dihedral in multistage axial flow compressor blading part II: low and high speed designs and test verification. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30329, Amsterdam, Niederlande, 3.–6. Juni 2002
58. Müller R, Vogeler K, Sauer H, Hoeger M (2004) Endwall boundary layer control in compressor cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53433, Wien, Österreich, 14.–17. Juni 2004
59. Hoeger M, Schmidt-Eisenlohr U, Gomez S, Miller R, Sauer H (2001b) Secondary flows in a compressor cascade with fillet radius. Summer School on CFD for Turbomachinery Application
60. Zess GA, Thole KA (2001) Computational design and experimental evaluation of using a leading edge fillet on a gas turbine vane. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 3: heat transfer; electric power; industrial and cogeneration, paper 2001-GT-0404, New Orleans, Louisiana, USA, 4.–7. Juni 2001
61. Hoeger M (2008) Impact of a skewed inlet boundary layer and a fillet on the secondary flow in a compressor cascade. In: Proceedings ISROMAC12-2008-20183, Feb. 17–22, Honolulu, Hawaii
62. Lei VM, Spakovskzky ZS, Greitzer EM (2006) A criterion for axial compressor hub-corner stall. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-91332, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
63. Kügeler E, Nümber D, Weber A, Engel K (2008) Influence of blade fillets on the performance of a 15 stage gas turbine compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2008-50748, Berlin, Deutschland, 9.–13. Juni 2008
64. Reutter O, Hemmert-Pottmann S, Hergt A, Nicke E (2014) Endwall contouring and fillet design for reducing losses and homogenizing the outflow of a compressor cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery; paper GT2014-25277, Düsseldorf, Deutschland, 16.–20. Juni 2014
65. Li J, Ji L, Yi W (2018) The use of blended blade an endwall in compressor cascade: optimization design and flow mechanism. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-76048, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018
66. Zheng T, Qiang X, Teng J, Feng J (2016) Application of humpback whale flippers in an annular compressor cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56589, Seoul, Südkorea, 13.–17. Juni 2016
67. Zheng T, Zhu M, Qiang X, Teng J, Feng J (2016) Influence of leading edge tubercles in an annular compressor cascade with different hub-tip ratios and aspect ratios. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-64054, Charlotte, North Carolina, USA, 26.–30. Juni 2016
68. Johari H, Henoch CH, Custodio D (2007) Effects of leading-edge protuberances on airfoil performance. AIAA J 45(11):2634–2642
69. Miklosovic DS, Murray MM, Howle LE (2004) Leading-edge tubercles delay stall on humpback whale. Phys Fluids (1994–present) 16(5):L39–L42
70. Corsini A, Delibra AG, Sheard AG (2013) Leading edge bumps in ventilation fans. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 4: ceramics; concentrating solar power plants; controls, diagnostics and instrumentation; education; electric power; fans and blowers, paper GT2013-94853, San Antonio, Texas, USA, 3.–7. Juni 2013
71. Keerthi MC, Kushari A, De A (2014) Experimental investigation of effects of leading-edge tubercles on compressor cascade performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: tur-

bine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-26242, Düsseldorf, Deutschland, 16.–20. Juni 2014
72. Kan X, Wang S, Luo L, Su J (2018) Research on the applicability of using a curved blade to optimize the flow loss weight distribution of a linear compressor cascade with different flow separation types. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-75936, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018
73. Wang B, Wu Y, Liu K (2018) Numerical investigation of passive flow control using wavy blades in a highly-loaded compressor cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-76147, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018

Erweiterung des Betriebsbereiches durch Stabilisierungsmaßnahmen

7

Um eine möglichst kompakte, leichte Bauweise bei hohen spezifischen Leistungen und guten Wirkungsgraden zu erzielen, werden Verdichter von Gasturbinen möglichst nahe an der Pumpgrenze betrieben. Insbesondere die Pumpgrenze und das Auftreten der rotierenden Ablösung schränken den Betriebsbereich des Verdichters ein. Der Auslegungspunkt und die Betriebslinie müssen mit einem gewissen Sicherheitsabstand zur Pumpgrenze gelegt werden, um auch bei Transienten bzw. bei stark geänderten Umgebungsbedingungen den Betrieb sicher zu gewährleisten.

Neben diesen Maßnahmen, die letztendlich dazu führen, dass die Pumpgrenzen bzw. die Betriebslinien im Kennfeld verschoben bzw. angepasst werden, werden grundlegende Konstruktionsmerkmale eingesetzt, um den Verdichter weniger anfällig gegen die Instabilitäten auszulegen. Hierzu ist jeweils die genaue Kenntnis der Ablösungsursache vonnöten. Neben den passiven Maßnahmen, wie die Beeinflussung der Spaltströmung an den Blattspitzen, die u. a. in diesem Kapitel dargestellt werden, kommen auch aktive Maßnahmen, wie beispielsweise geregeltes Einblasen zum Einsatz, wie im folgenden Kapitel dargestellt wird.

7.1 Einleitung

Je nach Anwendungsfall des Verdichters werden unterschiedliche Maßnahmen eingesetzt, um den Betriebsbereich zu erweitern. Beim Hochfahren eines Verdichters ist das Abblasen nach Zwischenstufen in der Regel unumgänglich, da sich durch das deutlich vom Auslegungszustand abweichende Druckverhältnis in den hinteren Stufen ein viel zu hoher Volumenstrom einstellt, so dass die hinteren Stufen drosseln und die vorderen Stufen mit reduziertem Volumenstrom ablösungsgefährdet betrieben würden.

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_7

Verdichter stationärer Gasturbinen, die zur Stromerzeugung eingesetzt werden, werden von der Synchronisation bis zur Volllast unter konstanter Drehzahl betrieben. Die Leistungsregelung über den Brennstoff reicht nicht aus, um diesen Betriebsbereich abzudecken. Deswegen wird die Leistung des Verdichters über Abblasen und verstellbare Eintritts- sowie Vorleitreihen bewerkstelligt. Dasselbe gilt im Allgemeinen auch für Verdichter von Gasturbinen, die als Antriebsmaschinen verwendet werden, bei denen die Drehzahl vom Verbraucher vorgegeben ist.

Kleinere Gasturbinen, insbesondere wenn sie aus Fluggasturbinen abgeleitet wurden, besitzen eine Nutzturbine auf eigener Welle. Somit kommt als zusätzlicher Freiheitsgrad zur Leistungsregelung die Drehzahl des Gaserzeugers hinzu, wie sie auch in den Mehrwellenanordnungen von Fluggasturbinen realisiert wird. Durch das Aufteilen des Verdichters in Niederdruck-, evtl. Mitteldruck- und Hochdruckanteil kann das Verdichterkennfeld flexibler über die Drehzahl dem jeweilig erforderlichen Betriebszustand angepasst werden. Bei Flugtriebwerken mit verstellbaren Schubdüsen bietet sich die weitere Möglichkeit, durch Variation der Austrittsfläche der Schubdüse die Androsselung des Verdichters anzupassen. Die regelbaren Vorleitreihen sowie die Drehzahlregelung kommen auch bei Industrieverdichtern zum Einsatz.

Auch bei der Stabilisierung ist zu beachten, dass die Untersuchungen einerseits an ebenen Kaskaden, an einstufigen Verdichterstufen, an langsam laufenden Niederdruckverdichtern, an mehrstufigen, in der Regel vier- bis fünf-stufigen Hochdruckversuchsverdichtern mit und ohne nachgeschaltetem Speichervolumen durchgeführt wurden, sowie andererseits an kompletten Verdichtern, die oft in Gasturbinen integriert sind, so dass zusätzlich die Wechselwirkungen der Teilverdichter, wie der Nieder-, Mittel- und Hochdruckverdichter, zusätzlich mit erfasst werden. Die jeweils gewonnenen Ergebnisse sind daher kritisch zu hinterfragen, inwieweit sie für den beabsichtigten Anwendungsfall relevant, bzw. welche Phänomene spezifisch für den vorliegenden Versuchsaufbau sind. Beim Vergleich der publizierten Ergebnisse kommt es durchaus zu erheblichen Widersprüchen, die oft durch den spezifischen Versuchsaufbau bewirkt und erklärt werden.

7.2 Untersuchungsmethoden

Das Pumpen des Verdichters stellt ein komplexes Phänomen dar, das von unterschiedlichsten Ursachen ausgelöst werden kann. Ungleichförmigkeiten im Einlauf, Grenzschichten, Spaltströmungen sowie Strömungsablösungen aufgrund zu starker Diffusion können einzeln oder in Kombination ein Pumpen oder aber ein rotierendes Ablösen („rotating stall“) verursachen. Aufgrund der komplexen und sensitiven Verdichterströmung kommen unterschiedliche Untersuchungsmethoden des Pumpvorganges und der Stabilisierung zur Anwendung, die naturgemäß in der Regel lediglich Teilaspekte untersuchen können und demgemäß lediglich einzelne Phänomene näher betrachten, mindestens aber Ansätze für das Verständnis der Vorgänge liefern.

Der Betrieb einer Stufe des Verdichters einer Gasturbine, die für sich ein instationäres Strömungsproblem darstellt, hängt nicht nur von den Betriebsbedingungen der Stufe

selbst ab, sondern maßgeblich von den Bedingungen der vorangehenden und nachfolgenden Stufen und Volumina. So kann per se das dynamische Verhalten des Verdichters lediglich an der Maschine selbst bewertet werden. Aufgrund der schwierigen Zugänglichkeit werden jedoch unter Inkaufnahme der Allgemeinheit der Ergebnisse idealisierte Bedingungen geschaffen, indem im Rig-Aufbau lediglich ein mehrstufiger oder einstufiger Verdichterabschnitt untersucht wird. Die messtechnische Erfassung der Strömung vereinfacht sich bei langsam drehenden Verdichtern, die aber naturgemäß lediglich subsonische, inkompressible Strömungen nachbilden und somit kompressible Effekte, wie beispielsweise Verdichtungsstöße, nicht erfassen können.

Findet bei den experimentellen Aufbauten eine Beeinflussung der zu untersuchenden Strömung einerseits durch den idealisierten Aufbau und andererseits durch die Wechselwirkung mit der Messmethode statt, so ist bei den numerischen Untersuchungen zu berücksichtigen, dass sowohl die Wandgrenzschichten als auch die Turbulenz auf Parametrisierungen beruhen, die gegebenenfalls die Aussage des Ergebnisses stark einschränken.

Im Folgenden wird jeweils die Untersuchungsmethode angegeben, um einen Eindruck über die Validität der gezeigten Ergebnisse zu bekommen.

Zudem wird oft in den Untersuchungen das Augenmerk auf bestimmte Zielwerte gelegt, wie beispielsweise das Druckverhältnis, der Pumpgrenzenabstand oder der Betriebsbereich per se, ohne dabei näher zu diskutieren, dass jede Maßnahme zur Stabilisierung selbstverständlich Wechselwirkungen mit allen Komponenten der Gasturbine, mit deren Betriebsverhalten sowie der Anregung von Schaufel- bzw. Wellenschwingungen bewirken kann.

Da die Auswirkungen der einzelnen Maßnahmen durchaus unterschiedlich ausfallen können, ergeben sich in der Literatur zum Teil widersprüchliche Aussagen. Ohne eine Betrachtung aller möglicher Wechselwirkungen kann eine speziell untersuchte Maßnahme nicht in die Auslegung des Verdichters übernommen werden.

7.3 Leitreihen

Beim Verdichter sind stehende Leitvorrichtungen sowohl vor als auch hinter dem Laufrad üblich. Die Austrittsleitvorrichtung des Verdichters („Leitrad“) dient zum Druckaufbau durch Verzögerung der im Laufrad beschleunigten Strömung durch Umlenkung in die axiale Richtung. Sie hat eine grundsätzlich andere Aufgabe als die Eintrittsleitvorrichtung des Verdichters, die auch als Vorleitrad bzw. Dralldrossel bezeichnet wird.

7.3.1 Grundsätzliches zur Vorleitreihe

Die Eintrittsleitreihe („inlet guide vane“, IGV) erzeugt zum Einstellen eines gewünschten Betriebspunktes einen Vordrall vor dem Laufrad, dessen Auswirkung leicht anhand der Euler’schen Hauptgleichung zu erkennen ist

$$L_u = u_2 \cdot c_{u2} - u_1 \cdot c_{u1}. \tag{7.1}$$

Ein Vordrall in Drehrichtung verringert die im Laufrad zuführbare Umfangsarbeit, während ein Gegendrall die Umfangsarbeit erhöht. Somit kann das Druckverhältnis bei konstantem Durchsatz und konstanter Drehzahl variiert werden.

Sowohl der Durchsatz als auch die dem Fluid zugeführte Arbeit werden durch die Vorleitreihe geändert (Abb. 7.1), so dass der Verdichter den unterschiedlichen Betriebsbedingungen angepasst werden kann. Die Leitschaufelstellung wird so ausgelegt, dass der Strömungskanal sowohl weiter geöffnet als auch geschlossen werden kann. Hierbei sind Schließwinkel bis zu 40° üblich. Somit kann kurzfristig eine Leistungserhöhung wie eine Leistungsreduktion durch die Änderung des durchgesetzten Massenstromes erzielt werden, allerdings jeweils unter Inkaufnahme einer Absenkung des Wirkungsgrades, (Abb. 7.2).

Insbesondere beim Hochfahren eines Axialverdichters kommen die verstellbaren Vorleitreihen zum Einsatz. Üblicherweise werden die Eintrittsleitreihen mit Profilen ohne bzw. mit mäßiger Krümmung versehen, wobei der Staffelungswinkel durch Verdrehen der Schaufel variierbar ist. Unter anderem geben Eckert und Schnell [1] Hinweise zur Auslegung der Vorleitreihen anhand von radialen Gleichgewichtsbetrachtungen. Bei kleinen Eintrittswinkeln ergeben sich aufgrund der starken Fehlanströmung relativ hohe Verluste, die im Allgemeinen jedoch tragbar erscheinen, da dieser Betriebsbereich in der Regel nur kurzzeitig durchlaufen wird. Bei transsonischen Verdichtern kann die relative Eintritts-Mach-Zahl durch die Vorleitreihe abgesenkt werden.

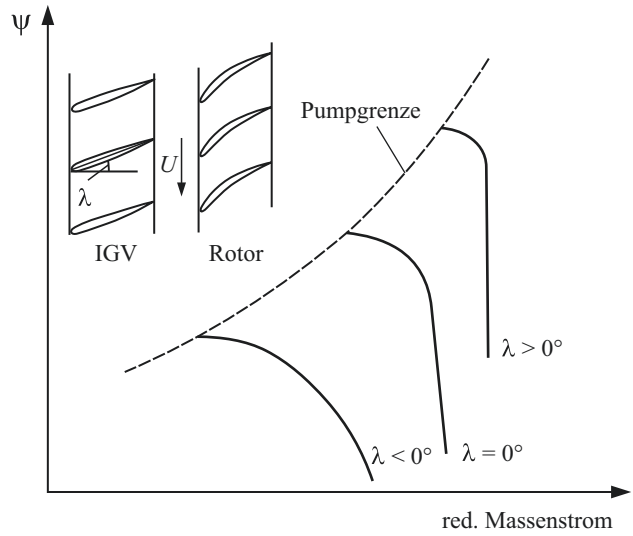


Abb. 7.1 Erweitern des Kennfeldes durch eine verstellbare Eintrittsleitreihe (IGV)

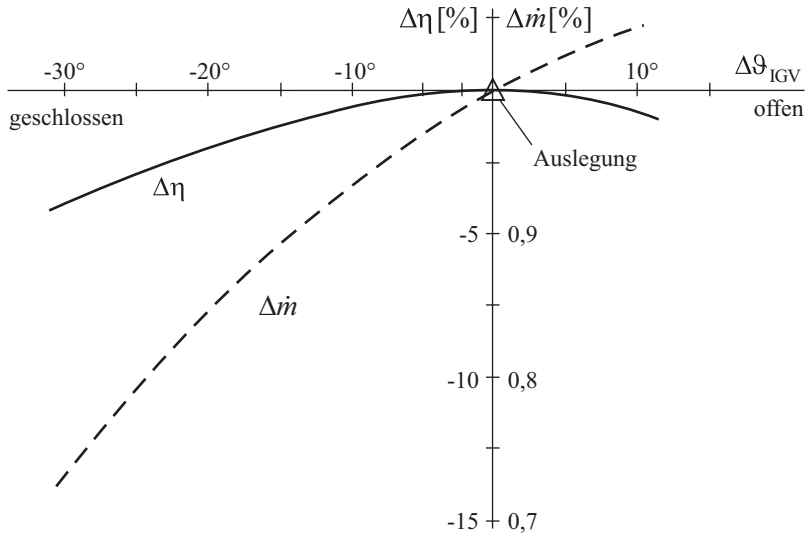


Abb. 7.2 Einfluss der Eintrittsleitschaufelstellung (IGV) auf Wirkungsgrad und Massendurchsatz eines Axialverdichters

7.3.2 Abstimmung mehrerer verstellbarer Leitreihen

Der Schwerpunkt einer Auslegung liegt in der Erfüllung der geforderten Leistungswerte unter den Betriebsbedingungen des Auslegungspunktes bzw. der Auslegungspunkte. Dennoch muss der gesamte Betriebsbereich abgedeckt und entsprechend experimentell überprüft werden. Um die Anströmbedingungen zu den einzelnen Stufen bei geänderten Betriebsbedingungen in einem weiten Bereich optimal zu gestalten, werden oft mehrere Stufen mit variablen Leitreihen versehen. Die Wechselwirkung der einzelnen Leitreihe auf den gesamten Verdichter ist durchaus wesentlich, so dass es einiger Erfahrung bedarf, die Leitreihenstellungen der einzelnen Stufen abzustimmen.

Nach Cumpsty [2] beginnt die Abstimmung an den einzelnen Betriebspunkten iterativ von den hinteren Leitreihen zu den vorderen. Zur Automatisierung der Abstimmung schlagen Garberoglio et al. [3] ein systematisches Vorgehen zur optimalen Einstellung unter Berücksichtigung des Durchflusskoeffizienten, des Druckverhältnisses, der Pumpgrenze und des Wirkungsgrades vor. Grundsätzlich wird jeweils eine unterschiedliche Einstellung für jedes Auslegungsziel erwartet, so dass als Optimum ein Kompromiss zu schließen ist. So empfehlen die Autoren über eine Taylor-Reihe die Sensitivität der Auslegungsziele von den einzelnen Stellungen zu evaluieren. Um den Aufwand zu reduzieren, nutzt Kerney [4] die DOE-Methode, um das Mehrparameterproblem zu optimieren.

Lyall et al. [5] stellen ein experimentelles Vorgehen zur Abstimmung mehrerer verstellbarer Leitreihen zusammen. Hierzu formulieren sie ein vereinfachtes Modell eines mehrstufigen Verdichters mit mehreren verstellbaren Leitreihen. Ziel der Abstimmung ist das

Erreichen des Durchflussbeiwertes und des Druckverhältnisses der Auslegung bei akzeptablem Wirkungsgrad und Pumpgrenzenabstand.

Das von Lyall et al. [5] erstellte Modell des mehrstufigen Verdichters mit einem konstanten mittleren Radius basiert auf Mattingly et al. [6]. Die Festlegung der variablen Leitreihen erfolgte nach Copenhaver [7], wobei eventuell vorhandene Zapfstellen nicht berücksichtigt wurden. Zugrunde gelegt wurden Repetierstufen eines Reaktionsgrades von 50 % mit der Annahme konstanter Axialgeschwindigkeit im Mach-Zahl-Bereich um Ma = 0,7. Im Teillastbetrieb wurde die Umlenkung sowie der Verlustkoeffizient in Abhängigkeit der Fehlanströmung nach Cohen et al. [8] korrigiert (Abb. 7.3).

Zur Festlegung des Stabilitätslimits wurde nach Greitzer [9] angenommen, dass die Kennlinie des gesamten Verdichters, oder alternativ eine einzelne Stufe, ihren Maximalpunkt erreicht.

Es zeigte sich, dass die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Stufen einen ausschlaggebenden Einfluss auf Wirkungsgrad und Stufenabstimmung hat, der deutlich stärker ist als der korrigierte Massenstrom und das Druckverhältnis. Die empirisch gewonnenen Korrelationen geben zudem Aufschluss, um ein Optimum einzustellen bzw. zukünftige mehrstufige Verdichter auszulegen.

7.3.3 Variable Geometrie

Alternativ zu den festen Profilen, die um ihren Profilschwerpunkt drehbar gelagert sind, untersuchen Stark und Boehle, Bross [10, 11] sowie Boehle [12] die Möglichkeit, durch klappbare Profile einerseits der axialen Anströmung Rechnung zu tragen und andererseits durch Änderung der Profilkrümmung die Abströmrichtung auf das folgende Laufrad anzupassen (Abb. 7.4). Anhand numerischer Studien zeigen Boehle et al. [13], dass eine derartige Anordnung trotz der unsauberen Umlenkung, aufgrund der einzelnen Gelenke bei Staffelungswinkeln größer als 12° bis zu etwa 30°, im Vergleich zu einem starren, unge-

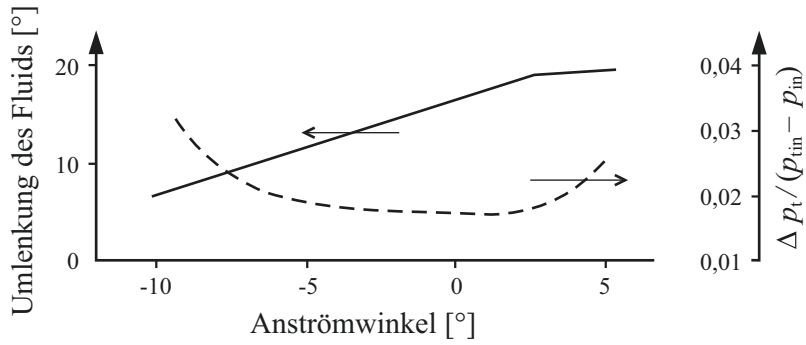


Abb. 7.3 Korrektur des Umlenkwinkels und des Druckverlustkoeffizienten in Abhängigkeit der Fehlanströmung [8]

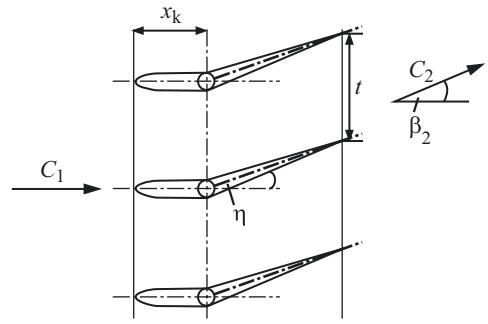


Abb. 7.4 Vorleitreihen mit mechanischer Klappe zum Einstellen des Abströmwinkels, nach [12]

krümmten Profil deutlich niedrigere Verlustkoeffizienten aufweist. Die Vorteile bleiben auch bei transsonischem Betrieb erhalten.

Da sich bei einer Verstellung der einzelnen Vorleitreihe neben dem gewünschten Abströmwinkel auch der Anströmwinkel ändert und bei einer festen Vorleitreihe mit Klappe Diskontinuitäten im Strömungskanal auftreten, muss davon ausgegangen werden, dass die Zuströmung zum Laufrad mehr oder weniger stark gestört wird. Dies gilt auch für verstellbare Leitreihen zwischen den Stufen.

Experimentelle Untersuchungen von Händel et al. [14] an einer ebenen Kaskade bezüglich des Einflusses des Spaltes des beweglichen VIGV-Abströmteils zeigen, dass der Betriebsbereich mit deutlich niedereren Totaldruckverlusten durch die Abdichtung des Spaltes zwischen den Segmenten verdoppelt werden kann. Die Strömung kann ohne Erhöhung des Druckverlustes ablösungsfrei um 55° umgelenkt werden. Die besten Ergebnisse wurden mit einem Gelenk in Blattmitte erzielt.

Detaillierte numerische Untersuchungen des Strömungsfeldes der beweglichen VIGV wurden von [15] an einem 1,5-stufigen Verdichter durchgeführt. Insbesondere die Reduktion der Sekundärströmungen führen auf niedrigere Druckverluste und ein besseres Umlenkverhalten.

7.3.4 Tandemgitter

Um die Nachteile einfacher oder geteilter Vorleitreihen zu beheben, schlägt Grieb [16] vor, die Leitreihen als verstellbare Tandemgitter auszuführen, (Abb. 7.5).

In der Tandemausführung kann sowohl der Eintrittswinkel als auch der Austrittswinkel aus dem Gitter entsprechend der Notwendigkeit angepasst werden. Die starke Diskontinuität bei einem einfachen Gitter wird abgemildert auf die Diskontinuität zwischen den einzelnen Gittern des Tandemgitters. Hierbei kann jedoch dafür gesorgt werden, dass die Diffusion der einzelnen Gitter in akzeptierbaren Größenordnungen bleibt. Allerdings muss berücksichtigt werden, dass die zusätzliche verstellbare Reihe einen vergrößerten Aufwand an Verstelleinrichtungen wie auch an Regelung bedeutet und dass sich die Achslänge vergrößert.

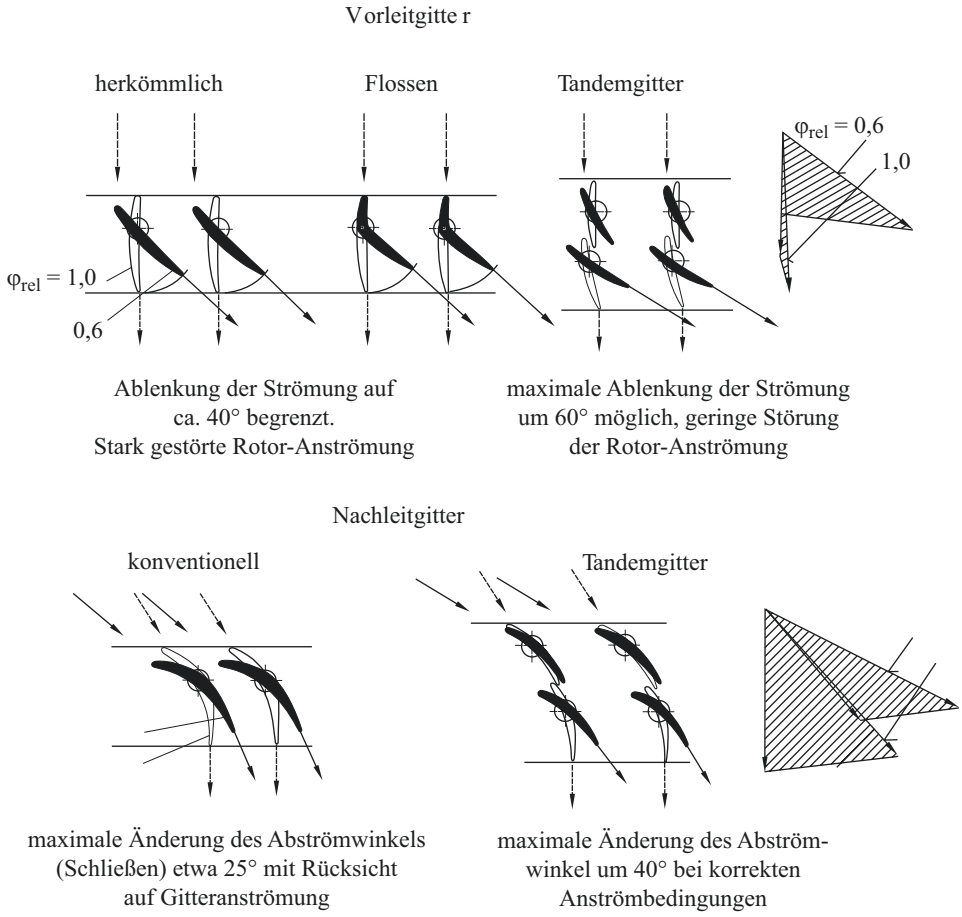


Abb. 7.5 Verstellbare Leitgitter von Axialverdichtern in konventioneller und Tandem-Ausführung [16]

Tandemgitter, d. h. zwei mehr oder weniger überlappende Gitter, erlauben eine Erhöhung des Druckverhältnisses einer Verdichterstufe. Hierbei kann der Druckrückgewinn aufgrund einer ablösungsfreien starken Verzögerung in die axiale Strömungsrichtung gegenüber einem einfachen Gitter deutlich erhöht werden. Die Auswirkungen eines Tandemgitters auf die Betriebsbedingungen sowie die Geometrie des Verdichters wurden eingehend studiert.

Das erzielbare Druckverhältnis einer Stufe wird durch die Strömungsablösung im Diffusor eingeschränkt. Um höhere Druckverhältnisse zu erzielen, die letztendlich zu einem höheren Wirkungsgrad sowie zu leichteren, kürzeren Verdichtern mit weniger Teilen führen, kann das Blatt axial zweigeteilt werden (Abb. 7.6). Die umfangsmäßig versetzten Gitter ermöglichen aufgrund ihrer gegenseitigen Beeinflussung eine stärkere Umlenkung bei allerdings höheren Strömungsverlusten. Somit kann die Diffusion bei gleichzeitig

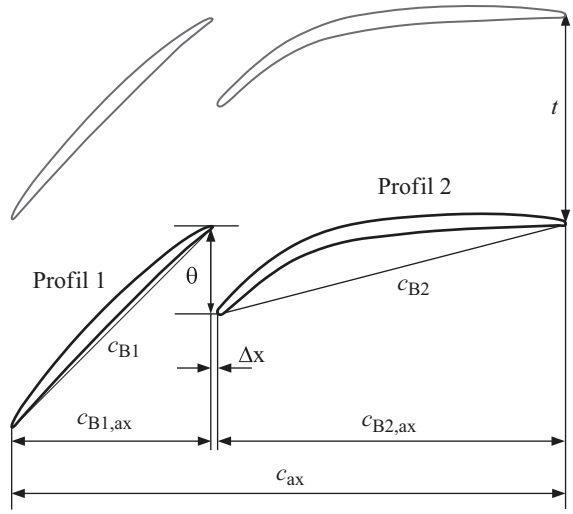


Abb. 7.6 Freie Parameter des Tandemgitters

reduzierter Belastung des Einzelblattes insgesamt erhöht werden. Die reduzierte Lauflänge des einzelnen Profils führt auf eine dünnere Grenzschicht mit reduziertem Ablöserisiko.

Die Idee, eine höhere Umlenkung bei verringerter Ablösegefahr zu erzielen, wurde bereits von Ohashi und Linnemann [17, 18] an Kaskaden experimentell untersucht. Ähnliche Überlegungen führten im Flugzeugbau zu Hochauftriebssystemen, wie bei Smith [19] beschrieben wird. Pal [20] analysierte die Wechselwirkung von zwei hintereinander angeordneten Verdichterprofilen. Bammert und Beelte [21] zeigten experimentell den Einfluss eines Tandemgitters in einem vierstufigen Verdichter mit 100 % Reaktion durch eine Steigerung von Wirkungsgrad und Druckverhältnis über einen weiten Betriebsbereich. Weber und Steinert [22] führten experimentelle Untersuchungen einer transsonischen Verdichterkaskade mit einer Umlenkung von 60° durch, wobei zwei Gitter mit einem Verhältnis der Schaufelzahl von 1:2 ohne axiale Überlappung installiert waren. Sie fanden, dass eine Position der hinteren Schaufel ohne Überlappung in der Nähe der Druckseite die besten Resultate erzielte. Auch Trehan und Roy, Trehan et al. [23, 24] sowie Sturm [25] optimierten Tandemanordnungen experimentell. McGlumphy et al. [26] führten numerische Untersuchungen eines Tandemgitters unter subsonischen Betriebszuständen durch. Wenn die Belastung auf beide Profile gleich aufgeteilt wurde, ergab eine Konfiguration, die um 10 % am Umfang versetzt ohne axialen Abstand der Eintrittsebene des folgenden Profils zur Austrittsebene des vorangehenden optimale Resultate. Die Profilverluste wurden im Vergleich zum Referenzprofil geringer und der Betriebsbereich erweiterte sich. Die Ursache wurde in der geringeren Mach-Zahl der Anströmung des hinteren Profils gesucht.

Eine zusätzliche Abhängigkeit der Belastung von der Fehlanströmung fanden Hertel et al. [27] bei der Untersuchung der Belastungsgrenze eines subsonischen Tandemgitters. Die Erhöhung der Fehlanströmung erhöht die Belastung des ersten Gitters, während eine Reduktion des Antrömwinkels zur erhöhten Belastung des zweiten Gitters führt. Die Se-

kundärströmungen haben einen erheblichen Einfluss auf die Leistung des Tandemgitters, wie Hertel et al. [28] ergänzend feststellten. Sie folgern, dass ein 3D-Auslegung der Tandemkaskade die Verluste verringern würde.

Eine numerische Studie eines mit Tandemgitter versehenen Rotors von McGlumphy et al. [29] ergab, dass der höher belastete Rotor ein Druckverhältnis von drei konventionell ausgelegten Stufen erzielen konnte. Die Untersuchungen wurden mit einem NACA-65-Profil mit einem Sehnen-zu-Längen-Verhältnis von 1,0 ohne axiale Überlappung durchgeführt. Es zeigte sich, dass die Auslegung eines Tandemgitters sehr spezifisch vom Anwendungsfall und von der Auslegungsphilosophie abhängt.

Durch eine numerische Studie unterstützen Müller et al. [30] ihre experimentelle Untersuchung an einer stark umlenkenden, subsonischen Kaskade die das große Potenzial eines Tandemgitters aufzeigen, aber gleichzeitig erkennen lassen, dass die korrekte axiale und umfangsmäßige Position des zweiten Gitters von ausschlaggebender Bedeutung ist.

Hoeger et al. [31] sowie Müller et al. [30] fanden an einer transsonischen Kaskade, dass eine axiale Überlappung von 19 % der Sehnenlänge eine Erhöhung der Umlenkung von 10° bei einem um 30 % verminderten Verlustkoeffizienten im Vergleich zu einem widechord-Gitter bewirkt. Bei transsonischer Strömung unterscheiden sich die Strömungszustände der beiden Profile. In den Untersuchungen von Hoeger et al. [31] besaß das vordere Profil eine sehr geringe Wölbung, um das sich einstellende Stoßsystem zu kontrollieren und die Fehlanströmungen abseits des Auslegungspunktes aufzunehmen, was zu einer nahezu fehlanströmungsfreien Anströmung des subsonisch betriebenen hinteren Profils führt. Dieses kann hoch belastet mit einer großen Umlenkung ausgelegt werden. Von besonderer Bedeutung erwies sich das Flächenverhältnis zwischen Hinterkante des ersten und Vorderkante des zweiten Profils, da sich hier ein konvergenter Strömungskanal ergibt, der die Strömung lokal in Wandnähe beschleunigt. Das Flächenverhältnis sollte ausreichend groß sein, um eine Entlastung der druckseitigen Grenzschicht des vorangehenden Profils zu gewährleisten, da die sich aufdickende Grenzschicht eine Fehlanströmung des folgenden Profils verursacht. Die optimale Lage ergab sich bei einer axialen Überdeckung von 19 % der Sehnenlänge.

Frey und Böhle [32] untersuchten zusätzlich die Anstellung des zweiten Profils für eine Tandemanordnung mit einer gleichmäßigen Belastungsaufteilung auf beide Profile. Sie fanden, dass die umfangsmäßige Position des zweiten Gitters einen ausschlaggebenden Einfluss auf die Verluste aufwies. Das folgende Profil sollte nicht zu weit aus dem Nachlauf des ersten verdreht werden. Diese Aussage konnte von Hertel et al. [33] anhand von PIV-Messungen verifiziert werden. Die Beschleunigung der Strömung durch den Spalt zwischen dem vorangehenden und dem folgenden Profil stabilisiert die Abströmung des vorderen Profils und hält die neu anlaufende Grenzschicht des folgenden Profils länger laminar. Heinrich et al. [34] untersuchten experimentell zwei Tandemkonfigurationen an einer ebenen Verdichterkaskade wobei die Belastung zwischen den beiden Profilen variierte. Im Vergleich zu einer konventionellen Auslegung konnte der Umlenkwinkel bei geringeren Verlusten deutlich erhöht und der Stabilitätsbereich erweitert werden.

Baumert [35] untersuchte numerisch den Einfluss der Reynolds-Zahl und der Diffusionszahl sowie der Transition auf die Profilverluste an subsonischen NACA65-Profilen. Es zeigte sich, dass bei hoher aerodynamischer Belastung Tandemgitter konventionellen Verdichtergittern überlegen sind. Bei niedriger Belastung hingegen wird die mögliche Belastbarkeit nicht ausgenützt und die Verluste sind aufgrund der längeren Grenzschicht höher als bei einem einzelnen Profil. Auch die Nachlaufverluste sind bei Tandemgittern erhöht.

Die axiale und umfangsmäßige Lage der Vorderkante der hinteren Schaufel ist nach numerischen Untersuchungen von McGlumphy et al. [36] sehr sensitiv. Optimal war die Position der Vorderkante des hinteren Profils ohne axiale Überlappung und nahe der Druckseite des vorangehenden Profils.

Hergt und Siller [37] optimierten eine transsonische Kaskade mit Tandemgitter als Rotorsimulation numerisch. Sie geben basierend auf den berechneten Ergebnissen Auslegungsregeln an. Die Betriebs- und Randbedingungen wurden nach der Berechnung des Mittelschnittes nach Siller et al. [38] gewählt. Angelehnt an übliche Betriebsbedingungen wurden drei Punkte, nahe der Pumpgrenze (OP0), im aerodynamischen Auslegungspunkt (OP1) und nahe der Stopfgrenze (OP2), mit einer Mach-Zahl von 0,9 bei unterschiedlichen Anströmwinkeln berücksichtigt. Der Abströmwinkel betrug jeweils 90°, das AVDR 1,3. Die Optimierung wurde mithilfe eines asynchronen genetischen Algorithmus nach Voss et al. sowie Aulich und Siller [39, 40] durchgeführt, wobei der Berechnung des stationären Strömungsfeldes der Code TRACE nach Kügeler et al. [41] mit dem k-ε Turbulenzmodell zugrunde lag. Insgesamt wurden über 40 Parameter variiert. Das Profil wurde mit 34, die Konfiguration der einzelnen Profile mit 9 variierbaren Parametern definiert. Variiert wurden u. a. die Teilung, die relative Umfangslage der beiden Gitter, die Sehnenlängen, der axiale Abstand sowie die gesamte Länge der beiden Gitter. Die axiale Länge der Anordnung blieb konstant 90 mm. Die Belastung wurde über den Anstellwinkel korrigiert. Zusätzlich wurde das AVDR der Strömung zwischen den Profilen über die Kanalhöhe vom Ein- zum Auslass angepasst.

Als Zielfunktion diente zum Ersten die Reduktion des aerodynamischen Verlustkoeffizienten ($\omega_{OP1} \Rightarrow$ min.) unter Auslegungsbedingung (OP1) sowie die Minimierung des Verlustes des Betriebspunktes nahe der Pumpgrenze (OP0), um die Verluste im Betriebsbereich zwischen Auslegung (OP1) und Stopfen (OP2) zu minimieren (($\omega_{OP2} - \omega_{OP1}$) $\Rightarrow$ min.). Als letztes wurde der Pumpgrenzenabstand durch die Vergrößerung des Anströmwinkels zwischen Auslegungspunkt (OP1) und Pumpen (OP0) erhöht (($\beta_{1,OP1} - \beta_{1,OP0}$) $\Rightarrow$ max.).

Im Rahmen der Optimierung wurden mehrere tausend Konfigurationen berechnet und ausgewertet. Abb. 7.7 zeigt beispielhaft die Interaktion der beiden Profile anhand der Mach-Zahl Verteilung unter Auslegungsbedingungen.

In Abb. 7.7 sind die besten Mitglieder zusammengestellt. Für die gegebenen Zielfunktionen ergeben sich viele Variationen an optimalen Konfigurationen. Der Verlustkoeffizient im Auslegungspunkt variiert um 50 % im Bereich von 2,3–3,3 %. Bezüglich der Dimensionierung des Abstandes der beiden Profile ist ein klarer Trend sichtbar. Durch die Reduktion des Abstandes θ von A nach B bzw. von C nach D, während der Einfluss

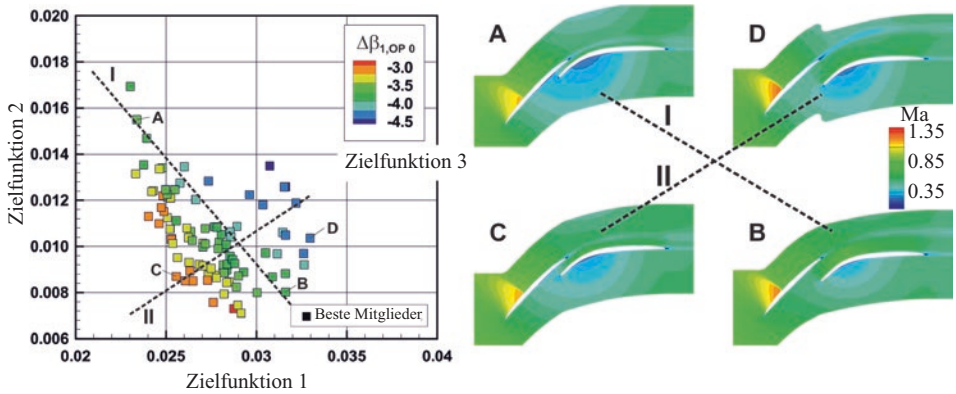


Abb. 7.7 Vergleich der optimalen Konfigurationen (links) und Mach-Zahl-Verteilung von vier ausgewählten Konfigurationen unter Auslegungsbedingungen, Zielfunktion 1 ($\omega_{OP1} \Rightarrow$ min.), Zielfunktion 2 ($(\omega_{OP2}-\omega_{OP1}) \Rightarrow$ min.), Zielfunktion 3 ($(\beta_{1,OP1}-\beta_{1,OP0}) \Rightarrow$ max.) [37]

der Sehnenlänge hier nicht erkennbar ist. Insgesamt ist die optimale Sehnenlänge des vorderen Profils kürzer als die des folgenden Profils. Obwohl sich auch das Minimum der Zielfunktion 2 ($(\omega_{OP2}-\omega_{OP1})\Rightarrow$min.) der optimalen Konfigurationen mehr als verdoppelt, ist ein klarer Trend erkennbar, markierte Linie (*I*). Somit wird auch ein Trend des Pumpgrenzenabstandes als dritte Zielfunktion ($(\beta_{1,OP1}-\beta_{1,OP0})\Rightarrow$max.), markiert durch Linie (*II*), erkennbar. Die Erfüllung einer einzelnen Zielfunktion hängt stark von den anderen Zielfunktionen ab, so dass letztendlich die Auswahl der optimalen Konfiguration nicht einfach ist. Die detaillierte Analyse führt auf folgenden Richtlinien:

- Die Belastung der beiden Profile ist ausbalanciert, wenn das erste Profil ca. 30 % kürzer ist als das zweite.
- Die axiale Überlappung sollte höchstens 0–5 % der Sehnenlänge betragen.
- Die Teilung kann optimal zur Düsenströmung gewählt werden. Der umfangsmäßige Abstand sollte etwa 15–30 % der Teilung betragen.

Mitra et al. [42] führten LES-Rechnungen, sowohl für ein Niedergeschwindigkeitstandemgitter mit einer Überdeckung von ca. 2,5 % als auch für ein transsonisches Tandemgitter mit einer Überdeckung von 11,7 %, bezogen auf das vordere Profil durch. Die Berechnungen des Niedergeschwindigkeitskanals erfassen die Transition des vorderen Gitters und zeigen die unterschiedliche Beladung des Frontgitters zum nachfolgenden Gitter auf. Das folgende Gitter zeigt aufgrund des turbulenten Nachlaufs des vorangehenden Gitters eine schnelle Transition. Die transsonische Strömung mit einer Mach-Zahl von 0,89 beschleunigt im Bereich der Vorderkante des ersten Profils. Die folgende Stoßfront beeinflusst die Grenzschicht der Saugseite. Gegenüber einem einzelnen Gitter bewirkt das Tandemgitter eine schwächere Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung, zudem stellt sich eine frühere Transition auf der Saugseite ein.

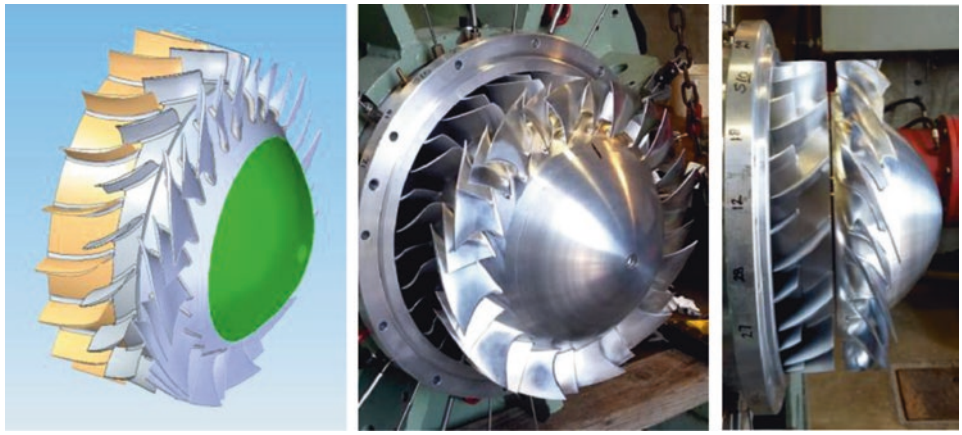


Abb. 7.8 Geometrie des kombinierten Splitter-blade-Rotors mit einem Tandem-Stator mit drehbarer erster Schaufelreihe, nach [43]

Eine Kombination eines Rotors mit alternierend axial zurückgesetzter Vorderkante („splitter blade"), wie im folgenden Kapitel näher dargestellt, mit einem Tandemstator (Abb. 7.8) untersuchten Bauinger et al. [43] experimentell und numerisch unter sub- und transsonischen Bedingungen. Für jede Drehzahl fanden sie eine jeweils optimale Umfangsstellung des Stators.

Nach einer numerischen Studie von Hergt und Siller [44] ergibt sich die optimale Abmessung einer Tandemkaskade, indem das vordere Profil etwa 30 % kürzer ist als das folgende, um die Belastung auszutarieren. Die beiden Profile sollten etwa 0–5 % axial überlappen. Die relative Umfangslage des folgenden Blattes kann zur Optimierung der Düsenströmung beider Blätter dienen. Es ergibt sich eine optimale umfangsmäßige Verdrehung von etwa 15–30 % der Teilung. Hergt et al. [45] konnten die optimale Parameter anhand einer numerischen Optimierung mit der Validierungen nach durchgeführten Experimenten bestätigen.

Hemmert-Pottmann et al. [46] untersuchten und optimierten ein axial gesplittetes Profil einer variablen Eintrittsleitreihe eines Niederdruckverdichters unter verschiedenen Betriebsbedingungen numerisch mithilfe eines automatischen Optimierers mit 88 freien Parametern. Als Zielwert wurde der Totaldruckverlust reduziert, unter Beibehaltung des Abströmwinkels.

7.3.5 „Splitter blade", gegabelte Schaufel, Y-Schaufel

Die Tandembeschaufelung bewirkt quasi über eine Erhöhung des adäquaten Streckungsverhältnisses Λ = h/s eine höhere Diffusion. Dennoch bleibt die radiale Abhängigkeit vom Teilungsverhältnis σ = t/s vorhanden. Während sich in Nabennähe aufgrund des geringeren Schaufelabstandes ein gegenüber dem Mittenschnitt kleineres Teilungsverhältnis einstellt,

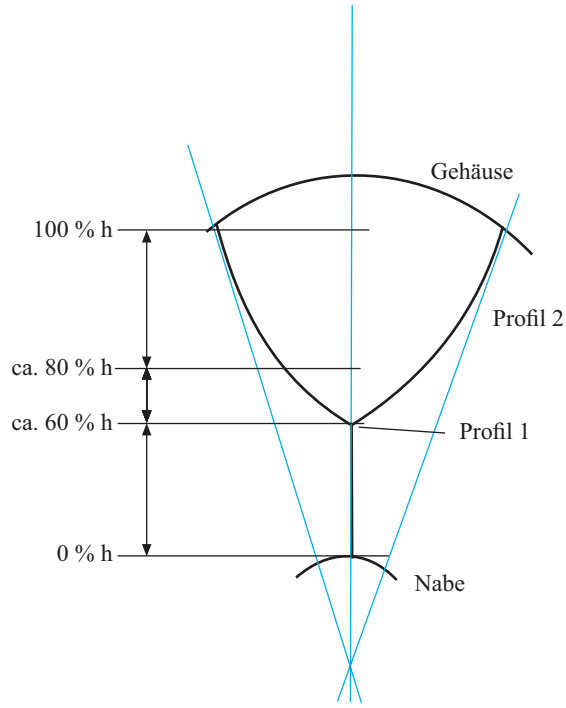


Abb. 7.9 Skizze einer gegabelten Leitschaufel

erhöht sich das Teilungsverhältnis zum Gehäuse hin. Um jedoch das Teilungsverhältnis in einem optimalen Bereich zu halten, wird gelegentlich vorgeschlagen, ein außen gegabeltes Blatt zu verwenden, (Abb. 7.9).

Durch die Gabelung kann der radiale Verlauf der Teilung ausgeglichen werden, wodurch sich der Bereich der Variation des Teilungsverhältnisses halbiert.

Durch die bessere Führung im Diffusorkanal erhöht sich auch der mögliche Umlenkwinkel. Chen et al. [47] untersuchten die Leistungsfähigkeit einer hochbelasteten, subsonisch betriebenen, gegabelten Schaufel numerisch. Es zeigte sich, dass sich die Sekundärwirbel und deren Wechselwirkungen komplexer ausbilden.

Trotz der erhöhten Verluste aufgrund der Gabelung erfolgt die Mischung der stark Entropie behafteten Sekundärströmungen der Ecken deutlich verlustarmer. Auch die Eckenwirbel an der Gehäusewand sind deutlich reduziert. Es ergibt sich eine weniger starke Abhängigkeit vom Anströmwinkel sowie deutlich geringere Nachläufe, so dass die Wechselwirkung mit dem folgenden Rotor abgeschwächt wird. Das komplexe Design der gegabelten Schaufel kann unter Beibehaltung der Änderung des Teilungsverhältnisses auch durch am Gehäuse eingefügte kürzere Schaufeln erzielt werden (Abb. 7.10).

Die Einführung eines sogenannten Splitter blades, ein Abwechseln von Vollschaufeln mit gekürzten, zurückversetzten Zwischenschaufeln zur Abschwächung der Abhängigkeit vom Teilungsverhältnis ist vor allem bei Radialverdichtern im Einsatz. Beim Einsatz in Axialverdichtern wird eine mögliche Erhöhung des Wirkungsgrades und des erzielbaren

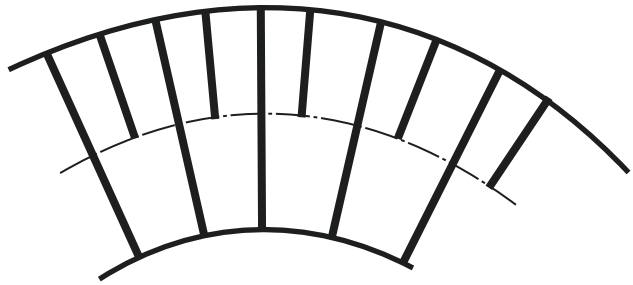


Abb. 7.10 Radiales Splitter blade alternativ zur gegabelten Schaufel

Druckverhältnisses erwartet. Wennerstrom [48] experimentierte mit einer supersonischen Stufe mit Splitter blades im axialen Rotor. Die Vorderkante des Splitter blades war auf halber Höhe zwischen Ein- und Austritt des Rotors, die Hinterkante schloss mit der Hinterkante der Hauptschaufel ab. Trotz des sehr hohen Druckverhältnisses und des hohen isentropen Wirkungsgrades war der fahrbare Durchsatzbereich relativ eng.

Drayton sowie Hobson et al. [49, 50] untersuchten experimentell eine transsonische Verdichterstufe mit einem Splitter-blade-Rotor und fanden, dass eine axiale Verschiebung des Splitter blades im Rotor in Richtung Vorderkante des Hauptblattes den Durchsatz ohne Einbuße an Wirkungsgrad und Pumpgrenze erhöhte.

Liu et al. [51] untersuchten diese Anordnung einer axial versetzten Vorderkante im Axialverdichter numerisch, um die Umlenkung hochbelasteter Axialverdichter zu verbessern.

Axiale Splitter blades, auch mit geringerer Länge, werden auch bei Gebläsen zur Lärmreduktion eingesetzt.

7.3.6 Tragstrukturen

Tragstrukturen oder Instandhaltungsstrukturen durch den Strömungskanal des Verdichters stellen potenzielle Störungen dar. Um die Störung sowohl stromauf als auch stromab im erträglichen Rahmen zu halten, ist ein entsprechender Abstand von den Beschaufelungsreihen bzw. Gittern einzuhalten. Die Störungen im Strömungsfeld erzeugen aufgrund eines umfangsmäßig variierenden Druckfeldes durch die Interaktion mit einer Laufreihe sowohl einen erhöhten Geräuschlevel als auch Anregung von Blattvibrationen. Detaillierte Untersuchungen liegen vor [52–60,61]. Rubbert et al. [62] schlugen eine Anpassung der Stator-Blattwinkel und eine Anordnung hinter den dickeren Rippen vor, um die Druckstörungen auszugleichen. Die lokale Anpassung erfordert jedoch unterschiedliche Blätter in einer Reihe, so dass die vorgeschlagene Modifikation relativ teuer ist. Yokoi et al. [63] sowie Cerri und O'Brien [58] empfehlen deshalb eine umfangsmäßige Umstaffelung in der Nähe der Streben. Barton und Gentile [64] zeigen in numerischen Studien, dass an einer Tandem-Stator/Rotor-Stufe durch einen umfangsmäßig angepassten Staffelungswinkel in Abhängigkeit der Dicke der Stütze die umfangsmäßige Ungleichförmigkeit der Druckverteilung deutlich vergleichmäßigt werden kann.

7.4 Umströmung der Blattspitzen

Die Spalthöhe von Blattspitze zum Gehäuse und, durch die Druckdifferenz von Druck- zu Saugseite, bzw. durch den axialen Druckgradienten hervorgerufen, die Umströmung der Blattspitzen haben einen wesentlichen Einfluss auf das erzielbare Druckverhältnis, auf den Durchsatz sowie auf die Stabilität eines Verdichters. Dieser Einfluss ist bei transsonischen Verdichtern stärker ausgebildet. Die instationäre Strömung an der Blattspitze wurde vielfach untersucht und publiziert, z. B. [65–67]. Detaillierte Untersuchungen zeigen die komplexe Strömungsstruktur, die durch die Wechselwirkung zwischen der Spaltströmung mit der Hauptströmung, der Grenzschicht am Gehäuse und dem Kanalstoß hervorgerufen wird. Die Spaltströmung hat somit Auswirkungen auf die aerodynamischen Verluste [68, 69], auf die Versperrung des Kanalquerschnittes [70] sowie auf die Stabilität in der Nähe der Pumpgrenze [71].

7.4.1 Grundlegende Betrachtung

Der Rückstau der Blattvorderkante führt unter gewissen Wechselwirkungen mit der Spaltströmung zum Pumpen [72]. Die Ursache des kleinskaligen Abreißens (Spike) wird bereits von Hoying und Tan [73] auf die stromaufwärts verlagerte Position des Blattspitzenwirbels zur Vorderkante zurückgeführt. Hierzu formulierten Vo et al. [74] zwei Stabilitätskriterien zur Anregung des kleinskaligen Abreißens. Einerseits tritt die Ablösung auf, sobald die Ebene der Wechselwirkung zwischen Hauptströmung und Spaltströmung parallel zur Eintrittsebene in die des Laufrades ausgerichtet ist, so dass sich andererseits eine Rückströmung an der Abströmkante ausbildet.

Detaillierte numerische und experimentelle Untersuchungen eines transsonischen Rotors von Du et al. [75] führten auf eine axiale Aufteilung der Spaltströmung entlang der Sehne entsprechend der axialen Belastung des Profils. Im vorderen Bereich wird der Ort und die Richtung der Spaltströmung lokalisiert, während der hintere Teil den Auftreffort auf der Druckseite des gegenüberliegenden Profils beeinflusst. Seshadri et al. [76] hingegen teilen die Spaltströmung eines transsonischen Rotors in drei Bereiche auf: einerseits kann sie direkt einer Strömungstrajektorie folgen, andererseits kann sie mit der gegenüberliegenden Blattseite interagieren und drittens kann sie einer abgelenkten Trajektorie folgen. Untersuchungen des Einflusses der Spalthöhe auf das Impulsverhältnis der Haupt- zur Spaltströmung an einem Hochgeschwindigkeitsverdichter unter Berücksichtigung der Exzentrizität von Cameron et al. [77] ergaben, dass die Instabilität an der Position der kleinskaligen Ablösung beginnt. Hierbei wurde die Instabilität als Wechselwirkung des Blattspitzenwirbels mit der Hauptströmung im Bereich der Vorderkannte identifiziert. Somit kann die Wechselwirkung des Impulsverhältnisses mit der Spaltströmung als kritische Größe angesehen werden.

Instationäre numerische Studien eines transsonischen Rotors in der Nähe der Pumpgrenze zu Untersuchungen der Wechselwirkung der Oszillationen der Spitzenspaltströmung und

der Anregung des Ablösens wurden von Ye et al. [78] durchgeführt. Die Position der Wechselwirkung sowie die Trajektorie des Wirbelkerns wurden über eine Impulsbilanz festgelegt. Nahe der Pumpgrenze beginnt die Ebene der Wechselwirkung der Hauptströmung mit der Spaltströmung selbst erregt zu oszillieren. Basierend auf den Wechselwirkungen wurde ein analytisches Modell zur Abschätzung der Pumpgrenze abgeleitet.

An einem subsonischen 1 1/2-stufigen, axialen Versuchsverdichter mit niedrigem Druckverhältnis vermaßen Li et al. [79] detailliert mit PIV die Strömungsstruktur des Spitzenspaltwirbels. Die Spaltweite betrug 1,1 % der Blatthöhe, bzw. 2,3 % der Sehnenlänge. Deren Einfluss auf den Wirkungsgrad und das Abreißen sowie die Strömungsstruktur wurde bereits dargestellt [80, 81]. Die hochaufgelösten Messungen der Strömungsgeschwindigkeiten und der Turbulenz des Spitzenwirbels stellen eine Datenbank zur Validierung von numerischen Codes, aber auch für das Verständnis der Mischung dar. Li et al. [79] werten alle Komponenten des Reynolds-Spannungstensors, die Produktionsraten sowie die Advektions- und Diffusionsraten aus. Bei der untersuchten Spaltweite ergab sich eine relativ hohe Spitzenströmung. Der Spitzenwirbel blieb nahe der Saugseite an der Blattspitze, so dass die Hauptströmung nicht durch große Strukturen gestört wurde. Auf der Wirbelachse sowie im Scherbereich zwischen Wirbel und Saugseite wurden sehr hohe Turbulenzwerte gemessen. Die detaillierte Messung der Re-Spannung zeigte die hohe Anisotropie der Turbulenz, wobei die axiale Komponente in der Scherschicht und die radiale im Wirbelzentrum dominierten, während die Umfangskomponente deutlich schwächer ausgebildet war. Im Vergleich zu den Messwerten bilden Wirbelviskositätsmodelle die Turbulenzfelder somit nur ungenügend ab.

7.4.2 Beeinflussung der Umströmung der Blattspitzen

Die Umströmung der Schaufelspitze des Laufradschaufelblattes ist aufgrund der Bewegung des Rotors, wegen der Grenzschichten sowie wegen der sich einstellenden Sekundärströmungen der Leckagen sehr komplex. Sie ist aufgrund der Rotationsbewegung der Laufradbeschaufelung gegenüber der ruhenden Leitradbeschaufelung und der Gehäusewand prinzipiell instationär, so dass sich immer transiente Phänomene herausbilden. Dies erschwert die Untersuchungen, die Auswertung und letztendlich die Klärung der Ursachen, da sowohl die Experimente als auch die numerischen Rechnungen immer unter transienten Bedingungen durchgeführt werden müssen.

Bei niedrigen Druckverhältnissen an der Blattspitze ist der Spitzenwirbel voll ausgebildet (Abb. 7.11). Er läuft ohne große Verluste durch den Gegendruckgradienten des Kanalstoßes. Die Erhöhung des Druckverhältnisses durch Androsseln des Verdichters bewegt den Kanalstoß stromaufwärts, während die Stärke des Spitzenwirbels aufgrund des höheren Druckverhältnisses über den Schaufelspalt anwächst. Niedrigenergetisches Fluid der Spaltströmung bildet ein Ruhegebiet hinter dem Stoß. Unter stabilen Bedingungen wird dieses energiearme Fluid durch die Hauptströmung mitgerissen. Ab einem gewissen

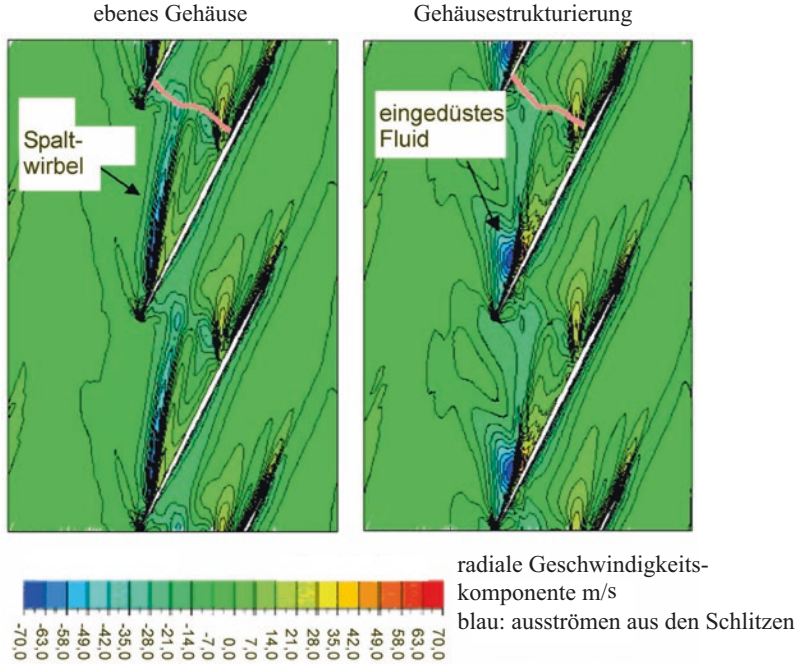


Abb. 7.11 Strömungsstrukturen eines vorwärts gepfeilten Fan-Rotors ohne (*links*) und mit (*rechts*) Gehäusestrukturierung [82]

Zustand, in der Regel sobald der Stoß die Vorderkante der Druckseite erreicht, genügt die Mischung nicht mehr, um ein unkontrolliertes Wachstum der Stagnationszone zu verhindern, so dass die Verdichterströmung ablöst und sich eine oder mehrere rotierende Ablösezellen ausbilden. Um diese Grenze hinauszuzögern, haben sich je nach Belastung des Schaufelprofils sowohl die Anpassung der radialen Schaufelgeometrie durch Vorwärtspfeilung („sweep“) bei unveränderter Gehäusegeometrie (Abb. 7.11 links) als auch die Gehäusestrukturierung („casing treatment“) (Abb. 7.11 rechts), d. h. das Anbringen von Ausgleichskanälen in der Gehäusewandung in umfangsmäßiger bis axialer Ausrichtung, wie später in Kap. 8 beschrieben, bewährt. Beide Maßnahmen können auch in Kombination realisiert werden [82].

Im subsonischen Betrieb entfällt die Wechselwirkung des Spaltwirbels mit dem Kanalstoß. Hier tritt die Ablösung auf, wenn der durch das Androsseln verstärkte Spaltwirbel mit der Vorderkante der Nachbarschaufel kollidiert.

Die Untersuchungen finden an ebenen Kaskaden, an einzelnen Stufen, an mehrstufigen Verdichteranordnungen bis hin zu Gasturbinen statt. Selten wird die Auswirkung von Maßnahmen zur Gehäusestrukturierung auf den gesamten Verdichter untersucht, obwohl durch die Beeinflussung der folgenden Stufen durchaus stromab Stall begünstigt werden kann, wenn dies auch aus aerodynamischer Sicht relativ unwahrscheinlich scheint. Im Vorfeld von Änderungsmaßnahmen, wie beispielsweise Gehäusestrukturierung oder

Schaufelpfeilung muss jedoch geklärt werden, inwieweit eine Laufschaufel allein für die Ablösung verantwortlich ist. Oft liegen die Problemstellen, die zur Ablösung führen, bereits in der vorangehenden Leitreihe bzw. in einer gestörten Zuströmung zur Laufschaufel. Das heißt, dass, je nach Problemstellung und Untersuchungsmethode, zuerst die physikalische Ursache geklärt und dann die erforderliche Maßnahme auf die aktuelle Konfiguration übertragen werden muss. Die Übertragung vom Versuchsergebnis auf die Ausführung des Verdichters in einer Gasturbine muss nicht unbedingt zu dem gleichen Resultat führen, da außer den Eigenschaften der speziellen Beschaufelung das Zusammenwirken der Stufen des Verdichters und der Zu- und Abströmkanäle maßgeblich mitwirken. Außerdem spielen der jeweilige Betriebspunkt sowie der Alterungs- und Verschmutzungszustand eine Rolle.

Eine stabilisierende Maßnahme stellt wie erwähnt die Gehäusestrukturierung dar, wie sie im Kap. 8 näher beschrieben wird. Ausgeführte Geometrie der Gehäusestrukturierung reicht von einfachen achssymmetrischen Nuten am Umfang über der Blattspitze bis zu komplex angeordneten Schlitzen [83, 84]. Einfache Nuten über den Blattspitzen erweitern zwar den Pumpgrenzenabstand, erzeugen jedoch im Auslegungspunkt einen Wirkungsgradverlust. Zu ähnlichen Ergebnissen führen Eindüsungen an der Außenwand vor oder im Laufradbereich [85].

7.4.3 Der Einfluss des Spaltes

Die sich im Betrieb einstellenden Spalte an der Schaufelspitze sind in der Regel größer als unter Auslegungsbedingung, da sich der Spalt je nach Betriebsbedingungen verändert und teilweise durch Anstreifen bei Lastwechseln irreversibel vergrößert. Ein größerer Spalt bewirkt eine Verschlechterung des Wirkungsgrades sowie eine Verringerung des Pumpgrenzenabstandes aufgrund der Interaktion des sich einstellenden Spaltwirbels mit der Hauptströmung. Für eine Aufweitung des Spaltes zu Schaufelhöhenverhältnis von 1,38 % bzw. 2,8 % maß Wisler [86] ein Absenken von 1,5 %-Punkten im Wirkungsgrad, von 11 % des Strömungskoeffizienten an der Pumpgrenze, sowie von 9,7 % im maximalen Druckverhältnis gegenüber dem Spalt der Auslegung.

Andere Autoren [87] fanden eine Absenkung des Druckverhältnisses um 23 % und ein Ansteigen des Strömungskoeffizienten um 15 % in der Nähe der Pumpgrenze bei einer Erhöhung des relativen Spaltverhältnisses von 1 % auf 6 %. Je kleiner die Schaufel ist, desto größer wird das Spalt- zum Schaufelhöhenverhältnis. Entsprechend sensitiver wird die Stufe für die Auswirkungen der Spaltleckage.

Zur Verbesserung des Wirkungsgrades, insbesondere jedoch zur Erhöhung des Abstandes zur Pumpgrenze wird in der Literatur vorgeschlagen, am Gehäuse des Verdichters Elemente anzubringen, die den Einfluss der schädlichen Spaltströmung vermindern sollen. Diese Elemente reichen von den hier beschriebenen Einlaufbelägen bis zum Einbringen von Nuten oder Schlitzen über der Laufschaufel, wie sie im nächsten Kap. 8 detailliert dargestellt werden.

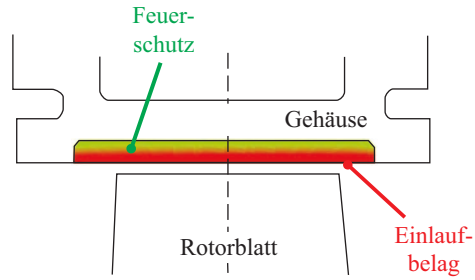


Abb. 7.12 Schema eines Anlaufbelages [89]

Um im Betrieb einen möglichst geringen Spalt zu erzielen, wird von Ghasripoor et al. [88] das Anbringen eines einlauffähigen Belages, wie er seit den 70er-Jahren in Fluggasturbinen in der Regel am Gehäuse eingesetzt wird, detailliert untersucht (Abb. 7.12).

Die Blattspitze ist ausgelegt, um in den Belag eine Umfangsnut zu schneiden, um die Tendenz zur Ausbildung einer Spaltströmung aufgrund des geringeren Spaltes zu reduzieren. Auch bei stationären Gasturbinen werden Einlaufbeläge eingesetzt [90]. Die Beläge werden intensiv untersucht, um einerseits die Standfestigkeit sowie die Fähigkeit des Einlaufens der eingesetzten Materialpaarung zu erhöhen, sowie andererseits, um die Spaltverluste zu minimieren [91, 92]. [93] zeigen anhand einer numerischen Studie am NASA-Rotor-37, dass durch die Stoß-Grenzschicht Beeinflussung energiearmes Fluid an der Blattspitze die Hauptströmung beeinflusst, indem ein Gegendruckgradient entsteht, so dass es zu Strömungsablösungen bzw. zum Pumpen kommen kann. Durch die enge Spaltweite des Einlaufbelages werden die energiearmen Gebiete deutlich reduziert, so dass sich ein kleinerer Spaltwirbel ausbildet. Somit wird die Pumpgrenze deutlich verbessert, der Wirkungsgrad allerdings nur unwesentlich gesteigert.

Im Allgemeinen ist davon auszugehen, dass der Radialspalt nicht völlig umfangssymmetrisch verläuft. So führen Temperaturgradienten im Gehäuse insbesondere bei horizontalen Trennfugen und Gehäusedurchbrüchen, aber auch durch Manöverlasten bei Flugtriebwerken, zu vorübergehenden oder länger anhaltenden Deformierungen des Gehäuses im Betrieb. Der gesamte Einfluss des ungleichförmigen Spaltes wird nicht durch dessen Mittelwert festgelegt, sondern liegt eher in der Nähe des Einflusses des Maximalspaltes. Oft wird vereinfachend angenommen, dass der Pumpgrenzenabstand durch den Maximalspalt bestimmt wird. Basierend auf Annahmen der Umverteilung inhomogener Bereiche, wie sie bereits von Hynes und Greitzer [94] für Störungen am Einlass angenommen werden, wird der Verdichter denselben statischen Druck am gesamten Umfang erzeugen. Das Verhältnis des Totaldruckes zum statischen Druck stellt sich auch beim exzentrischen Kompressor über den gesamten Umfang ein. Bei einem exzentrisch laufenden Verdichter hingegen wird sich auf der Seite des Minimalspaltes bei gegebener Lieferzahl ein etwas höherer Druckanstieg im Vergleich zum Bereich des Maximalspaltes ergeben. Dies bedeutet, dass sich der Durchfluss am Umfang stromauf so einstellen wird, dass sich am Minimalspalt eine höhere Lieferzahl und am Maximalspalt eine niedrigere Lieferzahl einstellt (Abb. 7.13).

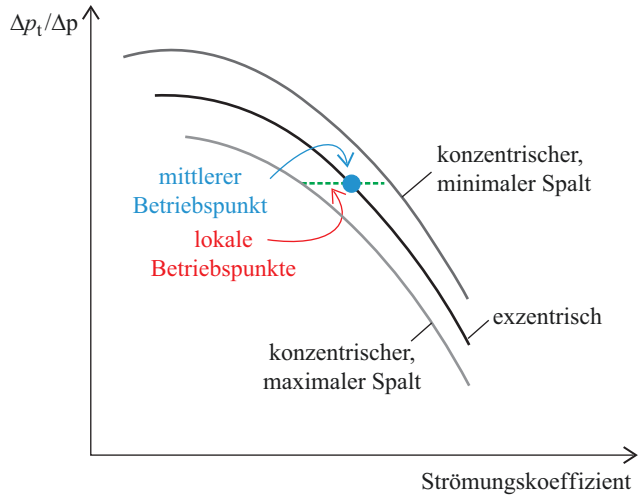


Abb. 7.13 Variation der Lieferzahl am Verdichterumfang aufgrund eines exzentrisch positionierten Rotors

Der Einfluss der Exzentrizität auf die Pumpgrenze wurde von Cameron et al. und Bennington et al. [95, 96] näher untersucht, wobei Cameron et al. [95] fanden, dass im Betrieb nahe an der Pumpgrenze im Bereich des Maximalspaltes kleinskalige Ablösungen (Spike) auftreten, die in den Bereich des Minimalspaltes wandern. Graf et al. [97] entwickeln ein analytisches Modell, um den Einfluss der Exzentrizität auf den Strömungsabriss zu beschreiben. Eine verbesserte dreidimensionale Modellvorstellung zur Stabilität mit exzentrischem Spalt wurde mit der „immersed boundary method with smeared geometry" (IBMSG) von Cao et al. [98] vorgestellt und von Young et al. [99] numerisch wie auch experimentell validiert.

Zur Klärung des Einflusses der Spaltströmung und des sich hierbei entwickelnden Spaltwirbels kann unter Betrachtung der Entropieproduktion eine Grenzlinie entlang des Spaltstromes definiert werden, an der die Hauptströmung auf den Spaltstrom trifft. Diese Grenzlinie wurde von Bennington et al. [100] experimentell anhand von Ölanstrichbildern visualisiert. Wie auch durch Saathoff und Stark [101] beschrieben, wandert die Grenzlinie mit abnehmender Durchflusszahl, u. a. beim Androsseln, stromauf. Beim Auftreten des Pumpens ist diese Grenzlinie nahezu parallel zur Eintrittsebene.

Durch RANS- und LES-Rechnungen eines transsonischen Rotors beobachteten Hah et al. [102] das Auftreten des Fluids mit geringem Impuls auf der Druckseite unmittelbar vor dem Pumpen, so dass sich eine Umströmung der Vorderkante in den Abreißzellen einstellte. Zudem wurde Rückströmung in der Abströmebene beobachtet. Erler et al. [103] untersuchten die Wechselwirkung des Impulses der Hauptströmung im Blattspitzenbereich mit dem Impuls der Spaltströmung näher. Sie konnten zeigen, dass ein hoher Impuls der Hauptströmung die Empfindlichkeit der Pumpgrenze bei variierender Spaltweite abschwächte. Die Auswirkungen ähnelten der Reduktion der Spaltströmung durch Verringern des Spaltes, was allerdings höhere Verluste bedingt.

In einer numerischen Studie eines Verdichterrotors mit hoher Blattspitzenbelastung konnten [104] den Pumpgrenzenabstand vergrößern, indem sie die Belastung des Profils an der Blattspitze erhöhten. Sie führten dies auf einen erhöhten Durchsatz um die Blattspitze zurück, der die Spaltverluste aufgrund der Stärke und Richtung der Spaltströmung zwar vergrößert, aber hierbei nicht die Druck- und Wirkungsgraderhöhung durch das Androsseln des Rotors reduziert. So schlagen sie zur Erweiterung des Pumpgrenzenabstandes vor, im Auslegungspunkt die Belastung an der Blattspitze gegenüber dem restlichen Blatt zu erhöhen, um die lokale Spaltströmung zu erhöhen. Gleichzeitig sollte der Totaldruckverlust im Blattspitzenbereich reduziert werden.

7.5 Kontrolle der Ablösung durch Einblasen

Da sich in den meisten Fällen die Ablöseerscheinungen im Spitzenbereich der Laufschaufeln zeigen, wird versucht, die energiearme Grenzschicht am Gehäuse durch Lufteinblasen zu beeinflussen oder aber die Ablösegebiete der Eckenwirbel zu reduzieren.

7.5.1 Tip Injection

Neben den einfachen im Gehäuse eingebrachten Nuten sind auch Rückführkanäle untersucht worden, die gezielt Luft höheren Druckes aus stromabgelegenen Positionen zurückführen. Im Gegensatz zu einstufigen Verdichtern treten in mehrstufigen Verdichtern wie vorangehend beschrieben verschiedene Ablöseerscheinungen auf. In einem vierstufigen Hochgeschwindigkeitskompressor fanden Day et al. [105] sowohl lang- wie auch kurzwellige Ablöseerscheinungen. Außerdem wurden hochfrequente Störungen gemessen, die in etwa das 10- bis 13-fache der Rotorfrequenz betrugen [106, 107], sowie Ablösungen, die in weniger als einer Rotorumdrehung am gesamten Umfang ablösten. Die Vielfalt derartiger Ablöseerscheinungen erschwert die Maßnahmen zur Stabilisierung.

Durch die eingeblasene Luft wird die energiearme Grenzschicht re-energetisiert [108]. Bei der Auswertung des Wirkungsgrades ist jedoch die für die Einblasung, sei es durch Zapfluft oder durch einen zusätzlichen Booster, aufzubringende Arbeit mit zu bilanzieren.

An einem schnelllaufenden transsonischen Rotor brachte Hathaway [85] Kanäle an, die über den axialen Druckunterschied Luft vor den Rotor re-zirkulierten. Er fand eine deutliche Verbesserung des Ablöseverhaltens, ohne dass die Verluste im Auslegungspunkt signifikant anstiegen. Die Injektoren waren optimiert vor dem Laufrad angeordnet, um die energiearme Grenzschicht im Blattspitzenbereich mit energiereicherem Fluid aufzufüllen.

Sowohl gepulste [109] als auch kontinuierliche Einblasungen [110] wurden erfolgreich getestet. Die sich abzeichnende Instabilität wurde über Druckaufnehmer registriert, die unmittelbar vor dem Kompressor angebracht waren. Mit dieser Methode konnte ein bis zu 5 % erhöhter Verdichterdurchsatz bei kontinuierlicher Einblasung erzielt werden. Von Lee und Gtreitzer [111] wurde gezeigt, dass durch kombinierte Maßnahmen, nämlich durch

Einblasen vor der Laufschaufel und durch Absaugen hinter der Schaufel über in die Wand eingelassene Kanäle, die Leistung des Verdichters verbessert werden kann. Durch einen ungleichförmigen Staffelungswinkel der zweiten Reihe eines Tandem-Statorgitters mit nachfolgender Strebe konnten Roy et al. [112] anhand einer numerischen Studie mit Validierung in einer Maschine zeigen, dass die ungleichmäßige Anpassung des statischen Druckes am Umfang die Anregungskraft für das stromaufwärts laufende Laufrad stark reduziert.

Freeman et al. [113] gelang die Unterdrückung der kurzskaligen Phänomene vor dem Einsetzen des Pumpens durch Eindüsen eines konstanten Luftstromes an mehreren umfangsmäßig verteilten Positionen vor dem Laufrad, indem er die Frequenzen des Wanddruckes analysierte und beim Auftreten der zusätzlichen Frequenzen ab einem Schwellwert der Amplitude die Eindüsung begann.

Neben dem Einblasen im Bereich des Laufrades gibt es auch die Möglichkeit, durch Einblasen vor dem Laufrad die Gehäusegrenzschicht mit energiereicherem Fluid anzureichern. Hierzu können Kanäle dienen, die unter bestimmten Betriebszuständen Luft in den Strömungskanal am Gehäuse einbringen. Allerdings erzeugen derartige Kanäle unter stabilen Bedingungen einen Wirkungsgradabfall. Leinhos et al. [114] zeigten, dass bei konstanter Einblasung von ca. 5 % Verdichterluft in den Strömungskanal am Außengehäuse ein deutlicher Gewinn an Pumpgrenzenabstand zu erreichen ist.

Umfangreiche Untersuchungen zur Früherkennung und Erhöhung des Pumpgrenzenabstandes wurden von Leinhos et al. [114] an einem Niederdruckverdichter einer zweiwelligen Gasturbine durchgeführt. Die erste Stufe des Niederdruckverdichters zeigte entsprechend der Drehzahl die unterschiedlichen Mechanismen des Entstehens von Verdichterinstabilitäten. Bei niederen Drehzahlen zeigten sich die kurzskaligen Mechanismen (Spike), während im mittleren Drehzahlbereich langwellige Störungen (Mode) nachgewiesen werden konnten. In den hohen Drehzahlen rief eine Störung, die mit Rotorfrequenz umlief, Pumpen hervor. Zu einer annähernden Verdoppelung des Pumpgrenzenabstandes des zweistufigen Niederdruckverdichters mit dem Druckverhältnis von 2,28 benötigten Leinhos et al. [114] eine Eindüsung von 5 % des Gesamtmassendurchsatzes. Zur Erweiterung des Pumpgrenzenabstandes wurde sowohl konstante als auch modulierte Luft eingedüst, die entweder einer externen Quelle oder dem Hochdruckverdichter entnommen wurde.

Durch Eindüsung von Luft unmittelbar vor der Laufschaufel konnten auch Suder et al. [115] die Stabilität eines Verdichters bei geringen Wirkungsgradeinbußen erhöhen. Sie konnten zeigen, dass durch die Eindüsung unmittelbar vor der Laufschaufel die Fehlanströmung verringert und die Blattspitzenbelastung reduziert werden kann. Die Einblasung an der Spitze verteilt die Belastung über die gesamte Blattlänge und vermindert Spitzenbelastungen. Die Wirksamkeit dieser Methode kann durch höhere Eindüsgeschwindigkeiten, einhergehend mit einem höheren durchgesetzten Massenstrom, gesteigert werden. Stetige oder pulsierende Eindüsungen durch das Gehäuse unmittelbar über den Laufschaufeln über geneigte Bohrungen wurden von verschiedenen Autoren mit einer Verbesserung der Stabilität durchgeführt.

Eine ergänzende Möglichkeit der Einblasung wurde von Strazisar et al. [116] experimentell untersucht. An einer transsonischen Einzelstufe und an einem mehrstufigen transsonischen Verdichter mit vorwärts gepfeilten Laufschaufeln und mit geneigten Leitschaufeln wurde über eine externe Leitung die Einblaseluft von hinteren Stufen rezirkuliert, wobei darauf geachtet wurde, dass ein überkritisches Druckverhältnis anliegt. Die 4–12 Eindüsestellen und Rezirkulationsleitungen waren diskret über den Umfang verteilt. Um eine Eindüsung zwischen den Verdichterstufen zu ermöglichen, wurde ein spezieller Injektor entwickelt, der nach einem kritisch durchströmten Querschnitt zur Erzeugung eines ablösungsfreien Wandstrahles den Coanda-Effekt ausnutzt. Jede Ausdüsung deckt für sich 5 % des Umfangs ab.

Es wurde darauf geachtet, dass bei der Installation mehrerer Ausdüsungen insgesamt weniger als 20–30 % des Umfangs abgedeckt wurden. Der Pumpgrenzenkoeffizient wurde über den Massenstrom definiert zu

$$\Delta\Phi_{\text{stall}} = \frac{\Phi_{\text{stall0}} - \Phi_{\text{stall}}}{\Phi_{\text{stall0}}} \tag{7.2}$$

mit dem Strömungskoeffizienten $\Phi_{\text{stall}\,0}$ ohne Einblasung. Der Koeffizient ist definiert zu

$$\Phi = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A \cdot u_{\text{tip}}} = \frac{c_{\text{x}}}{u_{\text{tip}}}. \tag{7.3}$$

Die Verbesserung der Pumpgrenze erhöhte sich in etwa proportional zur Anzahl der Injektoren bei bis zu 12 untersuchten Injektoren. Mit 6 Injektoren wurde in etwa 21 % des Umfangs abgedeckt. Mit 0,9 % Massendurchsatz erhöhte sich der Pumpgrenzenabstand der einzelnen Stufe um 6 % bei 70 % Drehzahl bzw. um 2 % unter Auslegungsbedingungen. Mit der gewählten Konfiguration konnte noch keine Abhängigkeit vom eingedüsten Massenstrom und dem Impulsverhältnis bei einer Halbierung des Durchsatzes festgestellt werden.

Versuche mit dem mehrstufigen Kompressor zeigten, dass hochbelastete Stufen durch die Eindüsung stabilisiert werden können. Als Ursache der Erhöhung der Stabilität wird die Erhöhung der Axialgeschwindigkeit der äußeren Wandgrenzschicht in Höhe der Rotorspitzen angesehen. Ein Einfluss der Temperatur der eingedüsten Luft konnte nicht festgestellt werden, wenn die Temperatur der eingedüsten Luft von Umgebungsbedingungen zur Verdichtertemperatur geändert wurde. Pulsierende Eindüsung hatte im Gegensatz zu Weigl et al. [117] einen stärkeren Einfluss als stationäre.

Beheshti et al. [118] untersuchten numerisch das Zusammenwirken einer Gehäusestrukturierung mit zusätzlicher Einblasung in die Umfangsnuten am transsonischen NASA-Rotor-37. Die Nuten waren über der Laufschaufel im Gehäuse in Umfangsrichtung angebracht. Sie überragten die Laufschaufelbreite beidseitig um ca. 30 % der Schaufelbreite. Die Injektoren beaufschlagen die Kanäle, so dass kontinuierlich Luftstrahlen vor den Eintrittskanten der Laufschaufeln eingedüst werden (Abb. 7.14).

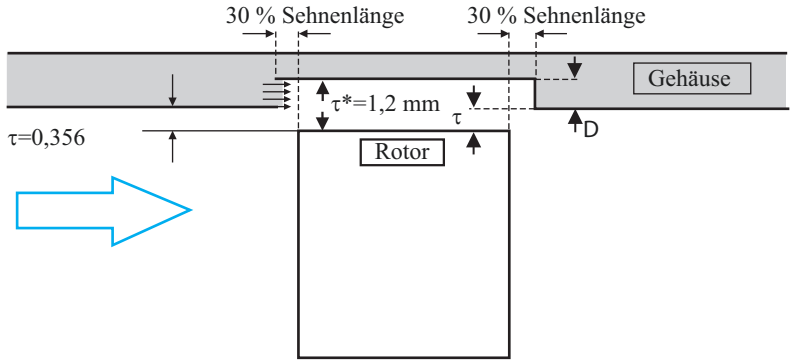


Abb. 7.14 Lufteinblasung in die Nuten der Gehäusestrukturierung, nach [118]

Um die zusätzlich eingeblasene Luft bei der Auswertung zu berücksichtigen, wurden die Ergebnisse auf den eintretenden Massenstrom bezogen. Die Eindüsung verbesserte das Wirkungsgradmaximum von 87,9 % auf 88,6 %, ohne sich auf das Druckverhältnis auszuwirken, während sich der Pumpgrenzenabstand über 6,5 % verbesserte. Die physikalische Ursache der Verbesserung lässt sich anhand der berechneten Mach-Zahl-Verteilung erkennen. In der Kanalmitte ist hinter der Stoßfront als Auswirkung der Stoß-Wirbel-Beeinflussung ein Gebiet mit starker Verzögerung zu erkennen, dass durch die Einblasung vermieden werden konnte. Der Stabilitätsgewinn ist direkt proportional zu dem eingedüsten Massenstrom, bzw. der Eindüsungsgeschwindigkeit, zeigt jedoch eine starke Abhängigkeit von der Spaltweite und -tiefe der Nut der Gehäusestrukturierung. Die Variation des Eindüsungswinkels hingegen ergab keinen nennenswerten Einfluss.

Kefalakis und Papailiou [119] untersuchten die erste Stufe eines Flugtriebwerkverdichters und fanden, dass der Beginn des Pumpens durch eine Wechselwirkung der Gehäusegrenzschicht mit dem Spaltwirbel und dem Rotorblatt an der Blattspitze entsteht. In experimentellen Untersuchungen zur Strahleindüsung im Bereich der Laufschaufel postulierten sie, dass aufgrund des Vorbeistreifens der Laufschaufel an den ortsfesten Düsen die Strömung im Laufschaufelkanal selbst ein kontinuierliches Einblasen als gepulst spürt. Die Autoren empfehlen, den Eindüsungswinkel unter Berücksichtigung der Eindüsungsgeschwindigkeit bezüglich seiner Wechselwirkung mit der Schaufelvorderkante im Blattspitzenbereich zu optimieren. Je mehr Düsen vorhanden sind, desto weniger Luftdurchsatz wird zur Verbesserung der Stabilitätsgrenze benötigt, allerdings bei deutlich höheren Eindüsungsgeschwindigkeiten, d. h. bei höheren Druckverhältnissen. Als Korrelationsparameter des Pumpgrenzenabstandes, auch in Abhängigkeit der Drehzahl, bewährte sich das Verhältnis des Eintrittsimpulses der Luftstrahlen zum Impuls der Hauptströmung. Eine gepulste Eindüsung zeigte zusätzliches Potenzial, allerdings bedarf die Frequenz und der Eindüsungsimpuls einer sorgfältigen Abstimmung mit den Betriebsbedingungen des Verdichters, um den Effekt ausnutzen zu können.

7.5.2 Abschwächen der Eckenwirbel durch Einblasen

Eine immer höhere Belastung der Profile führt verstärkt zur Gefahr der Bildung von Eckenwirbeln mit Ablösungen und damit zu erhöhten Verlusten bei reduziertem Durchsatz sowie zu geringerer Stabilität. Zur Behebung dieser Gefahr werden passive und aktive Methoden vorgeschlagen, die bei Nichtbedarf abgeschaltet werden können. Eine aktiv steuerbare Möglichkeit zur Beeinflussung der Ablösegebiete des Eckenwirbels besteht in der gezielten Eindüsung von Luft. Verwirbelte Luftstrahlen werden schon seit längerem zu diesem Zweck untersucht.

Ein orthogonal eingeblasener, unverdrallter Luftstrahl führt schnell zu einer wandparallelen Doppelwirbelstruktur, die sich stromab ausweitet und dabei abschwächt. Bereits Wallis und Eng [120] zeigten, dass mit einem geneigt eingeblasenen Luftstrahl ein Wirbel ähnlich einem Leitblech erzeugt werden kann, um die Grenzschicht aufzufüllen und eine stoßinduzierte Ablösung zu vermeiden. Die Methode wurde von Johnston und Nishi [121] aufgenommen und weiter optimiert, da sie den Vorteil besitzt, einfach und ohne Verluste abschaltbar zu sein.

Die Ablösung in den Abstrom-seitigen Ecken zwischen Statorschaufel und Plattform wird durch eine starke Querströmung ausgelöst. Lei et al. [122] schlagen deshalb vor, diese Querströmung in der Statorschaufel durch gegensinniges Ausblasen abzuschwächen (Abb. 7.15). Beispielsweise könnte die hierzu benötigte Luft aus dem Leckagestrom der Nabenplattform entnommen werden oder zusätzliche Luft könnte an der Außenwand oder an der Saugseite in den Hauptkanal eingeblasen werden.

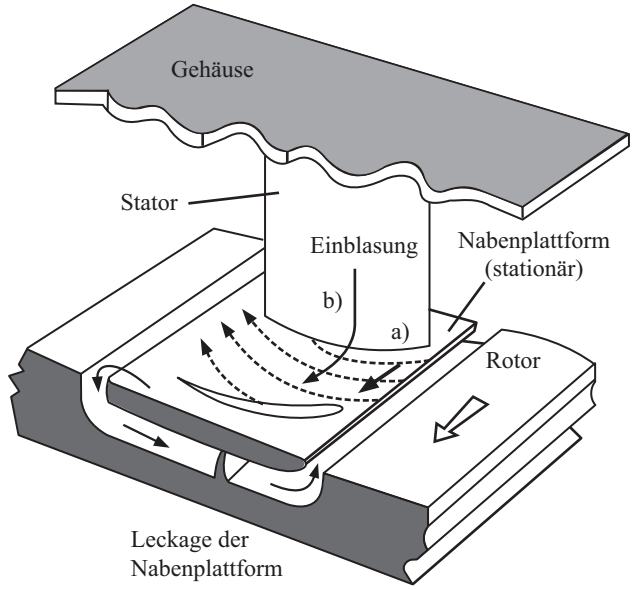


Abb. 7.15 Einblasen von Luft zur Abschwächung der Eckenwirbelablösung

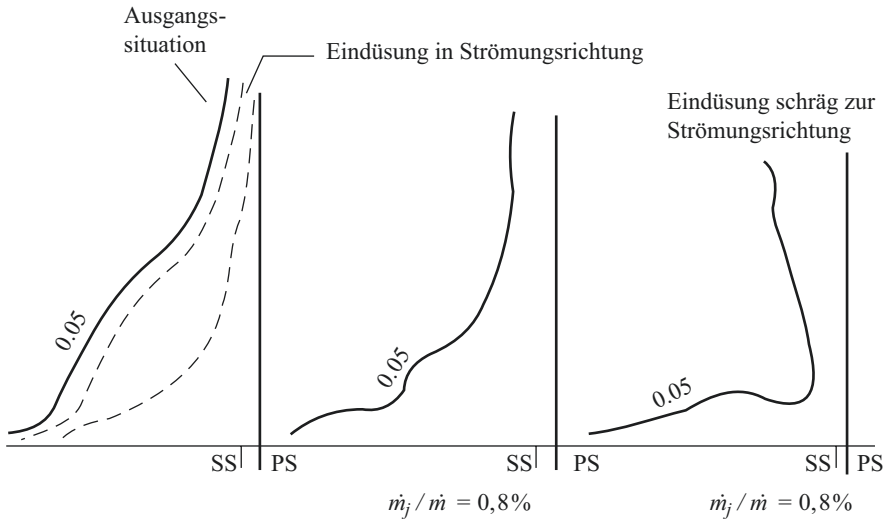


Abb. 7.16 Berechnete Totaldruckverläufe am Austritt einer ebenen Kaskade mit und ohne Einblasung, nach [122]

Der Einfluss der Eindüsung wurde von Lei et al. [122] numerisch untersucht (Abb. 7.16). Die energiearmen Totaldruckgebiete des Eckenwirbels konnten durch das Einblasen deutlich reduziert werden.

Zusätzlich wird vorgeschlagen, den Diffusionsparameter heranzuziehen, um den kritischen Betriebszustand rechtzeitig zu erkennen und bei den gefährdeten Betriebsbedingungen über die Lufteinblasung zu stabilisieren.

Feng et al. [123] untersuchen numerisch den Einfluss verdrallter Luftstrahlen, die aus der Plattform auf der Saugseite in der Nähe der Vorderkante eingeblasen werden, auf den Eckenwirbel einer ebenen Verdichterkaskade mit subsonisch durchströmten NACA65 sowie CDA-Profilen. Die wandnahe Strömung konnte durch die Luftstrahlen re-energetisiert werden, so dass die Ablösezone sowie die Sekundärströmungen und damit die Verluste stark reduziert wurden. Zudem wurde festgestellt, dass ein zu hohes Eindüsungsimpulsverhältnis aufgrund der erhöhten Mischungsverluste die Wirkung wieder reduziert. Ein einzelner Jet war mehreren überlegen. Entsprechend zeigte sich die Wirkungsgraderhöhung beim ablösungsgefährdeteren NACA65-Profil deutlich stärker als beim optimierten DCA-Profil mit begrenztem Eckenwirbel.

Bei der numerischen Berechnung eines dreistufigen Verdichters fanden Kulkarni et al. [124] unter anderem, dass die Berücksichtigung der Leckagen der Statoren den Druckaufbau um 27 % erhöhten und damit die Messungen nachvollzogen werden konnten. Sie führten diesen starken positiven Einfluss der Leckagen darauf zurück, dass durch die Leckagen die Eckenwirbelablösungen im Nabenbereich unterbunden wurden.

Unter Berücksichtigung des Spaltes an der Nabe führten Saito et al. [125] numerische Untersuchungen eines vollumfänglich modellierten zweistufigen Kompressors unter

Beachtung des Spaltes zwischen Nabe und Blatt mit DES durch. Die detaillierten Untersuchungen des Strömungsfeldes insbesondere im Eckenwirbel zeigten, dass die Ablösung des Eckenwirbels durch einen Wirbelzopf dominiert wird. Das Strömungsfeld des Stators wird sowohl durch den vorangehenden wie auch den folgenden Rotor beeinflusst, was eine Interpretation des transienten Strömungsfeldes stark erschwert. Es zeigte sich, dass der Nachlauf des vorangehenden Rotors einen deutlich stärkeren Einfluss auf den Stator ausübt im Vergleich zur Rückwirkung des Verdichtungsstoßes des folgenden Rotors.

Der Eckenwirbel kann durch einen Spalt zwischen der Hinterkante und Naben- bzw. Gehäusewand reduziert aber nicht vollständig verhindert werden, wie Zhao et al. [126] in einer numerischen Studie zeigten.

7.6 Beschaufelung des Gehäusespaltes

Eine andere Möglichkeit der Beeinflussung der Spaltströmung stellt das Einbringen von niederen zusätzlichen Leitschaufeln über der Position der Laufschaufel dar, wie sie beispielsweise für einen axialen Fan vorgeschlagen wurden. Verstellbar ausgeführte Schaufeln wurden u. a. von Nezym [127] an einem neunstufigen Axialverdichter untersucht. Die zusätzliche Beschaufelung an der Blattspitze kann entweder auf der vollen Länge der Laufschaufel oder lediglich im Anströmbereich angebracht sein.

Die zusätzlichen Statorschaufeln an der Rotorspitze sollen die Strömungsstruktur an der Blattspitze verbessern, indem die einzelne Wirbelstruktur des Spaltwirbels in Unterwirbel aufgelöst werden und damit die Ablösung der Grenzschicht verzögert wird, was den Abstand zum rotierenden Ablösen (rotating stall) verbessern würde. Nezym [127] beobachtete bei Zusatzschaufeln der gleichen axialen Ausdehnung wie die Laufschaufel (Abb. 7.17b) experimentell eine deutliche Verschiebung des Rotorkennfeldes zu niedrigeren Strömungskoeffizienten („flow coefficient“), wobei sich jedoch das Maximum des Wirkungsgrades ebenfalls verringerte. Wird jedoch die Zusatzbeschaufelung lediglich im Eintrittsbereich der Laufschaufel positioniert (Abb. 7.17c), konnte der Arbeitsbereich der Verdichterstufe durch die Variation des Staffelungswinkels deutlich verbessert werden. Der Wirkungsgradverlust konnte durch Anschärfen der Laufschaufelvorderkante stark verbessert werden.

Einen hiervon unterschiedlichen Weg der Reduktion der Spaltströmung schlagen Corsini et al. [128] vor, indem sie die Spaltströmung eines Fans durch eine schmale Plattform, wie sie bei Flugzeugtragflügeln durch die Winglets realisiert ist, reduzieren. Eine numerische Studie zeigte, dass die Belastung an der Blattspitze leicht abnahm, wobei jedoch der Gesamtwirkungsgrad und der Pumpgrenzenabstand angehoben werden konnten. Auch die Lärmerzeugung wurde merklich reduziert. Das zusätzliche Gewicht der Schaufelspitzen erschwert allerdings die Anwendung.

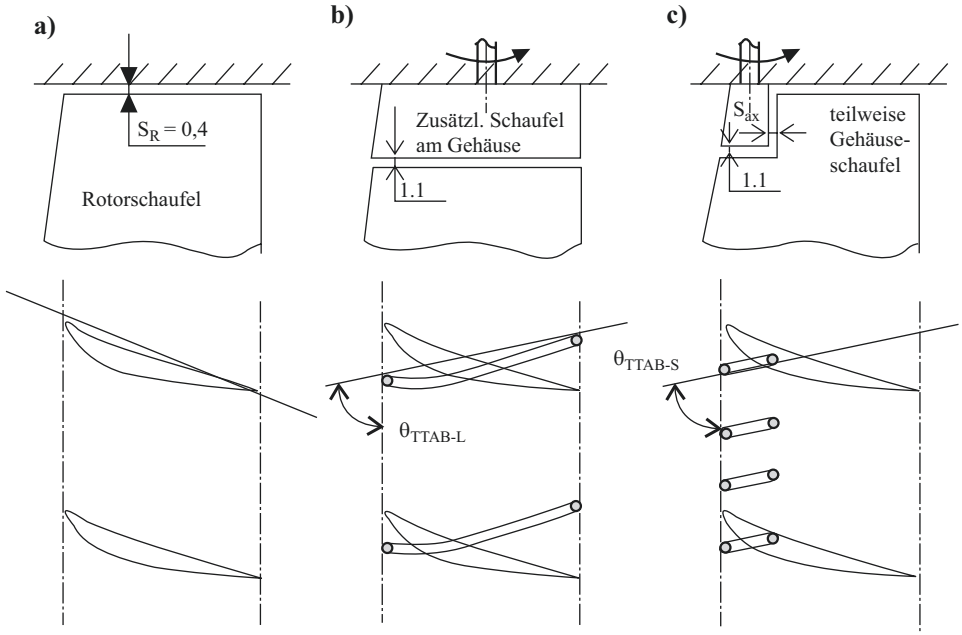


Abb. 7.17 Am Gehäuse über dem Rotor gelagerte, drehbare Spaltbeschaufelung, **a** Ausgangszustand, **b** volle Länge, **c** nur an der Schaufelvorderkante

Literatur

1. Eckert B, Schnell E (1980) Axial- und Radialkompressoren. Springer, Berlin
2. Cumpsty NA (2004) Compressor aerodynamics. Reprint edition, 1. Aufl. Krieger Publishing Company, Malabar, Florida. Compressor aerodynamics Longman Scientific & Technical
3. Garberoglio JE, Song JO, Boudreaux WL (1982) Optimization of compressor vane and bleed settings. In: Proceedings of ASME 1982 international gas turbine conference and exhibit, Bd 1: turbomachinery, paper GT 82-GT-81, London, April 18–22
4. Kerney PT(1993) Vane optimization for maximum efficiency using design of experiment (DOX). Wright laboratories, WL-TR-93-2055
5. Lyall ME, Eisert FJ, Rabe DC, Fleisher PM (2017) A methology for variable geometry optimization of multistage axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-64874, Charlotte, June 26–30
6. Mattingly JD, Heiser WH, Pratt DT (2002) Aircraft engine design, 2. Aufl. American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc., Reston
7. Copenhaver WW(1990) Stage effects on stalling and recovery of a high-speed 10-stage axial-flow compressor. Wright Research and Development Center,WRDC-TR-90-2054
8. Cohen H, Rogers GFC, Saravanamuttoo HIH (2001) Gas turbine theory, 5. Aufl. Pearson Education Limited, Essex

9. Greitzer EM (1980) Review – axial compressor stall phenomena. ASME J Fluids Eng 102(2):134–151
10. Stark U, Boehle M (1990) Theoretische und experimentelle Untersuchungen an ungestaffelten Gittern mit mechanischen Klappen. Forsch Ingenieurwes 56(6):169–182. (Düsseldorf)
11. Bross S (1993) Entwicklung neuer Schaufelgitter aus Profilen variabler Geometrie zum Einsatz in Leiträdern in drallgeregelten Turbomaschinen. Dissertation, TU Braunschweig
12. Boehle, M. (1995) Strömungstechnische Auslegung eines Vordrallreglers mit mechanischen Klappen für Turbomaschinen. VDI Berichte Nr 1208
13. Boehle M, Cagna M, Itter L (2004) Compressible flow in inlet guide vanes with mechanical flaps. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53191, Vienna, June 14–17
14. Händel D, Niehuis R, Klausmann J (2015) Aerodynamic investigations of an advanced VIGV design of adjustable geometry for very high flow tuning. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-42166, Montreal, June 15–19
15. Zhang G, Zhang P, Liu B, Mao X (2015) Flow analysis of 1.5 stage compressor with variable-camber inlet guide vane. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-42123, Montreal, June 15–19
16. Grieb H (2004) Projektierung von Turboflugtriebwerken. Birkhäuser, Basel/Boston/Berlin
17. Ohashi H (1959) Theoretische und experimentelle Untersuchungen an Tandem-Pumpengittern starker Umlenkung. Ingenieur-Archiv 27(4):201–206
18. Linnemann H (1963) Untersuchungen eines einstufigen Axialgebläses mit Tandemgittern. PhD thesis, Technische Hochschule Braunschweig
19. Smith AM (1975) High-lift aerodynamics. J Aircr 12(6):501–530
20. Pal P (1965) Untersuchungen über den Interferenzeinfluss bei Strömungen durch Tandemschaufelgitter. Ingenieur-Archiv 34(3):173–193
21. Bammert K, Beelte H (1980) Investigations of an axial flow compressor with tandem cascade. ASME J Eng Power 102(4):971–977
22. Weber A, Steinert W (1997) Design, optimization and analysis of a high-turning transonic tandem compressor cascade. In: Proceedings of ASME 1997 international gas turbine and Aeroengine Congress and Exhibition, Bd 1: aircraft engine; Marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 97-GT-412, Orlando, June 2–5
23. Trehan S, Roy B (2007) Gap optimization for tandem blades in axial flow compressor/fan using computational tools. In: Proceedings of 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, no. July, American Institute of Aeronautics and Astronautics, S 1–11
24. Trehan S, Sodhi J, Roy B (2008) Cascade studies of tandem blades for axial flow compressors/fans. In: Proceedings of 44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, joint propulsion conferences. American Institute of Aeronautics and Astronautics, July
25. Sturm W (1988) Theoretische und experimentelle Untersuchungen zum Einsatz der Ausblasung als Mittel zur aktiven Beeinflussung der Profilgrenzschicht in hochbelasteten Verzögerungsgittern. PhD thesis, Universität der Bundeswehr München
26. McGlumphy J, Ng W, Wellborn S, Kempf S (2007) Numerical investigation of tandem airfoils for subsonic axial-flow blades. In: Proceedings of ASME 2007 International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Bd 15: sustainable products and processes, paper ASME IMECE 2007-4329, Seattle, November 11–15
27. Hertel C, Bode C, Kozulovice D, Schneider T (2013) Investigation on aerodynamic loading limits of subsonic compressor tandem cascades: midspan flow. In: Proceedings of ASME 2013 International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Bd 1: advances in aerodynamics, paper IMECE2013-64488 in ASME IMECE, San Diego, November 15–21

28. Hertel C, Bode C, Schneider DKK (2014) Investigation on aerodynamic loading limits of subsonic compressor tandem cascades: end wall flow. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-26978, Düsseldorf, June 16–20
29. McGlumphy J, Ng WF, Wellborn SR, Kempf S (2008) 3D numerical investigation of tandem airfoils for a core compressor rotor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2008-50427, Berlin, June 9–13
30. Müller L, Kozulovice D, Wulff D, Stark SFF (2011) High turning compressor tandem cascade for high subsonic flows – part 2: numerical and experimental investigations. No. AIAA 2011-5602 in 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit
31. Hoeger M, Baier RD, Fischer S, Neudorfer J (2011) High turning compressor tandem cascade for high subsonic flows – part 1: aerodynamic design. In: Proceedings of 47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, paper no. AIAA 2011
32. Frey T, Böhle M (2013) Flow structure of tandem cascades in the region of the sidewalls. In: Proceedings of the ASME 2013 Fluids Engineering Division Summer Meeting, 1B(FEDSM2013-16034), July
33. Hertel C, Bode C, Kozulovic D, Schneider T (2016) Particle image velocimetry investigations of a subsonic compressor tandem cascade. In: Proceedings of the ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57726, Seoul, p V02AT37A044, June 13–17
34. Heinrich A, Tiedemann C, Peitsch D (2017) Experimental investigation of the aerodynamics of highly loaded tandem vanes in a high-speed stator cascade. In: Proceedings of the ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-63235, Charlotte, June 26–30
35. Baumert A (2012) Abschätzung der Strömungsverluste in Verdichter-Tandemgittern. DGLR-Kongress, Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2012, Document ID: 281512
36. McGlumphy J, Ng WF, Wellborn SR, Kempf S (2013) Numerical investigations of tandem airfoils for subsonic axial-flow compressor blades. ASME J Turbomach 131:021018-1–021018-8
37. Hergt A, Siller U (2015) About transonic compressor tandem design – a principle study. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-42115, Montreal, June 15–19
38. Siller U, Voß C, Nicke E (2009) Automated multidiciplinary optimization of a transonic axial compressor. In: Proceedings of 47th AIAA aerospace sciences meeting, paper no. AIAA-2009-863
39. Voss C, Aulich M, Kaplan B (2006) Automated multiobjective optimisation in axial compressor blade design. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90420, Barcelona, May 8–11
40. Aulich M, Siller U (2011) High-dimensional constrained multiobjective optimization of a fan stage. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2011-45618, Vancouver, June 6–10
41. Kügeler E, Nürnberger D, Weber A, Engel K (2008) Influence of blade fillets on the performance of a 15 stage gas turbine compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: Power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2008-50748, Berlin, June 9–13
42. Mitra P, Kanthraju J, Rayan R, Methew J (2017) Large eddy simulation of tandem blade stator cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-64286, Charlotte, June 26–30

43. Bauinger S, Gannon AJ, Hobson GV, Terrell AD (2017) Technology demonstration of a splittered transonic rotor with a downstream variable geometry tandem stator. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-64956, Charlotte, June 26–30
44. Hergt A, Siller U (2015) About transonic compressor tandem design – a principle study. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-42115, Montreal, June 15–19
45. Hergt A, Grund S, Klinner J, Steinert W, Beversdorff M, Siller U (2018) Some aspects of transonic compressor tandem design. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-75132, Oslo, June 11–15
46. Hemmert-Pottmann S, Gouezou W, Nicke E (2018) Aerodynamic optimization of a two part variable inlet guide vane in a high loaded low pressure Compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-75489, Oslo, June 11–15
47. Chen H, Yu M, Li L, Liu H (2017) A high-loaded axial compressor bifurcate stator blade aerodynamic design and vorticity dynamics diagnostics for flow structure. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-64400, Charlotte, June 26–30
48. Wennerstrom AJ (1998) Some experiments with a supersonic axial compressor stage. ASME J Turbomach 109(3):388–397
49. Drayton S (2013) Design, test, and evaluation of a transonic axial compressor rotor with splitter blades. PhD thesis, Naval Postgraduate School, Monterey, 93943-5000
50. Hobson GV, Gannon AJ, Drayton S (2015) Design and test of a transonic axial splittered rotor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2B: turbomachinery, paper GT2015-43005, Montreal, June 15–19
51. Liu B, Fu D, Yu X (2017) Development of a preliminary design method for subsonic splittered blades in highly loaded axial-flow compressors. Appl Sci 7(3):283. https://doi.org/10.3390/app7030283
52. McArdle JB, Jones WL, Heidelberg LJ, Homyak L (1980) Comparison of several inflow control devices for flight simulation of fan tone noise using a JT15D-1 engine. Conference paper, 6th aeroacoustics conference, AIAA paper 80-1025, Hartford, June 4–6
53. Preisser JS, Schoenster JA, Golub RA, Horne C (1981) Unsteady fan blade pressure and acoustic radiation from a JT15D-1 turbofan engine at simulated forward speed. Conference paper, 19th Aerospace Sciences Meeting, AIAA paper 81-0096, St. Louis, January 12–15
54. Ho PY (1981) The effect of vane-frame design on rotor- stator interaction noise. AIAA paper 81-2034
55. O'Brien WF Jr, Reimers SL, Richardson SW (1983) Interaction of fan rotor flow with downstream struts. AIAA paper 83-0682
56. Woodard RP, Balombin JR (1984) Tone generation by rotor-downstream strut interaction. AIAA J Aircr 21(2):135–142
57. Nakamura Y, Isomura K, Kodama H (1986) Rotor- strut interaction noise of a model fan. AIAA paper 86-1971
58. Cerri G, O'Brien WF (1989) Sensitivity analysis and optimum design method for reduced rotor-stator-strut flow interaction. ASME J Turbomach 111(4):401–408
59. Chiang HWD, Turner MG (1996) Compressor blade forced response due to downstream vane-strut potential interaction. ASME J Turbomach 118(1):134–142
60. Shrinivas GN, Giles MB (1995) OGV tailoring to alleviate pylon-OGV-fan interaction. In: Proceedings of ASME 1995 international gas turbine and Aeroengine Congress and Exposition, Bd 1: turbomachinery, paper 95-GT-198, Houston, June 5–8

61. Jones MG, Barton MT, O'Brien WF (1996) The use of circumferentially no uniform stators to attenuate LP compressor rotor-stator-strut aerodynamic and mechanical interactions. In: Proceedings of ASME 1996 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: turbomachinery, paper 96-GT-154, Birmingham, June 10–13
62. Rubbert PE, Boctor ML, Cowan SJ, LaPrete RD (1972) Concept and design of stators tailored to shield a fan from pressure disturbances arising in the downstream fan ducts. Conference paper 10th AIAA Aerospace Sciences Meeting, AIAA paper 72-84, 17, San Diego, January 17–19
63. Yokoi S, Nagano S, Kakehi T (1981) Reduction of strut induced rotor blade vibration with the modified stator setting angles. In: Proceedings of 5th international symposium on air breathing engines ISABE, Bangalore, February 16–21, S 61-1–61-7
64. Barton MT, Gentile DP (2005) The use of a circumferentially nonuniform stator to attenuate harmful aerodynamic and mechanical interactions in an advanced mixed flow splittered rotor/tandem variable stator LP compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68178, Reno, June 6–9
65. Suder KL, Celestina ML (1996) Experimental and computational investigation of the tip clearance flow in a transonic axial compressor rotor. J Turbomach 118(2):218–229
66. Copenhaver WW, Mayhew E, Hah C, Wadia AR (1996) The effect of tip clearance on a swept transonic compressor rotor. ASME J Turbomach 118(2):230–239
67. Chima RV (1998) Calculation of tip clearance effects in a transonic compressor rotor. ASME J Turbomach 120(1):131–140
68. Fritsch G, Hoeger M, Blaha C, Bauer D (2000) Viscous three-dimensional simulation of transonic compressor stage on parallel hardware. J Propuls Power 16(3):388–396
69. Sakulkaew S, Tan CS, Donahoo E, Cornelius C, Montgomery M (2013) Compressor efficiency variation with rotor tip gap from vanishing to large clearance. ASME J Turbomach 135(3): 031030-1–031030-10
70. Suder KL (1998) Blockage development in a transonic, axial compressor rotor. ASME J Turbomachinery 120(3):465–476
71. Hofmann W, Ballmann J(2002) Tip clearance vortex development and shock-vortex interaction in a transonic axial compressor rotor. In: Proceedings of 40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, AIAA paper 2002-0083, Reno, January 14–17
72. Adamczyk JJ, Celestina ML, Greitzer EM (1993) The role of tip clearance in high-speed fan stall. ASME J Turbomach 115(1):28–38
73. Hoying DA, Tan CS, Vo HD, Greitzer EM (1999) Role of blade passage flow structures in axial compressor rotating stall inception. ASME J Turbomach 121(4):735–742
74. Vo HD, Tan CS, Greitzer EM (2005) Criteria for spike initiated rotating stall. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68374, Reno, June 6–9
75. Du J, Lin F, Chen J (2013) Flow structures in the tip region for a transonic compressor rotor. ASME J Turbomach 135(3):031032-1–031032-11
76. Seshadri P, Shahpar S, Parks GT (2014) Robust compressor blades for desensitizing operational tip clearance variations. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-26624, Düsseldorf, June 16–20
77. Cameron JD, Bennington MA, Ross MH, Morris SC (2013) The influence of tip clearance momentum flux on stall inception in a high-speed axial compressor. ASME J Turbomach 135(5):051005-1–051005-11
78. Ye S, Zhao Q, Xiang X (2016) Modeling for tip clearance effects on stall-onset condition in transonic axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57081, Seoul, June 13–17

79. Li Y, Chen H, Katz J (2017) Measurements and characterization of turbulence in the tip region of an axial compressor rotor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-65114, Charlotte, June 26–30
80. Li Y, Tan D, Chen H, Katz J(2015) Effects of tip gap size on the flow structure in the tip region of an axial turbomachine. In: Proceedings of ASME/JSME/KSME 2015 joint fluids engineering conference, Bd 1: symposia, paper AJK2015-33787, Seoul
81. Li Y, Chen H, Tan D, Katz J(2016) Effects of tip clearance and operating conditions on the flow structure and turbulence within an axial compressor rotor passage. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57050, Seoul, June 13–17
82. Madden DS, West MA (2005) Effects of inlet distortion on the stability of an advanced military swept fan stage with casing treatment. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: Power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68693, Reno, June 6–9
83. Seitz PA (1999) Casing treatment for axial flow compressors. PhD thesis, University of Cambridge
84. Wilke I, Kau H-P (2003) A numerical investigation of the flow mechanisms in a HPC front stage with axial slots. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 6: Turbo Expo 2003, parts A and B, paper GT2003-38481, Atlanta, June 16–19
85. Hathaway MD (2002) Self-recirculating casing treatment concept for enhanced compressor performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30368, Amsterdam, June 3–6
86. Wisler DC (1985) Loss reduction in axial-flow compressors through low-speed model testing. ASME J Eng Gas Turbines Power 107(2):354–363
87. Smith GDJ, Cumpsty NA (1998) Flow phenomena in compressor casing treatment. ASME J Eng Gas Turbines Power 106(3):532–541
88. Ghasripoor F, Schmid RK, Dorfman MR (1998) Silicon carbide composition for turbine blade tips. United State Patent Application, U.S. serial no. 5,997,248
89. Kosing OE, Scharl R, Schmuhl HJ (2001) Design improvements of the EJ220 HP compressor. From design verification engine to a future all blisk version. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; Marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2001-GT-0283, New Orleans, June 4–7
90. Chupp RE, Ghasripoor F, Moore GD, Kalv LS, Johnston JR (2002) Applying abradable seals to industrial gas turbines. In: Proceedings of 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, paper AIAA 2002-3795, Indianapolis, July 7–10
91. Chappel D, Howe H, Vo L (2001) Abradable seal testing: blade temperature during low speed rub event. In: Proceedings of 37th Joint Propulsion Conference & Exhibit, paper AIAA 2001-3479, Salt Lake City, July 8–11
92. Chupp RE, Aksit MF, Ghasripoor F, Turnquist NA (2001) Applying abradable seals to industrial gas turbines. In: Proceedings of 37th Joint Propulsion Conference & Exhibit, Paper AIAA 2001-3626, Salt Lake City, July 8–11
93. Behesti BH, Farhanieh B (2005) Performance and stability enhancement of NASA rotor 37 applying abradable coating. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68074, Reno, June 6–9
94. Hynes TP, Greitzer EM (1987) A method for assessing effects of circumferential flow distortion on compressor stability. ASME J Turbomach 109(3):371–379
95. Cameron JD, Bennington MA, Ross MH, Morris SC, Corke TC (2007) Stall inception in an axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-28278, Montreal, May 14–17

96. Bennington MA, Ross MH, Cameron JD, Morris SC, Du J, Lin F, Chen J (2010) An experimental and computational investigation of tip clearance flow and its impact on stall inception. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2010-23516, Glasgow, June 14–18
97. Graf MB, Wong TS, Greitzer EM, Marble FE, Tan CS, Shin HW, Wisler DC (1998) Effects of non-axisymmetric tip clearance on axial compressor performance and stability. ASME J Turbomach 120:648–661
98. Cao T, Hield P, Tucker PG (2016) Hierarchical immersed boundary method with smeared geometry. In: Proceedings of 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting, paper AIAA 2016-2130, San Diego, January 4–8
99. Young AM, Cao T, Day IJ, Longley JP (2016) Accounting for eccentricity in compressor performance predictions. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56681, Seoul, June 13–17
100. Bennington MA, Cameron JD, Morris SC, Gendrich CP (2007) Over rotor casing surface streak measurements in a high-speed axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-28273, Montreal, May 14–17
101. Saathoff H, Stark U (1999) Endwall boundary layer separation in a single-stage axial-flow low-speed compressor and a high-stagger compressor cascade. Forschung im Ingenieurwesen 65(7):217–224
102. Hah C, Bergner J, Schiffer HP (2006) Short length-scale rotating stall inception in a transonic axial compressor – criteria and mechanisms. In: Proceedings ofASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90045, Barcelona, May 8–11
103. Erler E, Vo HD, Yu H (2016) Desensitization of axial compressor performance and stability to tip clearance size. ASME J Turbomach 138(3):031006-1–031006-12
104. Lejon M, Grönstedt T, Andersson N, Ellbrant L, Martensson H (2017) On improving the surge margin of a tip-critical axial compressor rotor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-64533, Charlotte, June 26–30
105. Day IJ, Breuer T, Escuret J, Cherrett M, Wilson A (1999) Stall inception and the prospects for active control in four high speed compressors. ASME J Turbomach 121(2):18–27
106. Day IJ (1993a) Stall inception in axial flow compressors. ASME J Turbomach 115(1):1–9
107. Day IJ (1993b) Active suppression of rotating stall and surge in axial compressors. ASME J Turbomach 115(1):40–47
108. Tweedt DL, Okishi TH, Hathaway MD (1986) Stator endwall leading-edge sweep and hub shroud influence on compressor performance. ASME J Turbomach 108(2):224–232
109. D'Andrea R, Behnken RL, Murray RM (1997) Active control of an axial flow compressor via pulsed air injection. ASME J Turbomach 119(4):742–752
110. Day IJ (1993) Active suppression of rotating stall and surge in axial compressors. ASME J Turbomach 115(1):1–9
111. Lee NK, Greitzer EM (1990) Effects of endwall suction and blowing on compressor stability enhancement. ASME J Turbomach 112(1):133–144
112. Roy B, Chouhan M, Kaundinya KV (2005) Experimental study of boundary layer control through tip injection on straight and swept compressor blades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68304, Reno, June 6–9
113. Freeman C, Wilson AG, Ivor J, Day IJ, Swinbanks MA (1998) Experiments in active control of stall on an aeroengine gas turbine. ASME J Turbomach 120(4):637–647

114. Leinhos D, Scheidler S, Fottner L, Grauer F, Hermann J, Mettenleiter M, Orthmann A (2002) Experiments in active stall control of a twin-spool turbofan engine. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 1: Turbo Expo 2002, paper 2002-GT-30002, Amsterdam, June 3–6
115. Suder KL, Hathaway MD, Thorp SA, Strazisar AJ, Bright MM (2001) Compressor stability enhancement using discrete tip injection. ASME J Turbomach 123(1):14–23
116. Strazisar AJ, Bright MM, Thorp S, Culley DE, Suder KL (2004) Compressor stall control through endwall recirculation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-54295, Vienna, June 14–17
117. Weigl HJ, Paduano JD, Frechette AG, Epstein AH, Greitzer EM, Bright MM, Strazisar AJ (1998) Active stabilization of rotating stall in a transonic single stage axial compressor. ASME J Turbomach 120:625–636
118. Beheshti BH, Ghobanian K, Farhanleh B, Telxeira J, Ivey PC (2006) A new design for tip injection in transsonic axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-9007, Barcelona, May 8–11
119. Kefalakis M, Papailiou KD (2006) Active flow control for increasing the surge margin of an axial flow compressor. In: Proceedings of ASME ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90113, Barcelona, May 8–11
120. Wallis RA, Eng M (1960) A preliminary note on a modified type of air jet for boundary layer control. Aeronautical Research Council, Australia, Current Paper No. 513
121. Johnston JP, Nishi M (1990) Vortex generator jets-means for flow separation control. AIAA J 28(6):989–994
122. Lei VM, Spakovszky ZS, Greitzer EM (2006) A criterion for axial compressor hub-corner stall. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-91332, Barcelona, May 8–11
123. Feng Y, Song Y, Chen F, Liu H (2016) Active flow separation control using endwall vortex generator jets in highly loaded compressor cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-42268, Montreal, June 15–19
124. Kulkarni S, Beach TA, Jorgenson PC, Veres JP (2017) Computational assessment of a 3-stage axial compressor which provides airflow to the NASA 11-by 11-foot transonic wind tunnel, including design changes for increased performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-65139, Charlotte, June 26–30
125. Saito S, Yamada K, Furukawa M, Watanabe K, Matsuoka A, Niwa N (2018) Flow structure and unsteady behaviour of hub-corner separation in a stator cascade of a multi-stage axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, GT2018-76480, Oslo, June 11–15
126. Zhao W, Jiang B, Duan Y, Tian Z, Zheng Q (2018) The mechanism of the flow in the hub corner and the control by trailing edge gaps. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-76072, Oslo, June 11–15
127. Nezym VY (2005) Use of turning additional blades in compressor rotor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68069, Reno, June 6–9
128. Corsini A, Perugini B, Rispoli F (2006) Investigation on improved concept for axial flow fan. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90592, Barcelona, May 8–11

Stabilisierung durch Wandkonturierung, „Endwall treatment“

8

Die instationäre und dreidimensionale Strömung durch die Verdichterbeschaufelung ist bei der Auslegung der Kanalgeometrie zu berücksichtigen. Die Auslegung der Beschaufelung mit großem Streckungsverhältnis legt zwar die Trennung in die Beschreibung der Kanalströmung als Kaskade und als Meridianströmung nahe, wie von Wu [1] eingeführt wurde. Mit geringeren Streckungsverhältnissen ist die dreidimensionale Wechselwirkung bei dieser getrennten Behandlung jedoch immer schlechter beschreibbar. Bei hohen Belastungen der Profile können die Eckenwirbel aufgrund des umfangsmäßigen Druckgradienten zwei Drittel der Kanalhöhe umfassen, so dass die Blockage und die Verluste stark ansteigen.

Um dem entgegenzuwirken, werden neben der Gestaltung des Blattes verschiedene Maßnahmen der Gestaltung der Gehäuse- und Nabenwand, wie umfangsmäßig oder axial angeordnete Kanäle, Rundungsradien zwischen Schaufel und Wand bzw. Nabe sowie dreidimensional gestaltete Wandgeometrien eingesetzt. Die Auswirkungen der Gestaltung der Naben- und Gehäusewand, das „Endwall contouring“, wie auch die Einführung von Kanälen, als „Endwall treatment“ bzw. „Casing treatment“ bezeichnet, sollen im Folgenden dargestellt werden. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass die verwendete Einteilung in die Konturierung der Wand (Endwall contouring) sowie in das Einbringen von Kanälen (Endwall/Casing treatment) in der Literatur nicht immer eindeutig unterschieden wird.

8.1 Einleitung

Die Wandgestaltung dient primär der Reduktion der Verluste durch Beeinflussung der Sekundärströmungen und der Erweiterung des Pumpgrenzenabstandes. Sie beeinflusst den Verdichter über den gesamten Betriebsbereich auch in Betriebspunkten entfernt von der Pumpgrenze. Eine Erweiterung des Pumpgrenzenabstandes kann sich durchaus durch eine

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_8

Reduktion des Wirkungsgrades am Auslegungspunkt bemerkbar machen. Deswegen muss die Auswirkung einer Geometrieänderung im gesamten Betriebsbereich geprüft werden.

Grundsätzlich sind alle Strömungen einer Turbomaschine instationär und dreidimensional. Sie müssen entsprechend berechnet werden. Dennoch kann die Beschaufelung im ersten Schritt mit zweidimensionalen Betrachtungen ausgelegt werden. Grenzschichten und Ablösungen hingegen müssen dreidimensional betrachtet werden, um beispielsweise Sekundärströmungen, Leckage- und Spülströmungen, Pfeilung sowie Querströmungen zu erfassen, die einerseits noch nicht vollständig verstanden sind, aber andererseits Wirkungsgrad und Pumpgrenze beeinflussen.

Wie in Kap. 4 zusammengestellt, bilden sich an den Vorderkanten der Schaufeln u. a. Hufeisenwirbel durch die Wechselwirkung der Wandgrenzschicht mit dem Druckfeld der Vorderkante aus, wobei sich der Zopf an der Saugseite entlang des Blattes ausbreitet, während sich der druckseitige Wirbel zu einem starken Kanalwirbel verbindet. Dieser konzentrierte Wirbel induziert einen hohen Verlust und reduziert damit den Wirkungsgrad. Zusätzlich neigt er zur Ablösung. Insbesondere in den Statoren bilden sich starke Eckenwirbel aus, die den Durchsatz und den Wirkungsgrad beeinträchtigen. Diese Wirbelsysteme können anhand der Wandgestaltung reduziert werden.

8.2 Profilierung der Naben- bzw. Gehäusewand, „Endwall contouring“, „Endwall boundary layer controll“

Die Anpassung der Naben- bzw. Gehäusewand zur Verbesserung der Pumpgrenze ist ein weit verbreitetes Designmerkmal. Der vergrößerte Pumpgrenzenabstand erlaubt ein Anheben der Arbeitslinie, so dass der Betriebspunkt in den Bereich der höheren Wirkungsgrade verschoben werden kann.

8.2.1 Einleitung

Selbst durch eine rotationssymmetrische Profilierung der Wand werden durchaus dreidimensionale Strömungsbeeinflussungen bewirkt, indem die Kombination der Neigung der Wand mit der Krümmung des Schaufelkanals die lokalen Stromflächenabstände verändert. Bei stärker umlenkender Beschaufelung wirkt die rotationssymmetrische Profilierung der Wand stark dreidimensional. Die Auswirkung kann in erster Näherung mit einer Durchflussrechnung (S2-Ebene) und einer anschließenden S1-Kaskadenberechnung der Stromflächengeschwindigkeiten beschrieben werden. Da bei einer derartigen Strömung zusätzlich immer dreidimensionale Effekte auftreten, führt eine dreidimensionale Rechnung zu besseren Ergebnissen.

8.2.2 Rotationssymmetrische Profilierung der Naben- bzw. Gehäusewand

Die Profilierung der Wand ist ein vielversprechendes Auslegungskriterium, um den Betriebsbereich eines Axialverdichters zu erweitern. Einer der Vorteile besteht darin, dass die Ablösungen des Eckenwirbels sowie dreidimensionale Ablösungen der Saugseite stark reduziert werden können. Zusätzlich kann die Wechselwirkung der Sekundärströmung mit folgenden und vorangehenden Gittern beeinflusst werden. Bei Verdichtern wird die Konturierung der Wand klassischerweise hauptsächlich bei hohen Streckungsverhältnissen von Fanschaufeln eingesetzt. Durch den vermehrten Einsatz dreidimensionaler Auslegungsverfahren ist eine Gehäusekonturierung inzwischen auch im Mittel- und Hochdruckteil anzutreffen.

Eine konkave, den Strömungskanal an der Vorderkante erweiternde und an der Hinterkante verengende, konturierte Wand erhöht den Druck an der Vorderkante und senkt ihn an der Hinterkante ab. Somit und verringert sich die Ablösegefahr.

Bei einer konkaven Kontur in der Nähe der Vorderkante (Abb. 8.1) vergrößert sich die offene durchströmte Fläche. Eingesetzt wird diese Kontur, um die Übergeschwindigkeiten, die zum einen durch eine dicke Wandgrenzschicht und zum anderen durch eine starke Saugseitenkrümmung im hinteren Teil der Schaufel erzeugt werden, zu kompensieren. Konkave Verläufe werden vor allem bei den Nabenkonturen von Fans realisiert. Die maximale Tiefe der Kontur unterschreitet 6 % der axialen Schaufelspannweite nicht.

Um die Auswirkungen der Nabenkonturierung zu verdeutlichen, werden im Folgenden nach Hoeger et al. [2] drei Geometrien, ein linearer, ein konkaver achsensymmetrischer (A) und ein nicht achsensymmetrischer (B) Verlauf entsprechend Abb. 8.2 miteinander verglichen.

Die Strömungsfelder einer ebenen Kaskade mit CDA-Profilen („controlled diffusion airfoil“) mit den drei Nabenkonturen wurden mit einem Navier-Stokes-Verfahren berechnet [2]. Nach 48 % Lauflänge ergibt sich bei einer Eintritts-Mach-Zahl von 0,85 für die konkave umfangssymmetrische Kontur (A) im senkrechten Schnitt die stärkste Reduktion der Mach-Zahl um 0,05 (Abb. 8.2). Bei der nicht achsensymmetrischen Kontur (B) ist die

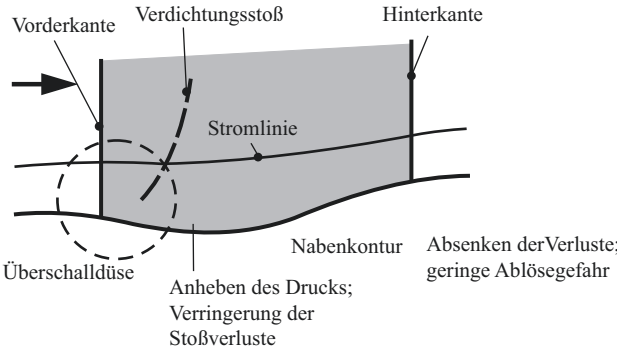


Abb. 8.1 Erhöhung der Mach-Zahl vor dem Verdichtungsstoß durch eine konkav konturierte Innenwand nahe der Vorderkante

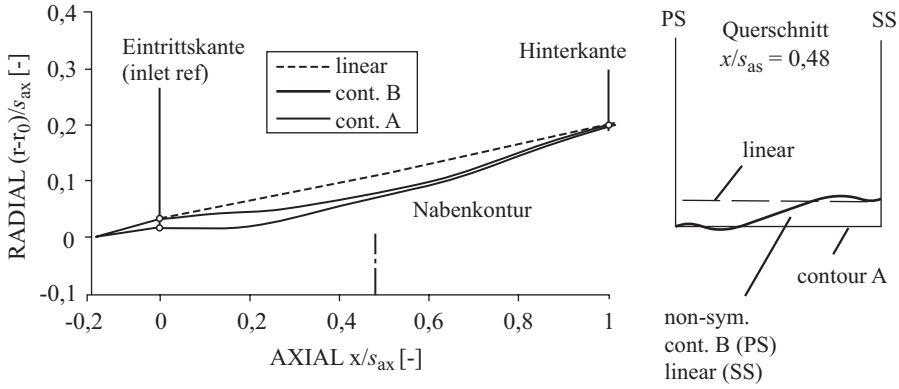


Abb. 8.2 Konturierte Nabenwand eines Fans. *Links*: axialer Verlauf; *rechts*: senkrechter Schnitt nach 48 % axialer Lauflänge, nach [2]

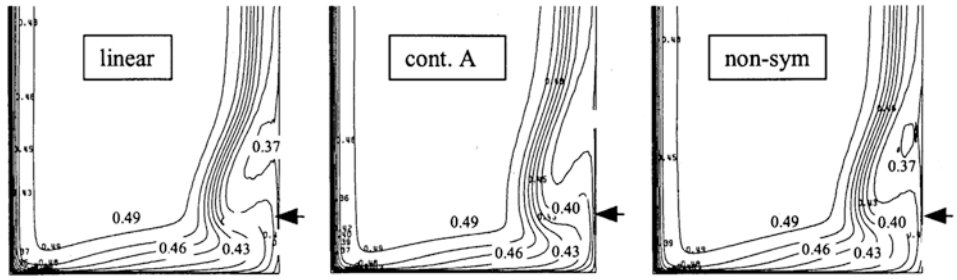


Abb. 8.3 Isentrope Mach-Zahl Verteilung in einer mittleren axialen Ebene (Lauflänge 48 %), nach [2]

Reduktion der Mach-Zahl nur noch halb so groß. Der Einfluss der Kontur beschränkt sich nicht nur auf Gebiete in Wandnähe, sondern setzt sich bis zur Kanalmitte hin durch, was bei Beschaufelungen mit erhöhten Mach-Zahlen und Verdichtungsstößen bedeutend wird (Abb. 8.3).

Auf einer Referenzstromlinie steigt die Mach-Zahl bei der konkaven Kontur stark an, was darauf hindeutet, dass die Öffnung der durchströmten Fläche kurzzeitig als Überschalldüse wirkt. Die Mach-Zahlen der beiden anderen Konturen bleiben deutlich darunter, sind allerdings im weiteren Verlauf leicht höher (Abb. 8.4).

Bezüglich der Verlustfaktoren ist die Druckverteilung von Bedeutung. Sie zeigt deutlich eine Ablösezone, in der niedrigenergetisches Fluid über einen Wirbel zur Saugseite transportiert wird, wobei sich ein Eckenwirbel ausbildet.

Die reduzierte Belastung der symmetrischen Kontur vermindert die Abnahme des Totaldruckes am meisten. Bei der symmetrischen Kontur ist die deutliche Reduktion des Verlustes in Wandnähe ausgeglichen durch eine Erhöhung des Verlustes durch die höhere Mach-Zahl vor dem Stoß in einigem Abstand zur Wand außerhalb der Grenzschicht. Die

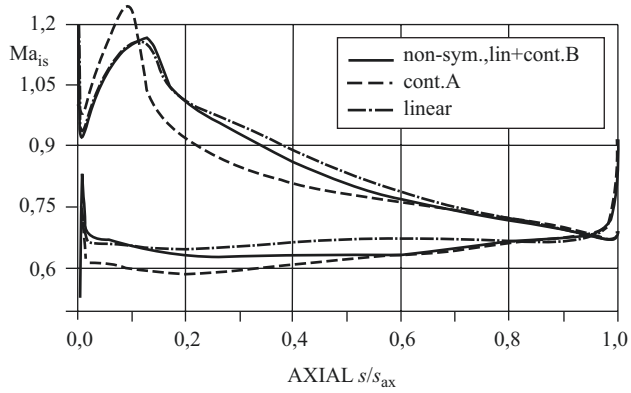


Abb. 8.4 Isentrope Mach-Zahl Verteilung in einer mittleren radialen Ebene (Lauflänge 48 %), nach [2]

nicht achsensymmetrische Kontur zeigt den ausgeglichensten Verlauf mit einer integralen Reduktion des Verlustkoeffizienten um 2 %.

Durch die Reduktion des Ablösegebietes wird auch die Abweichung vom mittleren Abströmwinkel vermindert. Hier ergibt sich ebenfalls für die unsymmetrische Kontur das ausgeglichenste radiale Profil des Abströmwinkels. Bei der symmetrischen Kontur wird das Maximum der Abweichung weiter in den Kanal hinein verschoben. Die nicht rotationssymmetrische Konturierung verbessert vorwiegend die dreidimensionale Seitenwandgrenzschicht.

Chen et al. [3] simulierten die nabenseitige Eckenablösung eines Fans mit umfangsmäßiger Gehäusekonturierung anhand einer instationären RANS-Modellierung. Hierbei wurde die Nabe rotationssymmetrisch parametrisiert. Der Eckenwirbel konnte durch die Optimierung der Wandkontur abgeschwächt werden. Niederenergetisches Fluid von der Vorderkante der Nabe des Stators verursachte durch radiales Ausweichen Ablösungen. Hierbei konnten drei Wirbelzöpfe, in der Nähe der Vorderkante, an der Hinterkante der Saugseite und in der Kanalmitte als verantwortlich für die Ablösung identifiziert werden. Der kleinskalige Wirbel entlang der Saugseite in etwa 5–20 % Kanalhöhe konnte ebenfalls mit den Rechnungen beschrieben werden.

Reising und Schiffer [4] versahen Nabe und Deckband des Stators mit einer Wandprofilierung, um numerisch die Stabilitätsgrenzen zu untersuchen. Die stationären RANS-Rechnungen ergaben eine Wirkungsgraderhöhung von etwa 1,8 % für eine profilierte Nabe, wobei sich allerdings die Stabilität verschlechterte und damit der Betriebsbereich beträchtlich eingeengt wurde. Eine detaillierte Analyse zeigte eine deutliche Verbesserung der Strömungsstruktur. Der Ausgangszustand zeigt eine signifikante Strömungsablösung, die über die Wandströmung die Saugseite stark beeinflusst. Der Eckenwirbel breitet sich rasch radial aus und füllt bis zum Austritt des Gitters nahezu die halbe Kanalhöhe aus, so dass Ablösungen ausgelöst werden. Die Wandprofilierung der Nabe reduziert die Ablösungen stark, indem die Verteilung des statischen Druckes verbessert wird. Ein verstärkter umfangsmäßiger Druckgradient unterstützt die Umlenkung in Wandnähe der Saugseite, so dass das dreidimensionale Rezirkulationsgebiet stark abgebaut wird.

Numerische Untersuchungen des Einflusses der Auswirkung der Rotorgrenzschicht auf den Stator führten Li et al. [5] durch, indem sie ungleichförmige, radiale Geschwindigkeitsprofile mit Änderung von Betrag und Richtung der Geschwindigkeit zur Berücksichtigung der abströmenden Wandgrenzschicht des Rotors einsetzten. Das axiale Aufrollen der aus dem Rotor ankommenden Grenzschicht erhöht den Totaldruckverlust und vergrößert die Eckenwirbelablösung bei starker Fehlanströmung. Dies ergibt eine Ablösung bei bereits geringen Fehlanströmungen. Die Wandprofilierung reduziert die Anfälligkeit dieser Ablösungen und senkt die Totaldruckverluste ab.

Den Einfluss der Gehäusekontraktion unterschiedlicher Neigungen zwischen 0° und 13° und modifizierter Blattspitze untersuchten Zhang et al. [6] numerisch durch die Optimierung des transsonisch betriebenen NASA Rotor 67 bezüglich der Belastung, des Geschwindigkeitsprofils und der Spitzenleckage. Die verjüngende Gehäusewand verringert die Ausbildung der Grenzschicht und vermindert damit Verluste. Zudem besteht ein starker Einfluss auf die Stärke des Stoßes. Mit stärkerem Einzug des Gehäuses verringerten sich die Stoßverluste. Zudem werden die Geschwindigkeitsdreiecke angepasst und die Belastung der Blattspitze verringert. Durch eine entsprechende Anpassung der Gehäusewand kann der Spitzenwirbel stark eingeschränkt werden, so dass der Blockagekoeffizient reduziert wird. Für den untersuchten NASA Rotor 67 wurde der Neigungswinkel von 11° als Optimum gefunden.

8.2.3 Nicht-rotationssymmetrische Profilierung der Naben- bzw. Gehäusewand

Durch die Profilierung der äußeren Gehäusewand verlagert sich der Massenstrom nach außen. Lokale Verbesserungen ergeben sich durch verminderte Ablösezonen. Eine Anwendung der mehrdimensionalen Endwandprofilierung im Kaskadentest und anhand einer CFD-Studie auf einen mehrstufigen Axialverdichter findet sich u. a. bei Harvey sowie Harvey und Offord [7, 8].

Insbesondere bei nicht achsensymmetrischer Wandprofilierung, die in der Regel durch numerische Verfahren optimiert wird, ist eine mathematische Beschreibung und Parametrisierung der modifizierten Oberfläche erforderlich. Die Reduktion der Strömungsverluste durch Anpassung der Kanalwände an eine verlustarme Strömungsführung erhöht den isentropen Wirkungsgrad durch Absenkung der Reibungsverluste, der Grenzschichten und der Mischungsverluste in den Scherschichten sowie der Stoßverluste [9].

Die Strömung im Einflussbereich von Wand und Vorderkante zeigt komplexe dreidimensionale Strukturen inklusive dreidimensionaler Ablöse- und Anlegelinien ausgehend von Scherspannungslinien und singulären Punkten. Diese dreidimensionalen Strukturen können durch die Gestaltung der Wand für einen bestimmten Betriebsbereich gezielt beeinflusst werden, um einen höheren Wirkungsgrad zu erzielen, wie von Nerger et al., Hecklau et al.[10, 11] sowie Gill et al. [12] gezeigt wurde.

Mit dem 3D-RANS CFD-Code TRACE entwickelten Dorfner et al. [13] einen numerischen Optimierer basierend auf evolutionären Algorithmen. Durch B-Splines wurde die Außenwandkontur der dritten Leitreihe einer Axialverdichterstufe, die von Hoynacki und von Bohne [14–16] näher beschrieben wird, bei festgehaltener Schaufelgeometrie zur Optimierung freigegeben. Hierbei wurde weder Umfangs- noch Achssymmetrie vorgegeben. Die Rechnungen wurden für den Auslegungspunkt (OP 0) und nahe der Pumpgrenze (OP 2) bei Nenndrehzahl durchgeführt. Als Gütekriterium F wurde das Maximum aus der Summe des relativen isentropen Wirkungsgrades, des Totaldruckverhältnisses, des Massenstromes sowie des Totaldruckverlustes ω gewählt

$$F = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{\eta_{s,\mathrm{ref}}}{\eta_s} + \frac{\pi_{\mathrm{tot},\mathrm{ref}}}{\pi_{\mathrm{tot}}} + \frac{\dot{m}_{\mathrm{ref}}}{\dot{m}} + \frac{\omega_{\mathrm{stator}}}{\omega_{\mathrm{stator},\mathrm{ref}}} \right). \tag{8.1}$$

Die berechnete statische Druckverteilung in Aufsicht auf die Vorderkante der Leitreihe zeigt eine deutliche Struktur der Druckverteilung der Druck- und Saugseite (Abb. 8.5).

Unter Auslegungsbedingungen (OP 0) ändert sich die Optimierung des radiale Verlaufs des isentropen Wirkungsgrades kaum. In der Nähe der Pumpgrenze hingegen (OP 2) ist eine Erhöhung bemerkbar. Der Totaldruck ist in beiden Betriebsfällen im äußeren

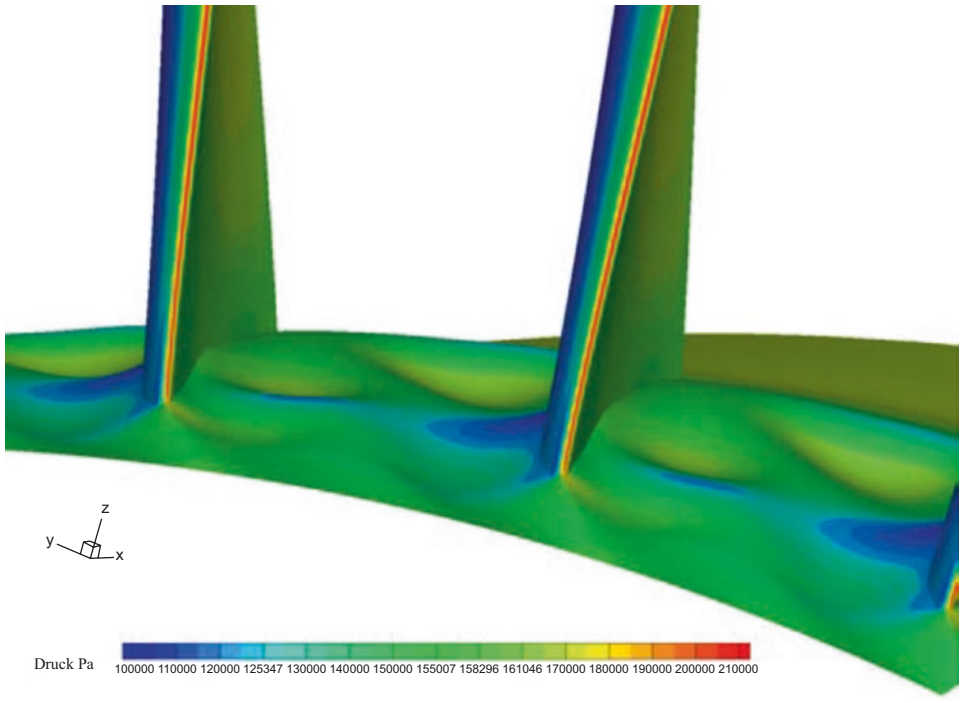


Abb. 8.5 Berechnete Druckverteilung der optimierten unsymmetrischen Wandprofilierung nahe der Pumpgrenze (OP 2) [13]

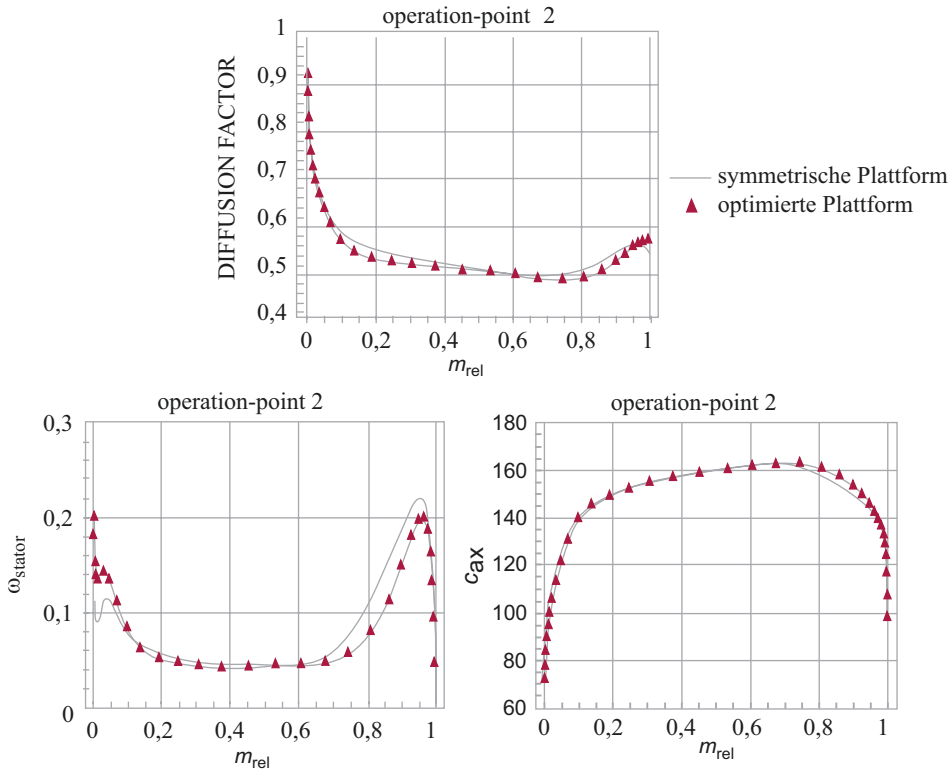


Abb. 8.6 Verlauf der typischen Parameter Diffusion, Totaldruckverlust und axiale Geschwindigkeit c_{ax} der optimierten Nabenwand im Vergleich zur rotationssymmetrischen Ausführung nahe der Pumpgrenze [13]

Kanaldrittel angehoben, was auf reduzierte Verluste hindeutet. Dies ist durch die deutliche Abnahme der Ablösegebiete sowohl an der äußeren Gehäusewand wie auch der Nabe zu erklären.

Die Belastung der Leitschaufel ist sowohl an der Nabe wie auch am Gehäuse abgesenkt, deutlich erkennbar an der Diffusion (Abb. 8.6). Die axiale Geschwindigkeit zeigt eine leichte Erhöhung in den entlasteten Gebieten. Offensichtlich hat die Wandprofilierung eine Änderung des dreidimensionalen Strömungsfeldes auch innerhalb des Strömungskanals bewirkt.

An einem zweistufigen Niedergeschwindigkeitsverdichter mit einer Standardbeschaufelung mit Deckband parametrisierten Heinichen et al. [17] die Nabe des Stators sowohl nicht achsensymmetrisch als auch achsensymmetrisch, um den Eckenwirbel, der durch die Ablösung der Grenzschicht entstand, zu reduzieren. Der polytrope Wirkungsgrad konnte hierdurch um 0,9 % Punkte angehoben werden.

Bei einem sechsstufigen Axialverdichter konnte die Eckenwirbelablösung an einem Stator mit nicht achsensymmetrischer Wandprofilierung unterdrückt werden [8, 18]. Die

optimierte Wandkontur reduzierte den Eckenwirbel und erhöhte den Pumpgrenzenabstand in der numerischen Modellierung um etwa 3 %.

Durch die dreidimensionale numerische Optimierung der Blattkontur und auch der Wände konnten Hergt et al. [19] die Sekundärströmungen einschränken und die Eckenablösungen vermeiden, wie auch durch PIV-Messungen unter transsonischen Bedingungen validiert wurde.

Vertiefungen oder Nuten in der Wandoberfläche können die Strömung leiten und damit Sekundärströmungen abmildern. Die Nuten können bewirken, dass sich der Kanalwirbel von der Saugseitenoberfläche abheben kann und sich an der Wand stabilisiert [20, 21]. Simulationen eines mehrstufigen Verdichters ergaben im Auslegungspunkt und nahe der Pumpgrenze eine signifikante Reduktion der Entropieproduktion und der Eckenablösung, so dass der Totaldruckverlust verringert werden konnte.

Auch nach den Stromlinien ausgerichtete Rillen im Gehäuse können die Entstehung von Eckenwirbeln und Eckenablösungen stark beeinflussen. Yi et al. [22] zeigen in ihrer numerischen Analyse einer ebenen Kaskade mit einer Mach-Zahl am Eintritt von 0,2, dass die Querströmung stark durch die Viskosität beeinflusst wird. Durch eine hypothetisch reibungsfreie Strömung können die Ablösungen vermieden und die Querströmung stark reduziert werden. Durch die Behinderung der Querströmung kann die Ablösung ebenfalls vermindert werden, wie durch unterschiedliche Rillen im Gehäuse nachgewiesen wurde.

Die verwirbelte Abströmung des Eckenwirbels führt auch zu einer erhöhten Ablösegefahr des folgenden Gitters und damit zu einer Absenkung der Pumpgrenze durch eine Nabenablösung [23]. In der Regel ist die Strömung in Wechselwirkung mit den Sekundärströmungen nur dreidimensional voll zu erfassen, insbesondere wenn die Kontur der Wand miteinbezogen werden muss, wie dies von Obaida et al. [24] dargestellt wird, die aufzeigen wie eine Wandkonturierung die Stabilität und den Wirkungsgrad verbessern. Hierzu wird die Oberfläche der Wand über Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen definiert. Über eine Beta-Funktion wird letztendlich der Wandverlauf festgelegt. So zeigen Obaida et al. [24] die Gestaltung der Wand in Ergänzung zur Profilierung auf und geben Hinweise zu deren mathematischer Parametrisierung. Inwieweit sich die Einführung einer Wandstruktur durch eine zusätzliche Optimierung der Blattbelastung über einen weiten Betriebsbereich positiv auf den Wirkungsgrad und den Pumpgrenzenabstand auswirkt, untersuchen Goinis und Nicke [25] anhand der Gehäusestrukturierung, wie im Folgenden noch dargestellt wird.

8.3 Gehäusestrukturierung, „Casing treatment“

Von der vorangehend beschriebenen Profilierung der Wand ist die meist umfangsmäßig symmetrische Gehäuseprofilierung (bzw. Wandkonturierung) zu unterscheiden, bei der durch die Gestaltung der Nabe (bzw. der Gehäusewand) die Verluste der Sekundärströmungen (bzw. der Verdichtungsstöße) reduziert werden. Unter Gehäusestrukturierung, die im englischen Sprachgebrauch auch als „Casing treatment“ bezeichnet wird, versteht man

im Allgemeinen das Einbringen von Kanälen im Gehäuse über dem Laufrad, um den Einfluss des Spaltwirbels auf die Stabilität zu verringern. Im weiteren Sinne vergleichbar ist die Auswirkung der Gehäusestrukturierung mit dem Einblasen bzw. Absaugen am Gehäuse. Allerdings erfolgt bei der Gehäusestrukturierung die Zugabe und Entnahme der Luft im Bereich des Gitters, während die Entnahmestelle bei der Einblasung in höheren Stufen erfolgt oder durch ein gesondertes Gebläse realisiert wird. Deshalb ist trotz gewisser Ähnlichkeit in der Wirkungsweise eine gesonderte Behandlung in unterschiedlichen Kapiteln durchaus gerechtfertigt.

Unter Gehäusestrukturierung soll im Folgenden das Einbringen axialer, umfangsmäßiger oder in einem Winkel zur Maschinenachse geneigter Kanäle in das Gehäuse über dem Laufrad verstanden werden. Zusätzlich können aber unter dieser Maßnahme Stolperkanten, Ausrundungen sowie Nuten gemeint sein. Um diese Maßnahmen effektiv einzusetzen, muss die Aerodynamik grundlegend verstanden sein. So werden beispielsweise die Kanäle auch eingesetzt, um den Eckenwirbel, der durch den Querdruck induziert wird, abzuschwächen. Energiearmes Fluid wird durch den umfangsmäßig anliegenden Querdruck von der Druck- zur Saugseite getrieben. Der treibende Druckgradient kann durch das Anbringen von Nuten abgeschwächt oder verhindert werden.

Durch die Nuten wird vor allem der Spitzenwirbel per se abgeschwächt und damit die Wechselwirkung mit der Hauptströmung verringert, so dass die Ablösegefahr vermindert wird. Allerdings zeigt der Vergleich mit einer glatten Gehäusewand, dass ähnliche Auswirkungen durch eine Verengung des Spaltes erzielt werden können.

8.3.1 Grundlegende Darstellung

Nach Greitzer et al. [26] ereignet sich eine Strömungsablösung, wenn die aerodynamische Belastung aufgrund der hohen Umlenkung zu hoch wird. Die Ablösung reduziert den durchgesetzten Volumenstrom sowie den erzielbaren Druckaufbau. Durch die Erhöhung des Teilungsverhältnisses der Beschaufelung kann der Pumpgrenzenabstand erweitert werden.

Ein Kompressor kann jedoch auch in rotierende Ablösung geraten, wenn die aerodynamische Belastung nicht zu hoch ist. In diesem Fall spielen komplexe Strömungsvorgänge der Blattspitzenumströmung die führende Rolle. Seit Mitte der 1950er-Jahre wird versucht, die Stabilität durch Kanäle im Gehäuse zu verbessern, allerdings auf Kosten des Wirkungsgrades. Um den Arbeitsbereich des Verdichters insbesondere unter Teillastbedingungen zu erweitern, wird durch die Strukturierung der Gehäusewand über den Laufschaufeln die stabile Ausbildung des Spaltwirbels beeinträchtigt. Durch die eingebrachten Strömungskanäle soll der anströmenden, energiearmen Grenzschicht energiereicheres Fluid zugeführt werden. Das treibende Druckgefälle herrscht entweder axial über dem Profil von der Anström- zur Abströmseite oder umfangsmäßig von der Druck- zur Saugseite. Durch die rückgeführte Luft wird die Stromaufwanderung des Spaltwirbels verzögert. Diese Maßnahme erlaubt eine höhere Belastung des Profils im Auslegungspunkt und

einen Betrieb näher der Pumpgrenze. Allerdings besteht die Gefahr, dass der Wirkungsgrad im Auslegungspunkt absinkt. Die Gehäusestrukturierung („Casing treatment“) darf nicht mit der im vorangehenden beschriebenen Gehäuseprofilierung verwechselt werden, bei der durch die Gestaltung der Wand versucht wird, eine möglichst verlustarme Verzögerung im Gitter zu erzeugen.

Ziel der Gehäusestrukturierung ist somit die Erweiterung des Abstandes des Betriebspunktes zur Pumpgrenze oder zum Auftreten des rotierenden Ablösens ohne Beeinträchtigung des Wirkungsgrades. Die Maßnahme muss also einerseits die Mechanismen der Stall-Entstehung beeinflussen, ohne andererseits zusätzliche Leckagen über die Blattspitze hervorzurufen. Die Gehäusestrukturierung wird je nach Bedarf sowohl im Fan, in Niederdruckstufen wie auch in Hochdruckstufen unter trans- und subsonischen Bedingungen eingesetzt. Da durch die Wandstrukturen aufgrund der Dissipation durch Wirbelbildung prinzipiell der Strömungszustand verschlechtert wird, müssen Konfigurationen gesucht werden, die im Auslegungsfall den Wirkungsgrad nicht absenken, unter Teillastbedingungen aber dennoch den Pumpgrenzenabstand erhöhen. Verständlicherweise ist ein Strukturieren des Gehäuses am wirksamsten, wenn der Spitzenbereich der Schaufel hoch belastet ist. Dies erklärt auch Hinweise in der Literatur, dass in manchen Fällen kaum ein Einfluss zu erkennen ist und dass die Kombination von Entlastungsmaßnahmen an der Blattspitze, z. B. durch Pfeilung, mit Gehäusestrukturierung in manchen Untersuchungen nur zur mäßigen Erhöhung des Pumpgrenzenabstandes führte.

Entsprechend der Entstehung des rotierenden Ablösens wird in transsonischen Verdichtern das Phänomen des „blade tip stall“ und das Phänomen des „tip blockage stall“ unterschieden. Wie Wilke und Kau [27, 28] in einer numerischen und experimentellen Studie anhand des NASA Rotors 37 zeigen, können beide Phänomene separat oder kombiniert auftreten, so dass sich die Auswirkungen des Gehäusestrukturierens je nach Verdichter und Drehzahl stark unterscheiden können.

Die Entstehung des „blade tip stall“ wird auf eine Ablösung aufgrund eines sehr spitzen Anströmwinkels speziell in Blattspitzennähe zurückgeführt (Abb. 8.7*oben*), so dass die Strömung insbesondere im Spitzenbereich nicht korrekt der Schaufelkontur folgen kann. Es bildet sich somit eine Ablösezone auf der Saugseite sowie eine starke Verzögerung mit Totwasser stromauf vor der nachfolgenden Druckseite aus. Die Leckageströmung über den Spalt füllt über den Spitzenwirbel auf der Saugseite die Ablösezone aus, so dass die anströmende Hauptströmung blockiert wird. Die Strömungstrajektorien des Spaltwirbels stellen sich parallel zur Einströmungsrichtung ein.

Beim „tip blockage stall“ hingegen entspricht die Hauptströmungsrichtung selbst bei Bedingungen in der Nähe des Abreißens den Designbedingungen. Der Anströmwinkel entspricht dem Winkel der Beschaufelung, die Ablenkung ist mäßig. Bei erhöhter Druckbelastung bildet die Spaltströmung mit dem Spaltwirbel ein Totwassergebiet, evtl. bewirkt durch das Zerfallen des Wirbelkerns, vor dem Kanalstoß, was eine kritische Blockade der Hauptströmung bewirkt. Der Winkel zwischen Trajektorie des Wirbels und der Schaufel ist signifikant größer als der Winkel zwischen Anströmung und Schaufel. „Tip blockage stall“ tritt charakteristisch bei hohen Rotordrehzahlen auf, so dass das Phänomen des

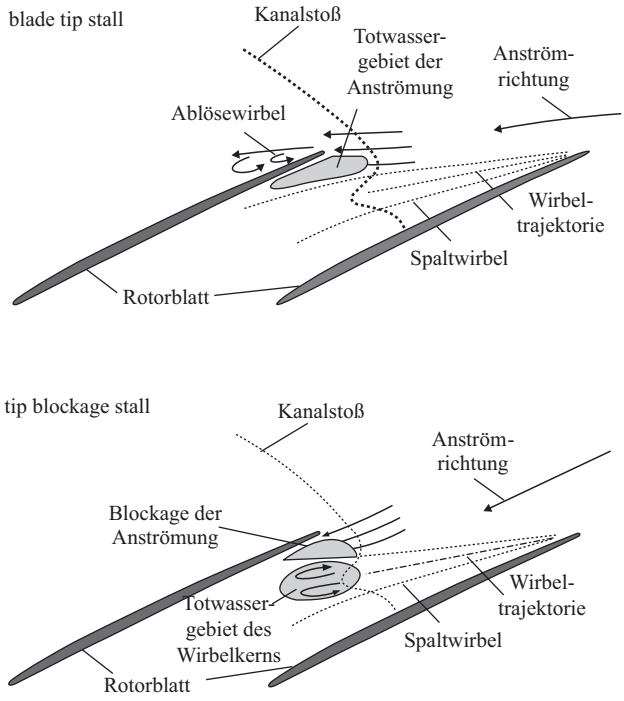


Abb. 8.7 Schema des „blade tip stall“ (*oben*) und des „tip blockage stall“ (*unten*)

Wirbelzerfallens ein charakteristisches Phänomen von transsonischen Verdichtern hoher Drehzahl darstellt [27–35, 36].

Die Wirkungsweise des Hinauszögerns des Wirbelaufplatzens („vortex breakdown“) aufgrund von axialen bzw. umfangsmäßig angebrachten Nuten im Gehäuse oberhalb der Rotorspitzen, wie im folgenden Abschnitt dargestellt wird, untersuchten Wilke und Kau [30] mithilfe stationärer Rechnungen. Sie fanden, dass beide Geometrien zu einer Erhöhung des Pumpgrenzenabstandes führen können.

8.3.2 Umfangsmäßige Gehäusestrukturierung, „Circumferential casing treatment“

In der Regel werden die optimale Form, die Anzahl und die axiale Lage der Umfangsnuten mithilfe von experimentellen oder numerischen Studien bestimmt. Hierbei ist aufgrund der unterschiedlichen Auswirkungen zwischen sub-, trans- und supersonischem Betrieb zu unterscheiden. Deshalb sind auch Befunde ähnlicher Geometrie in unterschiedlichen Studien teilweise widersprüchlich. Im Gegensatz zu axialen Nuten können Umfangsnuten einfacher als stationäres Problem untersucht werden. Allerdings ist die erzielbare Erweiterung des Pumpgrenzenabstandes bei axialen Nuten größer als bei umfangsmäßigen.

Umfangsmäßig eingebrachte Nuten bewirken einen Ausgleich der Spaltströmung über die Nuten und schwächen damit den entstehenden Spaltwirbel ab, so dass es erst bei höherer Belastung zum Wirbelaufplatzen („vortex breakdown“) kommt (Abb. 8.8). Dadurch, dass ein Teil der Spaltströmung in die umfangsmäßigen Nuten ausweichen kann, wird der eigentliche Spaltwirbel abgeschwächt [29, 30].

In den Nuten wird durch die Bewegung des Laufrades eine Umfangsgeschwindigkeit induziert. Die Grenzschicht der ruhenden Gehäusewand behindert die Ausbildung des Spaltwirbels zusätzlich. Bereits Takata und Tsukuda [37] schlossen aus ihren Untersuchungen, dass durch diese Phänomene die Ablösegrenze hinausgezögert wird.

Allerdings führt die Gehäusegrenzschicht in Wechselwirkung mit dem Spaltwirbel zu den Ablösungen. Deshalb konnten Shabir und Adamczyk [38] in ihrer numerischen Studie zeigen, dass die Ablösegrenze verbessert wird, wenn der energiearmen Grenzschicht in den Umfangsnuten wieder Energie zugeführt wird. Außerdem konnte erkannt werden, wie jede einzelne Nut den axialen Impulsstrom radial zur Grenzschicht transportiert.

Auch Zhu et al. [39] untersuchten die optimale axiale Lage von umfangsförmigen Nuten über der Laufschaufel an einem zweistufigen Axialkompressor. Basierend auf einem Stabilitätskriterium zur Abschätzung der Stallgrenze konnten sie die gute Vorhersagegenauigkeit des Stabilitätslimits nachweisen. Die Stabilität der kritischen Stufe konnte mithilfe der Umfangsnuten signifikant verbessert werden.

Sowohl die Anzahl als auch die Geometrie und die axiale Position der Umfangsnuten beeinflussen den Pumpgrenzenabstand und den Wirkungsgrad der Verdichterstufe. Außerdem ist für den Einfluss die Verteilung der axialen und radialen Belastung des Rotorblatts maßgebend. Erste Studien zur numerischen Optimierung der Nuten wurden von Choi et al. und Carnie et al. [40, 41] publiziert. Sie optimierten den NASA Rotor 37, indem sie die Weite und Tiefe einer Nut, respektive von sechs Nuten variierten, wobei der Pumpgrenzenabstand ohne Wirkungsgradeinbuße verbessert werden konnte.

Axiale Variationen einer einzelnen Nut an zwei subsonischen Verdichtern in numerischen und experimentellen Untersuchungen von Houghton und Day [42, 43] ergaben zwei ausgezeichnete Stellen, um den Pumpgrenzenabstand zu erhöhen. Einerseits erwies sich eine Position in der Nähe der Vorderkante, andererseits auf halber Sehnenlänge als ausgesprochen wirksam. Flachere Nuten führten auf höhere Wirkungsgrade bei geringerer

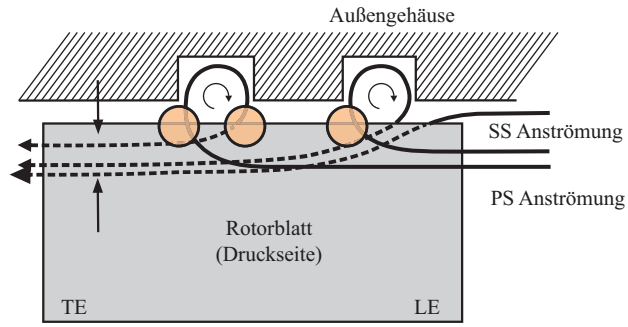


Abb. 8.8 Wirkungsweise umfangsmäßiger Schlitze zur Erhöhung des Pumpgrenzenabstandes (*SS* Saugseite, *PS* Druckseite, *LE* Vorderkante, *TE* Hinterkante)

Verbesserung der Pumpgrenze. Auch Zhang et al. [44] zeigen durch Variation der Geometrie anhand detaillierter experimenteller und numerischer Studien die Möglichkeit der Erhöhung des Pumpgrenzenabstandes durch umfangsmäßige Nuten über dem Laufrad eines subsonischen einstufigen Verdichters.

Numerische und experimentelle Studien des ersten Rotors eines zweistufigen Kompressors von Rabe und Hah [45] zeigten, dass bei transsonischen Verdichtern tiefe Nuten flachen überlegen sind. Zusätzlich ergab sich, dass zwei Nuten im axial vorderen Bereich des Profils bessere Ergebnisse lieferten im Vergleich zu fünf gleichmäßig über die gesamte axiale Erstreckung verteilte, so dass sie folgerten, dass die erweiterte Pumpgrenze durch die Beeinflussung der lokalen Strömung der Druckseite in der Nähe der Vorderkante bewirkt wird, bemerkbar durch den reduzierten Anströmwinkel in diesem Bereich. Nach den numerischen Untersuchungen von Perrot et al. [46] kommt ebenfalls primär der Nut in der Nähe der Vorderkante die entscheidende Bedeutung zu, während die stromabwärtigen Nuten die Trajektorien des Spitzenwirbels kaum beeinflussen. Sie erklären die Anhebung der Pumpgrenze durch die stromaufwärtige Verschiebung der Entropieproduktionsfront zwischen Haupt- und Sekundärströmung des Spaltes, so dass die Wirbelzone reduziert wird.

Die Auswirkungen von mehreren Umfangsnuten auf die Pumpgrenze eines einstufigen transsonischen Verdichters untersuchten Müller et al. [47, 48] sowohl experimentell als auch numerisch. Die untersuchten Konfigurationen erhöhten durchwegs den Pumpgrenzenabstand bei kaum beeinträchtigtem Wirkungsgrad unter verschiedenen Betriebsbedingungen. Die höchste Auswirkung zeigten hier ebenfalls tiefe Umfangsnuten, allerdings im Hinterkantenbereich der Laufschaufel. Der auf den Massendurchsatz definierte Pumpgrenzenabstand s_{rel}

$$s_{rel} = \frac{\dot{m}_{pe} - \dot{m}_{stall}}{\dot{m}_{pe}} \tag{8.2}$$

mit dem Massentrom am Wirkungsgradextremum $\dot{m}_{pe}$ und bei Beginn der Ablösung $\dot{m}_{\mathrm{stall}}$ konnte bis zu 56,1 % gegenüber der glatten Gehäusewand erhöht werden. Mit drei Umfangsnuten stieg der Wirkungsgrad bei der Auslegungsdrehzahl leicht an. Die numerischen Untersuchungen zeigten, dass durch die zusätzliche Leckage der Umfangsnuten das Aufrollen des Spaltwirbels abgeschwächt wird, so dass ein Einbinden der energiearmen Grenzschicht in die folgende Kanalströmung hinausgezögert und damit die Ablösegefahr verringert wird.

Umfangreiche numerische und experimentelle Untersuchungen von Umfangsnuten unterschiedlicher Anzahl und Geometrie wurden auch von Wu et al. [49] durchgeführt.

Goinis und Nicke [25] hingegen optimierten numerisch mithilfe eines genetischen Algorithmus einerseits die Geometrie und Lage der Umfangsnut, untersuchten aber zudem den Einfluss der Kombination mit mehreren Nuten und passten vor allem anschließend die Belastung des Rotors an. Optimiert wurde die erste Stufe inkl. der IGV eines vierstufigen, transsonischen Versuchsverdichters, der bei Johann et al. [50] beschrieben wird. Bereits Greitzer et al. [26] wiesen darauf hin, dass die Wirksamkeit einer Wandkonturierung stark

von der radialen Verteilung der Belastung über den Rotor abhängt, d. h. dass die Pumpgrenze am stärksten beeinflusst wird, wenn die Belastung an der Blattspitze kritisch ist. Die Analyse des Rotors durch Goinis und Nicke [25] zeigte, dass dies für den verwendeten Rotor über einen weiteren Betriebsbereich der Fall ist. Die Optimierung der Nuten, wie auch des Blattes wird für mehrere Betriebspunkte sowohl in der Nähe der Pumpgrenze wie auch unter Auslegungsbedingungen für zwei Drehzahlen durchgeführt. Das Rotorblatt wird über ein radiales Fädeln einzelner Profile aufgebaut. Die Geometrie des Profils wird über die zu variierenden Parameter Staffelungswinkel β_s, Vorder- β_{LE}, bzw. Hinterkantenwinkel β_{TE}, sowie über Parameter der Spline-Funktion der Saugseite und der Dicken- und Vorderkantenverteilung definiert. Die Kontur des Außengehäuses sowie der Nut wird über zehn Parameter zur Variation freigegeben. Als Zielfunktion wurde der Wirkungsgrad sowie der Pumpgrenzenabstand

$$s = \frac{\prod_{\text{tot,OP5}}}{\prod_{\text{tot,OP3}}} \cdot \frac{\dot{m}_{\text{OP3}}}{\dot{m}_{\text{OP5}}} - 1 \tag{8.3}$$

gesetzt. Die Optimierung der Rotorgeometrie führte auf eine Erhöhung des Wirkungsgrades um 0,5 %-Punkte bei einer Erweiterung des Pumpgrenzenabstandes um 25 %-Punkte, während die Gehäusekontur den Wirkungsgrad um 0,15 %-Punkte und den Pumpgrenzenabstand um 13 %-Punkte verbesserte. Hierbei wird betont, dass das Optimum und die Paretofront stark von den jeweiligen Beschränkungen der flukturierenden Parameter abhängt. Die optimale Blattgeometrie wies eine Vorwärtspfeilung zur Entlastung im Spitzenbereich auf, was darauf hinweist, dass die Optimierung nicht nur den Spitzenbereich betrifft, sondern auch in den Strömungskanal hineinwirkt.

Die Optimierung des Blattes bezüglich der Pumpgrenze bewirkt offensichtlich einen Ausgleich der radialen Verteilung der Belastung über das gesamte Blatt [25]. Auch die Optimierung der Gehäusekontur führte letztendlich auf eine Entlastung im Spaltbereich, so dass die Entropieproduktion der Wechselwirkung des Spaltwirbels mit der Stoßfront in Wandnähe deutlich abgesenkt wurde. Die Optimierung einer einzelnen Umfangsnut führte auf keine Erhöhung des Wirkungsgrades bei einer Erweiterung des Pumpgrenzenabstandes um 7 %-Punkte, wobei sich eine relativ flache Nut mit schräger, einem Parallelogramm ähnlicher Geometrie ergab. Die Wirkung der Nut ähnelt derjenigen der Gehäusekontur, da sie vorwiegend auf die Wechselwirkung des Spaltwirbels mit der Stoßfront einwirkt. Eine axiale Verschiebung der Nut zeigte, dass lediglich die Position an der Vorderkante eine Verbesserung der Pumpgrenze zeigte. Deutlich wird erkennbar, dass eine einfache Übertragung einer Umfangsnut nicht möglich ist, sondern die jeweils spezielle Belastung des Rotors in Zusammenhang mit dem Gehäuse zu berücksichtigen ist.

Die Erweiterung der Blattspitzenspalte durch den Betrieb des Verdichters führt auf eine Minderung des Wirkungsgrades und eine Einschränkung des Betriebsbereiches. Souleimani et al. [51] zeigten in einer numerischen Studie, dass mit Umfangsnuten mit dreieckigem Querschnitt die Sensitivität von Wirkungsgrad und Betriebsbereich gegenüber der Vergrößerung des Spaltes deutlich reduziert werden kann, wobei die Änderung der Leistungsdaten aufgrund der Nuten akzeptabel abfallen.

Experimentelle und numerische Untersuchungen einer umfangsförmigen Nut an einem mehrstufigen Niedergeschwindigkeitsverdichter führten Rolfes et al. [52] unter zwei Spaltweiten, 1,2 % bzw. 5 % der Schaufelhöhe, durch. Die umfangsmäßige Nut befand sich in etwa axial in der Mitte der Sehnenlänge, da sich hier herausstellte, dass die axiale Lage der Nut im Bereich der Sehnenlänge keinen nennenswerten Einfluss auf den Blattspitzenwirbel zeigte. Bei der niedrigen Spaltweite von 1,2 % floss ein Großteil der Spaltströmung über die Nut. Das Ausweichen der Spaltströmung über die Nut reduzierte den Spitzenwirbel so stark, dass er bereits innerhalb des Schaufelkanals dissipierte, was die Kanalblockierung erhöhte. Deshalb sanken sowohl das Totaldruckverhältnis als auch der Wirkungsgrad leicht ab. Eine leichte Einschränkung des Betriebsbereiches wurde ebenfalls beobachtet, da die Umfangsnut bei der geringen Spaltweite die Wechselwirkung des Spitzenwirbels mit der Hauptströmung nicht stark genug reduzierte. Bei einer Spaltweite von 5 % hingegen zeigte sich ein deutlich höheres Druckverhältnis und ein höherer Wirkungsgrad. Der relative Anteil der Spaltströmung, der über die Umfangsnut ausweicht, ist deutlich geringer. Eine wellenähnliche Strömungsstruktur innerhalb und außerhalb der Nut verzögert die Wechselwirkung der Leckage mit der Hauptströmung. Die Autoren folgern deshalb, dass Umfangsnuten besonders in den hinteren Stufen von Verdichtern geeignet sind, bei denen zwangsweise aufgrund der kurzen Schaufeln höhere relative Spaltweiten auftreten.

8.3.3 Axiale Gehäusestrukturierung, „axial casing treatment“

Neben Umfangsnuten kommen auch axiale Nuten in der Gehäusewand zum Einsatz. Wie bereits dargelegt, ist die Erhöhung des Stufendruckverhältnisses, um bei kompakter Bauweise ein möglichst hohes Druckverhältnis zu erzielen, ein Hauptziel der Auslegung von Kompressoren. Hierbei ist der Pumpgrenzenabstand beschränkend, so dass Designmaßnahmen wie Casing treatment zum Einsatz kommen, um den Pumpgrenzenabstand unter Inkaufnahme eines möglichst geringen Wirkungsgradverlustes anzuheben [53]. Wie bereits von Greitzer et al. [26] gezeigt wurde, erhöhen im Gehäuse in Axialrichtung eingebrachte oder auch gegen die Axialrichtung geneigte Nuten den Pumpgrenzenabstand bei leichten Wirkungsgradeinbußen erheblich. Nuten, die lediglich im Anströmbereich der Laufschaufeln angebracht sind, sind bezüglich des Wirkungsgrades bei gleichen Auswirkungen auf die Verbesserung des Pumpgrenzenabstandes vorteilhafter. Die Untersuchungen von Azmian et al. [54] ergaben ein Optimum, wenn die Längsnuten auf ca. 70 % der Schaufellänge angebracht wurden. Andere Maßnahmen hingegen, die den Wirkungsgrad erhöhen, verringern in der Regel den Pumpgrenzenabstand. Smith und Cumpsty [55] fanden, dass Nuten, die lediglich im Anströmbereich der Laufschaufeln angebracht sind, bezüglich des Wirkungsgrades bei gleichen Auswirkungen auf die Verbesserung des Pumpgrenzenabstandes vorteilhafter sind. Die Untersuchungen von Azmian et al. [54] hingegen ergaben ein Optimum, wenn die Längsnuten ca. 70 % der Schaufellänge einnahmen.

Axiale Nuten induzieren einen zum Spaltwirbel gegenläufigen Wirbel innerhalb der Nut, der ebenfalls das Wirbelaufplatzen hinauszögert (Abb. 8.9), indem die axialen Wirbel in den Nuten der Spaltwirbel in axialer Richtung begünstigen. Insbesondere die starke Abschwächung des Aufrollens der ankommenden Strömung durch die Spaltströmung bewirkt die Verhinderung des rotierenden Ablösens.

Die Hauptstrategie der Auslegung der Gehäusestrukturierung muss somit nach Wilke und Kau [30] sein, die Blockierung des Strömungskanals und des Totwassers durch die Spaltleckage zu minimieren und die Zuströmung am Gehäuse in den Auslegungswinkel der Schaufelspitze zu lenken, um eine zu hohe aerodynamische Belastung zu verhindern. Das Totwasser, das durch die Spaltleckage hervorgerufen wird, kann durch die Reduktion dieser Leckage gedämpft werden. Hierzu untersuchten Wilke und Kau [27, 28, 31] detailliert die gegen die Maschinenachse geneigte Ausrichtung axialer Kanäle im Gehäuse über der Laufschaufel. Die Anpassung des Anströmwinkels an der Blattspitze erfordert eine lokal starke Zunahme der Hauptströmung, was prinzipiell durch das Zuführen von zusätzlicher Luft geschehen kann, die stromab dem Kanal entnommen wurde. Da das im vorigen Abschnitt beschriebene „tip blockage stall“ prinzipiell bei höheren Durchsätzen im Vergleich zum „blade tip stall“ auftritt, ist es einsichtig, dass Verdichter, bei denen die Stabilität primär hierdurch beeinflusst wird, im Vergleich zum Auftreten des „blade tip stall“ besser durch axiale Nuten stabilisiert werden können.

Wilke und Kau [30] untersuchten numerisch den Einfluss unterschiedlicher Geometrie auf das Kennfeld (Abb. 8.10). Sie fanden, dass die Effektivität dieser Maßnahme stark von

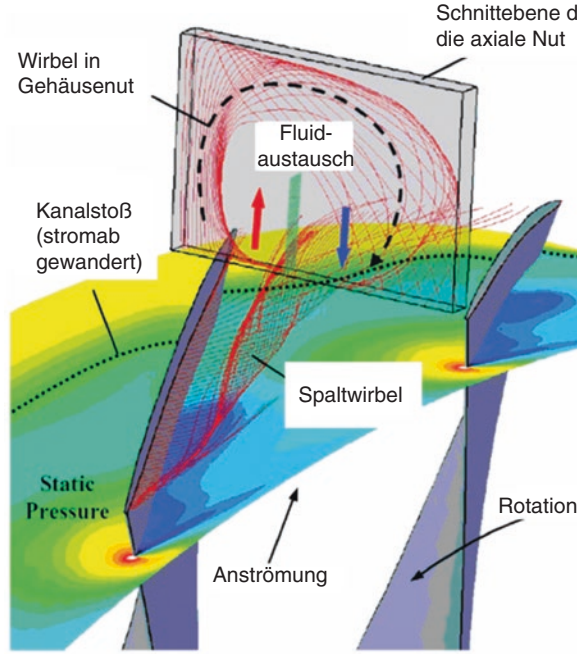


Abb. 8.9 Wirkungsweise axialer Schlitze zur Erhöhung des Pumpgrenzenabstandes; Rechnung bei 88 % relativer Drehzahl und maximalem Wirkungsgrad [30]

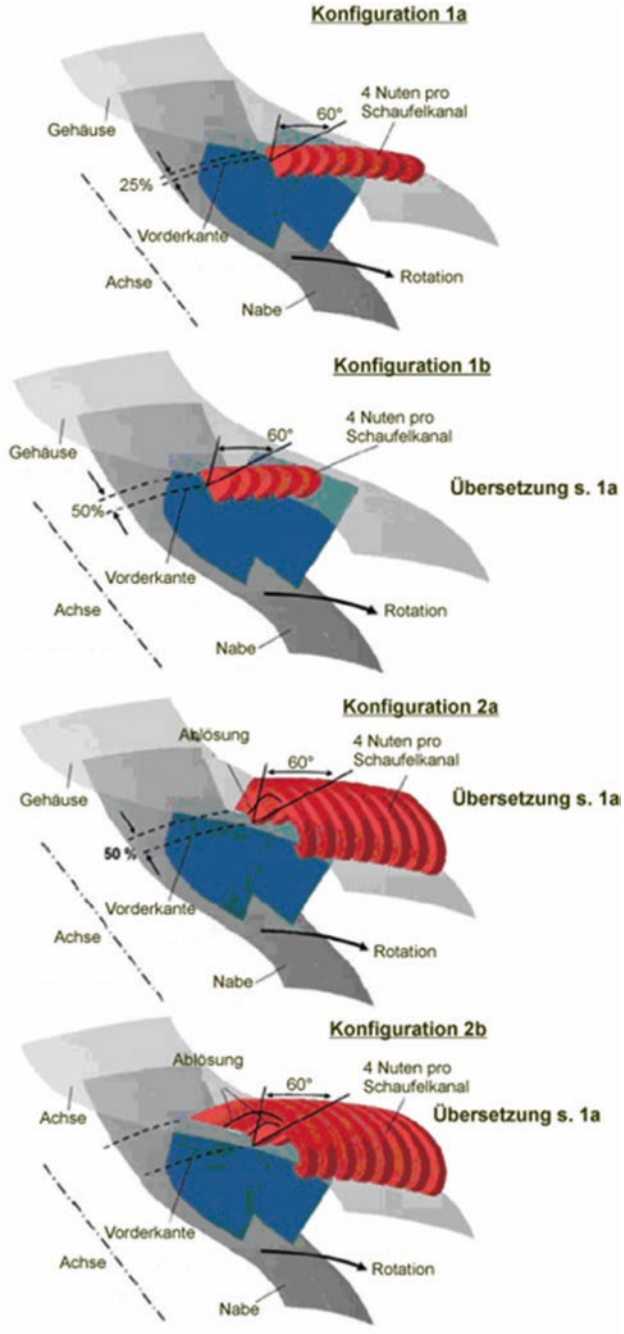


Abb. 8.10 Geometrien von Casing treatment nach [56] mit unterschiedlicher axialer Entnahmeposition

der jeweiligen Entnahmeposition, d. h. vom axialen Beginn der Nut und von den spezifischen Betriebsbedingungen kurz vor dem Ablösen abhängt. Die besten Resultate erzielten sie bei Konfigurationen, die aufgrund des Phänomens „tip blockage stall“ instabil wurden und die zusätzlich eine konvex ausgeformte Einlaufkontur aufwiesen, da hier das durch die Kanäle rezirkulierende Fluid zusätzlich durch den Impuls der Hauptströmung unterstützt wurde.

Sowohl der Wirkungsgradverlust, als auch das Durchsatzverhalten können durch die Anordnung der Nuten ausschlaggebend beeinflusst werden. Bei optimierter Anordnung lassen sich Konfigurationen finden, die mit kaum merklichem Wirkungsgradverlust die Stabilität erhöhen (Abb. 8.11).

Ma et al. [57] untersuchten den Einfluss der Geometrie axialer Spalte an einem dreistufigen Niedergeschwindigkeitsverdichter sowie an einem zweistufigen transsonischen Verdichter mit einer numerischen Studie. Basierend auf dem Modell der Mischverluste von Denton [58] geben sie eine Korrelation der Spitzenverluste an, die proportional der dritten Potenz des Leckagestromverhältnisses ist. Im Niedergeschwindigkeitsverdichter ist der Leckageverlust dominierend. Der Abfall des Wirkungsgrades ist in etwa proportional dem Leckageverlustkoeffizienten und umgekehrt proportional der Anzahl der axialen Schlitze. Die Autoren finden eine optimale Schlitzhöhe und Breite in Abhängigkeit der Spalthöhe. Für den transsonischen Verdichter hingegen treten mehrere Verlustquellen auf, die sich in drei lokale Positionen aufteilen lassen. Die Eindüsung durch die Schlitze vor dem Rotor und in etwa 30 % axialem Verlauf reduziert sowohl die Verluste der Leckage als auch des Verdichtungsstoßes. In einer axialen Position von 30–70 % tritt vermehrte Mischung mit entsprechenden Verlusten auf, insbesondere auch aufgrund der Wechselwirkung mit dem Kanalstoß. Die Reduktion der Schlitzanzahl oder -breite vermindert die Wirkungsgradverluste im transsonischen Verdichter.

Anhand numerischer Untersuchungen eines subsonischen Niedergeschwindigkeitsverdichters können die Auswirkungen der umfangsmäßig oder axial eingebrachten Nuten dahingehend erklärt werden, dass der Spaltwirbel innerhalb der Stufe deutlich stromab

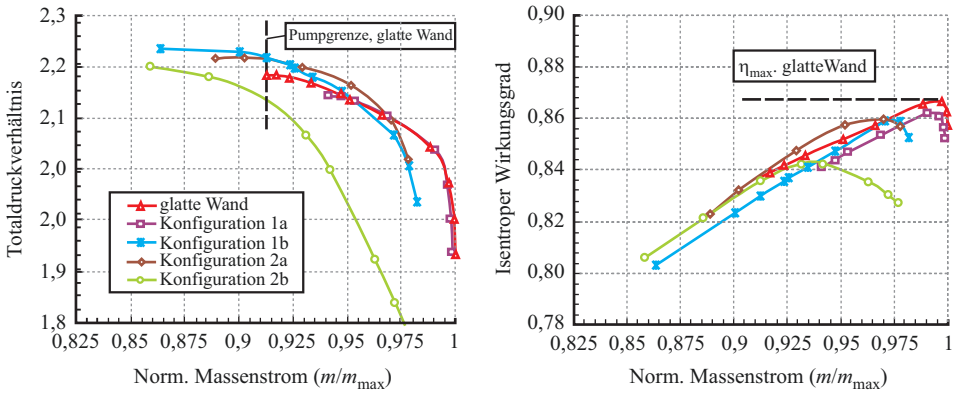


Abb. 8.11 Einfluss des Casing treatment (Abb. 8.10) auf das Verdichterkennfeld [56]

geschoben wird, so dass sich der Beginn des rotierenden Ablösens verschiebt und der Pumpgrenzenabstand verbessert wird [59].

Neben der axialen Ausrichtung können die Nuten auch leicht in Umfangsrichtung geneigt eingebracht werden. Durch um 45° gegen die radiale geneigte, halbkreisförmige Nuten konnten Müller et al. [60] die Pumpgrenze eines transsonischen Verdichters bei reduziertem Druckverhältnis um 23 % erweitern. Mithilfe einer in Anströmrichtung zeigenden Nut der axialen Gehäusestrukturierung konnte die Erhöhung des Pumpgrenzenabstandes (stall) am Laufrad eines einstufigen subsonischen Niedergeschwindigkeitskompressors experimentell wie auch numerisch deutlich nachgewiesen werden [61] (Abb. 8.12).

Die Kombination von schrägen Nuten im Zulauf und vorderen Profilbereich, die axial auslaufen, erhöhten den Pumpgrenzenabstand ohne den isentropen Wirkungsgrad nennenswert zu reduzieren. Zusätzlich zeigte sich, dass die axiale Erstreckung der Nuten in Relation zur Schaufelbreite ein sensitiver Parameter für die Wirksamkeit dieser Stabilitätsmaßnahme ist.

Emmerich et al. [62] zeigten experimentell an in Umfangsrichtung geneigten Nuten mit axialem Auslauf, die zusätzlich in einem Plenum enden, die Wirksamkeit zur Anhebung der Pumpgrenze um nahezu 50 %, allerdings bei Wirkungsgradeinbußen von 1,4 % unter Volllastbedingungen an einer subsonischen Verdichterstufe. Derartige Wirkungsgradeinbußen sind allerdings bei heutigen Effizienzforderungen zur Einsparung von Kraftstoffen auch bei großem Gewinn an Pumpgrenzenabstand nicht tolerierbar.

Die numerische Nachrechnung mit dem 3D URANS Code TASCFlow 2.12 mit einem Standard k-ε Modell für hohe Reynolds-Zahlen und einer logarithmischen Wandfunktion ergab ebenfalls den Abfall des Wirkungsgrades dieser Kombination unter Volllastbedingungen und unter Teillastbedingungen ohne Wirkungsgradeinbußen [63].

Durch die detaillierte Kenntnis des Strömungsfeldes lässt sich die stabilisierende Wirkung der geneigten Kanäle dadurch erklären, dass das mit einem hohen radialen Impuls an der Stelle höchster Mach-Zahl in unmittelbarer Nähe der Saugseite wieder zugeführt wird. Der zugeführte Strahl ist direkt gegen die ablösegefährdeten Gebiete gerichtet, so dass bis zu einer radialen Blattlänge von ca. 20 % die Ablösung durch zusätzlichen Energieeintrag verhindert wird. Hierdurch wird der Spaltwirbel im Hauptkanal gedämpft. Die Entnahme-



Abb. 8.12 Axiale und gebogene Nuten zum Casing treatment [61]

stelle beeinflusst nahezu die gesamte Breite des Kanals, indem die energiearme Grenzschicht des Spaltwirbels abgesaugt wird. Somit wird die Blockade reduziert, was ebenfalls den korrekten Anströmwinkel zur Schaufel begünstigt. Strömungsverluste innerhalb der Rückführkanäle entstehen durch starke Umlenkungs- und Reibungseinflüsse, während das Plenum Schwankungen ausgleicht und für einen konstanten Rückfluss sorgt.

Eine geometrisch aufwendigere Methode zur Erhöhung des Abstandes zum rotierenden Ablösen wurde bereits von Ivanov [64] vorgeschlagen und von Miyake et al. [65] experimentell untersucht. Die Rückführung der Grenzschichtluft aus dem Blattspitzenbereich erfolgt in dieser Anordnung nicht durch einfache Nuten, sondern über längsgeschlitzte Röhrensysteme, die durch ein umlaufendes Profil von der Hauptströmung getrennt sind. Hill et al. [66] nahmen die Untersuchung dieser Geometrie wieder auf und fanden einen Einfluss des Staffelungswinkels auf die Wirkung der Gehäusestrukturierung. Die Untersuchungen ergaben, dass die rotierende Ablösung des untersuchten Fans komplett vermieden werden kann.

Um einen möglichst weiten Betriebsbereich ohne Wirkungsgradeinbußen und ohne zusätzliche Lärmerzeugung zu erzielen, untersuchten Nishioka et al. [67] experimentell den Einfluss unterschiedlicher Spaltverhältnisse und Staffelungswinkel in einer Nieder- und Hochgeschwindigkeitsverdichter-Fanstufe mit dieser Gehäusestrukturierung, die möglichst

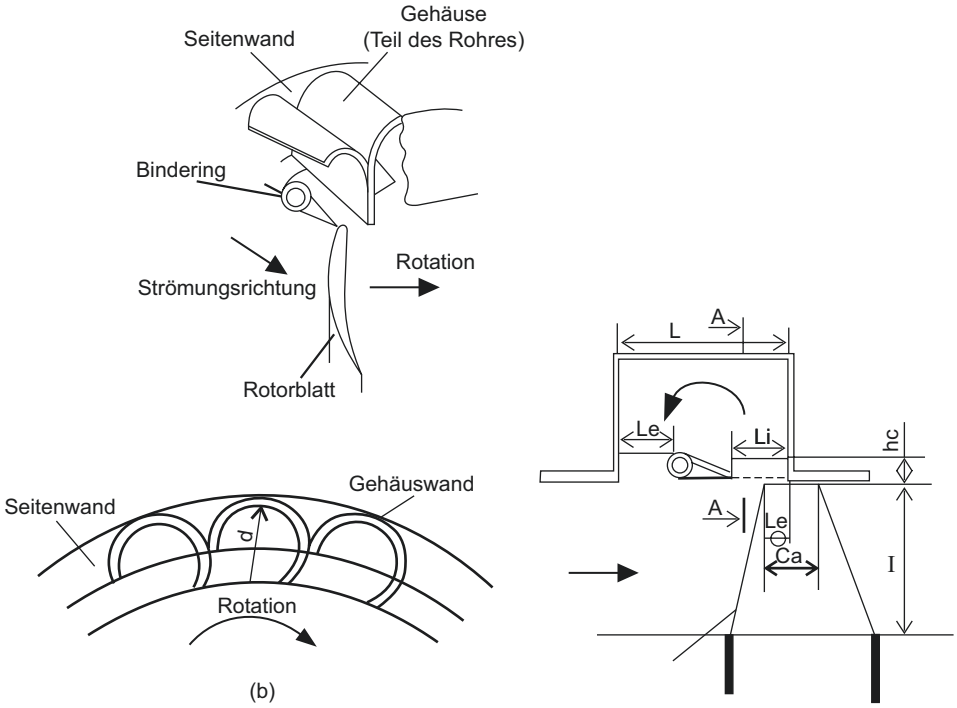


Abb. 8.13 Ablösestruktur (air separator) zur Erhöhung des Abstandes zum rotierenden Ablösen, nach [67]

verlustfrei die Anströmung ausrichten soll und die verdrallte Rückführung von Fluid aus dem Blattspitzenbereich in die Zuströmung bewirkt (Abb. 8.13). Hierbei stellt das Volumen der Rückführung eine zu optimierende Größe dar, da ein zu kleines Volumen die Rückströmung blockiert und die Wirkung dadurch reduziert. Auch die Ein- und Austrittsflächen dürfen die Rückströmung nicht zu stark drosseln.

Die Experimente zeigen, dass der Wirkungsgrad neben dem Spaltverhältnis noch von der Position der Struktur relativ zur Blattbreite abhängt. Über die Messung der Druckverteilung hinter dem Fan konnte gezeigt werden, dass die Struktur die Blockierung an der Blattspitze verringert und dadurch die rotierende Ablösung verzögert. Der Abstand zur Abreißgrenze wird bei den verschiedenen Abweichungen zum Auslegungsstaffelungswinkel im Betriebsbereich deutlich erhöht (Abb. 8.14).

Der Abstand zur Ablösung, wie auch die Erhöhung des Druckverhältnisses sind unabhängig vom Spaltverhältnis. Wie erwartet sinkt bei erhöhtem Abstand zur rotierenden Ablösung der Wirkungsgrad. Die Lärmemission, die bei optimalen Abmessungen wie der Wirkungsgrad um bis zu 20 % reduziert werden könnte, zeigt sich hingegen unabhängig von der axialen Position der Abtrennung, sinkt aber bei erhöhtem Spaltverhältnis deutlich ab.

Variationen der Kanalhöhe der Eindüsung über ein rückführendes axiales Casing treatment im Bereich des 2- bis 6-Fachen der Spalthöhe auf einem Umfang von 83–25 % führten Wang et al. [68] sowohl numerisch als auch experimentell an einem subsonischen

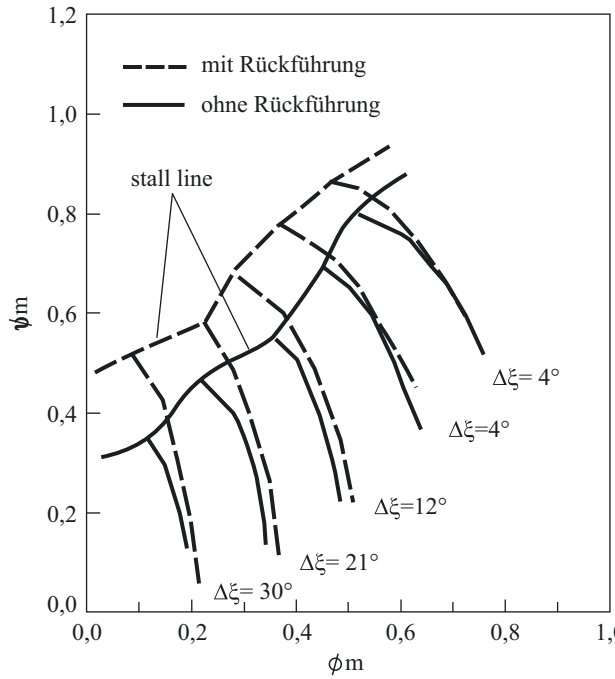


Abb. 8.14 Einfluss der Abweichung vom Staffelungswinkel auf die Erhöhung des Abstandes zum rotierenden Abreißen eines zweistufigen Fans, nach [67]

Axialverdichter durch. Sie konnten zeigen, dass eine moderate Eindüsungskanalhöhe und eine möglichst große Erstreckung im Umfang die Stabilität deutlich erhöhen.

Chen et al. [69] experimentierten mit einer Niedergeschwindigkeitsstufe, um die Auswirkungen axial ausgerichteter Nuten auf die Strömungsstrukturen sowie auf das Druckverhältnis und den Pumpgrenzenabstand zu analysieren. Die vier halbkreisförmigen Nuten pro Teilung des Rotors waren gegen die Radiale um 45 % geneigt, so dass sich ein Parallelogramm-förmiger Strömungskanal ergab. Die Nutentiefe betrug 65 % der axialen Sehnenlänge. Die Nuten befanden sich stromaufwärts des Rotors mit einer 30 % Überlappung mit der Rotorbeschaufelung. Durch die Nuten konnte die Spaltströmung beim Abreißen aufgrund der pulsierenden Nutenströmung um 40 % reduziert werden [69]. Allerdings fiel auch das maximale Druckverhältnis merklich ab.

Streit et al. [70] zeigen, dass bei geeigneter Stabilisierungsmaßnahme die Belastung des Profils erhöht werden kann. Bei den meisten untersuchten transsonischen Verdichtern die mit Casing treatment ausgestattet waren, wurde das Ablösen der Strömung durch die Spaltströmung an der Schaufelspitze bewirkt. Mit steigender Belastung wird die Spaltströmung und damit die Ablösegefahr verstärkt. Insbesondere bei höherer Androsselung erhöht sich durch die Wechselwirkung verstärkter Spaltströmung mit der Reduktion der Hauptströmung die Ablösegefahr. Zusätzlich interagiert der Ablösewirbel mit dem Spaltstoß. Liegt der statische Druck auf der Achse des Spaltwirbels unterhalb des Staudruckes, so kann sich ein freier Staupunkt ausbilden, der zu einem Wirbelaufplatzen führt [30]. Deshalb untersuchten Suder et al., Khalegi et al. [71, 72] sowie Hathaway [73] Eindüsungen an der Blattspitze, die eine Reduktion der Belastung bewirken.

Obwohl die Wirkungsweise des Casing treatments bekannt ist und inzwischen gelegentlich auch in neu entwickelten Verdichter zur Anwendung kommt, erfolgen weiterhin detaillierte Untersuchungen der 3D-Strömungen in Wandnähe, insbesondere unter transsonischen Bedingungen. So untersuchen Guinet et al. [74] eine 1,5-Stufe eines transsonischen tip-kritischen Rotors mit einem Durchfluss von 0,27–0,8 % numerisch anhand von URANS mit einem Casing-treatment-Kanal, der über eine Rückführung verdichtete Luft vor die Laufreihe eindüst. Speziell werden das Düsenöffnungsverhältnis sowie die axial bzw. tangentiale Ausrichtung der Eindüsung als mögliche Designparameter, die die Einmischung der Spaltströmung in die Hauptströmung charakterisieren, analysiert.

Die Wirkungsweise von axialen Nuten auf die Pumpgrenze und den Wirkungsgrad untersuchte Hah [75] im Detail an einer ein und einhalbstufigen Niedergeschwindigkeitsstufe bei einem großen Blattspitzenspalt experimentell mit Stereo-PIV sowie numerisch anhand von LES. Deutlich erkennbar in den Rechnungen ist die Abschwächung der Ausbildung des Spitzenwirbels beim Vorbeistreichen der Blattspitze an der Nut. Die Spaltströmung fließt in die Nut und verhindert so eine Überlagerung mit der ankommenden Gehäusegrenzschichtströmung, so dass der Spitzenwirbel stark geschwächt wird. Diese Verringerung des Spitzenwirbels trägt hauptsächlich zur Erhöhung der Pumpgrenze bei. Die auf der Anströmrichtung aus den Nuten austretende Strömung erhöht die Fehlanströmung auf die Blattspitze und damit die Beladung in Spitzennähe, was zu einer Verringerung des Wirkungsgrades und zu einem geringeren Druckverhältnis führt. Bei höheren

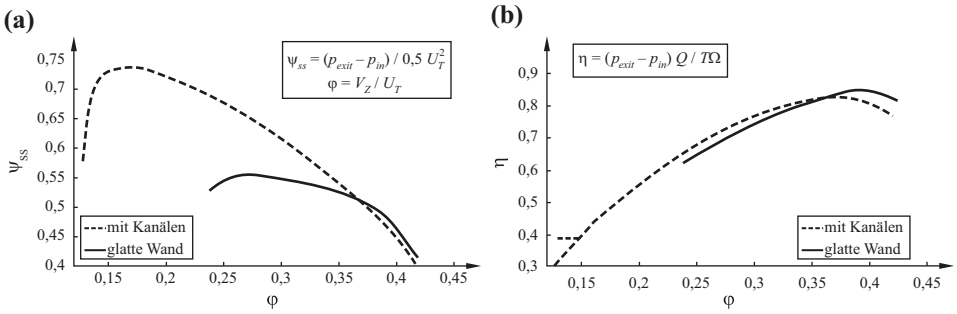


Abb. 8.15 Änderung des Druckverhältnisses (**a**) und des Wirkungsgrads (**b**) durch axiale Nuten, Ψ_{SS} statischer Druckerhöhungskoeffizient, φ Strömungskoeffizient, nach [76]

Durchsätzen überlagert sich allerdings die ankommende Strömung der Nutenströmung, so dass es mit Axialnuten sogar zu einer erhöhten Spaltströmung kommen kann.

In ihren experimentellen Untersuchungen von axialen Nuten eines 1½-stufigen Kompressors, deren Kanalwände schräg gegen die Radiale ausgerichtet waren, zeigten Chen et al. [76], dass sich der Wirkungsgrad bei höheren Druckverhältnissen gegenüber der unbearbeiteten Gehäusewand nicht verschlechtert. Durch die stark erhöhte Stabilitätsgrenze lassen sich deutlich höhere Druckverhältnisse erzielen, allerdings bei sinkendem Wirkungsgrad (Abb. 8.15).

Dieses Verhalten kann durch detaillierte Messungen der Wechselwirkung der Spitzenumströmung mit der Nutenströmung in Verbindung mit der Gehäusegrenzschicht plausibel erklärt werden.

Literatur

1. Wu C-H (1952) A general theory of three-dimensional flow in subsonic and supersonic turbomachines of axial-, radial-, and mixed-flow types, NACA TN 2604
2. Hoeger M, Sievers N, Lawerenz M (2001) On the performance of compressor blades with contoured endwalls. In: Proceedings of 4th european conference on turbomachinery: fluid dynamics and thermodynamics, Florence, Italy, S 711–722.
3. Chen PP, Qiao WY, Hashimu SFA, Shi PJ, Zhao L (2011) Passive control of hub-corner separation/stall using axisymmetric-Hub contouring. Proc Inst Mech Eng G J Aerosp Eng 226(10):1214–1224
4. Reising S, Schiffer HP (2009) Non-axisymmetric end wall profiling in transonic compressors. part 1: improving the static pressure recovery at off-design conditions by sequential hub and shroud end wall profiling. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2009-59133, Barcelona, Spain, 8–11 May
5. Li X, Chu W, Wu Y (2014) Numerical investigation of inlet boundary layer skew in axial-flow compressor cascade and the corresponding non-axisymmetric end wall profiling. Proc Inst Mech Eng A J Power Energy 228(6):638–656
6. Zhang Y, Li J, Ji L (2017) Numerical research on effects of shroud concentration on tip leakage flow and overall performance of axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017:

turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-63468, Charlotte, USA, 26–30 June
7. Harvey NW (2008) Some effects of non-axisymmetric endwall profiling on axial flow compressor aerodynamics, part I: linear cascade investigation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2008-50990, Berlin, Germany, 9–13 June
8. Harvey NW, Offord TP (2008) Some effects of non-axisymmetric endwall profiling on axial flow compressor aerodynamics, part II: multi-stage HPC CFD-study. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, Paper GT2008-50991, Berlin, Germany, 9–13 June
9. Reising, S (2011) Steady and unsteady performance of a transonic compressor stage with non-axisymmetric end walls. PhD thesis, TU Darmstadt
10. Nerger D, Saathoff H, Radespiel R, Gümmer V, Clement C (2012) Experimental investigation of endwall and suction side blowing in a highly loaded compressor stator cascade. ASME J Turbomach 134(2):021010
11. Hecklau M, Gmelin C, Nitsche W, Thiele F, Huppertz A, Swoboda M (2011) Experimental and numerical results of active flow control on a highly loaded stator cascade. Proc Inst Mech Eng A J Power Energy 225(7):907–918
12. Gill A, von Backström TW, Harms TM (2014) Flow fields in an axial flow compressor during four-quadrant operation. ASME J Turbomach 136(6):061007
13. Dorfner C, Nicke E, Voss C (2007) Axis-asymetric profiled endwall design using multiobjective optimization linked with 3D RANS-flow-simulations. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27268, Montreal, Canada, 14–17 May 2007
14. Hoynacki A (1999a) Einfluss von instationärer Strömung und Turbulenz auf die Grenzschicht und auf die Druckverteilungen von Beschaufelungen moderner mehrstufiger Verdichter. Abschlussbericht Vorhaben Nr. 601, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e. V.
15. Hoynacki A (1999b) Experimentelle Untersuchung instationärer Strömungsvorgänge in einem dreistufigen Axialverdichter mit CDA-Beschaufelung. Dissertation, Institut für Strahlantriebe und Turbomaschinen, RWTH Aachen
16. Bohne A (2001) Mehrstufiger Axialverdichter mit CDA-Beschaufelung. Abschlussbericht Vorhaben Nr. 694, Forschungsvereinigung Verbrennungskraftmaschinen e. V.
17. Heinichen F, Gümmer V, Plas A, Schiffer HP (2011) Numerical investigation of the influence of non-axisymmetric hub contouring on the performance of a shrouded axial compressor stator. CEAS Aeronaut J 2(1):89–98
18. Harvey NW (2008) Some effects of non-axisymmetric end wall profiling on axial flow compressor aerodynamics. Part I: linear cascade investigation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2008-50990, Berlin, Germany, 9–13 June
19. Hergt A, Meyer R, Liesner K, Nicke E (2011) A new approach for compressor endwall contouring. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2011-45858, Vancouver, British Columbia, Canada, 6–10 June
20. Dorfner C, Hergt A, Nicke E, Moenig R (2010) Advanced non-axisymmetric endwall contouring for axial compressors by generating an aerodynamic separator – part I: principal cascade design and compressor application. ASME J Turbomach 122(2):021026
21. Reutter O, Hervé S, Nicke E (2009) Automated optimization of the non-axisymmetric hub endwall of the rotor of an axial compressor. In: Proceeding of the 10th European conference on turbomachinery, Lappeenranta, Finland, S 1–11

22. Yi W, Li J, Yu J, Ji L (2016) Investigation on the effect of streamwise grooves on controlling corner flow separation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-58141, Seoul, South Korea, 13–17 June
23. Lei V-M, Spakovszky ZS, Greitzer EM (2008) A criterion for axial compressor hub-corner stall. ASME J Turbomach 130(3):031006
24. Obaida HMB, Kawase M, Rona A, Gostelow JP (2016) Some perspectives on the treatment of three-dimensional flows on axial compressor blading. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57617, Seoul, South Korea, 13–17 June
25. Goinis G, Nicke E (2016) Optimizing surge margin and efficiency of a transonic compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-7896, Seoul, South Korea, 13–17 June
26. Greitzer EM, Nikkanen JP, Haddad DE, Mazzawy RS, Joslyn HD (1979) A fundamental criterion for the application of rotor casing treatment. ASME J Fluids Eng 101:237–243
27. Wilke I, Kau H-P (2004a) A numerical investigation of the flow mechanisms in a HPC front stage with axial slots. ASME J Turbomach 126:339
28. Wilke I, Kau H-P (2004b) Stall margin enhancing flow mechanisms in a transonic compressor stage with axial slots. In: Proceedings of the 10th of ISROMAC 2004, paper ISROMAC 10-2004-006, Honolulu, Hawaii, 7–11 March
29. Wilke I, Kau H-P (2001) Wechselwirkung zwischen Rotorströmung und Casing Treatment. DGLR Jahrestagung, DGLR-JT2001-084
30. Wilke I, Kau H-P (2002) A numerical investigation of the influence of casing treatments on the tip leakage flow in a HPC front stage. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30642, Amsterdam, The Netherlands, 3–6 June
31. Wilke I, Kau H-P (2003) A numerical investigation of the flow mechanisms in a HPC front stage with axial slots. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 6: Turbo Expo 2003, parts A and B, paper GT2003-38481, Atlanta, Georgia, USA, 16–19 June
32. Hofmann W, Ballmann J (2002) Tip clearance vortex development and shock-vortex-interaction in a transonic axial compressor rotor. In: Proceedings of 40th AIAA aerospace sciences meeting & exhibit, paper AIAA 2002-0083, Reno, NV, USA, 14–17 January
33. Hofmann W, Ballmann J (2003) Some aspects of tip vortex behavior in a transonic turbo compressor. Conference Paper ISABE-2003-1223
34. Schlechtriem S, Lötzerich M (1997) Breakdown of tip leakage vortices in compressors at flow conditions close to stall. In: Proceedings of ASME 1997 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 97-GT-041, Orlando, Florida, USA, 2–5 June
35. Furukawa M, Inoue M, Saiki K, Yamada K (1998) The role of tip leakage vortex breakdown in compressor aerodynamics. In: Proceedings of ASME 1998 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: turbomachinery, paper 98-GT-239, Stockholm, Sweden, 2–5 June
36. Hoeger M, Fritsch G, Bauer D (1998) Numerical simulation of the shock tip leakage vortex interaction in a HPD-front stage. In: Proceedings of ASME 1998 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: turbomachinery, paper 98-GT-261, Stockholm, Sweden, 2–5 June
37. Takata H, Tsukuda Y (1977) Stall margin improvement by casing treatment – its mechanism and effectiveness. ASME J Eng Power 99(1):121–133

38. Shabir A, Adamczyk IJ (2004) Flow mechanism for stall margin improvement due to circumferential casing grooves on axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53903, Vienna, Austria, 14–17 June
39. Zhu J, Wu Y, Chu W (2005) Axial location of casing treatment in multistage axial flow compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-69105, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
40. Choi K-J, Kim J-H, Kim K-Y (2010) Design optimization of circumferential casing grooves for a transonic axial compressor to enhance stall margin. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2010-22396, Glasgow, UK, 14–18 June, S 1–9
41. Carnie G, Wang Y, Qin N, Shahpar S (2011) Design optimisation of casing grooves using the zipper layer meshing method. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2011-45483, Vancouver, British Columbia, Canada, 6–10 June
42. Houghton T, Day IJ (2011) Enhancing the stability of subsonic compressors using casing grooves. ASME J Turbomach 133(2):021007
43. Houghton T, Day IJ (2012) Stability enhancement by casing grooves: the importance of stall inception mechanism and solidilty. ASME J Turbomach 134(2):021003
44. Zhang HG, Tan F, Wu YH, Chu WL, Wang W (2016) Experimental and numerical investigation of effect of center offset degree on compressor stability with circumferential grooved casing treatment. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56757, Seoul, South Korea, 13–17 June
45. Rabe DC, Hah C (2002) Application of casing circumferential grooves for improved stall margin in a transonic axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30641, Amsterdam, The Netherlands, 3–6 June, S 1141–1153
46. Perrot V, Touyeras A, Lucien G (2007) Detailed CFD analysis of a grooved casing treatment on an axial subsonic compressor. In: Proceedings of the 7th European conference on turbomachinery, S 305–316
47. Müller MW, Schiffer H-P, Hah C (2007) Effect of circumferential grooves on the aerodynamic performance of an axial single-stage transonic compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27365, Montreal, Canada, 14–17 May
48. Müller MW, Biela C, Schiffer H-P (2008) Interaction of rotor and casing treatment flow in an axial single-stage transonic compressor with circumferential groove. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2008-50135, Berlin, Germany, 9–13 June
49. Wu Y, Chu W, Zhang H, Li Q (2010) Parametric investigation of circumferential grooves on compressor rotor performance. ASME J Fluids Eng 132(12):121103
50. Johann E, Nipkau J, Muck B (2008) Experimental and numerical flutter investigation of the 1st stage rotor in 4-stage high speed compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 5: structures and dynamics, parts A and B, paper GT2008-50698, Berlin, Germany, 9–13 June
51. Souleimani Y, Vo HD, Yu H (2018) Performance desensitization for a high-speed axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-77203, Oslo, Norway, 11–15 June
52. Rolfes M, Lange M, Vogeler K, Mailach R (2017) Experimental and numerical investigation of a circumferential groove casing treatment in a low speed axial research compressor at different

tip clearances. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-63051, Charlotte, USA, 26–30 June
53. Guinet C, Streit JA, Gümmer V, Kau H-P (2014) Tip gap variation on a transonic rotor in the presence of tip blowing. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-25042, Düsseldorf, Germany, 16–20 June
54. Azmian AR, Elder R, Mcenzie AB (1990) Application of recess vaned casing treatment to axial flow fans. ASME J Turbomach 112(1):145–150
55. Smith GDJ, Cumpsty NA (1984) Flow phenomena in compressor casing treatment. ASME J Eng Gas Turbines Power 106(3):532–541
56. Wilke I, Kau H-P (2005) Numerically aided design of a high-efficient casing treatment for a transonic compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68993, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
57. Ma N, Nan X, Lin F (2016) Numerical study on effects of axial-slot casing treatment on peak efficiency of axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56554, Seoul, South Korea, 13–17 June
58. Denton JD (1993) The 1993 IGTI scholar lecture: loss mechanisms in turbomachines. ASME J Turbomach 115(4):621–656
59. Lu X, Chu W, Zhu J, Wu Y (2006a) Mechanism of the interaction between casing treatment and tip leakage flow in a subsonic axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90077, Barcelona, Spain, 8–11 May
60. Müller MW, Schiffer H-P, Voges M, Hah C (2011) Investigation of passage flow features in a transonic compressor rotor. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2011-45364, Vancouver, British Columbia, Canada, 6–10 June, S 65–75
61. Lu X, Chu W, Zhu J, Wu Y (2006) Experimental und numerical investigation of a subsonic compressor with bend skewed slot casing Treatment. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90026, Barcelona, Spain, 8–11 May
62. Emmerich R, Hönen H, Niehuis R (2007a) Time resolved investigations of an axial compressor with casing treatment; part 1 – experiment. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27581, Montreal, Canada, 14–17 May
63. Emmerich R, Kunte R, Hönen H, Niehuis R (2007b) Time resolved investigations of an axial compressor with casing treatment; part 2 – simulation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27582, Montreal, Canada, 14–17 May
64. Ivanov SK (1965) Axial blower. U. S. Patent No. 3189260
65. Miyake Y, Inaba T, Kato T (1987) Improvement of unstable characteristics of an axial flow fan by air-separator equipment. ASME J Fluids Eng 109(1):36–40
66. Hill SD, Elder RL, McKenzie AB (1998) Application of casing treatment to an industrial axial-flow fan. Proc Inst Mech Eng A J Power Energy 212:225–233
67. Nishioka T, Kuroda S, Kozu T (2004) Improving stall margin by using an air-separator for a variable-pitch axial-flow fan. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53663, Vienna, Austria, 14–17 June
68. Wang W, Chu W, Zhang H, Wu Y (2016) The effects on stability, performance and tip leakage flow of recirculating casing treatment in a subsonic axial flow compressor. In: Proceedings of

ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56756, Seoul, South Korea, 13–17 June
69. Chen H, Li Y, Koley SS, Doeller N, Katz J (2017) An experimental study of stall suppression and associated changes to the flow structures in the tip region of an axial low speed fan rotor by axial casing grooves. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-65099, Charlotte, North Carolina, USA, 26–30 June
70. Streit JA, Guinet C, Heinichen F, Kau H-P (2012) Trading excessive stall margin for efficiency: an alternative approach to axial-slot casing treatments for transonic compressors. In: Conference paper, conference: 13th international symposium on unsteady aerodynamics, aeroacoustics and aeroelasticity of turbomachines, Tokyo, Japan
71. Suder KL, Hathaway MD, Thorp SA, Strazisar AJ, Bright MB (2001) Compressor stability enhancement using discrete tip injection. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2000: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2000-GT-650, Munich, Germany, 8–11 May
72. Khalegi H, Teixera JA, Tousi AM, Boroomand M (2008) Parametric study of injection angle effects on stability enhancement of transonic axial compressors. Journal of Propulsion and Power 24(5):1100–1107
73. Hathaway MD (2002) Self-recirculating casing treatment concept for enhanced compressor performance. In: Proceedings of self-recirculating casing treatment concept for enhanced compressor performance. Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30368, Amsterdam, The Netherlands, 3–6 June
74. Guinet C, Inzenhofer A, Gümmer V (2015) Influencing parameter of tip blowing interactions with rotor tip flow. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-42039, Montreal, Quebec, Canada, 15–19 June
75. Hah C (2018) The inner workings of axial casing grooves in a one and a half stage. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-75040, Oslo, Norway, 11–15 June
76. Chen H, Li Y, Katz J (2018) On the interactions of a rotor blade tip flow with axial casing grooves in an axial compressor near the best efficiency point. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-77071, Oslo, Norway, 11–15 June

Erweiterung des Betriebsbereiches durch aktive Stabilisierungsmaßnahmen

9

Der Betriebspunkt eines Verdichters wird im Allgemeinen mit einem sicheren Abstand zur Pumpgrenze gelegt unter Berücksichtigung, dass Verschmutzung und Alterung, Regelabweichungen, transiente und thermische Einflüsse sowie Störungen am Einlass den Pumpgrenzenabstand deutlich reduzieren können. Dies erfordert in der Regel den Betrieb des Verdichters außerhalb des optimalen Wirkungsgrades mit erhöhter Antriebsleistung und erhöhter Verdichteraustrittstemperatur. Um den Pumpgrenzenabstand von Verdichtern oder Fans während des Betriebs möglichst gering zu halten, können Maßnahmen getroffen werden, wie beispielsweise Abblasen oder Eindüsen von Hilfsluft in die energiearme Grenzschicht. Derartige Maßnahmen reduzieren in der Regel den Wirkungsgrad, so dass ihr Einsatz ausschließlich unter kritischen Bedingungen von Vorteil wäre. Dies erfordert die zuverlässige Messung und das rechtzeitige Erkennen der Verdichterinstabilitäten und deren Vorläufer.

Zur Erfassung der Instabilitäten muss der Druck anhand mehrerer, oft vier bis acht am Umfang verteilter Messaufnehmer, wie beispielsweise Hitzdrähte oder hochfrequente Druckaufnehmer, aufgelöst werden. Kritisch ist der transiente Übergang während des Androsselns aus dem Auslegungspunkt, bzw. Betriebspunkt bis zum Ablösen. Neben der messtechnischen Erfassung der relevanten Größen, wie beispielsweise des transienten Verlaufs des statischen Druckes und der Rotorgeschwindigkeit, ist ein zuverlässiger, robuster Auswertealgorithmus vonnöten. Als Eingriffsgrößen bieten sich die Verstellung der Leitreihen, Abblasen, Regelung des Düsenaustrittsquerschnittes bei Flugtriebwerken, bzw. Änderung des drosselnden Volumenstromes der Gasturbine durch das Absenken der Turbineneintrittstemperatur durch Kraftstoffreduktion an. Außerdem kann durch ein zuverlässiges frühzeitiges Erkennungssystem von Ablösungen bzw. von Verdichterpumpen der aus Sicherheitsgründen großzügig ausgelegte Pumpgrenzenabstand reduziert, aber auch die Entwicklungszeit eines Verdichters verkürzt werden.

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_9

9.1 Auswertemethoden zur Früherkennung des bevorstehenden Ablösens

Der Verlauf der Entstehung des Pumpens bzw. der rotierenden Ablösung soll in zwei Phasen aufgeteilt werden, in die Phase vor der Ablösung (pre-stall t < – 10 Rotorumdrehungen) sowie in die direkte Phase des Ausbildens des Abreißens (stall inception – 10 Rotorumdrehungen < t < 0). Bereits 1986 wurde ein System zum rechtzeitigen Erkennen des Pumpens von Epstein et al. [1] vorgeschlagen. Camp und Day [2] fanden zwei Mechanismen, die zum Pumpen führen, eine langwellige Erscheinung, die als Modalwelle („modal oscillating“, Mode) bezeichnet wird und eine kurzskalige Erscheinung in der Größenordnung der Breite eines bis zweier Strömungskanälen, als Drucksprung (Spike) bezeichnet.

Hoying et al. [3] erkannten, dass das kurzskalige Phänomen auf der wechselseitigen Beeinflussung der Kanalströmung mit dem Spitzenwirbel beruht. Sie fanden, dass beim Einsetzen des kurzskaligen Pumpens die Trajektorie des Spitzenwirbels senkrecht zur Meridianströmungsrichtung steht. Gannon et al. [4] führten Druckmessungen mit hochauflösenden Aufnehmern an einer transsonischen Verdichterstufe mit und ohne Leitrad durch und konnten den Einfluss der Leitreihe auf das rotierende Ablösen aufzeigen. Aufgrund des hohen Diffusionsfaktors der Leitreihe insbesondere in Nabennähe wurde das Pumpen durch Ablösungen an der Statornabe eingeleitet. Wurde der Rotor ohne Stator betrieben, so ergab sich ein deutlich größerer Pumpgrenzenabstand.

Anhand der Resultate der Untersuchung mehrerer Hochgeschwindigkeitskompressoren führten Day et al. [5] die gemessenen Drucksignale auf die physikalischen Ursachen der Strömung zurück. Sie fanden, dass Spikes oft bei niedrigen Drehzahlen lokal eingeschränkt beobachtet wurden. Da sich Modalwellen am gesamten Verdichter ausbreiten, sind sie leichter zu erkennen. Die detaillierte Analyse der physikalischen Ursachen zeigten mehrere Auslöser, wie

- Pumpen bei niedrigen Drehzahlen beim Start,
- hochfrequentes Pumpen unter Auslegungsdrehzahl mit Frequenzen über der Wellendrehzahl,
- plötzliches Abreißen unter Auslegungsbedingungen, das nicht im Vorfeld erkannt werden kann,
- Abreißen beim Hochfahren des Verdichters sowie
- Ablösungen aufgrund von Störungen im Einlass.

Beobachtete Frequenzen lagen in der Größenordnung der Drehzahl. Aufgrund der vielen unterschiedlichen Ursachen, die teilweise gut, teilweise kaum rechtzeitig zu beobachten sind, kommen die Autoren zur Erkenntnis, dass eine zuverlässige Erkennung des bevorstehenden Ablösens nicht möglich und deshalb eine automatische Früherkennung nicht zu realisieren sei [5].

Die Erkennung des Entstehens eines Strömungsabrisses ist mit der Auswertung von periodischen Signalen verbunden. Misst man den statischen Druck an der Wand mit

dynamischen Aufnehmern, so ist das Signal durch die Frequenz der sich im Vorlauf befindlichen Laufreihe mit der Schaufelanzahl n_{Schaufel} dominiert

$$f = \frac{\omega_{\text{Rotor}} \cdot n_{\text{Schaufel}}}{2 \cdot \pi}. \tag{9.1}$$

Verschiedene Methoden der Erklärung und insbesondere der Früherkennung der Entstehung des Abreißens sind inzwischen publiziert worden, von denen einige von Cameron und Morris [6] analysiert und mit Messungen an einem Niederdruckverdichter, der bei 70 % Drehzahl betrieben wurde [7], verglichen werden (Tab. 9.1).

Problematisch bei der Analyse der Zeitsignale ist das schlechte Signal- zu Rauschverhältnis, das von den stark korrelierenden Signalen des Schaufeldurchganges überlagert wird. In der Literatur sind verschiedenste Auswertemethoden vorgestellt worden, die jedoch meist erheblicher Erfahrung in der Interpretation bedürfen und noch nicht als automatischer Algorithmus zur Verfügung stehen.

9.1.1 Auswertung des Zeitsignals

Day [8] bewertet die aufgenommenen zeitlichen Signale bezüglich der Entstehung einer Ablösung. Garnier et al. sowie Breuer und Servaty [9, 10] untersuchten Erkennungssysteme näher und entwickelten entsprechende Algorithmen. Die visuelle Bewertung von Messungen an einer Niederdruckverdichterstufe ohne (Abb. 9.1 *links*) und mit (Abb. 9.1) einer Störung am Einlass liefert Cameron und Morris [6] wertvolle Informationen zur Entstehung der Ablösung, obwohl bei visueller Auswertung die Schwierigkeit besteht, akustisch- und turbulenzbedingte Signale von den Ablösesignalen unterscheiden zu können.

Tab. 9.1 Methoden zur Analyse der zeitlichen Signale zur Ablöseentstehung

	Vis. Auswertung des Zeitsignals	DSFS	Kreuz-korrelation	TWE	Wavelets
Umlaufende Störung erkennbar	Nein	Ja	Ja	Ja	Nein
Entstehung der Ablösung erkennbar ($-10n > t > 0 > n$)	Gut	Beschränkt	Gut	Beschränkt	Gut
Ablösung Früherkennung ($-10n > t$)	Eingeschränkt	Beschränkt	Gut	Gut	Gut
Zeitl. Auflösung	Gut	Gut	Gut	Beschränkt	Gut
Räuml. Auflösung	Gut	Beschränkt	Gut	Nein	Gut
Skaleninformation	Ja	Nein	Ja	Nein	Ja
Unsensitiv gegen Filtern	Nein	Nein	Ja	Etwas	Nein
Unsensitiv gegen Wahl der Auswahlparameter	–	–	Etwas	Etwas	Nein
Quantitativ	Nein	Ja	Ja	Ja	Ja

DSFS diskrete räumliche Fourier-Analyse; TWE Energie der umlaufenden Welle

Durch die Auftragung der am Umfang angeordneten Aufnehmer lässt sich durch die örtlich aufgelösten Signale einer umlaufenden Welle quasi eine zeitliche Auflösung erkennen. Diese kann analog zu einem Wasserfall-Diagramm interpretiert werden, (Abb. 9.1).

Um niederfrequente Ereignisse von hochfrequenten, wie beispielsweise der Blattstreichfrequenz, zu trennen, werden die Signale mit einem Tiefpassfilter gefiltert, wobei darauf geachtet werden muss, dass der Filter die Phase nicht ändert. Die unterschiedlichen Eckfrequenzen des Filters führen wie erwartet auf unterschiedliche Verläufe. Ist die Eckfrequenz zwar unterhalb der Blattstreichfrequenz, aber eine Größenordnung über der Drehzahl n (b), sind einige Schwingungen zu erkennen. Beim Absenken der Eckfrequenz werden zwei Phänomene sichtbar. Anstatt dass mehrere Schwingungen mit niedrig ausgeprägter Amplitude erscheinen, werden die großen Amplituden verstärkt. Die umfangsmäßige Information wird zunehmend herausgefiltert und verschmiert.

Hoenen und Arnold [11] basierten ihr Erkennungssystem auf dynamischen Messungen des statischen Druckes um die erste Laufradreihe. Das eintretende Pumpen wurde dadurch erkannt, dass die Amplitude der Frequenz der vorbeistreichenden Laufradreihe sich reduzierte und sich neue Frequenzen zeigten, so dass durch Herausfiltern der Frequenz der vorbeistreichenden Schaufeln und deren Harmonischen die zusätzlichen Frequenzen als Erkennungsmerkmal genutzt werden konnten.

Scheidler [12] nutzte bei seinen Untersuchungen zur Stabilitätsverbesserung eines Flugtriebwerksverdichters das gemessene Zeitsignal, um einen detaillierten Eindruck der Instabilitätsauswirkungen zu bekommen. Die Analyse ergab Informationen über die Art der Instabilität, über deren räumliche und zeitliche Ausbildung sowie deren Ort. Im Zeitbereich wurde der Instabilitätsauslösevorgang entschlüsselt und Stabilisierungsmaßnahmen in Form von aktiven Regeleingriffen der Eindüsung in den Verdichtereinlauf vorgenommen. Anhand der Analyse der Drucksignale durch eine zeitliche und räumliche Fourier-Transformation konnte das gemessene Frequenzspektrum gewonnen werden.

9.1.2 Fourier-Analysen (FFT/DSFS)

Unter der Annahme, dass die Signale periodisch sind, können sie mithilfe einer Fourier-Analyse in ihre harmonischen Anteile zerlegt werden. Sind lediglich eine Frequenz oder wenige diskrete Frequenzen vorhanden, so ergibt eine Fourier-Analyse (FFT) ein Kriterium über die Periodizität einer zeitlichen Folge von n Messpunkten x_n mit dem Zeitabstand T. Aufgrund der lokalen Auswertung wird diese Methode oft auch als diskrete räumliche Fourier-Analyse (DSFS) bezeichnet. Die Transformation für eine diskrete Zahlenreihe lautet

$$\hat{x}(\omega) = \frac{T}{\sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot \sum_{n-\infty}^{\infty} x_n \cdot e^{-i \cdot \omega \cdot t_n}. \tag{9.2}$$

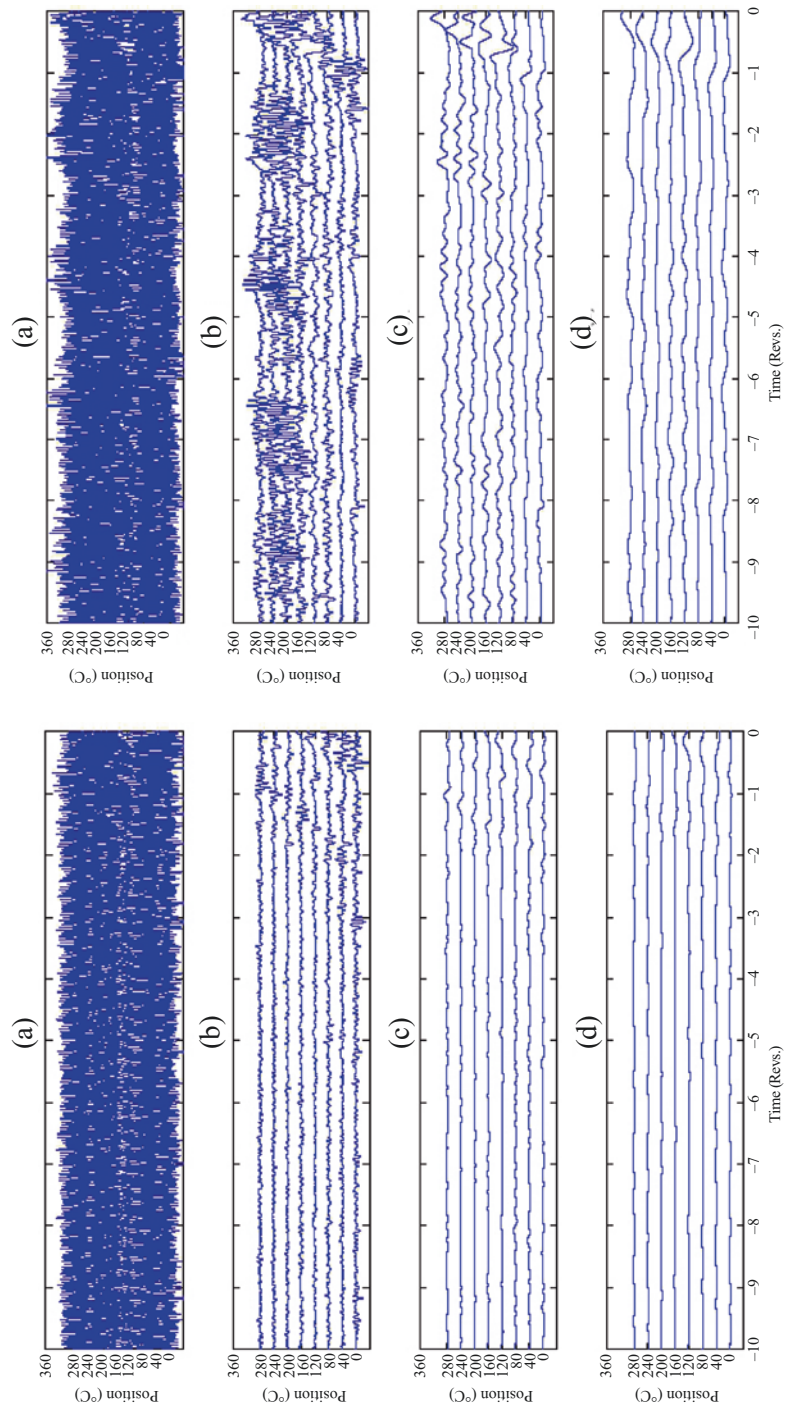


Abb. 9.1 Am Gehäuse gemessene Drucksignale während der Entstehung der Ablösung bei homogener (*links*) und gestörter (*rechts*) Einlassströmung; **a**) Messung **b**) Tiefpassfilter bei 15*n*, **c**) Tiefpassfilter bei 5*n*, **d**) Tiefpassfilter bei 2*n*, mit *n* als Rotordrehzahl [6]

Die Zerlegung ergibt die Koeffizienten $\hat{x}(\omega)$ der einzelnen harmonischen Frequenzen nach Betrag und Phase. Das hierbei erzielte Spektrum ist ein Maß der Periodizität des gemessenen Signals. Eine Änderung der Periodizität kann auf eine Änderung der physikalischen Eigenschaften der Strömung zurückgeführt werden und gibt somit einen Hinweis auf eine bevorstehende Ablösung der Strömung.

Eine Spektralanalyse des statischen Wanddruckes mit einer Fourier-Analyse zur rechtzeitigen Erkennung des Pumpens wurde von McDougall et al. [13] basierend auf der Stabilitätsanalyse von Moore und Greitzer [14] vorgeschlagen. Cameron und Morris [6] analysierten den in Abb. 9.1 dargestellten zeitlichen Verlauf mithilfe der Fourier-Analyse (Abb. 9.2). Der Phasenverlauf zeigt bei einer zu hohen Eckfrequenz von 5*n* keine Besonderheit ((a) und (c)). Erst bei einer Eckfrequenz von 0,75*n* des Tiefpassfilters ist eine kurze Periode konstanter Phase zu erkennen, die von einer wandernden Welle abgelöst wird ((b) und (d)). Die Wanderungsgeschwindigkeit betrug zwischen ca. 0,4*n* und 0,7*n*. Die so beobachteten Phasenverläufe deuten auf den langwelligen Entstehungsmechanismus (Mode, modal oscillating) der Ablösung hin. Sowohl die kurzskalige (Spike) wie auch die langwellige Anregung sind an den erhöhten Fourier-Koeffizienten der harmonischen Frequenzen erkennbar.

9.1.3 Autokorrelation

Eine weitere Methode, die Periodizität eines zeitlichen Verlaufes zu quantifizieren, stellt eine Autokorrelation dar. Die Autokorrelationsfunktion beschreibt die Korrelation eines Signals bei unterschiedlichen Zeitverschiebungen τ. Für ein Messsignal x(t) ergibt sich Autokorrelationsfunktion zu

$$R_{xx}(\tau) = \lim_{T_F \to \infty} \frac{1}{T_F} \cdot \int_{-T_F/2}^{T_F/2} x(t) \cdot x(t+\tau) \cdot dt \tag{9.3}$$

mit der Beobachtungszeit T_F. Für $\tau = 0$ ergibt sich der Wert 1. Die Autokorrelationsfunktion entspricht hier dem Wert des mittleren Leistungsspektrums. Dies gilt auch für alle Werte von τ, die einem Vielfachen der Periodendauer des Signals entsprechen. Ist das Signal nicht periodisch, ergibt sich der Wert 0, bei Gegenphasigkeit der Wert -1.

Die Autokorrelationsfunktion wird in der Regel über die inverse Fourier-Transformation des Autoleistungsspektrums S_{xx} bestimmt

$$R_{xx}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{xx}(f) \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \tau} \cdot df. \tag{9.4}$$

Das Autoleistungs(dichte)spektrum basiert auf den Fourier-Spektren und wird nach

$$S_{xx}(f) = X^* f \cdot X(f) \left| X(f) \right|^2 \tag{9.5}$$

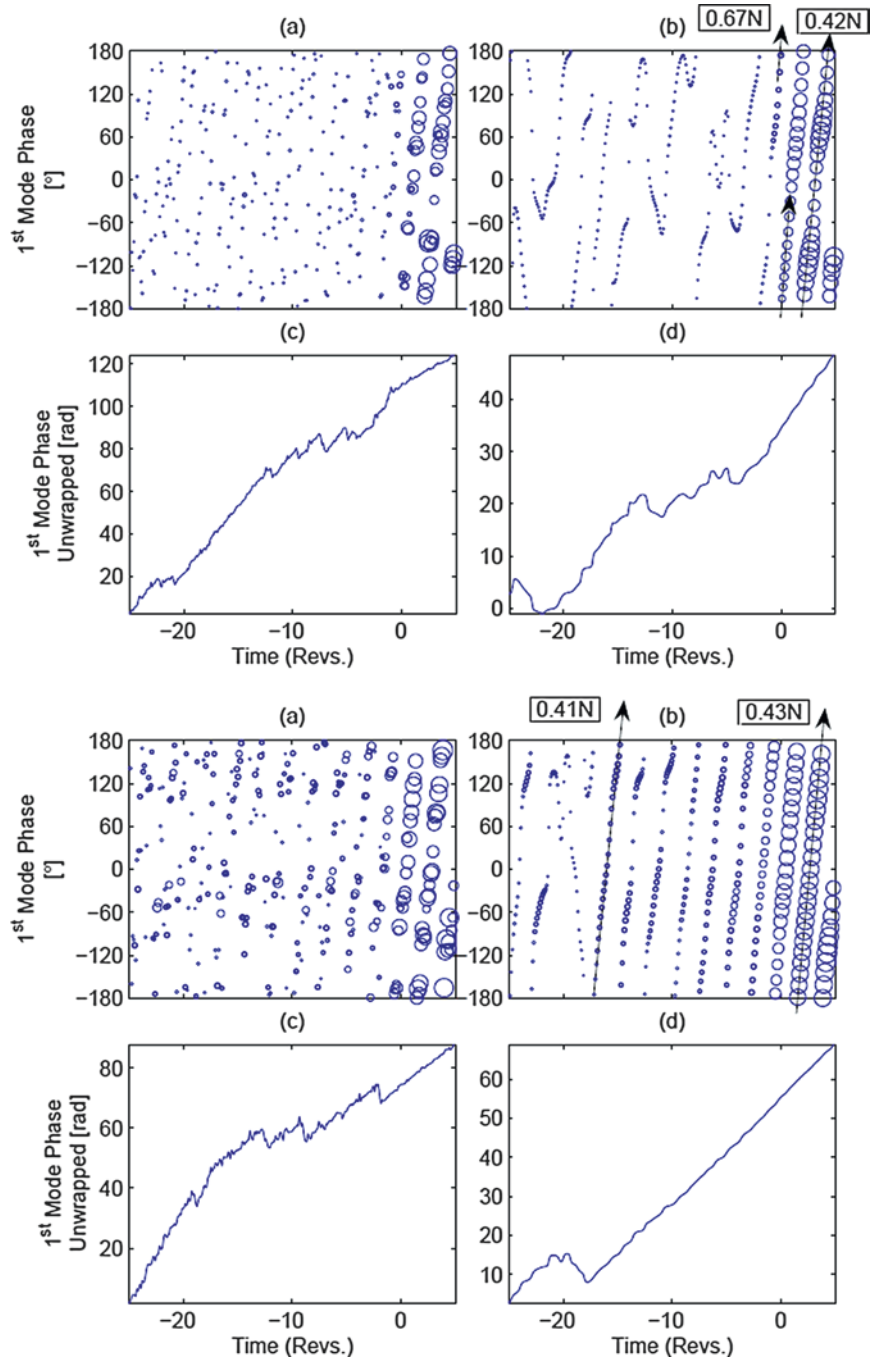


Abb. 9.2 Phase der ersten Harmonischen des am Gehäuse gemessenen Drucksignals während der Entstehung der Ablösung bei homogener (*oben*) und gestörter (*unten*) Einlassströmung; **a**) Tiefpassfilter bei 5n, **b**) Tiefpassfilter bei 0,75 n, **c**) Tiefpassfilter bei 5n (Verlauf), **d**) Tiefpassfilter bei 0,75n (Verlauf), nach [6]

berechnet, mit der konjugiert komplexen Funktion $X*(f)$ von $X(f)$.

Dhingra et al. [15] werteten die Drucksignale von Sensoren, die an unterschiedlichen Stellen an einem Hoch-, wie auch Niedergeschwindigkeitsverdichter angebracht waren, anhand einer Autokorrelation aus. Als am sensitivsten stellten sich die in der Mitte des Kompressors gemessenen Drücke heraus.

Tahara et al. [16, 17] bilden einen Korrelationskoeffizienten aus an unterschiedlichen Positionen über dem Laufrad gemessenen zeitlichen Druckverläufen

$$R = \frac{\int \left(p(t) - p_{\mathrm{av,n}}\right) \cdot \left(p(t-\tau) - p_{\mathrm{av,n-1}}\right) dt}{\sqrt{\int \left(p(t) - p_{\mathrm{av,n}}\right)^2 dt} \cdot \sqrt{\int \left(p(t-\tau) - p_{\mathrm{av,n-1}}\right)^2 dt}} \tag{9.6}$$

mit der Periodendauer einer Rotorumdrehung t und dem über eine Teilung gemittelten Druck p_{av}, wobei über eine Teilung integriert wird.

Christensen et al. [18] nutzen den dynamischen Druck über der Laufschaufel eines Fans, um mittels eines echtzeitanalysierenden Algorithmus, basierend auf der Autokorrelation nach Dhingra et al. und Tahara et al. [15, 17, 19] das Eintreten des Pumpens rechtzeitig zu erkennen. Wird der Verdichter mit sicherem Pumpgrenzenabstand betrieben, so ist im zeitlichen Verlauf des Drucksignals lediglich die Frequenz der vorstreichenden Laufradschaufel zu erkennen (Abb. 9.3 *links*). Wird hingegen die Pumpgrenze angefahren, so ändert sich plötzlich der zeitliche Verlauf des Druckes (Abb. 9.3 *rechts*). Die Amplitude verringert sich und es werden höhere Frequenzen sichtbar. Christensen et al. [18] quantifizieren die Periodizität des gemessenen Signals durch die Korrelation

$$C(t) = \frac{\sum_{i=t}^{t} \left(p_i \cdot p_{i-shaft}\right)}{\sqrt{\sum_{i=t-wnd}^{t} p_i^2 \cdot \sum_{i=t-wnd}^{t} p_{i-shaft}^2}} \tag{9.7}$$

In Abb. 9.4 ist der zeitliche Verlauf des Drucksignals (*oben*) und der entsprechende Verlauf der Autokorrelationsfunktion (*unten*) dargestellt, ohne dass die aktive Stabilisierung aktiviert war. Zusätzlich dargestellt ist eine Größe, die auf 1 gesetzt wird, wenn die Autokorrelationsfunktion, die als Steuergröße verwendet wird, den Wert 0,2 unterschreitet.

Die korrekte Funktionsweise eines derart gesteuerten Stabilisierungsmaßnahmen wurde von Christensen et al. [18] anhand von Maschinenversuchen demonstriert. Insbesondere bei starken Transienten, bei einer Laständerung von schnellem Lastabwurf von Volllast auf Leerlauf (choop) und plötzlichem Wiederbelasten (reburst), ist die Gefahr vorhanden, dass die Pumpgrenze überschritten wird. Abb. 9.5 zeigt diese schnellen Laständerungen für zwei Flugtriebwerke. Beide Änderungen wurden durch das Stabilisierungsverfahren rechtzeitig erkannt, so dass durch die Reduktion des Brennstoffes das Pumpen des Verdichters zuverlässig vermieden werden konnte.

Auch Wadia et al. [20] nutzten zur Früherkennung der Ablösung ein auf der Autokorrelation eines Sensors basierendes Kriterium.

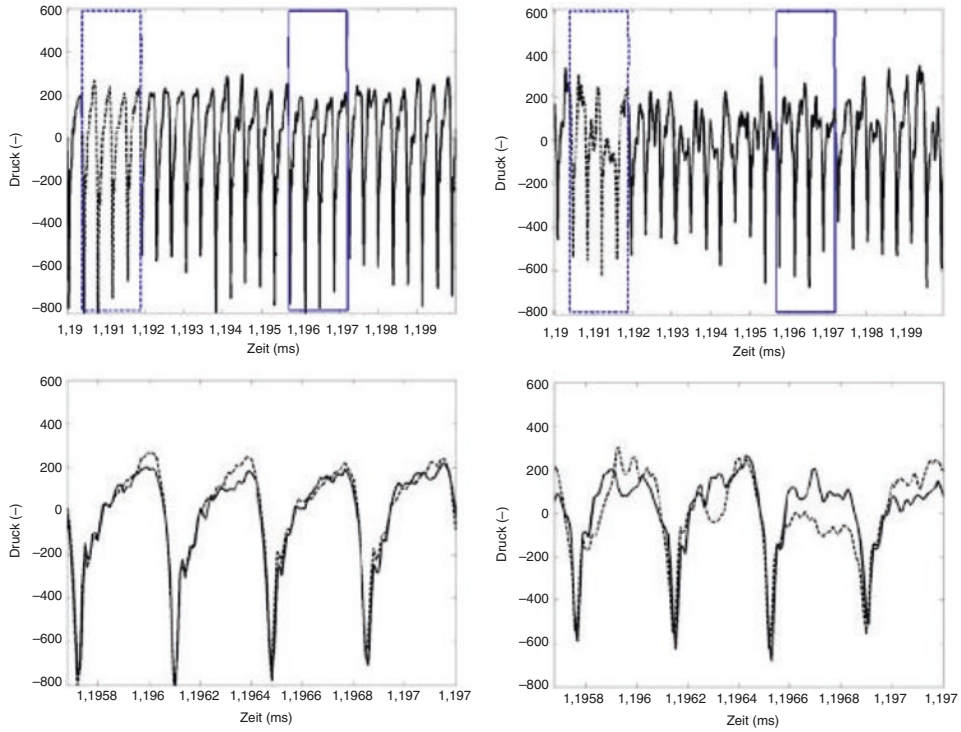


Abb. 9.3 Periodizität der dynamischen Druckmessung unter stabilen Bedingungen (*links*) und in der Nähe der Ablösegrenze (*rechts*), *oben*: zeitl. Verlauf, *unten*: Autokorrelation, nach [18]

9.1.4 Räumliche Kreuzkorrelation, Korrelationsmaß χ

Die lokale, wie auch die zeitliche Fourier-Transformation geben weder eine quantitative noch eine örtliche Information. Das Erkennen von rotierenden Störungen obliegt hier der Erfahrung des Auswertenden. Deshalb ist eine quantitative Aussage im Vorfeld des Auftretens von rotierenden Ablösungen notwendig, wie sie im Folgenden von Cameron und Morris [6] dargestellt wurde. Sowohl beim langskaligen, wie auch beim kurzskaligen Ablösen ist beim Entfachen wie auch beim Abklingen im Zeitbereich einer Rotorumdrehung eine typische Störung erkennbar. Dies bedeutet, dass sich die während der Entstehung der Ablösung beobachteten Störungen innerhalb einer Umdrehung des Rotors zumindest in Frequenz und Amplitude qualitativ ähneln. Die Signale zweier benachbarter Sensoren sollten bis auf einen Zeitverzug beim Anwachsen einer Ablösung korrelieren. Das heißt in einem angepassten Beobachtungsfenster sind sowohl die örtliche als auch die zeitliche Auflösung der Entstehung der Ablösung sowohl unmittelbar vor der Ablösung ($-10 < t < 0$) als auch im Vorfeld ($t < -10$) sichtbar. Die Korrelation zweier örtlich getrennt aufgenommener Zeitsignale innerhalb eines Zeitfensters kann mithilfe der Kreuzkorrelation

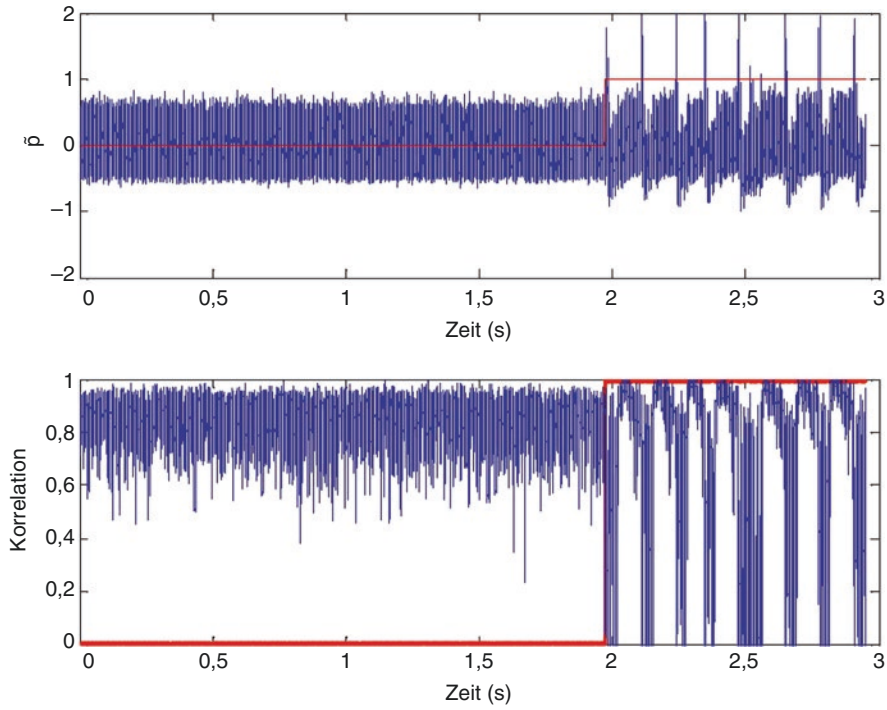


Abb. 9.4 Gemessenes Signal des dynamischen Druckes und Korrelation zum Erkennen des Abreißens [18]

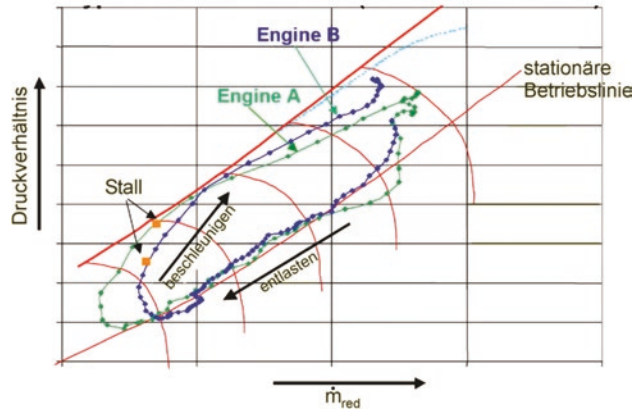


Abb. 9.5 Typische Laständerungen einer Fluggasturbine beim Beschleunigen mit Erreichen der Abreißgrenze [18]

$$R_{\theta,\theta}\left(\tau / t_0, w\right) = \int_{-\infty}^{\infty} u\left(\theta, t\right) \cdot W\left(t / t_0, w\right) \cdot u\left(\theta + \delta\theta, \tau - t\right) \cdot dt \tag{9.8}$$

dargestellt werden, wobei Cameron und Morris [6] das Beobachtungsfenster der Weite W zu

$$W\left(t / t_0, w\right) = \left[H \cdot \left(t - \left(t_0 - \frac{w}{2} \right) \right) - H\left(t - \left(t_0 + \frac{w}{2} \right) \right) \right] \tag{9.9}$$

mit der Heaviside-Stufenfunktion H wählen. Somit kann die Kreuzkorrelation bezogen auf das Beobachtungsfenster auf zwei unterschiedliche Zeiträume folgendermaßen ausgedrückt werden

$$R_{\theta,\theta+\delta\theta}\left(\tau / t_0, w\right) = \int_{t_0 - w/2}^{t_0 + w/2} u\left(\theta, t\right) \cdot u\left(\theta + \delta\theta, \tau - t\right) \cdot dt. \tag{9.10}$$

Der Zeitverzug τ kann aus einer dimensionslosen Rotorfrequenz

$$f = \frac{\delta\theta}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{F_s}{\tau \cdot n} \tag{9.11}$$

mit der Frequenz der Datenaufnahme F_s abgeleitet werden. Das Vorgehen ist in Abb. 9.6 dargestellt. Die Fensterbreite W entspricht vier Schaufelperioden. Die Signale wurden über einen Tiefpassfilter der Eckfrequenz 12n gefiltert, um die starken Signale des Vorbeistreichens der Schaufeln zu entfernen. In Abb. 9.6b ist die Kreuzkorrelationen des Signals aus Abb. 9.6a mit dem dort skizzierten Fenster dargestellt. Die Korrelationsfunktion für das Fenster bei $\theta = 0°$ verläuft bei unterschiedlichen Verzugszeiten um den Wert 0. Die Amplitude zeigt, dass hier keine Korrelation vorliegt. Die leichten Ausschläge bei $f = 0{,}4$ und $f = 0{,}59$ werden durch das Vorbeistreichen der Schaufeln verursacht. Der zeitliche Verlauf zeigt ebenfalls kaum eine umfangsmäßige Störung.

Aus der Kreuzkorrelation lässt sich ein typischer Wert bei einer spezifischen Frequenz ermitteln. Die Information über die Drehfrequenz der Störung lässt sich über die umfangsmäßige Verteilung der Sensoren gewinnen. Unter Berücksichtigung dessen, dass sich die Störung gewöhnlich mit 0,3n bis 1n ausbreitet, lässt sich ein quantitativer Wert finden, indem die Kreuzkorrelation über diese Drehgeschwindigkeit integriert wird

$$\chi\left(\theta, t / \delta\theta, w, f_{\min}, f_{\max}\right) = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} R_{\theta,\theta+\delta\theta} \cdot \left(\frac{\delta\theta}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{F_s}{f \cdot N} / t, w \right) \cdot df. \tag{9.12}$$

Das Korrelationsmaß χ reagiert auf umlaufende Störungen bis zu Längenskala der Fensterbreite w während der Ablösungsentstehung. Es wird als „spatial correlation metric" (SCM) bezeichnet und hängt von den Parametern Fensterbreite w sowie den Frequenzen $f_{\min}$ und $f_{\max}$ ab. Cameron und Morris [6] diskutieren das SCM für die Zeitverläufe der Abb. 9.1 und zeigen die Möglichkeit der Erkennung einer Ablösung während der Entste-

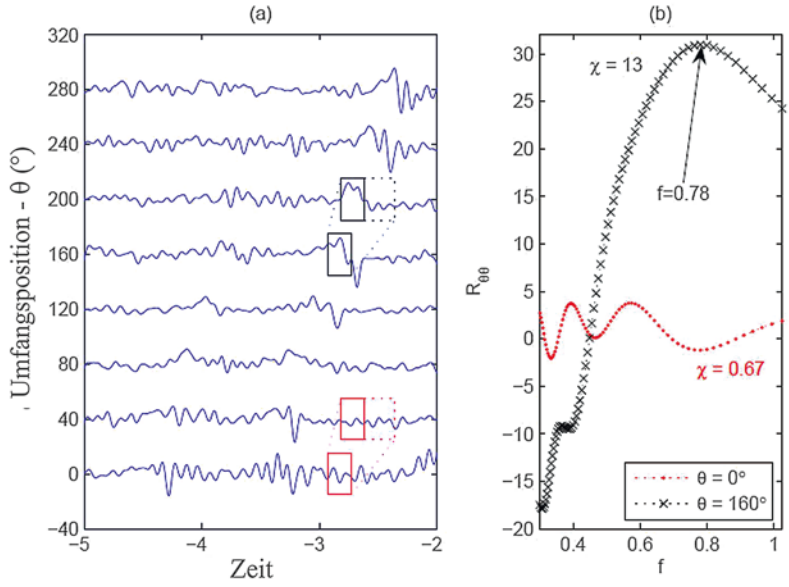


Abb. 9.6 Kreuzkorrelation mit Beobachtungsfenster, **a**) Zeitsignale mit Tiefpassfilter (12n) gefiltert, **b**) Kreuzkorrelationsfunktion [6]

hung. Allerdings erfordert diese Methode ebenfalls Erfahrung bezüglich der Wahl der Parameter. Auch Scheidler und Fottner [21] verwendeten die räumliche Korrelation, als räumliche Fourier-Transformation („spacial fourier transformation“, SFT) zur Analyse von an mehreren Orten gemessenen Drucksignalen zur Bestimmung von Modalwellen und umlaufenden Störungen in der Nähe der Stabilitätsgrenze.

9.1.5 Methode der Energie der umlaufen Wellen (TWE)

Da die Fourier-Analyse in bestimmten Anwendungsfällen bei stark verrauschten Signalen mit kleiner Nutzamplitude nicht zuverlässig durchgeführt werden kann, erweiterten Tryfonidis et al. [22] die Methode der Fourier-Analyse auf die Bestimmung der wellenförmigen Ausbreitung der Energie und validierten sie an diversen Hochgeschwindigkeitsverdichtern. Bei dieser Methode wird die spektrale Dichte der lokalen Autokorrelation in bestimmten Zeitfenstern, die entsprechend der zeitlichen und räumlichen Auflösung gesetzt werden müssen, berechnet. Hierbei erscheinen gegen die Drehrichtung des Rotors laufende Wellen als negative Frequenzen, entsprechend in Drehrichtung laufende Wellen als positive. Die Addition der Beträge ist ein Maß der Energie der umlaufenden Welle („traveling wave energy“, TWE). Der optimale Wert des Zeitfensters hängt jeweils von der Erscheinungsform der Ablösung ab, was der Methode erlaubt, insbesondere stark verrauschte Signale zu analysieren, allerdings die zeitliche Auflösungsmöglichkeit einschränkt.

Die am Gehäuse gemessenen Drucksignale während der Entstehung der Ablösung bei homogener (*links*) und gestörter (*rechts*) Einlassströmung nach Abb. 9.1 wurden in Abb. 9.7 für ein Zeitfenster von 40 Umdrehungen bei einer Überlagerung von 30 Umdrehungen analysiert. Die dimensionslose Rotorfrequenz f wurde bereits in Gl. 9.11 definiert. Das linke Energiespektrum zeigt ein Maximum der Phasengeschwindigkeit bei einer dimensionslosen Rotorfrequenz $f = 1$, was nach Untersuchungen von Cameron et al. [23] nicht auf die langwellige Anregung zurückgeführt werden kann. Obwohl im Bereich $f < 1$ sehr niedrige Amplituden der Energiewelle angedeutet sichtbar sind, kann die Entstehung des Abreißens mit der TWE-Methode nicht erkannt werden, da sie lediglich ca. zwei Rotorumdrehungen dauert.

Dieses Ergebnis ist prinzipiell identisch mit dem Ergebnis der DSFS und deutet weiter darauf hin, dass es sich in diesem Fall um ein kurzskaliges Abreißen handelt. Das Abreißen wird durch eine Störung verursacht, die mit Rotorfrequenz umläuft ($f = 1$). Mit gestörtem Einlauf hingegen (Abb. 9.7 rechts) erscheint zusätzlich eine signifikante Amplitude bei $f = 0{,}4\ n$, die innerhalb der letzten 300 Umdrehungen vor dem Abreißen stark anwächst. Diese zusätzliche Störung unterstützt das Abreißen, so dass es früher auftritt. Auch dies ist mit dem Ergebnis der DSFS deckungsgleich und zeigt, dass auch schon kleine Störungen lange vor dem Abreißen erkannt werden können.

9.1.6 Wavelet-Analyse

Um die physikalischen Phänomene näher zu untersuchen und zu verstehen, dient die Wavelet-Methode, die von verschiedenen Autoren, wie Höss et al., Inoue et al. [24, 25] sowie Lin et al. [26], entwickelt wurde. Die lokale Fourier-Analyse transienter Daten lässt die am Umfang rotierenden Frequenzen der lokalen Moden erkennen, allerdings gehen die zeitliche Auflösung und die Phaseninformation verloren. Durch die Einführung von

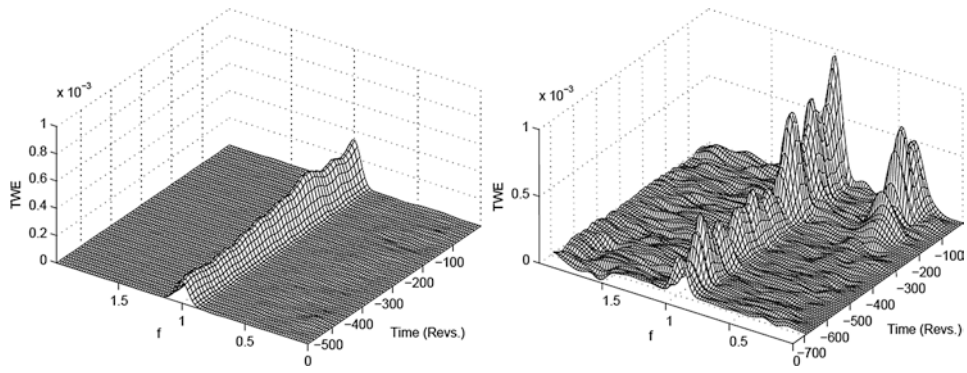


Abb. 9.7 Energie der umlaufenden Welle des ersten Fourier-Koeffizienten des am Gehäuse gemessenen Drucksignals während der Entstehung der Ablösung bei homogener (*links*) und gestörter (*rechts*) Einlassströmung (*f* dimensionslose Frequenz nach Gl. 9.11), [6]

nicht-sinusförmigen Grundfunktionen soll die Phaseninformation bei der Wavelet-Analyse ebenfalls erfasst werden. Im Gegensatz zu der auf sinusförmigen Grundfunktionen basierenden Fourier-Transformation ist die Wavelet-Analyse lediglich in einem eingeschränkten Bereich von Null verschieden. Die Grundfunktion wird typischerweise definiert, indem eine einzelne Funktion im Zeitbereich, als Mutter-Wavelet bezeichnet, gestreckt wird. Das innere Produkt dieser Funktion und die Grundfunktion des Wavelets können dann aus unterschiedlichen Zeitversätzen zwischen Wavelet und Grundfunktion bestimmt werden [6]. Formal erfolgt die kontinuierliche Wavelet-Transformation eines eindimensionalen Vektors $\vec{u}(t)$

$$WX(s,t) = \frac{1}{\sqrt{|s|}} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{u}(\tau) \cdot \lambda \cdot \left(\frac{\tau - t}{s} \right) d\tau. \tag{9.13}$$

Zum Vorgehen bei der Auswahl der Mutter-Wavelet-Funktion sowie zur Definition der erforderlichen Parameter sei auf Lin et al. [26] verwiesen. Die eindimensionale kontinuierliche Wavelet-Transformation eines Signals $\vec{u}(t)$ kann aus der inversen Fourier-Transformation dieser Funktion und der Transformation des Wavelets berechnet werden

$$WX(s,t) = \sqrt{s} \cdot \left\{ \mathbb{F}^{-1} \left[U(\omega) \cdot \Lambda(s,\omega) \right] \right\}. \tag{9.14}$$

Eine diskretisierte Darstellung dieser kontinuierlichen Transformation ergibt sich zu

$$WX_n(s_m) = \frac{\sqrt{s_m}}{N} \cdot \sum_{k=0}^{N-1} U(k) \cdot \Lambda(s_m, \omega_k) \cdot e^{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot k \cdot n / N}. \tag{9.15}$$

Als Resultat erhält man eine nicht-orthogonale Transformation, die eine detaillierte Information über die Entstehung der Ablösung enthält, deren Interpretation jedoch wiederum nicht einfach ist [26]. In der Regel wird die Wavelet-Transformation als Kontur der Skalen s und der Zeit t als Wavelet-Spektrogramm dargestellt.

Im Wavelet-Spektrogramm können sehr gut Modifikationen des zeitlichen Verlaufes erkannt werden. Verständlicherweise kann aus dem Spektrogramm eines einzelnen Sensors kein Rückschluss über die Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Störung gezogen werden. Hierzu sind die Spektrogramme mehrerer Sensoren zu vergleichen. In Abb. 9.8 sind die Messungen der beiden Ablösephänomene der Abb. 9.1 in Wavelet-Spektrogrammen dargestellt.

Beide Spektrogramme zeigen mehrere sich am Umfang bewegende Störungen mit Frequenzen erster bzw. zweiter Ordnung der Rotorschaufelanzahl 20, [6]. Der Informationsgehalt ist ähnlich der Information der gefilterten Druckverläufe (Abb. 9.1), wobei jedoch objektive Informationen erhalten werden, da die Drucksignale durch die Skalen, d. h. Moden der Blattanzahlen, separiert vorliegen. So ist beispielsweise in den linken Spektrogrammen der Abb. 9.8, der Ablösung bei ungestörtem Einlauf, die Wechselwirkung mehrerer kurzskaliger Störungen in den letzten zwei Umdrehungen vor dem Ablösen erkennbar, was in den gefilterten Signalen nicht sichtbar war. Allerdings ist die Interpretation der

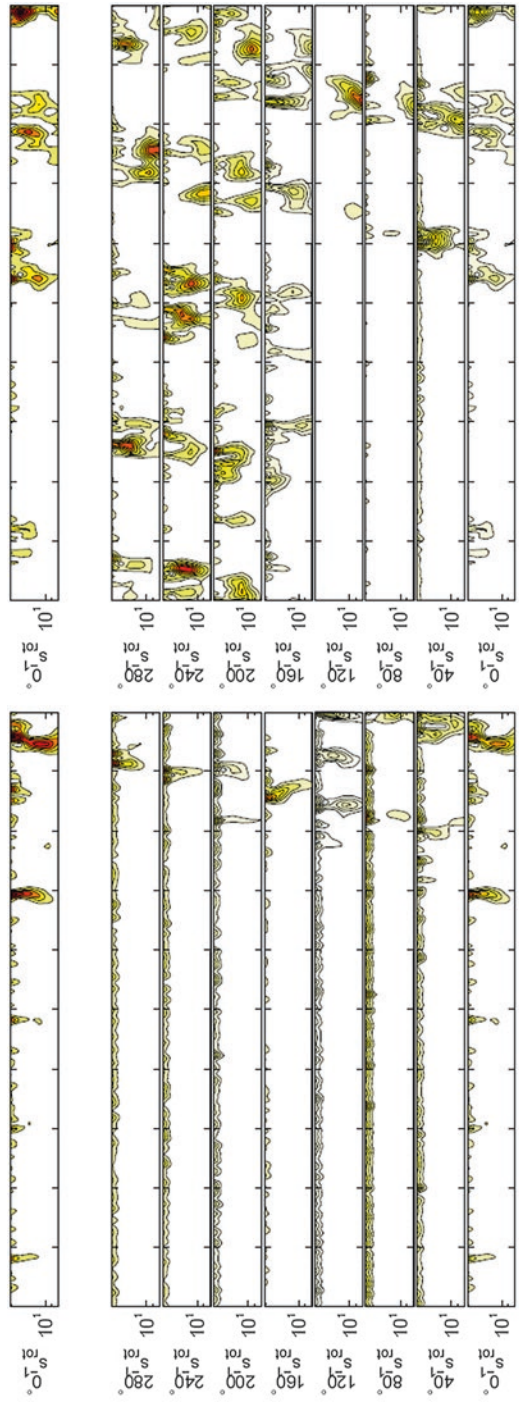


Abb. 9.8 Wavelet-Spektrogramme der am Gehäuse gemessenen Drucksignale während der Entstehung der Ablösung bei homogener (*links*) und gestörter (*rechts*) Einlassströmung [6]

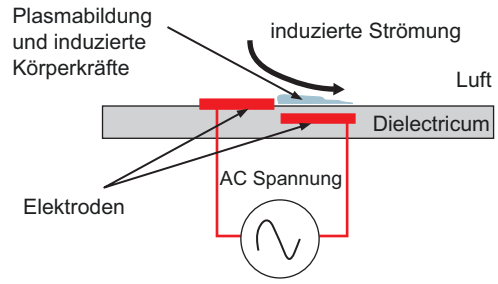


Abb. 9.9 Elektroden zur Glühentladung („single dielectric barrier discharge plasma actuator", SDBD) als Stellglied zur Unterdrückung von rotating stall

Verläufe mit Einlaufstörungen nicht immer eindeutig, wie Abb. 9.8(*rechts*) zeigt, in der mehrere Störungen im Bereich der untersuchten Skalen auftreten. Zur Anwendung der Wavelet-Transformation ist keine Filterung der Signale notwendig, da die Transformation wie ein spezieller Bandpassfilter wirkt. Da jedoch alle Filter mit der Anzahl der Messpunkte in Wechselwirkung stehen, muss die Datenaufnahmerate entsprechend hoch gewählt werden. Zur Früherkennung der Ablösephänomene ist die längste Zeitskala in der Größenordnung der Schaufelanzahl des Rotors von Bedeutung, was die erforderliche Datenaufnahmerate auf ein Vielfaches dieser Anzahl erhöht [6].

9.2 Stabilisierung durch gesteuertes oder geregeltes Einblasen

Zur Stabilisierung der ablösenden Grenzschicht werden neben passiven Maßnahmen, wie sie im vorangehenden Kap. 8 beschrieben wurden, wie kontinuierliches Einblasen über Schlitze an der Vorderkante, Gehäusestrukturierung sowie Wirbelgeneratoren, auch aktive Systeme vorschlagen, um transient die energiearme Grenzschicht gezielt abzusaugen oder ihr durch Eindüsung Energie zuzuführen. Um die Wirkung der Einblasung, wie sie im vorangehenden Kapitel dargestellt wurde, zu erhöhen, wurden Untersuchungen angestellt, die eingedüste Luft nach der momentan aktuell gemessenen Frequenz gezielt zu modulieren. Gegenüber den nicht aktiven Systemen können in bestimmten Fällen pulsierende Maßnahmen deutlich effektiver sein.

Bereits 1989 schlugen Epstein et al. [27] vor, die Eindüsung geregelt in der Nähe der Stabilitätsgrenze vorzunehmen. Paduano et al. [28] erzielten durch eine aktive Regelung der Einblasung einen um 20 % erhöhten Pumpgrenzenabstand. Von Tweedt et al. [29] wurden sowohl aktive wie auch passive Konzepte untersucht. Zur aktiven Kontrolle wird versucht, kurz vor dem Pumpen über Sensoren die Instabilität zu erfassen und durch gezieltes dynamisches Einblasen von Luft das Pumpen zu vermeiden.

Neben der Anordnung von ausgleichenden axial oder umfangsmäßig angebrachten Nuten der Gehäusestrukturierung kann der Grenzschicht im Spitzenbereich der Laufschaufel auch durch Eindüsen von Luftstrahlen Energie zugeführt werden. So gelang es Weigl et al. und Spakovszky et al. [30–32] die Stabilität eines einstufigen transsonischen Verdichters zu verbessern, indem aus der Wand vor dem Laufrad kombiniert stationäre oder gepulste

Luftstrahlen eingeblasen wurden. Die Frequenz der Luftstrahlen wurde über einen Regler geregelt, der sein Signal von Druckaufnehmern, die ebenfalls vor der Laufreihe angebracht waren, empfing. Die Luft wurde über ein externes Gebläse zur Verfügung gestellt. Auf diese Weise konnten langwellige Ablöseerscheinungen bei radialen und umfangsmäßigen Störungen am Eintritt deutlich hinausgezögert werden.

Der Einfluss der lokalen Anordnung und des Eindüsungsimpulses wurde von Suder et al. [33] näher betrachtet. Es wurde festgestellt, dass die besten Ergebnisse erzielt werden, wenn die Luft mit einem kritischen Druckverhältnis eingedüst wird. Außerdem wurde beobachtet, dass die Anzahl der am Umfang verteilten Eindüsungsöffnungen stark reduziert werden kann. Einen achtstufigen Verdichter mit einem Druckverhältnis von 5,25 stabilisierten Freeman et al. [34] durch passive Einblasung sowie durch die aktiv geregelte Eindüsung von Luft, die jeweils den höheren Stufen entnommen wurde. Zur Stabilisierung wird ca. 8 % des Hauptmassenstromes benötigt, wenn die Luft der vierten Stufe entnommen und vor der ersten Laufreihe eingedüst wird. Die Menge kann durch Entnahme am Verdichteraustritt auf 5 % reduziert werden. Die geregelte pulsierende Eindüsung ist wirkungsvoller als die stationäre.

Eine systematische Studie der Systemaspekte stabilitätsverbessernder Maßnahmen an einem Zweikreis-Turbostrahltriebwerk Larzac 04 C05 wurde von Scheidler [12] durchgeführt. Als stabilisierende Maßnahme kam dabei die Einblasung von Luft in den Einlauf des Verdichters einerseits aus externer Versorgung, andererseits aus der Abnahme eine Zapfluftstelle hinter dem Hochdruckverdichter zum Einsatz. Diese Luft wurde über ein Einblasesystem in den Schaufelspitzenbereich kurz vor dem ersten Verdichterrotor eingedüst. Sowohl die kontinuierliche Einblasung, die pulsierende Einblasung, als auch die reglerunterstützte Einblasung wurde untersucht, wobei der Niederdruckverdichter teilweise gezielt angedrosselt, teilweise der Einlauf gestört wurde, um an die Stabilitätsgrenze zu gelangen. Der Betriebsbereich konnte sowohl im unteren wie auch im oberen Drehzahlbereich durch die aktive Regelung der eingedüsten Luft erheblich erweitert werden. Mit einer überarbeiteten Früherkennungsmethode, basierend auf einer FFT-Analyse, kann die Pumpgrenze deutlich verschoben und bereits schon instabile Betriebszustände stabilisiert und wieder stabil betrieben werden [35].

In einer numerischen Studie untersuchten Xin-Qian [36] pulsierendes Absaugen wie auch Einströmen an einer ebenen, subsonischen Verdichterkaskade. Durch gezieltes Absaugen und Einblasen konnte das Ablösen deutlich verzögert werden, wobei die Drucksignale der oszillierenden Nachläufe dazu dienten, das Einblasen und Absaugen zu regeln. Die Eindüsungsstelle befand sich kurz hinter der Ablösestelle. Die numerische Untersuchung zeigt ein um ca. 3 % erhöhtes Druckverhältnis bei niedrigeren Verlusten und einer geringen Empfindlichkeit auf Fehlanströmung, was auf ein geordneteres Abströmen durch die Einblasung zurückgeführt wird. Bevor jedoch ein derartiges System der aktiven Beeinflussung in einer Maschine einsetzbar ist, ist der effektive Nutzen dem nicht unbedeutenden Aufwand entgegenzustellen.

9.3 Beeinflussung durch Beschallen

Die Ablösungen an der Profilhinterkante erfolgten mit typischen Frequenzen, deshalb schlagen Zhi-ping et al. [37] vor, den Verdichter mit der Ablösefrequenz zu beschallen. Obwohl der einstufige Niedergeschwindigkeitsverdichter nicht maschinenrelevant, sondern lediglich das Ergebnis entsprechend zu interpretieren ist, ist bemerkenswert, dass bei abgestimmter Anregungsfrequenz die großskaligen Ablösungen eines subsonischen Axialverdichters beeinflusst werden können, so dass der Wirkungsgrad um 1–2 % und das Druckverhältnis um 2–3 % angehoben sowie der Abstand zur Pumpgrenze merklich erweitert werden können.

9.4 Beeinflussung über elektrische Felder

Die Anfachung des kurzskaligen rotierenden Ablösens durch Spikes sowie die Gleichrichtung der Strömung mithilfe zweier Elektroden, die durch dielektrisches Material getrennt waren, wurde von Vo [38] numerisch untersucht. Die Untersuchungen basieren auf experimentellen Ergebnissen von Corke und Post [39], Abb. 9.9. Die Elektroden wurden mit einem hochfrequenten Wechselstrom beaufschlagt, was im Fluid Körperkräfte induzierte. Diese Anordnung („single dielectric barrier discharge SDBD plasma actuator“) als Stellglied zur Beeinflussung von Strömungen wurde bereits von Corke und Post [39] vorgestellt.

Eine Spannung von typischerweise 1–10 kV im Frequenzbereich von 1–10 kHz bewirkt eine leichte Ionisierung der vorbeiströmenden Luft, die als Glüherscheinung sichtbar wird, weshalb das Phänomen auch als Glühentladung bezeichnet wird. Das Phänomen ist auch unter Umgebungsbedingungen aufrecht zu erhalten. Diese ionisierte Luft kann mithilfe eines elektrischen Feldes beeinflusst werden, so dass sich ein dünner Strahl parallel zur Oberfläche einstellt. Enloe et al. [40] und Shyy et al. [41] beschreiben das Phänomen der Ionisierung der Luft durch Glühentladung näher. Um die Beeinflussung der Glühentladung auf die Entstehung des rotating stalls zu untersuchen, implementiert Vo [38, 42, 43] die Körperkräfte in einen numerischen Strömungscode. Mithilfe der Rechnungen konnte nachgewiesen werden, dass durch die Beeinflussung der Beginn der rotierenden Ablösung deutlich hinausgezögert werden kann.

In den numerischen Untersuchungen eines einstufigen, langsam laufenden Verdichters fanden Jothiprasad [44], dass die Erweiterung der Pumpgrenze mit der Belastung des Verdichters und damit mit der Blockage korreliert. Die Beeinflussung durch das Plasma reduziert die Verluste der Gehäusewand durch das Anheben des statischen Druckes der Blattspitzenleckage der Saugseite.

Wu et al. [45] untersuchten die Beeinflussung der Spaltwirbelströmung durch ein gepulstes Plasma numerisch für einen einstufig langsam laufenden Versuchsverdichter mit einem Skalen adaptierenden RANS/LES-Verfahren. Durch die Beeinflussung des Spalt-

wirbels konnte zwar die Blockage des Hauptkanals reduziert, die Pumpgrenze jedoch nicht beeinflusst werden.

Ein experimenteller Nachweis der Wirksamkeit in ausgeführten Verdichtern steht jedoch noch aus.

Literatur

1. Epstein AH, Efowcs Williams JE, Greitzer EM (1986) Active suppression of aerodynamic instabilites in turbomachines. AIAA Paper No. 86-1994
2. Camp TR, Day IJ (1998) A study of spike and model stall phenomena in a low-speed axial compressor. ASME J Turbomach 120(3):393–401
3. Hoying DA, Tan CS, Greitzer EM (1998) Role of blade passage flow structures in axial compressor rotating stall inception. In: Proceedings of ASME 1998 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: turbomachinery, paper 98-GT-588, Stockholm, Sweden, 2–5 June
4. Gannon AJ, Hobson GV, Shreeve RP, Villescas IJ (2006) Experimental investigation during stall and surge in transonic fan stage and rotor-only configuration. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90925, Barcelona, Spain, 8–11 May
5. Day IJ, Breuer T, Escuret J, Wilson A (1999) Stall inception and the prospects for active control in four high speed compressors. ASME J Turbomach 121(1):18–27
6. Cameron JD, Morris SC (2007) Spatial correlation based stall inception analysis. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-28268, Montreal, Canada, 14–17 May
7. Cameron JD (2007) Stall inception in an axial compressor. PhD thesis, University of Notre Dame
8. Day IJ (1993) Active suppression of rotating stall and surge in axial compressors. ASME J Turbomach 115(1):40–47
9. Garnier VH, Epstein AH, Greitzer EM (1992) Rotating wavesas a stall inception indication in axial compressors. J Turbomach 113(2):290–301
10. Breuer TH, Servaty S (1998) A study of spike and modal stall phenomena in a low-speed axial compressor. ASME J Turbomach 120(3):393–401
11. Hoenen H, Arnold T (2003) Development of a surge prediction system for multi stage axial compressors. In: Proceedings of the international gas turbine congress 2003, paper no. TS-040, Tokyo, 2–7 November
12. Scheidler SG (2005) Untersuchung der Systemaspekte stabilitätsverbessernder Maßnahmen in Gasturbinen. Dissertation, Universität der Bundeswehr München
13. McDougall N, Cumpsty N, Hynes T (1990) Stall inception in axial compressors. ASME J Turbomach 112(1):116–125
14. Moore FK, Greitzer EM (1986) A theory of Pos-Stall transients in axial compression systems: part I – development of equations. ASME J Gas Turbines Power 108(1):68–76
15. Dhingra M, Neumeier Y, Prasad JVR, Shin HW (2003) Stall and surge precursors in axial compressors. Presented at 39th AIAA/ASME/SAE/ASEE joint propulsion conference and exhibit, AIAA Paper 2003-4425, Huntsville, Alabama
16. Tahara N, Nakajima T, Kurosaki M, Ohta Y, Outa E, Nikiswas T (2001) Active stall control with practicable stall prediction system using auto-correlation coefficient. In: Proceedings of the 37th joint propulsion conference and exhibit, Salt Lake City, UT, USA, 8–11 July

17. Tahara N, Kurosaki M, Ohta Y, Outa E, Nakakita T, Tsurumi Y (2004) Early stall warning technique for axial flow compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53292, Vienna, Austria, 14–17 June
18. Christensen D, Cantin P, Gutz D, Szucs PN, Wadia AR, Armor J, Dhingra M, Neumeier Y, Prasad JVR (2006) Development and demonstration of a stability management system for gas turbine engines. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90324, Barcelona, Spain, 8–11 May
19. Dhingra M, Neumeier Y, Prasad JVR, Breeze-Stringfellow A, Shin H-W, Szucs PN (2006) A stochastic model for a compressor stability measure. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 2: aircraft engine; ceramics; coal, biomass and alternative fuels; controls, diagnostics and instrumentation; environmental and regulatory affairs, paper GT2006-91182, Barcelona, Spain, 8–11 May
20. Wadia AR, Armor J, Dhingra M, Neumeier Y, Prasad JVR, Christensen D, Cantin P, Gutz D, Szucs PN (2006) Development and demonstration of a stability managment system for gas turbine engines. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90324, Barcelona, Spain, 8–11 May
21. Scheidler SG, Fottner L (2005) Active stabilization of the compression system in a twin-pool turbofan engine at inlet distortion. Conference paper: presented at the 10th international symposium on transport phenomena and dynamics of rotating machinery, ISROMAC, paper ISABE2003-1083, Honolulu, Hawaii, 7–11 March
22. Tryfonidis M, Etchevers D, Paduano JD, Epstein AH, Hendicks GJ (1995) Prestall behavior of several high speed compressors. ASME J Turbomach 117(1):62–80
23. Cameron JD, Bennington MA, Ross MH, Morris SC, Corke TC (2007) Stall inception in an axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-28278, Montreal, Canada, 14–17 May
24. Höss B, Leinhos D, Fottner L (2000) Stall inception in the compressor system of a turbofan engine. ASME J Turbomach 122(1):32–44
25. Inoue M, Kuroumaru M, Yoshida S, Furukawa M (2002) Short and long length-scale disturbances leading to rotating stall in an axial compressor stage with different stator/rotor gaps. ASME J Turbomach 124(3):376–384
26. Lin F, Chen J, Li M (2004) Wavelet analysis of rotor-tip disturbances in an axial-flow compressor. J Propulsion Power 20(2):319–334
27. Epstein A, Williams J, Greitzer E (1989) Active suppression of aerodynamic intabilities in turbomachines. J Propulsion 5(2):204–211
28. Paduano JD, Epstein A, Valavani L, Longley JP, Greitzer EM, Guenette GR (1993) Active control of rotating stall in a low speed axial compressor rotor. ASME J Turbomach 115(1):48–56
29. Tweedt DL, Okishi TH, Hathaway MD (1986) Stator endwall leading-edge sweep and hub shroud influence on compressor performance. ASME J Turbomach 108(2):224–232
30. Weigl HJ, Paduano JD, Frechette LG, Epstein AH, Greitzer EM, Bright M, Strazisar AJ (1998) Active stabilization of rotating stall and surge in a transonic single stage axial compressor. ASME J Turbomach 120(4):625–636
31. Spakovszky ZS, Weigl HJ, Paduano JD, van Schalwyk CM, Suder KL, Bright MM (1999) Rotating stall control in a high-speed stage with inlet distortion: part I – radial distortion. ASME J Turbomach 121(3):510–516
32. Spakovszky ZS, van Schalwyk CM, Weigl HJ, Paduano JD, Suder KL, Bright MM (1999) Rotating stall control in a high speed stage with inlet distortion: part II – circumferential distortion. ASME J Turbomach 121(3):517–524

33. Suder KL, Hathaway MD, Thorp SA, Strazisar AJ, Bright MM (2001) Compressor stability enhancement using discrete tip injection. ASME J Turbomach 123(1):14–23
34. Freeman C, Wilson AG, Ivor J, Day IJ, Swinbanks MA (1998) Experiments in active control of stall on an aeroengine gas turbine. ASME J Turbomach 120(4):637–647
35. Bindl S (2010) Realisierung einer autarken Applikation zur Erkennung und Unterdrückung von Verdichterinstabilitäten am Turbostrahltriebwerk Larzac 04. Dissertation, Universität der Bundeswehr München.
36. Xin-Qian Z, Xiao-bo Z, Sheng Z (2004) Investigation on a type off low control to weaken unsteady separated flows by unsteady excitation in axial flow compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53167, Vienna, Austria, 14–17 June
37. Zhi-ping L, Zhi-qiang G, Yan L, Ya-jun L (2004) The experiment research on the performance of low speed axial-compressor by external acoustic excitation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Tturbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53183, Vienna, Austria, 14–17 June
38. Vo HD (2007) Suppression of short length-scale rotating stall inception with glow discharge actuation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27673, Montreal, Canada, 14–17 May
39. Corke T, Post M (2005) Overview of plasma flow control: concepts, optimization and applications. In: Proceedings of 43rd AIAA aerospace sciences meeting and exhibit, AIAA paper 2005-563, Reno, Nevada, USA, 10–13 January
40. Enloe CL, McLaughlin TE, Van Dyken RD, Kachner KD, Jumper EJ, Corke T (2004) Mechanisms and responses of a single dielectric barrier plasma actuator: plasma morphology. AIAA J 42(3):589–594
41. Shyy W, Jayaraman B, Andersson A (2002) Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics. J Appl Phys 92(11):6434–6443
42. Vo HD (2007) Suppression of short length-scale rotating stall inception with glow discharge actuation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27673, Montreal, Canada, 14–17 May
43. Vo HD (2010) Rotating stall suppression in axial compressors with casing plasma actuation. J Propulsion Power 26(4):808–818
44. Jothiprasad G, Murray AC, Essenhigh K, Bennett GA, Saddoughi S, Wadia A (2010) Control of tip clearance flow in a low speed axial compressor rotor with plasma actuation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2010-22345, Glasgow, UK, 14–18 June
45. Wu Y, Ma C, Tian S-M, Zhou Y-T, Li J, Li Y-H (2016) Tip leakage vortex control in a low speed axial compressor using pulsed plasma actuation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56795, Seoul, South Korea, 13–17 June

Der Verdichtereinlauf

10

Der Gestaltung des Einlaufes zum Verdichter muss besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden, da erhebliche Verluste auftreten können, die sich auf die Leistung und den Gesamtwirkungsgrad der Maschine, so wie auf das Stabilitätsverhalten des Verdichters auswirken. Die Pumpgrenze des Verdichters wird beeinträchtigt, wenn sich ein zu inhomogenes Anströmprofil einstellt. Zu unterscheiden sind der Einlauf einer stationären Gasturbine mit Anströmbedingungen, die sich über den Betriebsbereich nicht zu stark ändern und der Einlauf einer Fluggasturbine, der unter unterschiedlichsten Anströmbedingungen den Staudruck in statischen Druck und in die Eintrittsgeschwindigkeit am Verdichtereintritt umwandeln muss.

10.1 Der Verdichtereinlauf von stationären Gasturbinen

Aus Platzgründen und wegen guter Zugänglichkeit des Verdichterlagers erfolgt die Luftzufuhr zum Verdichter von stationären Gasturbinen in der Regel nicht axial sondern seitlich bzw. von oben. Der Lufteinlauf wird möglichst hoch, entfernt vom Boden gelegt, um das Ansaugen von Staub zu minimieren. Die Luftzufuhrkanäle, die sowohl Luftfilter als auch Schalldämpfer enthalten, sind in der Regel mit rechteckigem Querschnitt ausgeführt. Der Verlauf der Eintrittsdüse vom Rechteck- zum Ringquerschnitt muss so gestaltet werden, dass sich eine möglichst homogene Zuströmung zum Verdichter einstellt und Bereiche, die zu Ablösungen oder Nachläufen neigen, zuverlässig vermieden werden.

Abb. 10.1 zeigt den schematischen Verlauf des Luftzufuhrkanals. Der vorgeschaltete Luftfilter soll das Verschmutzen des Verdichters verhindern, vor allem aber die feinen Bohrungen der Turbinenkühlung vor Verstopfen durch eingetragene Fremdteilchen schützen.

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_10

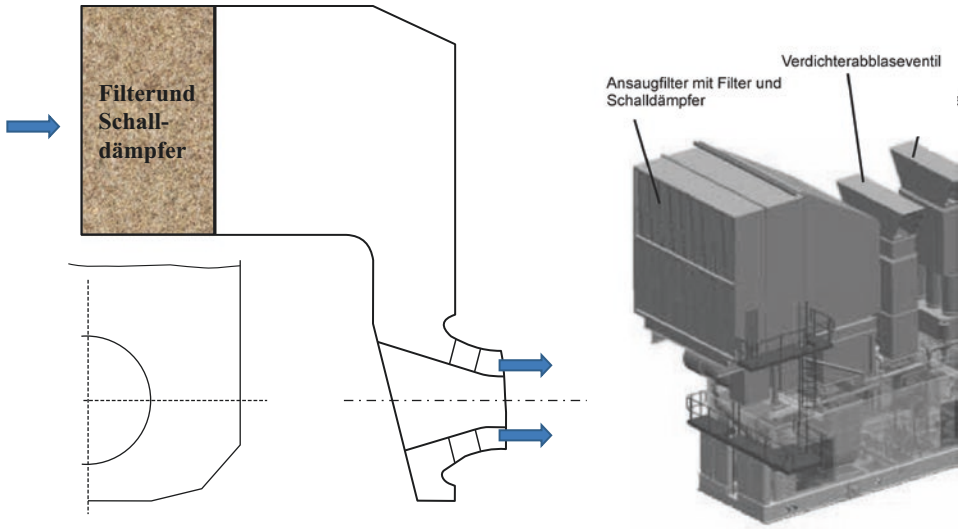


Abb. 10.1 Einlauf einer stationären Gasturbine mit Luftfilter und Schalldämpfer

Zudem sollen Aerosole, die aggressive Bestandteile wie Natrium-, Kalzium- oder Vanadiumverbindungen mit sich tragen können, ausgefiltert werden, da sie Hochtemperaturkorrosion auf den Turbinenschaufeln auslösen können.

Die Luftfilter bestehen meist aus sogenannten Pulsfiltern, das heißt aus Taschen- oder Schlauchgewebefiltern oder aus Tiefenfiltern, die aus Matten zusammengesetzt sind. In der Regel wird ein Grobfilter als Vorabscheider mit einem Vogelschutzgitter („coalescer“) vorgeschaltet.

Maßnahmen zur Leistungssteigerung, wie Kühlen der Ansaugluft oder Wassereindüsung befinden sich ebenfalls im Ansaugtakt meist hinter den Filtern (s. Kap. 11). Bei Spitzen- und Mittellastanlagen mit nachgeschaltetem Abhitzekessel finden sich zudem noch Absperrklappen im Ansaugtakt, um den Zug des Abgastrakts zu reduzieren und damit das zu schnelle Auskühlen der Gasturbine nach dem Abschalten zu verhindern.

Der Druckverlust berechnet sich über den Druckverlustbeiwert ζ_{VE}, der in der Größenordnung von

$$\zeta_{VE} = 0{,}05 \text{ bis } \quad 0{,}15 \tag{10.1}$$

liegt, mit der Definition

$$\Delta p_{VE} = \zeta_{VE} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot c_a^2 \tag{10.2}$$

wobei die Referenzgeschwindigkeit c_a die Geschwindigkeit am Einlaufaustritt bezeichnet.

Die durchströmte Fläche im Zuströmkanal wird im Allgemeinen in etwa mindestens doppelt so groß gewählt wie der Eintrittsquerschnitt in den Verdichter. Abb. 10.2 zeigt einen typischen Verlauf des Querschnittes und der Durchströmgeschwindigkeit.

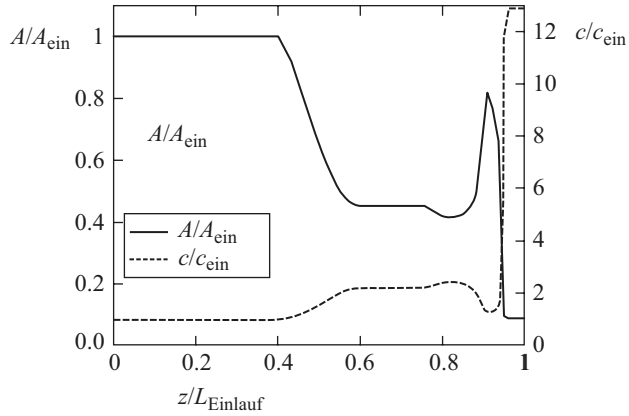


Abb. 10.2 Auf den Einlaufquerschnitt bezogener relativer Verlauf der durchströmten Fläche, sowie der Geschwindigkeit eines typischen Zuströmkanales einer Kraftwerksgasturbine [1]

Aus Luftfahrtgasturbinen abgeleitete stationäre Maschinen haben axiale oder radiale Einläufe, wobei der Abtrieb, je nach Verwendung des ursprünglichen Flugtriebwerks, bei Wellenleistungstriebwerken durchaus Verdichter-seitig erfolgen kann. Bei aus Schubtriebwerken abgeleiteten Maschinen hingegen bietet es sich an, die Arbeitsturbine auf einer separaten Welle unterzubringen und Abgas-seitig die Leistung abzunehmen.

10.2 Der Verdichtereinlauf von Fluggasturbinen

Bei der Fluggasturbine ändern sich die Eintrittsbedingungen in den Einlauf je nach Flugfall gravierend. Der Verdichtereinlauf bestimmt die Eintrittsbedingung in den Verdichtereinlass. Er kann nicht mit dem Verdichter behandelt werden, sondern ist ein separates Bauteil vom Einlaufquerschnitt (Ebene (0)) bis zum Verdichtereintritt (Ebene (1) Abb. 10.3).

Grundsätzlich unterschieden werden muss der Einlauf je nach Anströmzustand, da er je nach Flugfall einerseits als Düse andererseits als Diffusor betrieben wird. Bei Unterschallanströmung kann der Einlauf als einfacher Kanal betrachtet werden, während bei Überschallanströmung ein komplexes System von Verdichtungsstößen den Druck, die Temperatur und die Geschwindigkeit der Verdichteranströmung bestimmen.

Das Kontrollvolumen wird so gelegt, dass am Eintritt in das Kontrollvolumen die idealisiert angenommene Fangfläche A_∞ mit parallelen Stromlinien durchströmt wird. Die Staupunktstromröhre und anschließend die Triebwerkseintrittskontur bilden die Seitenflächen, die Verdichtereintrittsebene (1) die Austrittsfläche. Da die Bedingungen am Triebwerkseintritt (0) nicht bekannt sind, wird diese Ebene in der Bilanzierung nicht betrachtet. Eine detaillierte Beschreibung ist bei Rick [2] zu finden.

10.2.1 Unterschallanströmung

Je nach Flugfall ändert sich die Funktion des Einlaufes vom Fangquerschnitt bis zum Verdichtereintritt. Im Stand und im Langsamflug wird die Anströmgeschwindigkeit von der

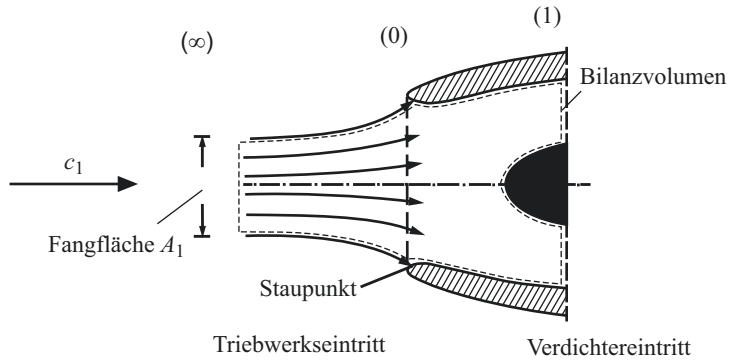


Abb. 10.3 Triebwerkseinlaufströmung im Schnellflug eines mit Unterschall fliegenden Flugzeuges, Ma ca. 0,8

ruhenden bzw. nur langsam zufließenden Umgebung beschleunigt (Abb. 10.4). Während des Fluges allerdings verringert sich der Fangquerschnitt je nach durchgesetztem Luftvolumenstrom, so dass der Einlauf als Diffusor die Anströmgeschwindigkeit zum Verdichter reduziert (Abb. 10.3).

Da weder Arbeit ($\delta w = 0$) noch Wärme ($\delta q = 0$) ausgetauscht werden, kann der Verdichtereinlauf wie ein adiabates Rohr mit veränderlichem Querschnitt behandelt werden. Somit ist die Totalenthalpie nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik ($dH = \delta W + \delta Q = 0$) konstant. Dies trifft auch für die Totaltemperatur zu, falls die spezifische Wärmekapazität als konstant angenommen werden kann. Es ergibt sich im Einlauf eine Isenthalpe mit

$$dH_{\mathrm{tot}} = 0 \tag{10.3}$$

$$T_{\infty \mathrm{tot}} = T_{1\mathrm{tot}} = const. = T_{\infty} + \frac{c_{\infty}^2}{2c_{\mathrm{p}}}. \tag{10.4}$$

Da jedoch ein Totaldruckabfall aufgrund von Reibungs- bzw. Stoßverlusten auftritt, gilt

$$p_{\infty \mathrm{tot}} > p_{1\mathrm{tot}}. \tag{10.5}$$

Zur Beschreibung des Verhaltens des Triebwerkseinlaufes müssen die auftretenden Flugfälle der Abb. 10.3 und 10.4 unterschieden werden:

Im Stand wirkt der Einlauf als Düse ($c_1 > c_\infty$). Der statische Druck der Umgebung p_∞ entspricht dem Totaldruck $p_\infty = p_{\infty\mathrm{tot}}$, da in der Umgebung keine Strömungsgeschwindigkeit herrscht ($c_\infty = 0$). Das heißt auch die Temperatur der Umgebung T_∞ entspricht der Totaltemperatur $T_{\infty\mathrm{tot}}$, die ebenfalls die Totaltemperatur der Umgebung ist $T_\infty = T_{\infty\mathrm{tot}}$ (Abb. 10.5).

- Durch die verlustbehaftete Erzeugung der Strömungsgeschwindigkeit c_1 am Verdichtereintritt entsteht dort ein gegenüber der Umgebung abgesenkter Totaldruck $p_{1\mathrm{tot}}$. Die Ausbildung der Strömung in einem Einlauf unter Standbedingungen ist in Abb. 10.4 und 10.5 skizziert.

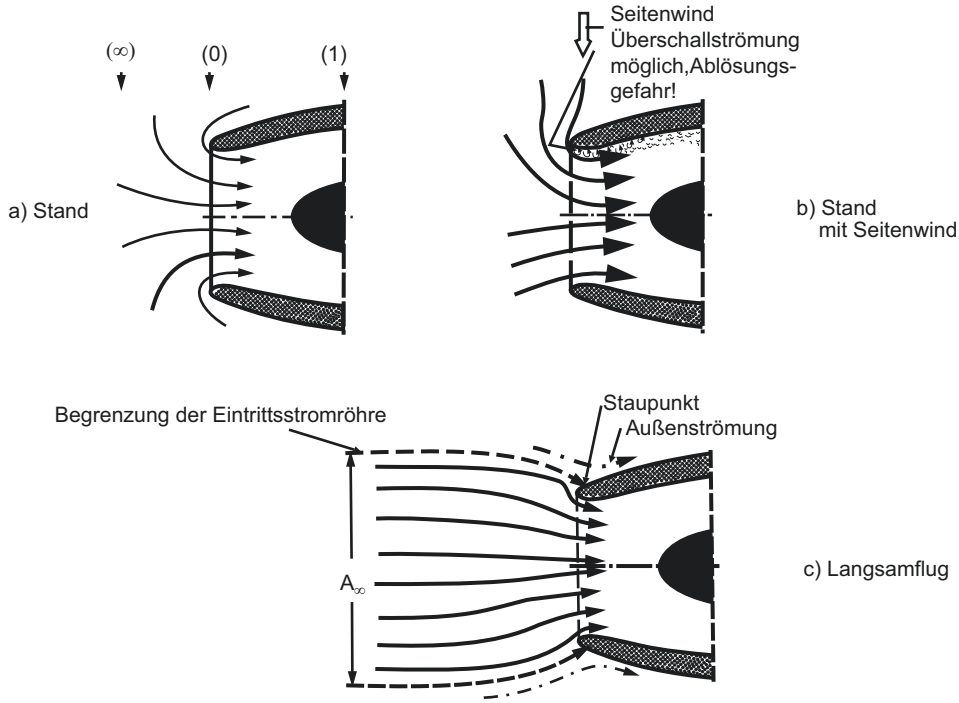


Abb. 10.4 Triebwerkeinlaufströmung; **a** Stand (Ma = 0), **b** Stand mit Seitenwind, **c** Langsamflug (Ma < 0,3); Einlauf wirkt als Düse

- Im *langsamen Flug* (Abb. 10.5) beschleunigt der Einlauf die Anströmung von der niederen Fluggeschwindigkeit c_∞ auf Verdichtereintrittsgeschwindigkeit $c_1 > c_\infty$, er wirkt wie im Stand als Düse. Die Berechnung erfolgt analog zum Stand (Abb. 10.5).
- Unter *Reiseflugbedingungen* hingegen wirkt der Einlauf als Diffusor (Abb. 10.3), der die Strömung auf Verdichtereintrittsgeschwindigkeit unter Aufbau von statischem Druck verzögert $c_1 < c_\infty$, $p_1 < p_\infty$, Abb. 10.4. Die Stromlinienfläche, die die Staupunktstromlinien des Triebwerkseinlaufes bilden, ergeben die gedachte Begrenzung der Stromröhre, aus der das Triebwerk die Luft bezieht. Die Fläche dieser Stromröhre (A_∞) in einiger Entfernung vom Einlass, wird als Fangfläche bezeichnet. Sie passt ihre Größe jeweils dem Flugzustand an. Der sich einstellende statische Druck am Verdichtereintritt p_1 wird zur thermodynamischen Berechnung des Kreisprozesses benötigt.

Im Einlauf wird der Totaldruck aufgrund von Verlusten vom Eintrittsdruck $p_{\infty tot}$ auf den Totaldruck p_{1tot} am Verdichtereintritt isenthalp reduziert. Der gesuchte statische Druck p_1 ergibt sich unter Berücksichtigung des dynamischen Drucks $\rho / 2 \cdot c_1^2$ (Abb. 10.6).

Der reversibel adiabate (isentrope) Staudruck ergibt sich zu

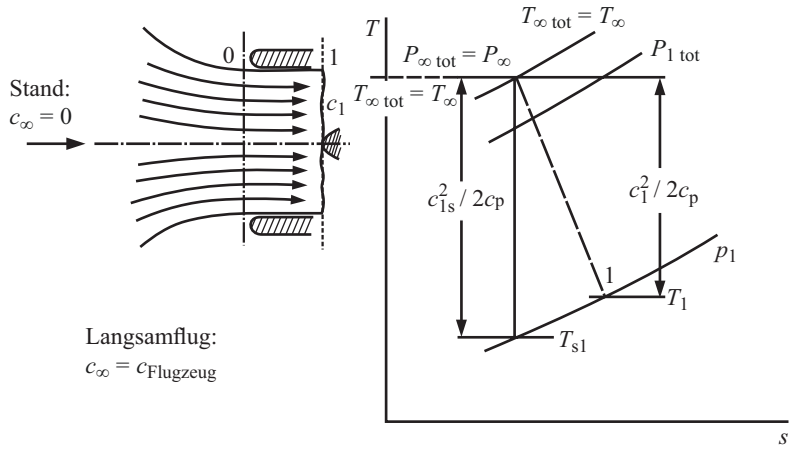


Abb. 10.5 Triebwerkseinlauf im *T, s*-Diagramm im Stand als Düse mit Verlusten, Ma < 0,3

$$\frac{p_{1\text{tot}}}{p_\infty} = \left(\frac{T_{1\text{tot s}}}{T_\infty}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \tag{10.6}$$

mit Index

∞ Fangfläche,

1 Verdichtereintritt.

Die isentrop erreichte Temperatur $T_{1tot\,s}$ wird durch den isentropen Wirkungsgrad η_i mit der verlustbehaftet erreichten (höheren) Temperatur $T_{1\text{tot}}$ verbunden

$$\eta_i = \frac{T_{1\text{tot s}} - T_\infty}{T_{1\text{tot}} - T_\infty} \text{ isentroper Einlaufwirkungsgrad.} \tag{10.7}$$

Die isentrope, statische Temperaturdifferenz ergibt sich aus der kinetischen Energie der Anströmung zu

$$T_{1\text{tot s}} - T_\infty = \eta_i \frac{c_\infty^2}{2 \cdot c_p}. \tag{10.8}$$

Das isentrope Druckverhältnis lässt sich somit berechnen zu

$$\frac{p_{1\text{tot}}}{p_\infty} = \left(1 + \frac{T_{1\text{tot s}} - T_\infty}{T_\infty}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(1 + \frac{\eta_i \cdot c_\infty^2}{2 \cdot c_p \cdot T_\infty}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \tag{10.9}$$

Mit

$$Ma = \frac{c}{\sqrt{\kappa \cdot R \cdot T}} \tag{10.10}$$

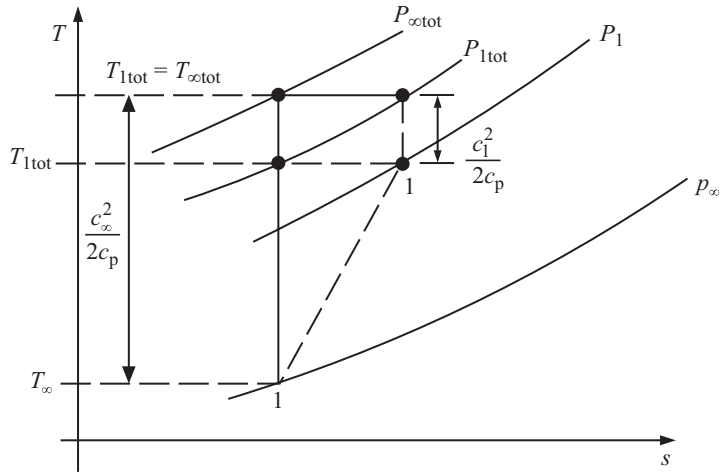


Abb. 10.6 Triebwerkseinlauf im *T,s*-Diagramm im Reiseflug als Diffusor mit Verlusten

und der thermodynamischen Beziehung

$$\kappa \cdot R = c_p \cdot (\kappa - 1) \tag{10.11}$$

für das ideale Gas ergibt sich das Druckverhältnis aufgrund des Aufstaus zu

$$\frac{p_{1tot}}{p_\infty} = \left[1 + \frac{\eta_i \cdot (\kappa - 1)}{2} \cdot Ma_\infty^2\right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \tag{10.12}$$

und das Temperaturverhältnis

$$\frac{T_{1tot}}{T_\infty} = \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_\infty^2\right]. \tag{10.13}$$

Der im Idealfall erreichbare Staudruck $p_{\infty tot}$ bei ISA-Normalatmosphäre und die zugehörige Stautemperatur $T_{\infty tot}$ ist in Abb. 10.7 angegeben. Da die Einlaufströmung verlustbehaftet ist, stellt sich statt des verlustlos zu erwartenden Gesamtdrucks $p_{\infty tot}$ der etwas geringere Gesamtdruck p_{1tot} ein, während die Gesamttemperatur T_{1tot} dem verlustfreien Wert entspricht, was sich aus dem Energiesatz ergibt (Isenthalpe).

Der Wirkungsgrad des Aufstaus η_r („ram-efficiency“) wird als das Verhältnis der Druckerhöhung durch den Aufstau zum dynamischen Druck der Anströmung

$$\eta_r = \frac{p_{1tot} - p_\infty}{p_{Ytot} - p_\infty}. \tag{10.14}$$

definiert. In der Regel ist der isentrope Wirkungsgrad η_i in etwa gleich dem Aufstauwirkungsgrad η_r. Prinzipiell hängt der Wirkungsgrad von der Einbaulage des Triebwerks ab (am Flügel, am Rumpf vorne, am Rumpf hinten). Als Näherungswert kann nach Günther [1]

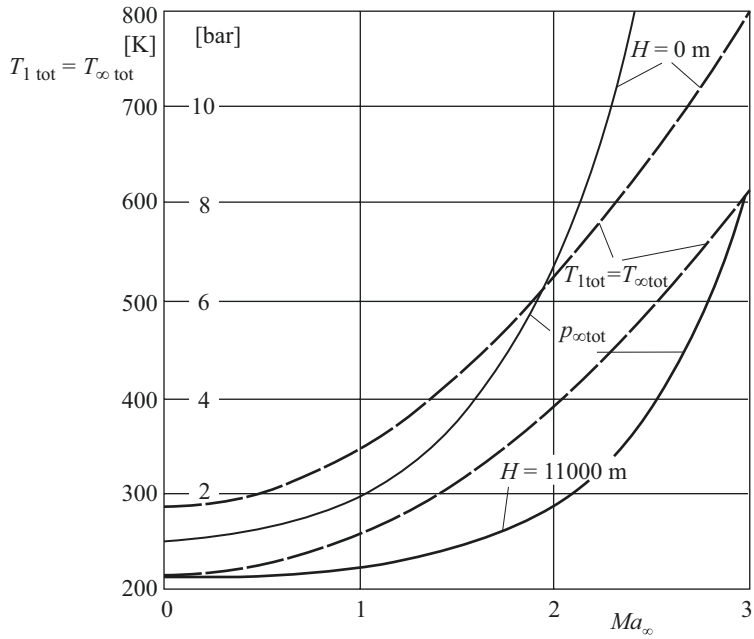


Abb. 10.7 Verlustloser Staudruck und Stautemperatur, abhängig von der Flug-Mach-Zahl in $H = 0$ und $H = 11.000$ m bei ISA-Normalbedingungen

$$\eta_i \approx \eta_r \approx 0{,}8 \div 0{,}93 \tag{10.15}$$

angenommen werden. Eine detaillierte Darstellung zur Auslegung der Einläufe unter Angabe entsprechender Verluste ist bei Bräunling [3], Kap. 9 zusammengestellt.

Bei Wellenleistungstriebwerken befindet sich im Allgemeinen ein Untersetzungsgetriebe zwischen Triebwerk und Propeller, so dass der Einlauf in das Triebwerk entweder konzentrisch um diese Anordnung als Ringkanal gelegt wird, oder aber mit ovalem, nierenförmigen oder kreisförmigen Querschnitt exzentrisch angeordnet ist. Die Abmessungen des Getriebes, das wegen des großen Drehzahlunterschiedes zwischen Gasturbine und Propeller ein Untersetzungsverhältnis von etwa $n_{\text{Antrieb}}/n_{\text{Abtrieb}} = 9{:}1$ benötigt, sind erheblich, was bei der Einlaufgestaltung zu berücksichtigen ist. Zudem ist auf gute Wartbarkeit und eine mögliche Vereisungsgefahr zu achten. Verschiedene Anordnungen sind bei Bräunling [3] und Rick [2] dargestellt.

Neben der Hauptaufgabe, dem Verdichter eine homogene, möglichst ungestörte Unterschallströmung zuzuführen, wird der Einlauf bei Flugtriebwerken mit Unterschallanströmung in der Einlaufwand mit Schalldämpfern ausgestattet, um den nach vorne abgestrahlten Lärm des Fans und des Verdichters zu dämpfen [3]. Gut die Hälfte der Lärmreduzierung eines Triebwerks wird auf die Verwendung von Schallauskleidungen an der Naben- und Gehäusewand von Fan, Verdichter, Turbine und Schubdüse erzielt. Hinsichtlich der Schallreflexion wird die schallharte Wand durch poröse Absorptionsmaterialien („acoustic

liners“) „schallweich“ gemacht. Die Schallabstrahlung aus dem Einlauf heraus könnte auch durch einen Einlauf mit Schrägabschnitt („scarfed inlet“) verbessert werden, indem die Schallreflexion zum Boden hin abgeschirmt wird.

Für gewisse Anwendungen ist die Installation von Fremdkörperabscheidern („compressor inlet-air particle separator“) vorgesehen, insbesondere bei Flugzeugen bzw. Hubschraubern, die auf unbefestigten Pisten starten oder landen [2, 3]. Speziell Turboprop- und Turboschafttriebwerke, die häufig auf unpräparierten Pisten und in Wüstenregionen operieren, haben einen gesonderten Bedarf an solchen Schutzmaßnahmen gegen übermäßiges Ansaugen von Schmutz, Sand und Staub. Neben einfachen Einlaufsieben, die aus Stabilitätsgründen in gewellter Form ausgeführt sind, werden auch komplexere aktive Fremdkörperabscheider eingebaut, die auf der Basis der Zentrifugalwirkung arbeiten. Feststehende, Drall induzierende Leitschaufeln können bis zu 85 % der schwereren Sand-, Schmutz- und Staubteilchen heraus zentrifugieren. Der Verdichter muss durch eine Reihe weiterer Leitschaufeln nahezu drallfrei angeströmt werden. Die auftretenden Strömungsverluste sind vergleichsweise gering.

10.2.2 Überschallanströmung

Bei Überschallanströmung wird die Geschwindigkeit im Einlauf entweder über einen senkrechten Stoß oder über ein System von mehreren schrägen Stößen auf Unterschall verzögert (Abb. 10.8), da der Verdichter eine Anströmung im Unterschallbereich erfordert. Der Überschalleinlauf muss somit die Strömung auf Ma ca. 0,4–0,7 möglichst verlustarm verzögern. In diesem Fall beschreibt man den Wirkungsgrad mithilfe des sogenannten Druckrückgewinnfaktors („pressure recovery factor“)

$$\frac{p_{1\mathrm{tot}}}{p_\infty} = \frac{p_{1\mathrm{tot}}}{p_{0\mathrm{tot}}} \cdot \frac{p_{0\mathrm{tot}}}{p_\infty} \tag{10.16}$$

mit dem Druckverhältnis durch den Aufstau am Einlauf von der Anströmung (∞) bis vor den Stoß (Ebene 0)

$$\frac{p_{0\mathrm{tot}}}{p_\infty} = \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma_\infty^2\right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \tag{10.17}$$

nach Gl. 10.9 bzw. Gl. 10.14 und der Näherungsformel für den Druckanstieg durch schräge Stöße ($1 < Ma_0 < 5$)

$$\left(\frac{p_{1\mathrm{tot}}}{p_{0\mathrm{tot}}}\right)_{\mathrm{Sto\backslash ss}} = 1{,}0 - 0{,}075 \cdot \left(Ma_\infty - 1\right)^{1{,}35}. \tag{10.18}$$

Die Stoßverluste bis zu einer Anström-Mach-Zahl kleiner als 1,5 sind als tolerierbar anzusehen unter Berücksichtigung des konstruktiven Aufwandes eines Schrägstoßdiffu-

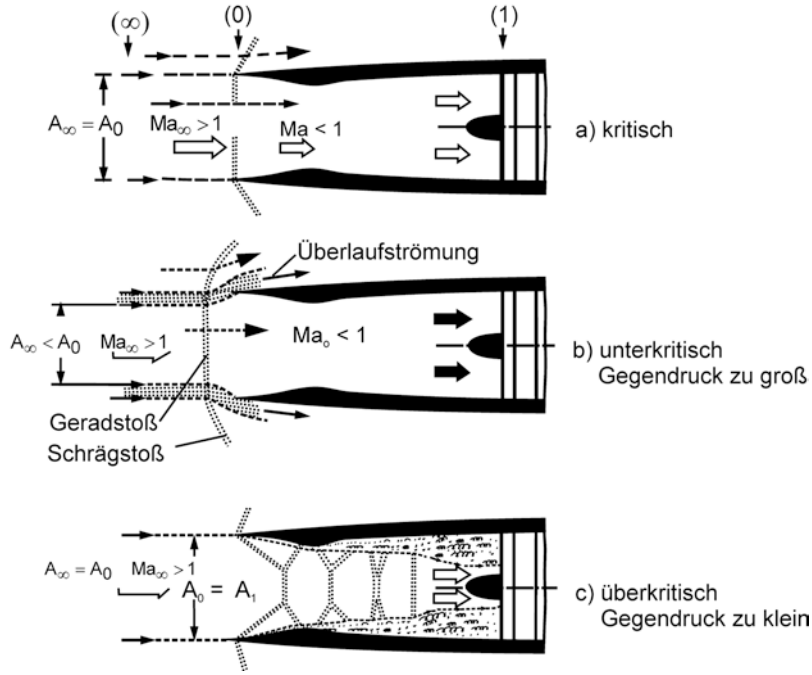


Abb. 10.8 Überschalleinlauf verschiedener Flugzustände, Geradstoßeinlauf; $1 < Ma < 1{,}5$

sors, so dass Einläufe in diesem Anströmmachzahlbereich mit geradem Verdichtungsstoß ausgelegt werden (Abb. 10.8). Zu unterscheiden sind folgende Anströmzustände, jeweils bei Überschallanströmung in Abhängigkeit des vom Triebwerk durchgesetzten Massenstromes.

- Im *Betriebspunkt* (a) liegen gerade kritische Zustände vor. Der Stoß liegt am Eintrittsquerschnitt an und verzögert die Strömung auf Unterschall. Im divergenten Teil erfolgt eine weitere Verzögerung. Die Fangfläche ist genau die Triebwerkseintrittsfläche. Der Betriebspunkt ist abhängig von der Anström-Mach-Zahl und der Flughöhe. Der Durchsatz kann über die Düse des Nachbrenners justiert werden.
- Verarbeitet das Triebwerk *weniger Durchsatz* (b) als im Auslegungsfall (a), so steigt der Druck p_1 an. Die Fangfläche wird entsprechend kleiner, so dass ein Teil des Massenstroms hinter dem Stoß, der sich abhebt, am Triebwerk vorbeiströmt.
- Verlangt das Triebwerk einen *höheren Durchsatz*, so sinkt der Druck am Verdichtereintritt p_1 ab. Die Strömung gelangt mit Überschallgeschwindigkeit in den Einlauf. Es bildet sich ein System von geraden und schrägen Verdichtungsstößen mit erheblichen Grenzschichtverlusten aus. Deshalb bietet es sich an, bei höheren Anström-Mach-Zahlen zur Erweiterung des Betriebsbereiches schräge Verdichtungsstöße vorzusehen. Den gesamten Druckerhöhungsbeiwert erhält man durch Multiplikation des

Druckrückgewinnfaktors des Stoßes (p_{1tot}/p_{0tot}) mit dem Druckrückgewinnfaktor des vorausgehenden Stoßes (p_{0tot}/p_{∞}).

Bei hohen Anström Mach-Zahlen ($Ma > 2{,}0$) werden verlustärmere schräge Verdichtungsstöße durch Rampen oder spitze Zentralkörper (Einlaufkonus) unterschiedlicher Neigungen initiiert. Eine detaillierte Darstellung ist bei Bräunling [3], Kap. 9 sowie bei Rick [2] zu finden.

10.3 Auswirkung einer Fehlanströmung

Aufgrund von Flugmanövern oder Seitenwinden kann es zu ungleichförmiger Anströmung am Einlass kommen, die bis zum Verdichtereintritt bemerkbar sind. Störungen am Eintritt in den Verdichter können aufgrund von Ungleichförmigkeiten im Druckverlauf, in der Temperatur oder des Dralls, d. h. des Eintrittswinkels erfolgen. Hierbei treten Druck- und Drall-Ungleichförmigkeiten am häufigsten auf. Druckstörungen können sich sowohl auf den Totaldruck als auch auf den statischen Druck beziehen. Während Totaldruckverluste normalerweise durch Ablösungen verursacht werden, die sich auch auf den statischen Druck auswirken können, sind Ungleichförmigkeiten im statischen Druck Auswirkungen von Geschwindigkeitsänderungen, die nicht unbedingt von Druckverlusten begleitet sein müssen. Eine umfassende Zusammenstellung ist im AIR-Report [4] zu finden.

10.3.1 Der Druckstörungsparameter

Störungen im Einlauf können durch Fehlanströmungen aufgrund von Seitenwinden auftreten, die bei Flugtriebwerken bei ungünstigen Bedingungen sogar zu Ablösungen an der Innenseite der Einlaufkontur führen können. Wird die Strömung in längeren Kanälen geführt, wie dies oft bei Wellenleistungstriebwerken oder bei in Rumpf oder Tragfläche integrierten Triebwerken der Fall sein kann, so führen Umlenkungen zu drallbehafteten Sekundärströmungen, die die Anströmung des Verdichters beeinflussen, so dass die Pumpgrenze und der Durchsatz beeinträchtigt sind.

[3] untersuchten die Ausbildung der Einlaufstörung an einem am Heck installierten Triebwerk numerisch und experimentell. Neben der Beeinflussung durch Seitenwind, die zu einer Ablösung nach dem Einlauf führte, fanden sie einen starken Wirbel, dessen Kern sich bis zum Flugzeugrumpf ausbreitete.

Nach dem AIR-Report [5] wird die Störung am Verdichtereinlauf durch Ungleichförmigkeiten im Totaldruck charakterisiert. Hierbei wird der Strömungskanal in radial angeordnete Ringe aufgeteilt, für die jeweils ein umfangsgemittelter Totaldruck p_{AV} in Abhängigkeit des Umfangswinkels θ angegeben wird.

$$p_{AV} = \frac{1}{360^{\circ}} \int_{0}^{360} p(\theta) \cdot d\theta. \tag{10.19}$$

Durch die Aufteilung in Ringe kann die Ungleichförmigkeit radial und umfangsmäßig beschrieben werden.

Der zirkulare Druckstörungsparameter beschreibt die relative Abweichung innerhalb eines Ringes. Er ist nach [6] definiert als

$$DSP_{\theta} = \left(\frac{p_{AV} - p_{min,\theta}}{p_{AV}} \right)_1 \tag{10.20}$$

wobei $p_{min,\theta}$ der Mittelwert lediglich derjenigen Drücke ist, die unterhalb des Mittelwertes p_{AV} liegen.

Auf den Einfluss der Ungleichförmigkeit auf den Betriebsbereich des Rotors des Fans wird in Kap. 12 näher eingegangen.

10.3.2 Numerische Untersuchungen

Numerische Untersuchungen der Einlaufstörungen erfordern im allgemeinen eine hohe Rechenzeit und viel Speicherkapazität, da der beschaufelte Strömungskanal als Vollring transient gerechnet werden muss. Der Aufwand kann deutlich reduziert werden, wenn es gelingt, die Rechnungen auf wenige oder auf nur einen Schaufelkanal zu beschränken. Durch die direkte Speichermethode gelang es Erdos et al. [7], die Lösung für eine volle Periode der Schaufelkanäle sukzessive abzuspeichern, wobei die Randbedingungen an der Einströmung jeweils angepasst wurden. Die Methode ist zwar relativ einfach zu implementieren, sie erfordert jedoch einen sehr hohen Speicherbedarf. Deshalb benutzte He [8] eine Fourier-basierte Methode, wobei er den Lösungsweg in Umfangsrichtung zusammensetzte und so den Speicherbedarf stark reduzierte. Eine weitere Methode transformiert die Strömungsgleichungen in der Zeit, so dass standardmäßige, instationäre Randbedingungen mit Phasenverzug genutzt werden können.

Außerdem wurden auch frequenzbasierte Lösungsmethoden entwickelt, die ein besseres Konvergenzverhalten des transienten periodischen Zustandes durch Filtern einiger Lösungen, wie beispielsweise der selbsterregten Frequenzen, gewinnen [9]. Hauptsächlich kommen zwei Verfahren zur Anwendung: die auf der Störungsrechnung basierende, nicht lineare harmonische Bilanzierung („perturbation-based non-linear harmonic balance“) [10], sowie die harmonische Bilanzierung („harmonic balance methode“) [11].

Für kleine Störungen, die, bezogen auf den Umfang, schmaler als eine Schaufelteilung sind, evaluierten Hall et al. [11] und Connell et al. [13] unter anderem die Fourier-Transformation (FT) sowie die Zeittransformation (TT) für ein Turbinengitter. Bei der

Fourier-Transformation wird die Entwicklung der Lösungen einer Störung mit der Blattstreichfrequenz sukzessive abgespeichert, während die Zeittransformation nach Giles [9] zugrunde liegt. Beide Methoden der Rotation der Strömungskanäle erlauben die Berechnung des vollständigen Ringkanals durch die sukzessive Berechnung eines einzelnen Schaufelkanals bei deutlich verringerten Rechenzeit und reduziertem Speicherbedarf. Für die schmalen Störungen war der Rechenaufwand der TT-Methode deutlich geringer im Vergleich zu FT-Methode. Der Vorteil der FT-Methode liegt allerdings darin, dass diese Methode auch für Störungen eingesetzt werden kann, die umfangsmäßig eine deutlich größere Abmessung als die Teilung besitzen, wie sie bei der Einlassstörung in der Regel auftritt.

Die FT-Methode kann auf die gleichzeitige Betrachtung mehrerer Schaufelkanäle und mehrerer Störungen ausgedehnt werden. Connell et al. [13] validierten die FT-Methode zur Berechnung zweier Strömungskanäle durch den Vergleich mit einer transienten Vollringrechnung. Sie konnten die adäquate Berechnung der Stoßfront, der Belastung sowie der viskosen Phänomene und des Wirkungsgrades eines Fans mit ausgedehnter Störung bei deutlich geringerem Rechenaufwand bestätigen.

Eine sich über 120° erstreckende umfangsmäßige Störung über 10 % der Kanalhöhe am Einlass in einen transsonischen Kompressor des Durchmessers 0,38 m und des Hub-Tip-Verhältnisses von 0,51 untersuchten Wartzek et al. [14] experimentell wie auch numerisch. Die Mach-Zahl am Eintritt betrug 0,3, am Austritt ca. 1,3. Da keine Umfangssymmetrie angenommen werden kann, wurde die komplette erste Verdichterstufe numerisch modelliert und mit URANS mit einem impliziten Euler-Verfahren nach Jameson [15] transient gerechnet. Die Kopplung des bewegten mit dem stationären Netz erfolgte mit dem konservativen Ansatz nach Yang et al. [16]. Das numerische Model war inklusive der Versperrung fein aufgelöst. Nicht reflektierende Randbedingungen zweiter Ordnung nach Giles [17] wurden verwendet. Als Turbulenzmodell kam das Wilcox k-ε Model im DLR-Code TRACE zum Einsatz. Die Kennlinien ohne Störung wurden in guter Übereinstimmung mit der Messung berechnet. Die Umfangsstörung bewirkte eine Verschiebung der gesamten Kennlinie zu niedrigen Durchsätzen und Druckverhältnissen. Die berechneten Kennlinien mit Störung unterscheiden sich allerdings von den Messungen. Offensichtlich konnte das Verhalten in der Nähe der Pumpgrenze nicht erfasst werden. Dennoch konnten die auftretenden Phänomene im Detail analysiert und mit den Messungen validiert werden. Die eingebrachte Störung führte zu einer Ablösung am Gehäuse, die einen Totaldruckabfall im gestörten Sektor an der Blattspitze bewirkte. Die durch Messung und Rechnung hochaufgelösten Störungen konnten am gesamten Umfang beobachtet werden. Die numerischen Ergebnisse gaben generell das gemessene Verhalten wieder, obwohl einige beobachtete Phänomene, wie beispielsweise die zusätzlichen Verluste, nicht nachvollzogen werden konnten. Der sehr hohe numerische Aufwand führt dazu, dass die Druckrandbedingungen nicht iterativ angepasst werden konnten. So bemerken die Autoren, dass trotz des erheblichen numerischen Aufwandes die direkte Übertragung der un-

gestörten zur gestörten Strömung ausschließlich auf numerischen Erkenntnissen noch nicht möglich ist.

In einer numerischen Studie eines 1½-stufigen Fans diskutiert Giles [17] die Auswirkungen einer Druckstörung auf das Verhalten einer hochbelasteten Fan-Stufe. Für die gekoppelte Simulation von Ablösungen in transsonischen Verdichtern besteht noch erheblicher Forschungsbedarf. Näheres ist in Kap. 5 zu finden.

Literatur

1. Günther CC (2019) Wet compression – Considering non-equilibrium thermodynamics. Dissertation, Helmut-Schmidt-Universität, Universität der Bundeswehr Hamburg
2. Rick H (2013) Gasturbinen und Flugantriebe. Springer-Vieweg, Berlin
3. Bräunling WJG (2015) Flugzeugtriebwerke, 4. Aufl. Springer-Vieweg, Berlin/Heidelberg
4. Vunnam K, Hoover R (2011) Modeling of inlet distortion using a combined turbofan and nacelle inlet model during crossswind and low speed forward operation. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, volume 1: aircraft engine; ceramics; coal, biomass and alternative fuels; wind turbine technology, paper GT2011-46466, Vancouver, Kanada, 6.–10. Juni 2011
5. AIR (2011) Inlet total-pressure distortion considerations for gas-turbine engines. Aerospace SAE, AIR AIRI1419-A
6. Grieb H (2009) Verdichter für Turboflugtriebwerke. Springer, Berlin/Heidelberg
7. Erdos J, Alzner E, McNally W (1977) Numerical solution of periodic transonic flow through a fan stage. AIAA J 15(11):1559–1568
8. He L (1990) An Euler solution for unsteady flows around oscillating blades. ASME J Turbomach 112(4):714–722
9. Giles M (1988) Calculation of unsteady wake/rotor interaction. J Propul Power 4(4):356–362
10. He L (2010) Fourier methods for turbomachinery applications. Prog Aerosp Sci 46(8):329–341
11. Hall K, Thomas J, Clark W (2002) Computation of unsteady nonlinear flows in cascades using a harmonic balance technique. AIAA J 40(5):879–886
12. Connell S, Braaten M, Zori L, Steed R, Hutchinson B, Cox G (2011) A comparison of advanced numerical techniques to model transient flow in turbomachinery blade rows. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, volume 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2011-45820, Vancouver, Kanada, 6.–10. Juni 2011
13. Connell S, Hutchinson B, Galpin P, Campregher R, Godin P (2012) The efficient computation of transient flow in turbine blade rows using transformation methods. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, volume 8: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2012-69019, Kopenhagen, Dänemark, 11.–15. Juni 2012
14. Wartzek F, Schiffer H-P, Haug JP, Niehuis R, Bitter M, Kähler CJ (2016) Investigation of engine distortion interaction. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, volume 2A: turbomachinery, paper GT2016-56208, Seoul, Südkorea, 13.–17. Juni 2016
15. Jameson A (1991) Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings. In: Proceedings of the 10th AIAA computational fluid dynamics conference 1991, paper No. AIAA 91-1596

16. Yang H, Nuernberger D, Nicke E, Weber A (2003) Numerical investigation of casing treatment mechanisms with a conservative mixed-cell approach. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, volume 6: Turbo Expo 2003, parts A and B, paper GT2003-38483, Atlanta, Georgia, USA, 16.–19. Juni 2003
17. Giles MB (1990) Nonreflecting boundary conditions for euler equation calculations. AIAA J 28(12):2050–2058

Einfluss von Wassertropfen oder Partikeln in der Verdichterluft

11

Wassertropfen in der Ansaugluft von Verdichtern können unterschiedliche Ursachen haben. Einerseits kann eine wasserbeladene Strömung aufgrund von Wetterbedingungen, wie Regen und Schnee entstehen. Unterkühlte Wassertröpfchen können unter Reiseflugbedingungen zu plötzlicher Vereisung führen. Durch Vulkanausbrüche können aber auch Partikel bis in hohe Flughöhen gelangen, die die Verdichterbeschaufelung schädigen können. Andererseits wird zur Leistungserhöhung einer Gasturbine bzw. zur Reduktion der Verdichterarbeit bei Industriekompressoren Wasser in den Einlauf eingedüst. Die Wassereindüsung kann aber auch durch Verdichterwaschen erfolgen oder aber unter bestimmten Temperaturen durch Auskondensieren der Luftfeuchte. Die dabei entstehenden Wassertröpfchen können unter bestimmten Umgebungsbedingungen, die bei 60 % relativer Luftfeuchte durchaus bei Temperaturen um 15 °C liegen, zu Eisablagerungen an der Verdichterbeschaufelung führen.

11.1 Historischer Abriss

Systeme zur Leistungserhöhung von Flugantrieben durch Wassereinspritzung wurden umfangreich zum ersten Mal während des Zweiten Weltkrieges benutzt. Die Wassereinspritzung wurde angewendet, um sowohl die Leistung während der Startphase von Kampfflugzeugen zu erhöhen, als auch die Dienstgipfelhöhe zu steigern. In den Jahren nach 1950 wurde dieses Verfahren zur Leistungssteigerung auch auf Maschinen der zivilen Luftfahrt übertragen. Beispielsweise wurden Systeme zur Wassereinspritzung in den Verdichtereinlauf ab ca. 1960 in Maschinen vom Typ Boeing 707, Boeing 747-100, Boeing 747-200, DC 10-40 und KC-135 eingesetzt.

Die Wassereinspritzung in den Pratt & Whitney Triebwerken vom Typ JT3C-6, welche an Maschinen vom Typ Boeing 707-120 Stratoliner eingebaut wurden, steigerten den

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_11

Schub beim Start um bis zu 30 %. Das verbaute System bestand aus einem Vorratsbehälter zur Lagerung des entmineralisierten Wassers, einer elektrisch angetriebenen Förderpumpe, welche die Triebwerke mit Wasser versorgte und einer vom Triebwerk angetriebenen Pumpe, die den Druck des Wassers vor der Einspritzung in den Einlass des Triebwerks auf über 28 bar steigerte.

Aufgrund der Weiterentwicklung der Triebwerke, daraus resultierenden Triebwerksgenerationen mit größerer Leistung und der Fehleranfälligkeit der Wassereinspritzungsanlagen wurde diese Technologie in der kommerziellen Luftfahrt weder weiterhin eingesetzt, noch weiterentwickelt. Derzeit sind nur noch wenige ältere Flugzeugtypen und militärische Luftfahrzeuge mit Systemen zur Wassereinspritzung ausgerüstet.

Aufseiten der Flugzeugzelle, zu der auch das komplette Rohrleistungssystem der Wassereinspritzanlage gezählt wird, kam es u. a. zu Problemen durch die Wahl der falschen eingesetzten Werkstoffe. Bei der Herstellung von früheren Systemen zur Einspritzung von Wasser in das Triebwerk, die z. B. in Flugzeugen vom Typ Boeing 747 eingesetzt wurden, wurden die Versorgungsleitungen aus Aluminium gefertigt (6061-T6 Aluminium). Da die Triebwerke nur mit demineralisiertem (entsalztem) Wasser versorgt werden dürfen, welches korrosiver mit den Wasservorratsbehältern und den Versorgungsleitungen reagiert als normales Leitungswasser, traten starke Beeinträchtigungen auf, ausgelöst durch Korrosion. Diese Beeinträchtigungen erstreckten sich von verstopften Ventilen über defekte Regelglieder bis hin zu Korrosion an den mit Wasser in Berührung stehenden Teilen der Wasserpumpen. Zusätzlich bestand die Gefahr der Vereisung des Wassers in den Vorratsbehältern durch die Unterbringung der Wassertanks in den Tragflächen. Aufseiten des Triebwerks ergaben sich Probleme durch die verwendete Zerstäubungseinheit, welche dem Diffusor des Hochdruckverdichters nachgeschaltet war. Diese Methode das Wasser einzubringen hatte zur Folge, dass ein Teil des Wassers direkt am Gehäuse abgeschieden wurde, was wiederum zu Problemen durch Verformung oder thermisch bedingten Spannungen führte. Verursacht durch diese Verformungen und die Spannungen kam es zu einer hörbaren Zunahme der Geräuschentwicklung während des Betriebs, sowie zu einer signifikanten Abnahme der Verdichter- und Turbinenschaufellebensdauer. Eine weitere potenzielle Fehlerquelle stellte der Aktivierungsmechanismus für die Wassereinspritzung dar. Das System zur Wassereinspritzung wurde durch einen Schalter am Hebel zur Schubregulierung aktiviert. Bei unsachgemäßer Benutzung oder versehentlichem Auslösen der Wassereinspritzung konnte dies zu einem Thermoschock in den thermisch hochbeanspruchten Abschnitten des Triebwerks führen.

Bei stationären Gasturbinen wird die Wassereinspritzung seit vielen Jahren genutzt. Durch das Einbringen von Wasser oder eines Wasser-Alkohol-Gemischs (Glykol) in den Verdichtereinlass, bzw. zwischen Stufen im Verdichter, werden Lastspitzen bei stationären Gasturbinen abgedeckt. Neben der Leistungssteigerung zeigt sich durch Wassereinspritzung auch ein Rückgang der NOx-Emissionen, der bei älteren Anlagen durchaus 20–40 % betragen kann.

11.2 Grundlagen der Zweiphasenströmung im Verdichter

Im Folgenden wird entsprechend der Komplexität der einzusetzenden physikalischen Modelle vorgegangen. Dementsprechend folgt der grundlegenden Zusammenstellung der Thermodynamik und Mehrphasenströmung die Partikelverfolgung beim Auftreten von Sand bzw. Aschepartikeln, die lediglich die Berechnung der Partikeltrajektorien erfordert. Können die Partikel haften, sei es durch Schmelzen oder direktes Haften, wie bei der Vereisung mit Eispartikeln, ist zusätzlich eine thermodynamische Betrachtung erforderlich. Handelt es sich jedoch um Wassertröpfchen, so ist zum einen der Tropfenzerfall unter Geschwindigkeitsgradienten und evtl. die Tropfen-Tropfen-Wechselwirkung zu berücksichtigen. Zudem tritt eine Tropfen-Wand-Interaktion auf, die vom Abprallen, über teilweise Zerstäubung bis zur Film- und Strähnenbildung führen kann. Das Aufprallen der Tropfen auf der Schaufeloberfläche führt zu hohen Druckspitzen, die Erosion verursachen. Die Flüssigkeit auf der Oberfläche wird durch die Strömung, evtl. in Wechselwirkung mit einem Verdichtungsstoß, zur Hinterkante oder zur Blattspitze getrieben und dort zerstäubt.

11.2.1 Thermodynamische Zustandsänderung der Nassverdichtung

Verdampft das eingesprühte Wasser während des Verdichtungsprozesses im Verdichter, was als Nassverdichtung „Wet compression“ oder „High fogging“ bezeichnet wird, so wird aufgrund der Temperaturabsenkung durch die Verdampfungsenthalpie weniger Verdichterarbeit benötigt, was sich deutlich positiv auf die gewonnene Leistung und auf den Wirkungsgrad der Gasturbine auswirkt [1–3].

Hill [4] leitete basierend auf der Gibb’schen Gleichung die thermodynamische Zustandsänderung während der reversiblen Verdichtung eines zweiphasigen Fluids unter der idealisierten Annahme her, dass die Verdampfungswärme als reversibel anzusehen ist. Er findet folgende Gleichung

$$\frac{dp}{p} = \left(\frac{\kappa}{\kappa - 1} + \frac{L}{R} \cdot \frac{dw}{dT} \right) \cdot \frac{dT}{T}, \tag{11.1}$$

wobei w das Dampf-zu-Luft-Massenverhältnis und L die latente Verdampfungsenthalpie darstellen. Unter der Annahme einer konstanten Verdampfungsrate (dw/dt = const.) lässt sich die Gleichung analog zur polytropen Zustandsänderung integrieren zu

$$\frac{p}{p_1} = \left(\frac{T}{T_1} \right)^k \tag{11.2}$$

mit dem Isentropenexponenten der nassen Verdichtung

$$k = \frac{\kappa}{\kappa - 1} + \frac{L}{R} \cdot \frac{dw}{dT}. \tag{11.3}$$

Ohne Verdampfung ergibt sich die isentrope Zustandsänderung.

Um die Entropieerhöhung des Verdichtungsprozesses unter Verdampfung einer Phase zu berücksichtigen

$$\Delta s = \frac{1}{\kappa - 1} \cdot \frac{n - \kappa}{n - 1} \cdot R \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}, \tag{11.4}$$

führen Zheng et al. [5] zusätzlich zur Verdampfungsrate das Verhältnis von isentroper zu polytroper Arbeit ein

$$\frac{dp}{p} = \left(\frac{\kappa}{\kappa - 1} + \frac{L}{R} \cdot \frac{dw}{dt} - \frac{1}{\kappa - 1} \cdot \frac{n - \kappa}{n - 1} \right), \tag{11.5}$$

so dass sich nun unter der Annahme konstanter Verdampfungsrate der Polytropenexponent der nassen Verdichtung zu

$$\frac{m}{m - 1} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} + \frac{L}{R} \cdot \frac{dw}{dT} - \frac{1}{\kappa - 1} \cdot \frac{n - \kappa}{n - 1} \tag{11.6}$$

ergibt. Im Vergleich des Polytropenexponenten n der Verdichtung trockener Luft mit dem Isentropenexponenten, der nassen Verdichtung k und dem Polytropenexponenten der nassen Verdichtung m ergibt sich

$$k < m < n. \tag{11.7}$$

Unter der Annahme, dass das eingesprühte Wasser am Austritt des Verdichters komplett verdampft ist, ergibt sich als spezifische Verdichterarbeit w_{tc}

$$w_{tc\ nass} = \left(h_{tot\ Luft\ 2} + w_2 \cdot h_{tot\ Dmpf\ 2} \right) - \left(h_{tot\ Luftl} + w_1 \cdot h_{tot\ Dampf\ 1} \right) - \Delta f \cdot h_{flüssig} \tag{11.8}$$

mit der Enthalpie des gemischten, zweiphasigen Arbeitsfluids

$$h = h_{\text{Luft}} + w \cdot h_{\text{Dampf}} + f \cdot h_{\text{flüssig}}, \tag{11.9}$$

wobei f für das Verhältnis von Wasser zu Luft und w wiederum das Verhältnis von Dampf zu Luft steht. Mit dieser Beziehung lässt sich der Einfluss der nassen Kompression im Vergleich zur trockenen abschätzen (Tab. 11.1).

Da bei niedriger Verdampfungsrate die isentrope trockene Kompression im Vergleich zur nassen eine geringere Arbeit benötigt, muss dies bei der Definition des Wirkungsgrades der nassen Kompression η_w berücksichtigt werden

Tab. 11.1 Benötigte spez. Arbeit bei nasser Kompression für ein Druckverhältnis zwischen 10 bis 20 in Abhängigkeit von der Verdampfungsrate *dw/dT*, nach [6]

$dw/dT = 7{,}5\ 10^{-4}$ 1/K	60–68 % benötigte spez. Arbeit
$dw/dT = 3{,}5\ 10^{-4}$ 1/K	69–75 % benötigte spez. Arbeit
$dw/dT = 1{,}5\ 10^{-4}$ 1/K	80–85 % benötigte spez. Arbeit

$$\eta_w = \frac{w_{\text{tc trocken}} - w_{\text{tc nass}}}{w_{\text{tc trocken}} - w_{\text{tc nass isentrop}}}. \tag{11.10}$$

Basierend auf einer polytropen Verdichtung geben White und Meacock [7] ein numerisches Verfahren zur nassen Kompression an, indem sie ein Tropfen-Verdampfungsmodell implementieren. Der polytrope Wirkungsgrad wird entsprechend

$$dh = \frac{v \cdot dp}{\eta_{\text{p}}} \tag{11.11}$$

definiert. Unter der Annahme, dass zu Beginn des Prozesses ein Gleichgewichtszustand zwischen flüssiger und gasförmiger Phase herrscht, ergibt sich die Enthalpie zu

$$dh = \left(c_{\text{p Luft}} + w \cdot c_{\text{p Dampf}}\right) \cdot dT + \left(h_{\text{Dampf}} - h_{\text{flüssig}}\right) \cdot dw + f \cdot c_{\text{p flüssig}} \cdot dT_{\text{flüssig}}. \tag{11.12}$$

Über ein Tropfen-Verdampfungsmodell sowie durch Vorgabe eines exponentiellen Druckverlaufs, berechnen White und Meacock [7] für ein Druckverhältnis von 15 eine erforderliche nasse Kompressionsarbeit von 72 % der trockenen Verdichtung bei 10 % Masse Wasserzugabe.

Durch die Aufteilung der Entropieproduktion der nassen polytropen Verdichtung im Vergleich mit der trockenen, spalten White und Meacock [7] die Entropie in einen thermischen und einen aerodynamischen Anteil auf. Interessanterweise ist der aerodynamische Entropieanstieg unabhängig von der Wasserzugabe, während der thermodynamische Anteil durch die Irreversibilität der Verdampfung beherrscht wird. Insgesamt fassen sie zusammen:

- Für einen konstanten Strömungskoeffizienten $\varnothing = c_a/u$ können auch die Verluste, die Umlenkung und damit die statische Enthalpiezunahme als konstant angesehen werden. Dies führt auf eine konstante Stufenarbeit $\int_{\text{Stufe}} v \cdot dp \approx const.$
- Da jedoch die Dichte mit fallender Temperatur zunimmt, steigen der Massenstrom und das Verdichtungsverhältnis an, wenn lediglich der Verdichter bilanziert wird.
- Der erhöhte Massenstrom beruht nicht allein auf der Wasserzugabe, sondern auch auf dem Dichteanstieg der Luft bei niedriger Temperatur.
- Der Betriebsbereich wird enger und nähert sich der Pumpgrenze an.

Der höhere Massenstrom bewirkt ein Ansteigen des Strömungskoeffizienten in den ersten Stufen über den Betriebspunkt, der seinerseits wieder ein niedrigeres Druckverhältnis und einen geringeren Druckanstieg der hinteren Stufen hervorruft. Wenn der Verdampfungsprozess überwiegt, steigt die Dichte an, so dass der Strömungskoeffizient unter den Auslegungswert absinkt. Somit arbeiten die ersten Stufen in der Nähe der Stopfgrenze und die letzten in der Nähe der Pumpgrenze, so dass der gesamte Verdichter außerhalb des Auslegungspunktes bei niedrigerem Wirkungsgrad betrieben wird [4, 8]. Während hoher Drehzahlen ist ein Pumpen der hinteren Stufen bevor die ersten Stufen stopfen, wahrscheinlicher.

Viele Publikationen diskutieren unter thermodynamischen Gesichtspunkten den Einfluss des verdampfenden Wassersprays auf die Leistungsdaten und den Wirkungsgrad, wie beispielsweise Härtel und Pfeiffer [9] sowie Zheng et al. [10]. Hierbei ist auf die thermodynamische Beschreibung der Verdichtung zu achten.

Ausgehend vom Eintrittsdruck p_1 kann die Verdichtung thermodynamisch unterschiedlich geführt werden, wie in Abb. 11.1 zusammengestellt ist. Die ideale isotherme Verdichtung (T) erfordert die geringste Verdichterarbeit. Sie wird durch eine kontinuierliche Wärmeabgabe der Größenordnung der zugeführten Verdichtungsenthalpie realisiert. Eine verlustlose adiabate Verdichtung verläuft isentrop (s). Wird das zu verdichtende Gas kontinuierlich während der Verdichtung auf einer höheren Temperatur als T_1 gekühlt, verläuft die Zustandsänderung zwischen der Isothermen und der Isotropen (2_c). Die verlustbehaftete Verdichtung wird im Allgemeinen durch eine Polytrope (p) beschrieben. Die polytrope Verdichtung mit kontinuierlicher Verdunstung zeigt aufgrund der Mischungs- und Verdunstungsentropie einen flacheren Verlauf (2_{pv}). Ist alle Flüssigkeit verdampft, so än-

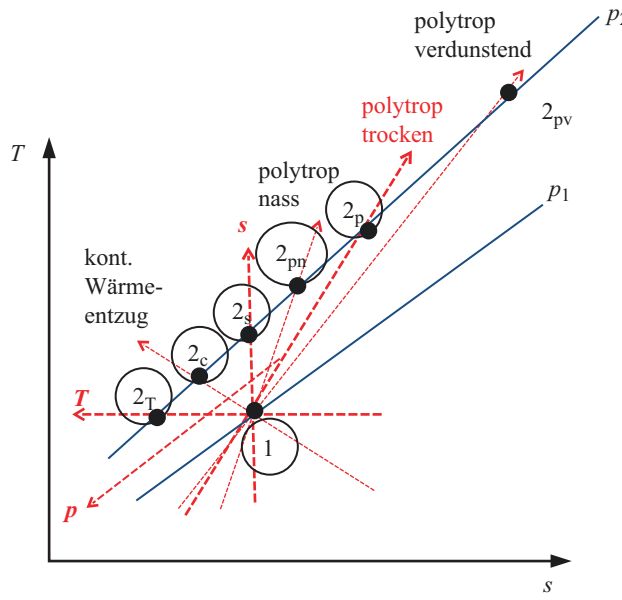


Abb. 11.1 Thermodynamische Zustandsänderungen der Verdichtung auf den gleichen Enddruck p_2, 2_T isotherm, 2_c trocken mit Wärmeentzug, 2_s isentrop, 2_p polytrop trocken, 2_{pn} polytrop alles verdunstet, 2_{pv} polytrop während Verdunstung, *p (Richtung)* isobare Zwischenkühlung von einem Druck $p_1 < p_{1p}{}^* < p_2$, *T (Richtung)* isotherme

dert sich die Wärmekapazität und damit der Isentropenexponent, so dass die Zustandsänderung nun steiler als die Polytrope, aber flacher als die Isentrope, verläuft. Die Verdichtung mit Zwischenkühlung geht von einem gegen den Eintrittsdruck erhöhten Druckniveau aus und verläuft idealerweise isobar (p).

Eine isotherme Verdichtung (Abb. 11.1) erfordert die geringste Verdichterarbeit $dw_t = v \cdot dp$. Sie lässt sich unter der Annahme des idealen Gases einfach berechnen als

$$dw_{t,T} = R \cdot T \cdot \ln\left(\frac{p_2}{p_1}\right). \tag{11.13}$$

Die isentrope Verdichterarbeit ergibt sich zu

$$w_{t,s} = c_p \cdot \left(T_2 - T_1\right) = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot R \cdot T_1 \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1\right], \tag{11.14}$$

die polytrope Verdichterarbeit entsprechend zu

$$w_{t,p} = \frac{n}{n-1} \cdot R \cdot T_1 \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1\right]. \tag{11.15}$$

Die zu leistende Verdichterarbeit hängt somit von der Größe des Exponenten n ab. Ist dieser kleiner als der Isentropenexponent κ, so ist die zu leistende Verdichterarbeit geringer als die isentrope. Dies ist bei der Verdichtung mit Wärmeentzug der Fall. Ist n hingegen höher als κ, was für die Nassverdichtung zutrifft, so ist auch mehr Verdichterarbeit aufzubringen. Entscheidend ist jedoch, ob die aufzubringende Verdichterarbeit geringer ist als diejenige unter trockenen Bedingungen. Liegt der Wasseranteil ausschließlich dampfförmig vor, so erhöht sich die Wärmekapazität. Gleichzeitig herrscht eine niedrigere Temperatur. Beides führt zu einer geringeren Verdichterarbeit im Vergleich zur trockenen, polytropen Verdichtung. Die Steigung im T, s-Diagramm ist entsprechend höher. Während des Verdunstungs- bzw. Verdampfungsvorganges hingegen muss ein der zugeführten Verdichterarbeit als Verdunstungswärme gewandelt werden. Entsprechend den obigen Gleichungen ist n deutlich größer als κ, die Steigung im T, s-Diagramm flacht ab. Somit hängt die Frage, ob der Wirkungsgrad, bzw. die aufzubringende Verdichterarbeit bei der Nassverdichtung zu- oder abnimmt, entscheidend davon ab, ab wann alles Wasser verdunstet ist. Ist dies relativ bald der Fall, steigt auch der Wirkungsgrad der Nassverdichtung an, da ja n_{nass} kleiner als $n_{trocken}$ ist. Verläuft die Verdunstung jedoch bis in die hinteren Stufen des Verdichters, muss während des gesamten Verdichtungsvorganges zugeführte Kompressionsarbeit zur Verdunstung aufgewendet werden. Der Exponent während der Verdunstung $n_{Verdunstung}$ ist deutlich höher als der Exponent eines Zweiphasengemisches n_{nass} bzw. der trockenen Luft $n_{trocken}$ und der Wirkungsgrad fällt entsprechend geringer aus.

Wird der Verdichter in einer Gasturbine eingesetzt, ist zu unterscheiden, ob durch die abgesenkte Verdichteraustrittstemperatur bei Wassereindüsung auch die Turbineneintrittstemperatur absinkt oder ob durch zusätzliche Brennstoffzugabe die Turbineneintrittstemperatur konstant gehalten wird. In diesem Fall wird der Durchsatz durch das kritisch betriebene Turbineneintrittsleitrad im Volumenstrom bestimmt, was zu leicht höheren Mach-Zahlen im Verdichter führt [6]. Zusätzlich ist zur Beurteilung des Durchsatzes zu berücksichtigen, ob bei dem untersuchten Betriebszustand der Durchsatz durch den Verdichterquerschnitt oder die Turbinenkapazität bestimmt wird.

11.2.2 Thermodynamische Beschreibung der feuchten Luft

Die Beschreibung der feuchten Luft als ideale Gas-Dampf-Gemische ist in den Standardwerken der Thermodynamik, z. B. Baehr und Kabelac [11], zu finden. Feuchte Luft wird als ein Gemisch aus trockener Luft und Wasser beschrieben. Als Mischung aus N_2, O_2, Ar und CO_2 kann die trockene Luft in der Regel als ideales Gas betrachtet werden, während der Anteil des Wassers als Dampf im binären Gas-Dampf-Gemisch beschrieben wird. Feuchte Luft beinhaltet unsichtbar Wasserdampf bis zur vollen Sättigung. Wenn der Wasserdampf kondensiert, erscheint das Kondensat als flüssige Tröpfchen in Form als Nebel. Unterhalb der Temperatur des Tripelpunktes ($\vartheta < 0{,}01$ °C) kondensiert der Wasserdampf in fester Form als Eis oder Eisnebel. Die in sehr geringer Menge im Kondensat gelösten Gase werden vernachlässigt. Luft kann Wasser als Dampf lediglich bis zu einem Sättigungsgrad des Dampfdruckes, der auch als Volumenanteil interpretiert werden kann, aufnehmen. Das restliche Wasser wird als Flüssigkeit oder Eis ausgeschieden. Es ergibt sich das in Abb. 11.2 eingezeichnete Wasser- und Eisnebelgebiet. Ab der Tripelpunkttemperatur 273,16 K tritt dieses Gebiet unter atmosphärischen Bedingungen auf, da der Sättigungsdruck unter diesen Bedingungen mit 6 mbar in etwa dem Druck des Tripelpunktes entspricht. Der Aggregatzustand des Wassers unter diesen Bedingungen kann unter der Annahme des thermodynamischen Gleichgewichts dem Phasendiagramm (Abb. 11.3) entnommen werden.

Unter Bedingungen, die zwischen Tripelpunkt und kritischem Punkt liegen, findet eine Verdunstung statt, bis der Partialdruck den Dampfdruck erreicht. Bei Temperaturen über der Siedelinie kann hingegen alles flüssige Wasser verdampfen und im gasförmigen Zustand vorliegen. Die Zustandsänderung bei Partialdruck und Temperatur unterhalb des Tripelpunktes erfolgt durch Sublimation bzw. Resublimation ohne Zwischenschritt der Verdampfung oder des Schmelzens. Tritt aufgrund einer schnellen Zustandsänderung, beispielsweise beim Beschleunigen der Strömung im Verdichtereintritt, Nicht-Gleichgewicht auf, so kann es zu einer Unterkühlung von Tropfen kommen, die aber nach einiger Zeit in den Gleichgewichtszustand übergehen.

Der Partialdruck des Wasserdampfes, sowie die absolute bzw. relative Feuchte, wie sie im Folgenden noch definiert werden wird, kennzeichnen den Wassergehalt der Luft nur,

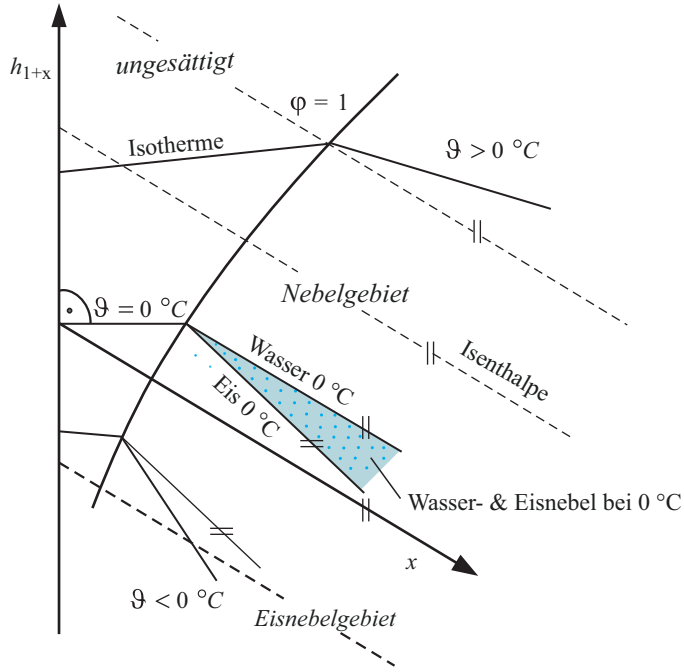


Abb. 11.2 Feuchte Luft im $h_{(1+x)\text{-}x}$ Diagramm: das Wasser- und Eisnebelgebiet bei der Tripelpunkttemperatur 273,16 K tritt unter atmosphärischen Bedingungen auf, da der Sättigungsdruck unter diesen Bedingungen in etwa dem Druck des Tripelpunktes entspricht

wenn die feuchte Luft ungesättigt ist. Eine auch auf gesättigte feuchte Luft anwendbare Größe ist dagegen die Wasserbeladung

$$X = \frac{m_W}{m_L}. \tag{11.16}$$

Hier ist die Masse des Wassers m_W in gasförmiger, flüssiger oder fester Form auf die Masse der trockenen Luft m_L bezogen. Dieses Massenverhältnis kann Werte zwischen $X = 0$ für trockene Luft und $X \to \infty$ für reines Wasser annehmen. Da sich bei Zustandsänderungen feuchter Luft die Masse m_L der trockenen Luft nicht ändert, bietet die Wasserbeladung den Vorteil, dass die durch Verdampfen, Kondensieren oder Mischen variable Masse m_W des Wassers auf eine konstantbleibende Größe bezogen ist. Auch wenn zwei Phasen vorhanden sind, die feuchte Luft also gesättigt ist, kennzeichnet die Wasserbeladung die gesamte in den beiden Phasen enthaltene Wassermenge. Die Gasphase der gesättigten feuchten Luft enthält Wasserdampf mit der Masse $X_s m_L$, wobei X_s den Sättigungswert der Wasserdampfbeladung bezeichnet. Die Kondensatphase besteht aus Wasser, bzw. bei Temperaturen unter 0,01 °C aus Eis, mit der Masse $(X - X_s)\, m_L$, so dass die Wasserbeladung X stets die gesamte Masse des Wassers, nämlich $m_W = X\, m_L$ erfasst.

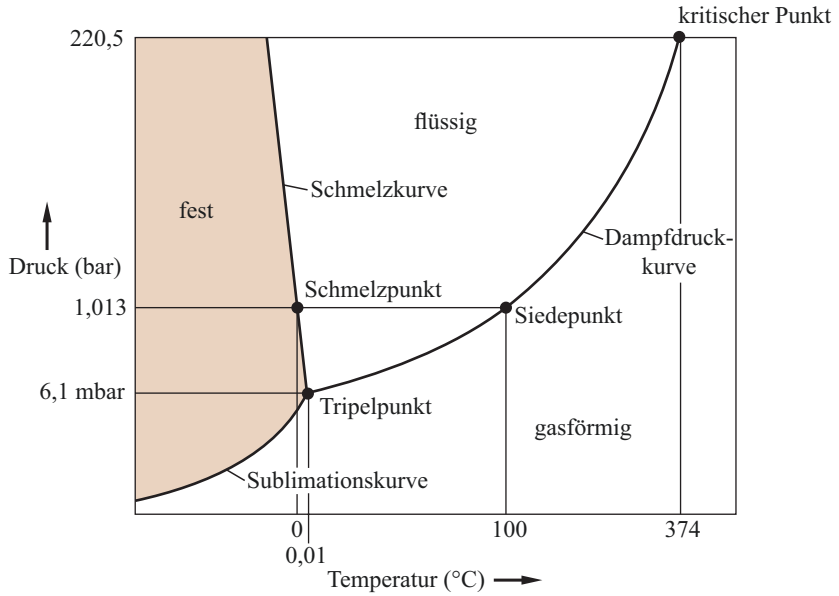


Abb. 11.3 Phasendiagramm für reines Wasser, Tripelpunkt: 273,16 K, 611,657 Pa, Siedepunkt bei 1 atm: 373,15 K, 101,325 kPa sublimieren: fest → gasförmig, resublimieren: gas → fest

Für thermodynamische Berechnungen kann es von Vorteil sein, die absolute Feuchte anstatt auf die Masse der Luft auf das Volumen zu beziehen, so dass sie einer Dichte entspricht

$$\rho_W = \frac{m_W}{V}. \tag{11.17}$$

Der so definierte intensive Zustand ungesättigter feuchter Luft als binäres Gasgemisch aus trockener Luft (Index L) und Wasserdampf (Index W) wird durch die unabhängigen Zustandsgrößen Temperatur T, Druck p und einer Variablen, die den Wasserdampfgehalt dieses idealen Gasgemisches beschreibt, festgelegt. Dafür kann der Stoffmengenanteil des Wasserdampfes, sein Partialdruck oder die Taupunkttemperatur dienen.

Nach dem Gesetz von Dalton, ergibt sich der einfache Zusammenhang

$$\rho_{\mathrm{W}}\left(T,p_{\mathrm{W}}\right) = \frac{p_{\mathrm{W}}}{R_{\mathrm{W}} \cdot T} \tag{11.18}$$

zwischen absoluter Feuchte ρ_{W} und dem Partialdruck p_{W} des Wasserdampfes mit der spezifischen Gaskonstante des Wasserdampfes $R_{\mathrm{W}} = 461{,}4$ J/kg K. Bei einer gegebenen Temperatur sind p_{W} und die absolute Feuchte am größten, wenn die feuchte Luft gesättigt ist. Mit dem Partialdruck am Sättigungspunkt ergibt sich für diesen Maximalwert oder Sättigungswert der absoluten Feuchte

$$\rho_{\mathrm{WS}}(T) = \frac{p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}(T)}{R_{\mathrm{W}} \cdot T}. \tag{11.19}$$

Die für ein gegebenes Volumen mögliche Höchstmenge an Wasserdampf wird allein von der Temperatur bestimmt. Wird die Höchstmenge überschritten, bildet sich eine Kondensatphase als flüssiges Wasser bei $\vartheta \geq 0{,}01$ °C aus. Tab. 11.2 gibt Anhaltswerte des Sättigungsdruckes und der dabei vorhandenen absoluten Feuchte sowie der Wasserbeladung.

Als relative Feuchte wird das Verhältnis der absoluten Feuchte zu ihrem Maximalwert bei der herrschenden Lufttemperatur definiert

$$\varphi(T, p_{\mathrm{W}}) = \frac{\rho_{\mathrm{W}}(T, p_{\mathrm{W}})}{\rho_{\mathrm{Ws}}(T)}. \tag{11.20}$$

Dieses häufig verwendete Feuchtemaß kann auch als Verhältnis zweier Partialdrücke berechnet werden

$$\varphi(T, p_{\mathrm{W}}) = \frac{p_{\mathrm{W}}}{p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}(T)}. \tag{11.21}$$

Bei der isobaren Abkühlung ungesättigter feuchter Luft bleibt p_W konstant, bis der Taupunkt erreicht ist. In diesem Zustand ist die feuchte Luft gerade gesättigt, $p_{\mathrm{W}} = p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}(T_T)$.

Man erhält damit die relative Feuchte zu

$$\varphi(T, T_{\mathrm{T}}) = \frac{p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}(T_{\mathrm{T}})}{p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}(T)}. \tag{11.22}$$

Solange die feuchte Luft ungesättigt ist, können die Massen von Wasserdampf und trockener Luft nach dem Gesetz von Dalton berechnet werden:

Tab. 11.2 Sättigungsdruck des Wasserdampfes, absolute Feuchte und Wasserbeladung gesättigter Luft unter atmosphärischen Bedingungen (p = 100 kPa), nach [11]

ϑ °C	$p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}$ kPa	ρ_{ws} g/m³	X_{s} g/kg	ϑ °C	$p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}$ kPa	ρ_{ws} g/m³	X_{s} g/kg
−40,0	0,01284	0,119	0,080	20,0	2,3392	17,29	14,90
−30,0	0,03801	0,339	0,237	30,0	4,2469	30,35	27,59
−20,0	0,10326	0,884	0,643	40,0	7,3851	51,10	49,60
−10,0	0,25990	2,140	1,621	50,0	12,3525	82,82	87,66
0,01	0,61166	4,852	3,828	60,0	19,9474	129,73	154,98
10,0	1,22811	9,398	7,733	70,0	31,202	197,02	282,08

$$m_{\mathrm{W}} = \frac{p_{\mathrm{W}} \cdot V}{R_{\mathrm{W}} \cdot T} \text{ und } m_{\mathrm{L}} = \frac{p_{\mathrm{L}} \cdot V}{R_{\mathrm{L}} \cdot T} = \frac{\left(p - p_{\mathrm{W}}\right) \cdot V}{R_{\mathrm{L}} \cdot T}. \tag{11.23}$$

Daraus erhält man

$$X = \frac{m_{\mathrm{W}}}{m_{\mathrm{L}}} = \frac{R_{\mathrm{L}}}{R_{\mathrm{W}}} \frac{p_{\mathrm{W}}}{p - p_{\mathrm{W}}} \tag{11.24}$$

als Zusammenhang zwischen dem Partialdruck des Wasserdampfes und der Wasserbeladung, die bei ungesättigter feuchter Luft auch als Wasserdampfbeladung bezeichnet wird. Das Verhältnis der Gaskonstanten R_{L} = 0,28705 kJ/kg K von trockener Luft und R_{W} = 0,46152 kJ/kg K von Wasserdampf hat den Wert $R_{\mathrm{L}}/R_{\mathrm{W}}$ = 0,62197 ≈ 0,622. Mit diesen Werten ergibt sich die Wasserbeladung zu

$$X = 0{,}622 \frac{p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}\left(T\right)}{\left(p \big/ \varphi - p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}\left(T\right)\right)}, \tag{11.25}$$

bzw. nach der relativen Feuchte aufgelöst

$$\varphi = \frac{X}{0{,}622 + X} \frac{p}{p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}\left(T\right)}. \tag{11.26}$$

Die maximale Wasserdampfbeladung X_{s} ergibt sich für gesättigte feuchte Luft mit $\varphi = 1$

$$X\left(T,\, p\right) = 0{,}622 \frac{p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}\left(T\right)}{\left(p - p_{\mathrm{W}}^{\mathrm{s}}\left(T\right)\right)}. \tag{11.27}$$

Die maximale Wasserbeladung ist in Abhängigkeit des Umgebungsdruckes und der Temperatur in Abb. 11.4 dargestellt.

11.2.3 Stoffdaten

Feuchte Luft kann näherungsweise als ideales Gas oder genauer als Realgas beschrieben werden. Unter gewissen Umständen kann zur Beschreibung des Realgasverhaltens die Vereinfachung nach der VDI-Richtlinie 4670 [12] und für die flüssige Phase des Wassers die Formulierungen der IAPWS-IF97 [13] als Berechnungsgrundlage für die Stoffdaten der gasförmigen Luft, der feuchten Luft sowie des Verbrennungsgases hinter der Brennkammer herangezogen werden. Hiermit kann auf die Integration der druckabhängigen Realgaseffekte der feuchten Luft verzichtet werden, weil der Fehler bei den in der Gasturbine auftretenden Druck- und Temperaturniveaukombinationen als relativ geringfügig

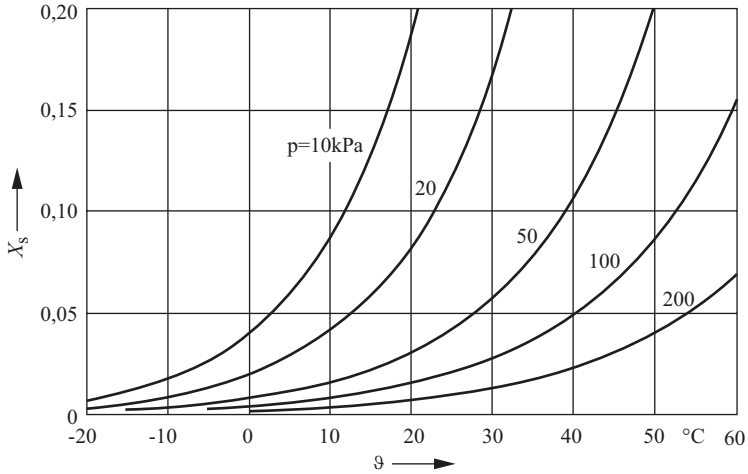


Abb. 11.4 Sättigungsbeladung X_s der feuchten Luft [11]

einzustufen ist. Weiterführende Informationen zur Thematik des idealen und realen Gasverhaltens von feuchter Luft unter Turbomaschinenbedingungen sind in Kretzschmar et al., Lemmon et al. und Hermann et al. [14–16] dargestellt. Neben der Berücksichtigung der Stoffwerte unter Realgasbedingungen können auch die Stoffdaten von Kretzschmar et al. [14] verwendet werden. Als Referenzpunkt der modifizierten VDI-Richtlinie 4670 und IAPWS-IF97 dient für die Wasserdampfkomponente der Referenzpunkt von flüssigem Wasser am Tripelpunkt $u_t' = 0\ kJ/kg$ und $s_t' = 0\ kJ/kgK$. Damit ergibt sich der Referenzzustand für die Rein- bzw. Mischungskomponente für Wasser $T_{ref} = 273{,}16$ K und $p_{ref} = 611{,}657$ Pa. Allerdings weichen speziell die Enthalpie und die Entropie nach dieser Betrachtung von den Werten der ursprünglichen VDI-Richtlinie 4670 ab, da diese noch eine Nullpunktverschiebung um die Verdampfungsenthalpie Δh_v bzw. Verdampfungsentropie Δs_v am Referenzpunkt vorschlagen.

11.2.4 Grundlegende Aspekte der Zweiphasenströmung

Eine weitere Problematik der nassen Verdichtung besteht in der Tropfengröße des Sprays. Zu große Tropfen folgen nicht mehr der Strömung, sondern werden an die Wand ausgeschleudert oder bewirken eine Fehlanströmung der Schaufelvorderkante. Diese Phänomene sind aus den Dampfturbinenstufen mit Kondensation, die im Nassdampfgebiet arbeiten, ebenfalls bekannt.

Zur Charakterisierung der Zweiphasenströmung dient das Volumenverhältnis

$$\alpha_P = \frac{V_P}{V_{gesamt}} \tag{11.28}$$

als Verhältnis der flüssigen Phase zum Volumen des gesamten Fluids, bestehend aus flüssiger Phase und gasförmigem Trägerfluid. Das Tropfenvolumen besteht aus einer Ansammlung von Tropfen unterschiedlicher Durchmesser

$$V_{\mathrm{P}} = \sum_{j}^{N_j} n_{\mathrm{j}} \cdot V_{\mathrm{pj}} \tag{11.29}$$

der Anzahl n_{j} und dem Volumen $V_{\mathrm{pj}} = \pi/6 \cdot D_{\mathrm{pj}}^3$.

Nicht-sphärische Tropfen werden durch Tropfen mit äquivalentem Tropfendurchmesser mit demselben Volumen angenähert. Analog zur flüssigen Phase wird das Volumenverhältnis der gasförmigen Phase

$$\alpha_{\mathrm{g}} = \frac{V_{\mathrm{g}}}{V_{\mathrm{gesamt}}} = \left(1 - \alpha_{\mathrm{P}}\right) \tag{11.30}$$

definiert. Die Dichte einer Phase ergibt sich aus dem Volumenanteil dieser Phase und deren spezifischer Dichte. Die Dichte der Mischung ist dann

$$\rho_{\mathrm{m}} = \alpha_{\mathrm{g}} \cdot \rho_{\mathrm{g}} + \alpha_{\mathrm{P}} \cdot \rho_{\mathrm{P}} = \left(1 - \alpha_{\mathrm{P}}\right) \cdot \rho_{\mathrm{g}} + \alpha_{\mathrm{P}} \cdot \rho_{\mathrm{P}}. \tag{11.31}$$

Das Massenverhältnis ist zu

$$M = \frac{\alpha_{\mathrm{P}} \cdot \rho_{\mathrm{P}}}{\left(1 - \alpha_{\mathrm{P}}\right) \cdot \rho_{\mathrm{g}}} \tag{11.32}$$

definiert, so dass sich die sogenannte Tropfenbeladung η zu

$$\eta = \frac{\dot{m}_{\mathrm{P}}}{\dot{m}_{\mathrm{g}}} = \frac{\alpha_{\mathrm{P}} \cdot \rho_{\mathrm{P}} \cdot c_{\mathrm{P}}}{\left(1 - \alpha_{\mathrm{P}}\right) \cdot \rho_{\mathrm{g}} \cdot c_{\mathrm{g}}} \tag{11.33}$$

mit der Geschwindigkeit der Partikel c_{P} bzw. des Gases c_{g} ergibt.

Unter der Bedingung, dass die kontinuierliche und die disperse Phase in etwa dieselbe Geschwindigkeit besitzen, lässt sich die Schallgeschwindigkeit der isentropen Strömung berechnen

$$a^2 = \left(\frac{dp}{d\rho}\right)_{\mathrm{s}}. \tag{11.34}$$

Sie ergibt sich nach Prandtl [17] zu

$$\frac{1}{\rho_{\mathrm{m}} \cdot a_{\mathrm{m}}^2} = \frac{\alpha_{\mathrm{g}}}{\rho_{\mathrm{g}} \cdot a_{\mathrm{g}}^2} + \frac{\alpha_{\mathrm{P}}}{\rho_{\mathrm{P}} \cdot \alpha_{\mathrm{P}}^2}, \tag{11.35}$$

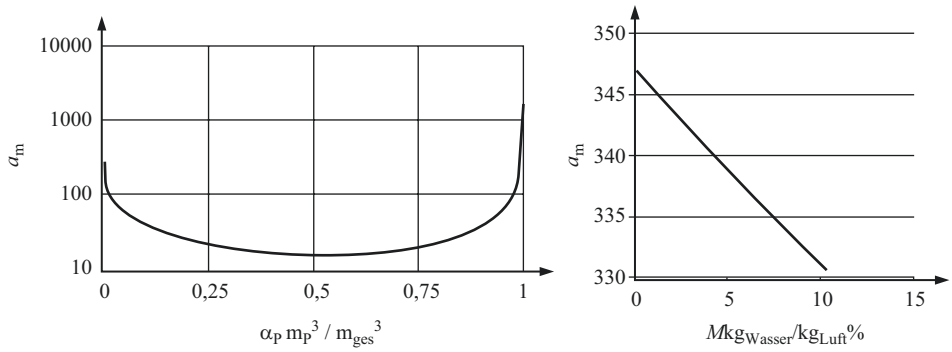


Abb. 11.5 Isentrope Schallgeschwindigkeit an einer dispersen Wasser-Luft-Mischung bei einer Temperatur von 300 K

falls die Zustandsänderung als Isentrope angenähert werden kann, die Mischung homogen und die flüssige bzw. gasförmige Phase ineinander nicht lösbar sind (Abb. 11.5). Falls die Dichte der dispersen Phase im Vergleich zur Fluiden deutlich höher ist $\rho_P >> \rho_g$, lässt sich die Beziehung vereinfachen zu

$$a_m = \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_P} \cdot \frac{a_g^2}{\alpha_P \cdot \alpha_g}}. \tag{11.36}$$

Bei einem Massenverhältnis um 5 % Wasser in Luft sinkt die Schallgeschwindigkeit von 347 m/s auf 340 m/s um 2 %, bei einem Massenverhältnis von 10 % um 5 %, (siehe Abb. 11.5 *rechts*).

Ein weiterer bestimmender Parameter ist die *Relaxationszeit* τ_r als repräsentative Zeit, die ein Tröpfchen benötigt, um die Geschwindigkeitsdifferenz zum umgebenden Fluid auszugleichen. Ein ruhendes Tröpfchen erreicht bei einem umströmenden Fluid 63,2 % der Fluidgeschwindigkeit innerhalb der Relaxationszeit. Sie wird im Allgemeinen zu

$$\tau_r = \frac{\rho_g \cdot D_P^2}{18 \cdot \mu_g \cdot f_D} \tag{11.37}$$

definiert. Der Schlupffaktor

$$f_D = \frac{c_D \cdot \mathrm{Re}_P}{24} \quad \text{mit dem Widerstandsbeiwert berechnet sich zu} \tag{11.38}$$

$$c_D = \begin{Bmatrix} \frac{24}{\mathrm{Re}_P} \cdot \left(1 + 0{,}15 \cdot \mathrm{Re}_P^{0{,}687}\right) & \text{für } \mathrm{Re}_P < 1000 \\ 0{,}44 & \text{für } \quad 1000 \le \mathrm{Re}_P < 2 \cdot 10^5 \end{Bmatrix}. \tag{11.39}$$

Er beschreibt das Folgevermögen des Tröpfchens aufgrund der Geschwindigkeitsdifferenz bei der Umströmung durch das Trägerfluid. Für schleichende Strömungen (Re → 0, Stokes'sche Strömungen) geht f_D gegen den Wert 1.

Die Kraft auf das Partikel berechnet sich zu

$$F_D = \frac{1}{2} \cdot c_D \cdot \rho_P \cdot A_P \cdot \left| c_L - c_P \right| \cdot \left(c_L - c_P \right) \tag{11.40}$$

mit der Projektionsfläche A_P des Partikels und der Geschwindigkeit der Luft bzw. Partikel c_L, c_P.

Die Stokes-Zahl kann anhand der Relaxationszeit τ_r und einer charakteristischen Zeit der Strömung τ_s

$$St = \frac{\tau_r}{\tau_s} \tag{11.41}$$

ausgedrückt werden. Bei Profilumströmungen wird die charakteristische Zeit

$$\tau_s = \frac{s}{c_{g\infty}} \tag{11.42}$$

über die Sehnenlänge s und die ungestörte Anströmgeschwindigkeit $c_{g\infty}$ ausgedrückt [18]. Somit lässt sich die Stokes-Zahl berechnen zu

$$St_P = \frac{\rho_P \cdot D_P^2 \cdot c_{g\infty}}{18 \cdot \mu_g \cdot f_D \cdot c_D}. \tag{11.43}$$

Sie beschreibt die Fähigkeit eines Partikels auf eine Änderung der Strömungsgeschwindigkeit zu reagieren. Kleine Stokes-Zahlen (St << 1) weisen auf ein gutes Folgevermögen hin, während bei hohen Stokes-Zahlen (St >> 1) das Partikel sich kaum von der umgebenden Strömung beeinflussen lässt. Partikel folgen einer Strömung nahezu schlupflos, falls St < 0,1 wird. Andererseits werden Partikel bei St > 10 auszentrifugiert. Untersuchungen an Profilen führten auf das Resultat, dass Partikel mit einer St = 0,1 eine maximale Ablenkung zur Geschwindigkeit von ca. 6 % bei ungefähr 4,6° Winkelabweichung besitzen [19]. Ähnliche Ergebnisse bezüglich des Folgevermögens von Tröpfchen beschreiben Ruck, Mei und Melling [20–22].

Da ein Spray in der Regel nicht aus einem einzelnen Tropfendurchmesser besteht, sondern aus einem Spektrum an Durchmessern, wird ein repräsentativer Durchmesser ausgewählt. Für die Beschreibung ist es entscheidend, Parameter zu finden, die die Verteilung eines Sprays mit möglichst wenigen Informationen hinreichend beschreiben. Nach Crowe et al. [23] müssen hierbei zunächst monodisperse und polydisperse Verteilungen unterschieden werden. Weicht der Durchmesser einer Verteilung nur maximal 10 % vom durchschnittlichen Wert ab, so kann die Verteilung als monodispers bezeichnet werden. Streut die Verteilung der Größen über einen weiten Bereich, spricht man von einer polydispersen Verteilung.

Zur Charakterisierung einer Größenverteilung sind mindestens zwei Parameter notwendig: Ein charakteristischer Wert und ein Wert, der eine Aussage über die Streuung zulässt. Generell lassen sich anhand einer diskreten Größenverteilung charakteristische Durchmesser über die Beziehung

$$d_{\mathrm{ab}} = \sqrt[a-b]{\frac{\sum_{i}^{N} d_{\mathrm{i}}^{\mathrm{a}}}{\sum_{i}^{N} n_{\mathrm{i}} \cdot d_{\mathrm{i}}^{\mathrm{b}}}} \tag{11.44}$$

definieren. Das arithmetische Mittel berechnet sich zu

$$d_{10} = \frac{\sum_{i}^{N} d_{\mathrm{i}}^{1}}{N}. \tag{11.45}$$

Ist das Verdunstungsverhalten des Sprays von Interesse, so ist es sinnvoll, einen Durchmesser zu verwenden, der das Tropfenvolumen ins Verhältnis zur Oberfläche setzt. Dieser Durchmesser ergibt sich als d_{32}. Er wird auch als Sauter-Durchmesser (Sauter mean diameter, SMD) bezeichnet, der dasselbe Oberflächen- zu Volumenverhältnis aufweist wie der Spray

$$SMD = D_{32} = \frac{\sum_{j=1}^{N_j} n_{\mathrm{j}} \cdot D_{\mathrm{P}}^{3}}{\sum_{j=1}^{N_j} n_{\mathrm{j}} \cdot D_{\mathrm{P}}^{2}}, \tag{11.46}$$

mit N_{j} als Tropfengrößenklasse und n_{j} der Anzahl der Partikel innerhalb der jeweiligen Größenklasse [24].

Zur Klassifizierung der Zerstäubung werden häufig volumenbezogene Durchmesser definiert. Diese beziehen das kumulierte Volumen der Partikel, die kleiner als der angegebene Durchmesser sind, auf das kumulierte Gesamtvolumen des Sprays. Ein häufig verwendeter Durchmesser ist der $d_{\mathrm{v,90}}$, der einen äquivalenten Durchmesser des Sprays mit 90 % des Gesamtvolumens beschreibt. Um zu kennzeichnen, wie homogen der Spray verteilt ist, werden zusätzliche Durchmesser $\mathrm{D}_{0,1}$, $\mathrm{D}_{0,5}$, $\mathrm{D}_{0,9}$ angegeben, wobei der Index jeweils den Volumenanteil der Flüssigkeit angibt, der innerhalb der Durchmesserklasse ist.

Generell kann eine Partikelverteilung ebenso über bekannte Verteilungsfunktionen beschrieben werden. Dabei gilt auch für diese Art der Beschreibung der Verteilung, dass mindestens zwei Parameter benötigt werden. Eine oft benutzte Verteilung im Bereich der Spray-Bewertung ist die Rosin-Rammler- oder die Weibull-Verteilung mit dem Durchschnittsparameter $\bar{D}_{\mathrm{i}}$ und der Steigung der Verteilung C_1.

Die Verteilung der Tropfendurchmesser ist im Allgemeinen nicht symmetrisch. Eine einfache Verteilung, die die übliche Spray-Verteilung angibt, ist die sogenannten Rosin-Rammler-Verteilung Q

$$1-Q=\exp\left[-\left(\frac{D_{\mathrm{P}}}{\bar{D}_{\mathrm{i}}}\right)^{C_1}\right]. \tag{11.47}$$

Q beschreibt den Anteil des gesamten Volumens, das in der Durchmesserklasse enthalten ist. Der Exponent C_1 und der Durchmesser $\bar{D}_{\mathrm{i}}$ sind die beschreibenden Parameter der Verteilung. Je größer der Exponent C_1 ist, desto homogener ist die Sprayverteilung. Technische Sprays liegen im Bereich $1{,}5 < C_1 < 4$.

Des Weiteren können bimodale Tropfenverteilungen auftreten, deren Beschreibung einen zweiten charakteristischen Durchmesser erfordert. Hierzu kann die Summe aus mehreren Rosin-Rammler-Verteilungen benutzt werden

$$p(d)=\sum_{i=1}^{N} C_2\cdot q_{\mathrm{i}}\cdot\frac{C_1}{\bar{D}_{\mathrm{i}}}\cdot\left(\frac{d}{\bar{D}_{\mathrm{i}}}\right)\cdot e^{-\left(\frac{d}{\bar{D}_i}\right)}. \tag{11.48}$$

Dabei sind q_{i} die Volumenanteile der einzelnen Verteilungen am Gesamtvolumen. Ist die Verteilung nicht symmetrisch um den Mittelwert verteilt, wird ein zusätzlicher Parameter C_2 zur Schieflage der Verteilung benötigt. Für die Beschreibung der Verteilung kann weiterhin eine Anzahlverteilung oder eine Massenverteilung aufgetragen werden.

Bezüglich der Tropfengrößen unterscheiden sich die Bedingungen bei Flugtriebwerksverdichtern, die durch ein Schlechtwettergebiet fliegen mit Tropfengrößen im 1/10 mm bis 1 mm Bereich von stationären Gasturbinenverdichtern, mit eingesprühten Tropfengrößen um 10 µm bis 40 µm. Diese feinen Sprays werden durch entsprechend hohe Flüssigkeitsdrücke bei der Zerstäubung erzielt [25–27]. Die Bedeutung der Zerstäubung wird beispielsweise von Chaker et al., Mitsis und Savic [28, 29] sowie Bhargava et al. [1–3] näher analysiert, da die Feinheit des Sprays sowohl das Verdampfungsverhalten, insbesondere aber das Folgevermögen der Tropfen im Verdichter stark beeinflusst. So geht man im Allgemeinen davon aus, dass die eingedüste Tropfengröße am Verdichtereinlass deutlich unter 20 µm liegen sollte. Als Schwerpunkt wird von Chaker [30] beispielsweise die Erzeugung möglichst feiner Tropfen angesehen. Untersucht wird hier in Windkanalmessungen das Anwachsen der Tropfen nach dem Einsprühen durch Konglomeration.

Die die Zerstäubung beschreibende Kennzahl als Verhältnis des umgebenden Fluids zur Oberflächenspannung ist die Weber-Zahl

$$We=\frac{\left(c_{\mathrm{g}}-c_{\mathrm{fl}}\right)^2\cdot D_{\mathrm{P0}}\cdot\rho_{\mathrm{g}}}{\sigma_{\mathrm{fl}}}. \tag{11.49}$$

Je nach Größe der Weber-Zahl finden unterschiedliche Formen der Zerstäubung statt [31–33]. Zusätzlich werden die viskosen Effekte durch die Ohnsorge-Zahl

$$Oh = \frac{\mu_{\mathrm{fl}}}{\sqrt{\rho_{\mathrm{fl}} \cdot D_{\mathrm{P0}} \cdot \sigma_{\mathrm{fl}}}} \tag{11.50}$$

beschrieben. Für $Oh < 0{,}1$ und $We < 1000$ gibt Schmelz [32] die Abhängigkeit der Tropfengrößendurchmesser als

$$\frac{D_{32}}{D_{\mathrm{P0}}} = 6{,}2 \cdot Oh^{1/2} \cdot We^{1/4} \tag{11.51}$$

an. Auf die Zerstäubung selbst soll im Folgenden noch eingegangen werden, da Flüssigkeit, die auf die Schaufeln gelangt, an der Hinterkante wieder zerstäubt wird, wobei sich durchaus größere Tropfen bilden, die zu Fehlanströmung sowie Schäden der folgenden Schaufel führen können. Über Zerstäubung unter den herrschenden hohen Mach-Zahlen, liegen kaum Untersuchungen vor. Ulrichs [34] führte grundlegende Untersuchungen durch, die im Folgenden noch näher dargestellt werden.

Um das Phänomen der internen Kühlung der Verdichtung durch Verdampfung genauer zu beschreiben, müssen das Verhalten der Zweiphasenströmung und insbesondere der Tröpfchen inklusive des Verdampfungsvorganges sowie die Wechselwirkung mit der Verdichterbeschaufelung näher betrachtet werden.

Einen Überblick experimenteller Arbeiten über Partikelströmungen in Verdichtern ist bei Tabakoff [35] zu finden. Hierbei wird hauptsächlich das Verhalten von Sandpartikeln in Fluggasturbinen untersucht, so dass festgestellt wird, dass die Anwesenheit von Partikeln insbesondere aufgrund der Erosion hohen Einfluss auf den Wirkungsgrad des Verdichters hat. Frühe Berechnungen des Einflusses partikelbeladener Strömungen auf das Verhalten von Beschaufelungen von Turbomaschinen werden von Tabakoff und Hussein [36], sowie von Tabakoff und Balan [37] für Dampfturbinen angestellt. Allerdings steht hier die Frage der Erosion im Vordergrund.

Die numerische Berechnung der Mehrphasenströmung im Verdichter erfordert die Erfassung der Turbulenz, der Zerstäubung, der Tropfen-Wand-Wechselwirkung, in gewissen Fällen auch der Tropfen-Tropfen-Wechselwirkung, der turbulenten Dispersion der Tropfen sowie der Verdampfung. Derzeit sind noch nicht alle erforderlichen Modelle in der notwendigen Genauigkeit verfügbar. Eine Zusammenstellung von Modellen der Mehrphasenströmungen sind u. a. bei Günther, Matysiak, Joos und bei Neupert [6, 33, 38, 39] zu finden.

11.2.5 Modellierung der Zweiphasenströmung

Um den Einfluss der Wasserbeladung auf das Verhalten des Verdichters zu beschreiben, müssen verschiedene physikalische Phänomene erfasst werden, deren Berücksichtigung jedoch von den jeweiligen Betriebsbedingungen abhängt. Selbst bei einer Luftfeuchtigkeit unterhalb der Sättigungsgrenze kann es unter gewissen Umgebungsbedingungen zu einem

Auskondensieren oder sogar zur Eisbildung am Verdichtereintritt kommen. Auslöser kann die plötzliche Temperatur- und Druckabsenkung der Beschleunigung im Verdichtereintritt sein, die auch innerhalb der ersten Stufen zu Unterkühlung unter Nicht-Gleichgewichtsbedingungen führen kann.

Sind Flüssigkeitstropfen oder Eiskristalle im Verdichter vorhanden, so stellt sich Verdampfung oder Resublimation ein. Das Folgevermögen der Partikel wird durch die Masse, die Form und den Geschwindigkeitsunterschied zur Luftströmung bestimmt. Die gegenseitigen Wechselwirkungen der Tropfen untereinander können zum Anwachsen der Durchmesser führen. Andererseits verkleinern sich die Durchmesser durch Wechselwirkung mit der beschleunigenden oder verzögernden Luftströmung durch Sekundärzerfall. Durch das Auftreffen von Tropfen auf einer Oberfläche kann es zu Ablagerung der Flüssigkeit oder aber zum Splashing mit Bildung feiner Tröpfchen kommen. Je nachdem, ob sich bereits ein Wandfilm gebildet hat und je nach Wert der lokalen Weber-Zahl kann der auftreffende Tropfen haften bleiben, abprallen oder zerplatzen und dabei feinere Tropfen sowie einen Restfilm bilden. Abgelagerte Flüssigkeit wird als Film oder Strähne zur Abrisskante getrieben, die einerseits die Hinterkante, andererseits beim Rotor auch die Blattspitze sein kann, und dort mit verschiedenen Mechanismen zerstäubt. Für die einzelnen Phänomene sind umfangreiche Untersuchungen publiziert.

Zur numerischen Beschreibung der Tropfen-beladenen Strömung wird in der Regel die homogene Gasströmung durch den Verdichter als ein sich bewegendes Kontinuum aus der Sicht eines ortsfesten Beobachters beschrieben (Euler'sche Betrachtungsweise), während für die Beschreibung der Tropfenbahn ein mit der Flugbahn des Tropfens bewegtes Bezugssystem (Lagrange-Betrachtungsweise) von Vorteil ist.

11.2.5.1 Bewegungsgleichung der Tropfen

Die Umströmung übt auf die einzelnen Tropfen verschiedene Kräfte aus. Dies wird im Allgemeinen durch die Impulsgleichung für den einzelnen Tropfen beschrieben

$$m_{\mathrm{d}} \cdot \frac{d\vec{c}_{\mathrm{d}}}{dt} = \sum_i F_{\mathrm{i}} \tag{11.52}$$

mit der Masse des Tropfens m_{d}, der Geschwindigkeit des Tropfens c_{d} und den angreifenden Kräften F_{i}. Die Kräfte können hierbei in Körperkräfte, die auf die Masse des Tropfens wirken, und Oberflächenkräfte unterteilt werden. Es sei vorweggenommen, dass die Größenordnung der Körperkräfte, wie die Gravitationskraft, deutlich geringer ist als die Oberflächenkräfte, weshalb sie im Folgenden nicht weiter berücksichtigt werden. In rotierenden Maschinen treten des Weiteren Zentrifugal- und Corioliskräfte auf. Näheres zu den Größenordnungen dieser Kräfte beim Durchtritt durch eine Stufe sind in der Arbeit von Gooma [40] aufgeführt.

11.2.5.2 Stationäre Kräfte auf den Tropfen

Bewegt sich der Tropfen gleichbleibend in einer Gasströmung mit der relativen Geschwindigkeit $c_s = c_d - c_c$ in einem gleichmäßigen Druckfeld, so kann die Widerstandskraft durch die Gleichung

$$F_D = \frac{1}{2} \cdot \rho_G \cdot C_D \cdot \frac{\pi}{4} \cdot d^2 \cdot |\vec{c}_s| \cdot \vec{c}_s \tag{11.53}$$

mit ρ_G als der Dichte der umgebenden Luft, dem Tropfendurchmesser d und dem Widerstandskoeffizienten C_D beschrieben werden. Da sich einerseits der Tropfen bei höheren Relativgeschwindigkeiten verformt und andererseits die Relativgeschwindigkeit ändert, ist die korrekte Bestimmung des Widerstandsbeiwertes C_D schwierig. Wie bereits dargestellt, ergibt sich für Kriechströmungen um den Tropfen ($Re_d << 1$) der Stokes-Widerstandsbeiwert $C_D = 24/Re_d$, der eine Funktion der Tropfen-Reynolds-Zahl ist. Eine typische maximale Tropfen-Reynolds-Zahl kann mit den Parametern Tropfendurchmesser $d_{max} = 100$ µm und einer typischen maximalen Schlupfgeschwindigkeit $c_{s,max} = 100$ m/s zu $Re_{d,max} = 720$ abgeschätzt werden. Diese Abschätzung zeigt, dass in dem vorliegenden Fall eine Erweiterung dieser Gleichung für höhere Reynolds-Zahlen nötig ist. Eine ausgiebige Diskussion hierzu liefern Clift et al. [41].

Oft wird der Einfachheit halber bei der Diskussion von einem runden Tropfen ausgegangen. Abb. 11.6 zeigt verschiedene Korrelationen des Verlustbeiwertes über der Tropfen-Reynolds-Zahl im Vergleich zu Messungen, die von White [42] zusammengestellt werden.

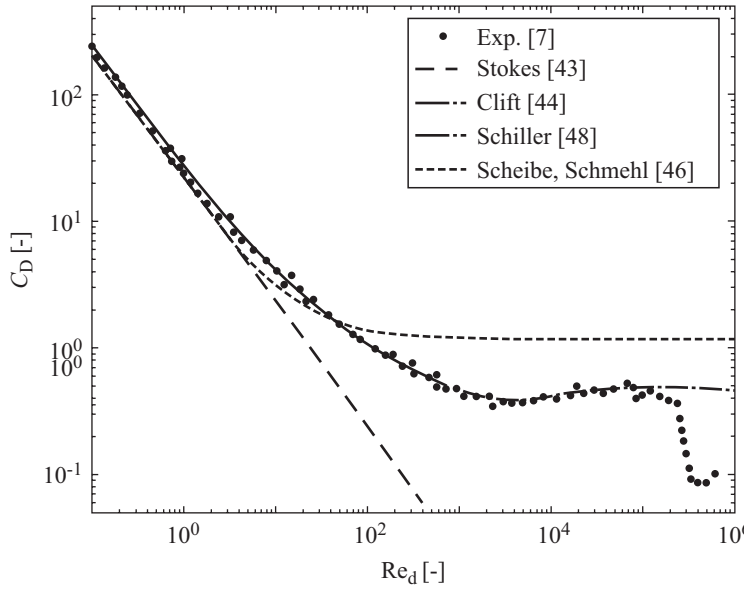


Abb. 11.6 Widerstandsbeiwert C_D einer Kugel und einer runden Scheibe über der Tropfen-Reynolds-Zahl Re_d [40]

Die Annahme der Stokes'schen Strömung trifft nur für Tropfen-Reynolds-Zahlen $Re_d < 10$ zu. Bei höheren Reynolds-Zahlen löst die Strömung an dem Tropfen laminar ab und führt zu einem konstanten Verlustbeiwert bis $Re_d \approx 3\ 10^5$. Ab diesem Bereich schlägt die Grenzschicht am Tropfen vor der Ablösung um, sodass ein Impulsaustausch in die nun turbulente Grenzschicht stattfindet. Dies sorgt für eine spätere Ablösung der Strömung von dem Tropfen und somit zu der schlagartigen Abnahme des Widerstandsbeiwertes. Da der genaue Punkt des Umschlages stark von der Rauheit der umströmten Kugel oder der Welligkeit der Tropfenoberfläche abhängt, sind für die kritische Reynolds-Zahl in der Literatur verschiedene Werte im Bereich $Re_{d,krit} = 2{,}5 - 5\ 10^5$ zu finden [47].

Um die Abweichung von der Stokes'schen Strömung für höhere Reynolds-Zahlen abbilden zu können, wird der Koeffizient $f = C_D R_{ed}/24$ verwendet, der im Falle einer Stokes'schen Strömung zu $f \rightarrow 1$ wird. Eine passende Korrelation für diesen Koeffizienten für den gesamten unterkritischen Bereich ($\mathrm{Re_d} < 3\ 10^5$) liefert die Gleichung von Clift und Gauvin [44]

$$f\left(\mathrm{Re_d}\right) = 1 + 0{,}15 \cdot \mathrm{Re_d^{0{,}687}} + \frac{0{,}0175 \cdot \mathrm{Re_d}}{1 + 4{,}25 \cdot 10^4 \cdot \mathrm{Re_d^{-1{,}16}}}. \tag{11.54}$$

Diese stellt eine Erweiterung der häufig angewandten Korrelation von Schiller und Naumann [48] dar, die nur für Tropfen-Reynolds-Zahlen von $Re_d < 800$ valide ist. Die Erweiterung des zulässigen Reynolds-Zahl-Bereiches geht jedoch mit einer leicht höheren Abweichung zu experimentellen Messungen einher, ($\Delta C_D = \pm 5$ %) [48].

Ist die Strömung um den Tropfen inhomogen, so tritt für kleine Tropfen-Reynolds-Zahlen ($Re_d \approx 1$) zusätzlich die Faxen-Kraft auf. Sie ergibt sich nach Happel und Brenner [49] zu

$$F_{\mathrm{Faxen}} = \mu_L \cdot \pi \cdot \frac{d^3}{8} \cdot \nabla^2 \vec{c} \tag{11.55}$$

wobei $\nabla^2 \vec{c}$ an der Position des Tropfens ausgewertet wird. Die Kraft verschwindet dementsprechend bei gleichförmiger Umströmung. Nach Crowe et al. [23] kann der Einfluss der Faxen-Kraft mit dem Zusammenhang $F_{\mathrm{Faxen}}/F_{\mathrm{Stokes}}\ (d/l_{char})^2$ abgeschätzt werden. Ist die charakteristische Länge der betreffenden Scherschicht l_{char} in der Größenordnung des Tropfens, so muss die Faxen-Kraft berücksichtigt werden. Dies ist im Bereich der Interaktion der Turbulenz mit kleinen Partikeln der Fall. Für den Großteil der Tropfen und der Strömungszustände ist diese Kraft von untergeordneter Rolle und kann daher für die allgemeine Betrachtung vernachlässigt werden.

Da es sich bei den Tropfen nicht um feste Körper, sondern um Flüssigkeiten handelt, treten durch die Scherspannung induzierte interne Strömungen auf, die die Reibung an der Oberfläche verringern. Dieser Effekt wurde für verschiedene Flüssigkeiten von [50] und [51] untersucht und als Faktor im Vergleich zu einer Stokes'schen Strömung dargestellt

$$f\left(\mu_{\mathrm{W}}\right)=\frac{1+\frac{2\mu_{\mathrm{G}}}{3\mu_{\mathrm{fl}}}}{1+\frac{\mu_{\mathrm{G}}}{\mu_{\mathrm{fl}}}}. \tag{11.56}$$

Für die Kombination aus Luft und Wasser ($\mu_G/\mu_{fl} \approx 0{,}001$) ergeben sich zu vernachlässigende Abweichungen von $\Delta C_D \leq 1$ %. Eine Zusammenfassung bestehender Korrelationen ist im Handbook of Atomization and Sprays [47] gegeben.

Liegt eine kompressible Strömung vor, so kann dies den Widerstandsbeiwert maßgeblich verändern. Ab einer relativen Mach-Zahl von 0,6 treten Stöße an dem Tropfen auf, die zu einer Erhöhung des Widerstandsbeiwertes im transsonischen Geschwindigkeitsbereich führen. Für kleine Reynolds-Zahlen dagegen nimmt der Widerstandsbeiwert stetig mit steigender Mach-Zahl ab. Dies wird aufgrund eines sogenannten Verdünnungseffekts hervorgerufen. Als entscheidender Parameter gilt hierbei die Knudsen-Zahl $Kn = \lambda_{mol}/d$, die das Verhältnis der freien Weglänge eines Moleküls λ_{mol} ins Verhältnis zum Tropfendurchmesser setzt. Für Knudsen-Zahlen nahe 1 hätten die Stoßfront und die Partikel die gleiche Größe und eine Anpassung dieser Effekte wäre nötig. Die Tropfen der typischen Verdichterströmung sind jedoch größer $d > 0{,}1$ µm, sodass eine sehr kleine Knudsen-Zahl $Kn < 10^{-3}$ vorliegt, für die nach Crowe et al. [23] die Strömung als Kontinuum zu betrachten ist. Der Verdünnungseffekt kann vernachlässigt werden. Ebenso sind die maximalen Relativgeschwindigkeiten mit $c_{s,max} < 120$ m/s nicht ausreichend hoch, um Kompressibilitätseffekte in der Relativströmung um den Tropfen hervorzurufen.

Weitere statische Kräfte sind die Auftriebskraft und die durch einen Druckgradienten in der Strömung hervorgerufene Kraft. Der Auftrieb ist gleich der Gewichtskraft des verdrängten Volumens. Für Dichte-Verhältnisse $\rho_G/\rho_{fl} \approx 0{,}001$ kann dieser Anteil in der Impulsbilanz des Einzeltropfens vernachlässigt werden. Ähnlich kann die Kraft aufgrund des Druckgradienten abgeschätzt werden. Hierzu vergleichen Crowe et al. [23] die Größenordnungen der Kraft aufgrund des Druckgradienten mit der Kraft zur Beschleunigung des Tropfens und erlangen im Falle ähnlich großer Beschleunigung des Tropfens und der Strömung wie auch schon bei der Auftriebskraft eine Proportionalität zu dem Dichteverhältnis $\rho_G/\rho_{fl} \approx 0{,}001$. Somit kann dieser Einfluss ebenso vernachlässigt werden.

In der Regel liegen nicht, wie in den obigen Ansätzen vorausgesetzt, sphärische Einzeltropfen vor, sondern vielmehr ein inhomogener Spray vieler kleiner Tropfen, die untereinander wechselwirken, sowie die umgebende Luftströmung beeinflussen. Arbeiten von Wen und Yu [52] sowie Richardson und Zaki [53] haben gezeigt, dass der Widerstandsbeiwert in der Form $f = f_0 \cdot \chi_C^{-C_1}$ variiert werden kann, um diesem Einfluss Rechnung zu tragen. Dabei stellt f_0 den Widerstandsbeiwert des Einzeltropfens dar und χ_C den Volumenanteil der kontinuierlichen Phase. In einer Analyse zeigt Di Felice [54], dass $C_f = f(Re_D)$ ist. Typischerweise beträgt der Volumenanteil der kontinuierlichen Phase beim Fogging mindestens $\chi_{c,\,min} = (1 - \xi_{L,\,max} \cdot \rho_G/\rho_{fl}) \approx 0{,}9998$, was zu einer maximalen Abweichung des Widerstandsbeiwertes von $\Delta C_D << 1$ % führt. Die Betrachtung des Sprays als

Summe der Einzeltropfen ist daher im Hinblick auf die anliegenden Kräfte aufgrund des geringen Volumenanteils der Wassertropfen möglich.

Somit ergibt sich die Impulsbilanz für eine stationäre Strömung unter Berücksichtigung der obigen Annahme zu

$$m_{\mathrm{d}} \cdot \frac{d\vec{c}_{\mathrm{d}}}{dt} = \sum_i F_{\mathrm{i}} = 3 \cdot \pi \cdot \mu_{\mathrm{G}} \cdot df \cdot \left|\vec{c}_{\mathrm{s}}\right| \cdot \vec{c}_{\mathrm{s}} + m \cdot \vec{g}. \tag{11.57}$$

11.2.5.3 Instationäre Kräfte auf den Tropfen

Bei einer instationären Strömung treten zusätzliche Kräfte am Tropfen auf. Die Grundgleichung hierzu wurde von Basset, Boussinesq [55, 56] und Oseen [57] hergeleitet und wird daher auch Basset-Boussinesq-Oseen (BBO)-Gleichung genannt.

Bei der Beschleunigung eines Tropfens muss zusätzlich zu der Masse des Tropfens die Strömung in der Grenzschicht beschleunigt werden. Dies führt zu einer größeren zu beschleunigenden Masse des Tropfens. Die Kraft wird daher auch als virtuelle Massenkraft bezeichnet

$$\vec{F}_{\mathrm{vm}} = \frac{\rho_{\mathrm{G}} \cdot \pi \cdot d^3}{12} \cdot \frac{d\vec{c}_{\mathrm{s}}}{dt}. \tag{11.58}$$

Neben der zusätzlichen Erhöhung der Masse durch die mitbewegte Grenzschicht wird die Kraft, die durch viskose Effekte in der Grenzschicht verursacht wird, in der Basset-Kraft berücksichtigt. Es wird hier die Entwicklung der Grenzschicht um den Tropfen in Form der Veränderung der Schlupfgeschwindigkeit über ein Zeitintervall $t - t$x beschrieben. Die hieraus resultierende Scherspannung kann bei der Bilanzierung über den Tropfen zur Basset-Kraft zusammengefasst werden

$$\vec{F}_{\mathrm{Basset}} = \frac{3}{2} \cdot d^2 \cdot \sqrt{\pi \cdot \rho_{\mathrm{G}} \cdot \mu_{\mathrm{G}}} \cdot \int_0^t \frac{\frac{d\vec{c}_{\mathrm{s}}}{dt}}{\sqrt{t - t'}} dt'. \tag{11.59}$$

Zu beachten ist, dass die zusätzliche Masse und die Basset-Kraft mit der Dichte des verdrängten Kontinuums berechnet werden und so bei kleinen Dichteverhältnissen $\rho_{\mathrm{G}}/\rho_{\mathrm{fl}}$ nur bei sehr starken lokalen Gradienten der Schlupfgeschwindigkeit, wie beispielsweise beim Durchlaufen einer Stoßfront, von Bedeutung sein kann. Hjemfeldt und Mockros [58] zeigten, dass die virtuelle Masse und die Basset-Kraft für $\rho_{\mathrm{G}}/\rho_{\mathrm{fl}} \approx 10^{-3}$ vernachlässigbar sind, solange der Term $(\mu_{\mathrm{G}}/\rho_{\mathrm{G}}\Omega_{\mathrm{G}}d^2)^{0,5} > 6$ ist. Ω_{G} bezeichnet die Frequenz der Oszillation der Strömung. Diese Kombination aus hohem Gradienten der Schlupfgeschwindigkeit in Kombination mit einer instationären Strömung liegt im Verdichter lediglich im Bereich des oszillierenden Stoßes für große Tropfen vor. Die turbulente Strömung müsste beispielsweise für einen Tropfendurchmesser von d = 100 µm mit einer Frequenz von ca. $\Omega_{\mathrm{G,min}} > 40$ Hz oszillieren, um Basset-Kräfte relevanter Größe hervorzurufen. Dies ist je-

doch ein lokal und temporär sehr begrenzter Bereich, der nur für wenige Tropfen des Sprays von Bedeutung ist.

Ist das Strömungsfeld der kontinuierlichen Phase inhomogen, induzieren die Gradienten des Druckes und der Scherspannung eine zusätzliche Kraft auf den Tropfen

$$\vec{F}_{\mathrm{p}} = V_{\mathrm{d}} \cdot \left(-\nabla \vec{p} + \nabla \tau\right). \tag{11.60}$$

Nach Crowe et al. [23] können die Kräfte bei moderaten Gradienten in der Strömung und einem kleinen Dichteverhältnis $\rho_{\mathrm{G}}/\rho_{\mathrm{fl}} \approx 10^{-3}$ vernachlässigt werden. Dies führt zu einer vereinfachten BBO-Gleichung in der Form

$$\frac{d\vec{c}_{\mathrm{d}}}{dt} = \frac{f}{\tau_{\mathrm{d}}} \vec{c}_{\mathrm{s}} + \vec{g} \tag{11.61}$$

mit τ_{d} als charakteristische Zeit der Tropfen.

Durchläuft der Partikel eine Scherschicht der kontinuierlichen Strömung, so treten unterschiedliche Schubspannungen und Geschwindigkeiten an der Ober- und Unterseite des Tropfens auf. Dies führt zu einer Rotation des Partikels und einer Druckdifferenz über dem Partikel, die wiederum einen Auftrieb hervorruft. Diese Kraft wird als Saffman-Kraft bezeichnet. Für kleine Reynolds-Zahlen bietet Saffman [59] die folgende Korrelation

$$\vec{F}_{\mathrm{Saffman}} = 1{,}61 \cdot \mu_{\mathrm{G}} \cdot d \cdot \left|\vec{c}_{\mathrm{c}} - \vec{c}_{\mathrm{d}}\right| \cdot \sqrt{\mathrm{Re}_{\mathrm{shear}}} \tag{11.62}$$

mit der Reynolds-Zahl basierend auf dem Geschwindigkeitsgradienten über dem Tropfen

$$\mathrm{Re}_{\mathrm{shear}} = \frac{d^2}{\nu_{\mathrm{G}}} \cdot \frac{d\vec{c}_{\mathrm{c}}}{dy}. \tag{11.63}$$

Diese Gleichung wurde für den Fall hergeleitet, dass die Reynolds-Zahl basierend auf der Schlupfgeschwindigkeit im Verhältnis zu der Reynolds-Zahl, basierend auf dem Geschwindigkeitsgradienten sehr viel kleiner ist und beide kleiner als 1 sind, $\mathrm{Re}_{\mathrm{s}} << \mathrm{Re}_{\mathrm{shear}}$. Für größer werdende Re_{s} zeigte McLaughlin [60], dass der Effekt des Auftriebs stark nachlässt. Betrachtet man jedoch das Strömungsfeld um ein Profil, so können Saffman-Kräfte für kleine Tropfen beim Durchströmen der Grenzschicht eine Rolle spielen. Dies sorgt für eine Bewegung der Tropfen hin zu höheren Geschwindigkeiten und somit heraus aus der Grenzschicht.

Rotiert der Tropfen aus anderen Gründen als aufgrund der Geschwindigkeitsdifferenz in der Scherschicht der umgebenden Gasströmung, so erzeugt die Rotation an sich in einer gleichmäßigen Anströmung eine unterschiedliche Relativgeschwindigkeit an der Ober- und Unterseite des Tropfens. Dies sorgt wiederum für eine Druckdifferenz über dem Tropfen und einem Auftrieb zu der Seite, an der die Rotation und die Relativgeschwindigkeit gleich orientiert sind. Die resultierende Kraft wird Magnus-Kraft genannt. Rubinov und Keller [61] geben für Reynolds-Zahlen in der Größenordnung O(1) folgende Gleichung für diese Kraft an

$$\vec{F}_{\text{Magnus}} = \frac{\pi}{8} \cdot d^3 \cdot \rho_{\text{fl}} \cdot \left[\left(\frac{1}{2} \nabla x \vec{c} - \Omega_{\text{d}} \right) x \vec{c}_{\text{s}} \right]. \tag{11.64}$$

Für kleine Reynolds-Zahlen steigt die Kraft mit steigender Rotationsfrequenz Ω_{d} an. Für höhere Reynolds-Zahlen liefern Experimente zu dieser Kraft keine eindeutigen Tendenzen [62–64] und es wurden in bestimmten Reynolds-Zahl-Bereichen Kräfte in die entgegengesetzte Richtung gemessen. Eine einheitliche Theorie zu dieser Kraft existiert für höhere Reynolds-Zahlen bisher nicht.

Generell lässt sich festhalten, dass die vereinfachte Impulsbilanz für das Verständnis der Flugbahn der Tropfen in der Kaskade in guter Näherung ausreichend genau ist.

11.2.5.4 Wechselwirkung der Partikel und der Turbulenz

Neben der Wechselwirkung der Partikel und der Strömung auf makroskopischer Ebene muss die Wechselwirkung auf der Skala der Turbulenz betrachtet werden. Abhängig von der Größe und des Gewichtes der Tropfen variieren die Effekte deutlich [65]. Charakteristische Größen, anhand derer das Verhalten beschrieben werden kann, sind aufseiten des Tropfens das Dichteverhältnis $\rho_{\text{G}}/\rho_{\text{fl}}$, die Tropfen-Reynolds-Zahl und die Relaxationszeit des Tropfens τ_{d}. Das Kontinuum kann mit der Reynolds-Zahl der Gasströmung Re und der turbulenten Reynolds-Zahl $Re_{\text{turb}} = c'\, l_{\text{char}}/\nu_{\text{G}}$ beschrieben werden. In diesem Zusammenhang entspricht die charakteristische Länge l_{char} der Länge der energiereichen großen Wirbelstrukturen und c' der turbulenten Fluktuation der Hauptströmung. Ebenso können die charakteristischen Zeiten der Wirbelumlaufzeit $\tau_{\text{char}} = l_{\text{char}}/c'$ und die Dissipationszeit kleinster Wirbel basierend auf der Kolmogorov-Betrachtung $\tau_{\text{K}} = \nu_{\text{c}}/\varepsilon_{\text{c}}$ definiert werden. Daraus abgeleitet ergibt sich die Stokes-Zahl für diesen Fall zu $St_{\text{turb}} = \tau_{\text{d}}/\tau_{\text{char}}$. Zusätzlich kann eine relative Turbulenzintensität

$$Tu_{\text{rel}} = \frac{\sqrt{\vec{c}'^2}}{\left| \vec{c}_{\text{c}} - \vec{c}_{\text{d}} \right|} \tag{11.65}$$

definiert werden. Es ist zu bemerken, dass durch den Bezug auf die Schlupfgeschwindigkeit deutlich höhere Werte der relativen Turbulenzintensität Tu_{rel} im Vergleich zu der Turbulenzintensität der Freiströmung Tu auftreten können. Es ist leicht ersichtlich, dass das Verhältnis der Länge der Turbulenzstrukturen zu dem Tropfendurchmesser als entscheidendes Kriterium für den Einfluss der Turbulenz herangezogen werden sollte. Für Partikeldurchmesser in der Größenordnung der Kolmogorov-Länge treten Effekte, ähnlich zu den Effekten eines unstetigen Geschwindigkeitsfeldes auf [23]. Für Partikel in größeren Turbulenzstrukturen mit der charakteristischen Länge l_{char} wächst der Widerstandsbeiwert des Tropfens bei gleichbleibender relativen Turbulenzintensität mit steigendem Verhältnis l_{char}/d an [66]. Des Weiteren zeigt Horner [67], dass die kritische Reynolds-Zahl bei einer Erhöhung der Turbulenzintensität sinkt. Dies ist auf einen früheren Umschlag der Grenzschicht am Tropfen zurückzuführen. Torobin und Gauvin [68] finden dabei, dass für eine

relative Turbulenz $Tu_{\mathrm{rel}} = 40\,\%$ die kritische Reynolds-Zahl auf einen Wert von $Re_{d,krit} = 500$ sinkt. Für die Umströmung eines Verdichterprofils ist dies insbesondere in den Regionen des Stoßes und den Scherschichten des Nachlaufes von Interesse.

Neben dem Effekt der Turbulenz auf den Widerstandsbeiwert des Tropfens ist vor allem der Einfluss auf die Konzentration der Tropfen in der Strömung zu beachten. Hierbei tritt das Verhältnis der charakteristischen Zeiten in Form der Stokes-Zahl

$$St = \frac{\tau_{\mathrm{d}}}{\tau_{\mathrm{c}}} \tag{11.66}$$

als entscheidender Parameter auf. Experimente von Eaton und Fessler [69] ergeben, dass sich Partikel mit Stokes-Zahlen im Bereich $St \approx 1$ in Regionen kleiner Wirbelintensität und hoher Scherung sammeln. Dies resultiert nach Oertel [65] aus den erhöhten Zentrifugal- und Corriolis-Kräften in den großskaligen Wirbelstrukturen. Liegt ein System mehrerer Wirbel vor, so sammeln sich die Partikel in den Bereichen der Staupunkte und Staulinien. Im Hinblick auf die Strömung um ein Verdichterprofil sorgt dieser Effekt für eine Anhäufung der Partikel im Bereich der Scherschichten, also am Rand des Nachlaufgebietes und in der Wandgrenzschicht.

Neben dem Einfluss der Turbulenz auf die Tropfen und deren Verteilung im Strömungsfeld ist auch der umgekehrte Einfluss, die Wechselwirkung der Tropfen auf das Strömungsfeld, von Interesse. Nach Oertel [65] ist der Einfluss auf die Turbulenz des Kontinuums für Volumenanteile $10^{-6} < \chi_{\mathrm{d}} < 10^{-3}$ zu beachten. Die untere Grenze stellt hierbei das Minimum dar, ab dem ein Einfluss zu erkennen ist, die obere Grenze beschreibt den Bereich, ab dem die Partikel verstärkt untereinander wechselwirken und somit diese Einflüsse die Strömung dominieren. Für die Betrachtung wird des Weiteren angenommen, dass $\mathrm{Re_d} << \mathrm{Re}$ und $\mathrm{Re_{turb}} \geq 1$ sei, was für Verdichterströmungen im Allgemeinen zutrifft.

Gore und Crowe [70] liefern eine umfangreiche Zusammenfassung experimenteller Studien zu diesem Thema, die zeigen, dass für kleine Längenverhältnisse $d/l_{\mathrm{char}} < 0{,}1$ die Turbulenz der Strömung gedämpft und für Längenverhältnisse $d/l_{\mathrm{char}} > 0{,}1$ angefacht wird. Größere Tropfen besitzen Nachläufe, die weitere Wirbel erzeugen. Dies führt zu einer Erhöhung der Turbulenz. Nach Yarin [71] sorgt dagegen die Anwesenheit kleiner Tropfen für eine erhöhte Dissipation der großen energiereichen Wirbel und führt somit zu einer Abnahme der Turbulenzintensität. Der Grund hierfür liegt in dem guten Folgevermögen der kleinen Partikel, die den großskaligen, energiereichen Wirbeln folgen. Somit wird die Wirbelenergie an die Partikel übertragen und die turbulenten Schwankungen werden abgeschwächt. Das Verhältnis der charakteristischen Längen gibt jedoch keine ausreichende Auskunft über die Stärke der Anfachung oder Dämpfung, sondern kann lediglich als Grenzwert herangezogen werden. Yarin und Hetsroni [72] zeigen jedoch, dass die Dämpfung bzw. Anfachung der Turbulenz für D_{Tu} für $Re_{\mathrm{d}} < 400$ eine Funktion der Massenbeladung $D_{\mathrm{Tu}} = f(\xi_{\mathrm{L}})$ und für größere Tropfen $Tu = f(\xi_{\mathrm{fl}}/\rho_{\mathrm{fl}}/\rho_{\mathrm{G}})$ ist. Es ist hierbei jedoch darauf hinzuweisen, dass die Strömung durch die Anwesenheit der Tropfen nicht laminarer ist, sondern dass die Dissipationsrate erhöht wird, was zu einer Abnahme der Turbulenzenergie führt.

In obiger Betrachtung wurde von einer voll entwickelten turbulenten Grenzschichtströmung ausgegangen. In der Arbeit von Saffman [45] wurde der Einfluss von Partikeln auf die Stabilität einer laminaren Strömung untersucht. Es wurde gezeigt, dass kleine Partikel mit geringen charakteristischen Zeiten τ_d im Vergleich zu der charakteristischen Zeit der Strömung l_{char}/c eine destabilisierende Wirkung auf die Strömung der Grenzschicht haben und entsprechend für $\tau_d >> l_{char}/c$ eine stabilisierende Wirkung zu erwarten ist. Dies steht im Gegensatz zu anderen Arbeiten, wird jedoch von Brennen [73] auf eine Verschiebung der effektiven Parameter der Strömung zurückgeführt. Die Stabilität der Strömung wird im Allgemeinen durch die Reynolds-Zahl und durch die effektive Mach-Zahl bestimmt. In der Arbeit von Saffman [45] wurden kleine Volumenanteile der Partikel $\chi_d << 1$ bei kleinen Mach-Zahlen untersucht, die die Dichte um den Faktor $(1 + \chi_d \rho_{fl}/\rho_G)$ und die Viskosität um den Faktor $(1 + 2{,}5\chi_d)$ variiert. Dies führt zu einer Variation der effektiven Reynolds-Zahl von $(1 + \chi_d \rho_{fl}/\rho_G)/(1 + 2{,}5\chi_d)$ und damit für $(\rho_{fl}/\rho_G) >> 1$ zu einer Erhöhung der effektiven Reynolds-Zahl und somit zu einer Destabilisierung.

11.2.6 Tropfendeformation und -zerfall

Bei steigenden aerodynamischen Kräften an dem Tropfen, die aus der Schlupfgeschwindigkeit zwischen den Phasen resultieren, wird eine Schwingung des Tropfens hervorgerufen. Dies führt zu einer Verformung des Tropfens zu einem Ellipsoid, dessen längere Halbachse orthogonal zur Strömung liegt. Beobachtungen zeigen allerdings, dass sich auch eine Schwingungsform ausbilden kann, bei der die Ausrichtung der Achse des Ellipsoides abwechselnd orthogonal und parallel zur Anströmrichtung wechselt.

Bei zunehmender Belastung steigt die Verformung des Tropfens an. Sie kann letztendlich zum Zerfall des Tropfens führen. Die aus diesem Prozess entstehenden feineren Tropfen werden im Vergleich zu dem ursprünglichen Primärtropfen als Sekundärtropfen bezeichnet. Maßgeblicher Parameter für diese Vorgänge ist die Deformations-Weber-Zahl, die das Verhältnis von aerodynamischer Belastung des Tropfens zu den stabilisierenden Oberflächenspannung σ mit der Relativgeschwindigkeit c_s bildet

$$We_{def} = \frac{\rho_G \cdot d \cdot \vec{c}_s^{\,2}}{\sigma}. \tag{11.67}$$

Je höher die Weber-Zahl, desto stärker die angreifenden Kräfte. Die Ohnesorge-Zahl bildet den zweiten wesentlichen Parameter. Sie dient zur Beschreibung des Einflusses der Viskosität, die sowohl der Deformation entgegenwirkt, als auch die durch die aerodynamischen Kräfte zugeführte Energie dissipiert

$$Oh = \frac{\mu_{fl}}{\sqrt{\rho_{fl} \cdot d \cdot \sigma}} = \frac{\sqrt{We_{def}}}{\mathrm{Re}}. \tag{11.68}$$

Für Ohnesorge-Zahlen $Oh > 0{,}1$ wird der Einfluss der Viskosität sichtbar und führt zu einem höheren Grenzwert des Zerfalls in der Form $We_{def,krit} \sim Oh^2$. Für Wasserstropfen der Größenordnung $d = 5$ µm ergeben sich beispielsweise maximale Ohnesorge-Zahlen von $Oh_{max} < 0{,}1$. Der Einfluss der Viskosität kann daher nachAshgriz [47] vernachlässigt werden. Kleinere Tropfen $d < 5$ µm besitzen eine kleine Stokes-Zahl, somit eine kleine Schlupfgeschwindigkeit und letztendlich sehr geringe Weber-Zahlen. Daher sind die Tropfendeformation und der Tropfenzerfall hier nicht relevant. Es kann also im Falle der Tropfen, für die eine relevante Deformation auftritt, von $Oh > 0{,}1$ ausgegangen werden (Abb. 11.7).

Tritt ein Tropfen in ein aerodynamisches Feld, so ändert sich durch die hohe Relativgeschwindigkeit c_s am Tropfen die Form zu einem Ellipsoid. Dem wirkt die Oberflächenspannung entgegen und sorgt für eine Oszillation des Tropfens, die oft mit einem Feder-Masse-System verglichen wird [74]. Ist die aerodynamische Kraft klein, so ist diese Verformung reversibel. Liegt eine oszillierende Strömung vor, kann die Oszillation des Tropfens angeregt werden, und der Tropfen zerfällt in einige wenige Sekundärtropfen [74]. Der Durchmesser dieses Ellipsoides d_{ell} kann für $We_{def} < 100$ und $Oh < 0{,}1$ nach Hsiang und Faeth [76] mit der Beziehung

$$\left(\frac{d_{ell}}{d_0}\right)_{max} = 1 + 0{,}19 \cdot \sqrt{We_{def}} \tag{11.69}$$

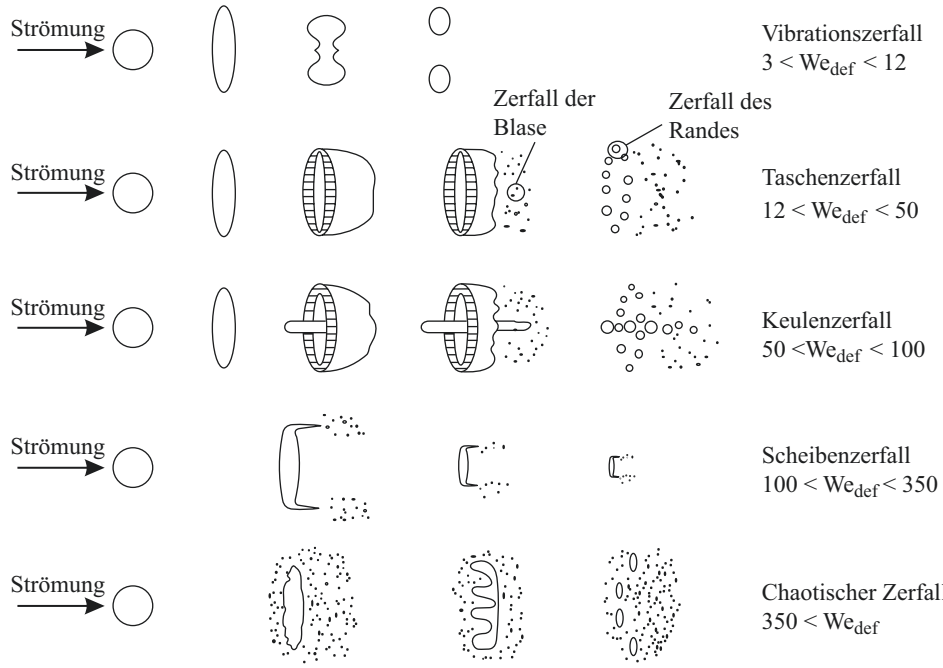


Abb. 11.7 Sekundärtropfenzerfall, nach Pilch und Erdmann [31]

abgeschätzt werden. Die Verformung hat eine wesentliche Zunahme des Widerstandes zur Folge. Hsiang und Faeth [76] wiesen einen Anstieg des Widerstandes bei der maximal möglichen Verformung eines Tropfens um einen Faktor 4–13 je nach Beaufschlagungsart nach. Der Anstieg des Widerstandes wird üblicherweise mit einem Übergang des Widerstandsbeiwertes von einem Tropfen zu einer Scheibe simuliert. Hierzu wird in der vereinfachten Impulsbilanz die Querschnittsfläche des Tropfens zu

$$\pi \cdot d^2 \rightarrow \pi \cdot d_0^2 \cdot y^2 \tag{11.70}$$

modifiziert. Der Widerstandsbeiwert des verformten Tropfens wird als Summe der Widerstandsbeiwerte aus Kugel und Scheibe berechnet

$$C_{\mathrm{D}} = f \cdot C_{\mathrm{D,Kugel}} + \left(1 - f\right) \cdot C_{\mathrm{D,Scheibe}} \tag{11.71}$$

mit

$$C_{\mathrm{D,Scheibe}} = 0{,}36 + 5{,}48 \quad \mathrm{Re}_{\mathrm{d}}^{-0{,}573} + 24 / \mathrm{Re}_{\mathrm{d}}, \quad \text{für} \quad \mathrm{Re}_{\mathrm{d}} \leq 10^4 \tag{11.72}$$

und $f = 1 - E^2$, dem Halbachsenverhältnis $E = 1/y^3$ sowie der entdimensionierten äquatorialen Koordinate y. Damit sind die Extremfälle der Kugel ($E = 1$) und der Scheibe ($E = 0$) abgedeckt [77].

Bei steigender aerodynamischer Belastung verformt sich der Tropfen stärker. Ab einem Wert von $We_{\mathrm{def,krit}} \approx 12$ führt dies zu einer Ablösung der Strömung an dem verformten Tropfen und zu einer positiven Druckdifferenz in der Äquatorebene. Hierdurch wird das Liquid in diesem Bereich in die Strömungsrichtung gedrückt und formt somit die charakteristische Tasche, die zu einer bimodalen Sekundärtropfenverteilung zerfällt. Es ergeben sich feine Tropfen resultierend aus dem Material, welches die Tasche formt ($d/d_0 = 0{,}04$), und gröbere Tropfen aus dem Ring ($d/d_0 = 0{,}3$) [78]. Der Grund dieser unterschiedlichen Sekundärgrößen wurde von Rimbert und Casternet [79] untersucht. Sie fanden heraus, dass der Zerfall des Randes aus einer Kombination einer Rayleigh-Taylor-Instabilität und der anschließenden Verformung und dem Zerfall des Tropfens modelliert werden kann, während die Sekundärtropfen aus der Tasche in der Größenordnung der vorherrschenden Wirbel liegen. Schmehl [75] gibt eine detaillierte Analyse der Sekundärtropfen aus den einzelnen Zerfallsbereichen auf Basis numerischer Berechnungen an.

Bei weiter steigender Weber-Zahl bildet sich zusätzlich zu der Tasche ein Ellipsoid aus Liquid in der äquatorialen Ebene aus, der als Keule bezeichnet wird. Dieser entsteht aufgrund der schnellen Deformation des Tropfens, bei der das Material in dem Zentrum des ursprünglichen Tropfens in seiner Position verharrt. Die Zerfallszeiten und Größe der Sekundärtropfen der Keule liegen im gleichen Bereich wie die des Randes.

Die im Zusammenhang der Verdichterströmung relevante Zerfallsart ist der Schichtzerfall, der bei Weber-Zahlen im Bereich $100 < \mathrm{We}_{\mathrm{def}} < 350$ auftritt. Im Gegensatz zu den vorherigen Modi bildet sich keine Tasche im Zentrum des Tropfens, sondern es formen sich dünne Ligamente am äußeren Rand des Tropfens, die wiederum zu vielen kleinen

Tropfen zerfallen. Dieser Prozess schreitet voran, bis die Masse des Tropfens vollständig desintegriert ist oder bis die aerodynamischen Kräfte aufgrund des kleineren Durchmessers sinken [47]. Eine Erklärung hierzu liefert die Untersuchung von Liu und Reitz [80]. Auf der Oberfläche der Tropfen formen sich nicht stabile Wellen, die durch die aerodynamischen Kräfte stromabwärts getrieben werden und dort Ligamente bilden. Numerische Untersuchungen von Khosla et al. [81] bestätigen diese Theorie.

Bei extrem hohen Relativgeschwindigkeiten tritt der sogenannte chaotische Zerfall ein. Dieser tritt jedoch nur in seltenen Fällen auf.

Für die Detektierarbeit des Zerfalls in einem strömenden Medium sind die Zeitskalen, in denen die unterschiedlichen Zerfälle auftreten, von besonderer Bedeutung. Es wird daher die charakteristische Zeit des Zerfalls T^* eingeführt

$$T^* = \frac{d}{c_s}\sqrt{\frac{\rho_{fl}}{\rho_G}}. \tag{11.73}$$

Diese dient zur Klassifizierung der aufgeprägten Kraft in eine langsame und eine schlagartige Beaufschlagung. Es ist dabei zu beachten, dass in der Literatur abweichende Definitionen der charakteristischen Zeit zu finden sind und somit besondere Vorsicht bei dem Vergleich der Daten geboten ist [31, 75].

Betrachtet man einen fallenden Regentropfen, so ist dies dem ersten Regime zuzuordnen, betrachtet man Vorgänge im Spray, so sind dort eher schlagartige Beaufschlagungen der Kräfte von Interesse [47]. Nach Hsiang und Faeth [76] verschiebt sich der Wert der kritischen Weber-Zahl, ab der ein Zerfall auftritt, von $We_{def,krit} = 20$ für eine langsame Beaufschlagung auf $We_{def,krit} = 13$ für eine schlagartige Beaufschlagung der Kraft. Als Beispiel für unterschiedliche Beaufschlagungszeiten sind in Abb. 11.8 die Verläufe der Weber-Zahlen über der Zeit für verschiedene Anwendungen aufgetragen. Es ist dabei zu beachten, dass hier eine abweichende charakteristische Zeit

$$t^* = \sqrt{d^3\,\frac{\rho_{fl}}{\sigma}} \tag{11.74}$$

verwendet wurde.

Bei Strömungsgeschwindigkeiten beispielsweise im Bereich um $c_d = 250$ m/s und der Sehnenlänge der Schaufeln $s = 50$ mm liegen die entdimensionierten Zeiten des Durchtritts durch das Gitter aufgrund der kubischen Abhängigkeit des Tropfendurchmessers (angenommen: $d = 1 - 100$ µm) in einem Bereich von $T^* = t/t^* \approx 2 - 2000$. Tropfen mit $d > 30$ µm liegen bei dieser Rechnung im Bereich $T^* \approx 2 - 10$ und somit bei einer sehr kleinen Beaufschlagungszeit. Es kann jedoch nicht eindeutig geklärt werden, welche Grenzwerte für den Zerfall anzunehmen sind. Im Allgemeinen wird jedoch von einer schlagartigen Beaufschlagung der Belastung ausgegangen.

Wie Abb. 11.8 zeigt, tritt der Zerfall nicht sofort auf, sondern durchläuft mehrere Phasen. Dabei sind generell besonders zwei Zeitpunkte von Interesse. Zum einen der Zeit-

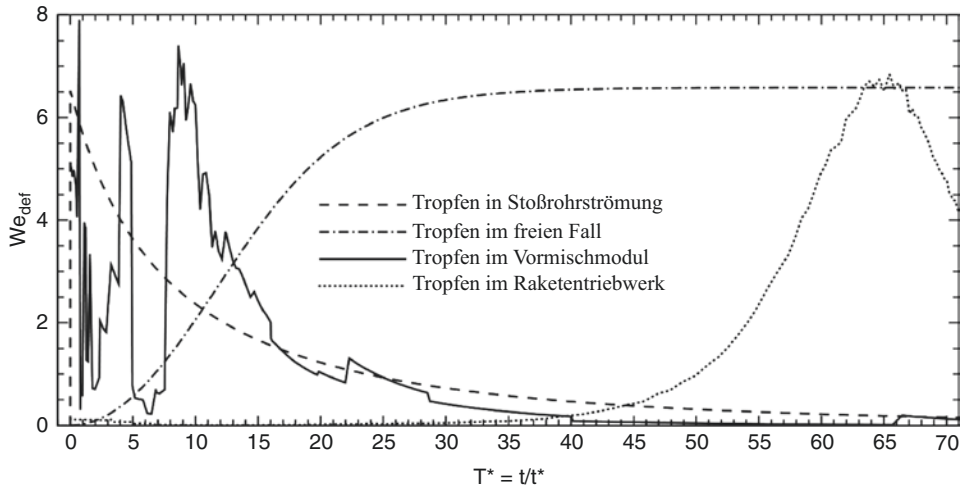


Abb. 11.8 Verlauf der Weber-Zahl bei unterschiedlicher Form der Beaufschlagung, nach [75]

punkt T^*_{ini}, an dem der Tropfen das erste Zeichen einer nicht reversiblen Verformung aufweist, d. h.eine Tasche oder Ligamente entstehen und zum anderen der Zeitpunkt T^*_{tot}, zu dem sämtliche Fragmente in einen stabilen Zustand übergegangen sind und nicht weiter zerfallen. Dabei sind diese Zeitpunkte relativ schwer zu bestimmen, da die Auswerteverfahren auf der subjektiven Beurteilung der Aufnahmen basieren.

Eine grundlegende Arbeit zu den Zerfallszeiten ist bei Pilch und Erdmann [31] zu finden. Für die Initiationszeit ist dort die Gleichung

$$T^*_{\text{ini}} = 1{,}9 \cdot \left(We_{\text{def}} - 12\right)^{-0{,}25} \left(1 + 2{,}2 \cdot Oh^{1{,}6}\right), \textit{für}\, We_{\text{def}} > 12 \tag{11.75}$$

gegeben. Der Zerfall tritt somit für steigende Weber-Zahlen früher ein. Nach Schmehl [75] sind die Zerfallszeiten bei dem Vibrationszerfall jedoch deutlich länger, da diese Art des Zerfalls aus der Interaktion der Schwingung des Tropfens mit der Strömung resultieren.

Experimentell werden durch Pilch und Erdmann [31] folgende Zusammenhänge für größere Weber-Zahlen gegeben

$$T^*_{tot} = 6\left(We_{\text{def}} - 12\right)^{-0{,}25}, \quad 12 \le We_{\text{def}} < 18$$

$$T^*_{\text{tot}} = 2{,}45\left(We_{\text{def}} - 12\right)^{0{,}25}, \quad 18 \le We_{\text{def}} < 45$$

$$T^*_{tot} = 14{,}1\left(We_{\text{def}} - 12\right)^{-0{,}25}, 45 \le We_{\text{def}} < 351$$

$$T^*_{\text{tot}} = 0{,}766\left(We_{\text{def}} - 12\right)^{0{,}25}, 351 \le We_{\text{def}} < 2670.$$

Die anfangs angesprochene große Schwankung der Ergebnisse lässt sich auch anhand der gegenläufigen Tendenzen in unterschiedlichen Weber-Zahl Bereichen erkennen. Eine Erklärung für diese abweichenden Tendenzen konnte bisher nicht gefunden werden, Daher wird oft auf die anfänglich erwähnten konstanten Werte zurückgegriffen.

Letztendlich ist bei den Tropfenzerfallsprozessen die Größe der resultierenden Tropfen entscheidend. Für den Bereich $Oh < 0{,}1$ und $We_{\mathrm{def}} < 10^3$ zeigen Hsiang und Faeth [82], dass die Verteilung des resultierenden Tropfensprays mit einer Wurzel-Normalverteilung beschrieben werden kann. Sie geben des Weiteren die aus dieser Verteilung abgeleitete empirische Formel für den SMD des resultierenden Feinanteils des Sprays an

$$\frac{d_{32}}{d_0} = 6{,}2\sqrt{\frac{Oh}{\sqrt{We_{\mathrm{def}}}}}. \tag{11.76}$$

Für $Oh = 0{,}01$ ergibt sich somit bei dem Zerfall des Tropfens mit einer Weber-Zahl von $We_{\mathrm{def}} = 12$ ein Spray mit einem d_{32} von ca. 30 % des Primärtropfendurchmessers.

11.2.7 Tropfen-Wand-Wechselwirkung

Der Aufprall eines Sprays auf eine trockene oder benetzte Oberfläche ist in vielen Anwendungen Gegenstand aktueller Forschung. Für die Betrachtung im Bereich der Nassverdichtung, d. h. in einem Wandtemperaturbereich zwischen Vereisungs- und Sättigungstemperatur und Tropfentemperaturen zwischen Tripel- und Siedepunkt sind besonders die Aspekte der Ablagerungsmenge auf der Oberfläche, der Eigenschaften des Sprays der Sekundärtropfen sowie der Gefahr der Tropfenerosion von Interesse. Es sollen im Folgenden primär die ersten beiden Aspekte betrachtet werden. Für die Erosionsproblematik sei auf weiterführende Literatur verwiesen u. a. Hamed et al. [83], die allerdings eher Einflüsse von Partikeln untersuchen, wie sie in Abschn. 11.3 diskutiert werden.

Die Kollision von Flüssigkeitstropfen mit Oberflächen wird primär durch die dimensionslosen Kennzahlen, Mach-Zahl, Reynolds-Zahl, Ohnesorge-Zahl, jeweils auf die spezifischen Größen der Tropfen bezogen, beschrieben. Diese können als Verhältnis charakteristischer Zeitskalen formuliert werden. Als charakteristische Größen werden die Aufprallgeschwindigkeit c_{A}, der Tropfendurchmesser D_{P}, die Schallgeschwindigkeit a, die Dichte der Flüssigkeit ρ_{L}, die Temperaturleitfähigkeit λ, dynamische Viskosität ν sowie die Oberflächenspannung σ gewählt. Es ergeben sich die typischen Zeitskalen, bezogen auf

$$\text{Konvektion } t_{\mathrm{conv}} = \frac{D_{\mathrm{P}}}{c_{\mathrm{A}}}, \tag{11.77}$$

$$\text{Kompressibilität } t_{\mathrm{comp}} = \frac{D_{\mathrm{P}}}{a}, \tag{11.78}$$

$$\text{Temperaturleitung } t_{\text{therm}} = \frac{D_{\text{P}}^2}{\left(\lambda \big/ \rho \cdot c_{\text{p}}\right)} \tag{11.79}$$

$$\text{Oberflächenspannung } t_{\sigma} = \left(\frac{\rho \cdot D_{\text{P}}^2}{\sigma}\right)^{1/2}, \tag{11.80}$$

$$\text{Viskosität } t_{\text{vis}} = \frac{D_{\text{P}}^2}{\nu}, \tag{11.81}$$

$$\text{Gravitation } t_{\text{grav}} = \sqrt{\frac{D_{\text{P}}}{g}}. \tag{11.82}$$

Hiermit lassen sich die beschreibenden unabhängigen dimensionslosen Kennzahlen bilden:

$$\text{Mach-Zahl } Ma = \frac{t_{\text{comp}}}{t_{\text{conv}}} = \frac{c_{\text{A}}}{a}, \tag{11.83}$$

$$\text{Weber-Zahl } We = \left(\frac{t_{\sigma}}{t_{\text{conv}}}\right)^2 = \frac{\rho \cdot c_{\text{A}}^2 \cdot D_{\text{P}}}{\sigma}, \tag{11.84}$$

$$\text{Reynolds-Zahl } \text{Re} = \frac{t_{\text{vis}}}{t_{\text{conv}}} = \frac{D_{\text{P}} \cdot c_{\text{A}}}{\nu}, \tag{11.85}$$

$$\text{Peclet-Zahl } Pe = \frac{t_{\text{therm}}}{t_{\text{conv}}} = \frac{D_{\text{P}} \cdot c_{\text{A}}}{\left(\lambda \big/ \rho \cdot c_{\text{p}}\right)}, \tag{11.86}$$

$$\text{Froude-Zahl } Fr = \left(\frac{t_{\text{grav}}}{t_{\text{conv}}}\right)^2 = \frac{c_{\text{A}}^2}{g \cdot D_{\text{P}}}. \tag{11.87}$$

Als Kombination werden zusätzlich die Kennzahlen

$$\text{Ohnesorge-Zahl } Oh = \frac{t_{\sigma}}{t_{\text{vis}}} = \left(\frac{We}{\text{Re}^2}\right)^{1/2}, \tag{11.88}$$

$$\text{K-Faktor } K = Oh \cdot \text{Re}^{1{,}25} \text{ sowie} \tag{11.89}$$

$$\text{Kapillarzahl } Ca = \frac{We}{\text{Re}} \tag{11.90}$$

definiert.

Aufgrund der Komplexität des Tropfens- und des Sprayaufpralls auf eine trockene oder benetzte Oberfläche ist bis jetzt noch keine zuverlässige Theorie vorhanden, um den Vorgang umfassend zu beschreiben. Die Arbeiten von Yarin [84] und Cossali et al. [85] bieten eine umfassende Übersicht der aktuellen Literatur über den Aufschlag eines einzelnen Tropfens auf eine trockene oder benetzte Wand. Nach Ashgriz [47] können bei einem Tropfenaufprall auf eine kalte, feste und trockene Oberfläche vier Formen auftreten: (1) das Anhaften, (2) das Ausbreiten, (3) die Desintegration und (4) das Zurückprallen. Welche Effekte dominieren, wird im Wesentlichen von den Weber- und Reynolds-Zahlen, die auf die Variablen des Aufpralls bezogen werden, beschrieben

$$We_a = \frac{\rho_{fl} \cdot c_{d,n}^2 \cdot d}{\sigma}, \tag{11.91}$$

$$\mathrm{Re}_a = \frac{\rho_{fl} \cdot c_{d,fl} \cdot d}{\mu_{fl}}. \tag{11.92}$$

Dabei stellt die Auftreff-Weber-Zahl We_a das Verhältnis der inerten zu den Oberflächenkräften und die Auftreff-Reynolds-Zahl Re_a das Verhältnis der inerten zu viskosen Kräften dar.

Basierend auf umfangreichen Untersuchungen beschreiben Mundo et al. [86] die Tropfen-Wand-Wechselwirkung in Abhängigkeit der Weber-Zahl

$$We_a = \frac{\left(c_g - c_{fl}\right)^2 \cdot D_{P0} \cdot \rho_g}{\sigma_{fl}} \tag{11.93}$$

$We < 1$	tröpfchenförmiges Haften an der Wand,
$1 < We < 5$	vollständiges Abprallen,
$5 < We < 12$	vollständiges Haften und Filmbildung,
$We > 12$	Splashing in viele kleinere, abspritzende Tröpfchen.

Nach Mundo et al. [86] findet das vollständige Splashing ab einem Parameter

$$K = \left(\frac{\left(\Delta c\right)^5 \cdot D_{P0}^3 \cdot \rho_g^3}{\mu_{flüssig} \cdot \sigma_{flüssig}^2} \right)^{1/4} \geq 57 \tag{11.94}$$

statt. Ist $K < 57{,}7$ so findet eine vollständige Ablagerung statt.

Des Weiteren kann ebenso die Ohnesorge-Zahl als Kombination zur Klassifizierung des Aufpralls eingesetzt werden. Es ist bei der Verwendung der Kennzahlen darauf zu achten, dass jeweils nur die Geschwindigkeitskomponente normal zur Oberfläche in die Gleichungen einfließt. Dies führt trotz hoher Auftreffgeschwindigkeiten bei flachem Aufprallwinkeln zu kleinen Auftreff-Weber-Zahlen.

Bedingt durch äußere Kräfte behält der Flüssigkeitstropfen während der Flugphase in der Regel keine sphärische Form bei, sondern oszilliert nach Ashgriz [47] von der sphärischen Form in eine sogenannte prolate Form, d. h. eine quasi-ellipsoide Längung in Strömungsrichtung, daraufhin über eine sphärische Form zurück in eine sogenannte Oblate, d. h. einer quasi ellipsoiden Längung quer zur Strömungsrichtung, weiter zur Kugel.

Das Maß der Verzerrung ergibt sich aus dem Verhältnis des Durchmesserunterschieds zum sphärischen Durchmesser

$$\varepsilon = \frac{D_{\text{längs}} - D_{\text{quer}}}{D_{\text{Sphäre}}}. \tag{11.95}$$

Um reproduzierbare Resultate zu erhalten, wird in den Versuchen darauf geachtet, dass möglichst sphärische Tropfen untersucht werden. Dies trifft jedoch in der Regel nicht bei der Anwendung zu [87].

Das Ergebnis des Tropfenaufpralls hängt stark von seiner momentanen Form beim Auftreffen auf die Oberfläche ab. Des Weiteren spielt die Oberflächenbeschaffenheit des Substrates eine Rolle. Bestimmend für das Verhalten des Tropfens nach dem Auftreffen sind die Rauheit und die Benetzbarkeit der Oberfläche in Kombination mit einem unter Umständen vorhandenen Flüssigkeitsfilm, die Temperatur sowie die Tangentialkomponente der Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Oberfläche.

Das Verhalten des Tropfens nach dem Aufprall hängt insbesondere von der We_a ab. Unterschieden werden:

1. Deposition Spraying
   Nach dem Auftreffen breitet sich der Tropfen auf der Oberfläche weiter aus. Nach einem Oszillierungsvorgang des Flüssigkeitsrandes kommt dieser zur Ruhe, ohne dass Sekundärtropfen entstehen.

2. Prompt Splash
   Neben dem sich ausbreitenden Oberflächenfilm kommt es zu einer unmittelbaren Bildung von kleinen Sekundärtropfen, die von der Kontaktlinie des ausbreitenden Tropfens mit dem sich bereits gebildeten Film ausgehen. Die verbleibende Flüssigkeit des Films verhält sich wie im Falle der Deposition.

3. Corona Splash
   Der entstehende Wandfilm hebt am äußeren Rand zylinder- bzw. konusförmig von der Oberfläche ab. Die Ränder reißen auf und bilden sogenannte Finger aus, die im weiteren Verlauf zu Sekundärtropfen zerfallen. Im Unterschied zum Prompt Splash bildet sich eine kronenförmige Gestalt aus.

4. Receading Break-up
   In diesem Fall kommt es nach einer maximalen Ausdehnung des Wandfilmes zu einer Bildung von Sekundärtropfen auf der Oberfläche im Verlauf des Rückziehens der Ränder zum Aufprallpunkt.

5. Partial Rebound
   Nach Erreichen der maximalen Ausdehnung des kreisförmigen Wandfilms zieht sich die Flüssigkeit wieder im Aufprallpunkt zusammen. Anders als bei der Deposition schwingt der Rand nicht, sondern bildet einen großen Sekundärtropfen, der sich über dem ersten Kontaktpunkt von der Restflüssigkeit abhebt und im weiteren Verlauf zurückfällt.

6. Complete Rebound
   Er entspricht dem Partial Rebound Prozess, mit dem Unterschied, dass sich die komplette Flüssigkeit in einem Tropfen von der Oberfläche abhebt.

Nach den Untersuchungen von Xu et al. [88] ist der Corona-Splash-Vorgang auf einer glatten Oberfläche stark vom Umgebungsdruck abhängig, während der Prompt Splash primär von der Oberflächenrauheit bestimmt wird. Spätere Untersuchungen mit rauer Oberfläche unter abgesenkten Drücken [89] ergaben, dass der Corona Splash vorwiegend bei niedrigen und der Prompt Splash bei hoher Rauheit auftritt. Entscheidend ist eine kritische Dicke der sich ausbildenden Lamelle. Li [90] zeigt die Abhängigkeit der beobachteten Phänomene von der jeweiligen Experimentanordnung auf.

Zum einen bestimmt die Form der Oberflächenrauheit über die entdimensionierte Rauheitshöhe $\gamma = 2\,R_a/d$, zum anderen die Benetzbarkeit der Oberfläche das Auftreffverhalten. Dieses ist über die Young'sche Gleichung und dem Gleichgewichtswinkel θ zwischen der Oberfläche und dem Fluid definiert, der aus dem Kräftegleichgewicht eines auf einer Oberfläche liegenden Tropfens beruht

$$\sigma_{dc}\cos\theta + \sigma_{ds} = \sigma_{cs}. \tag{11.96}$$

Die Größen σ_{dl}, σ_{ds} und σ_{sl} stehen hierbei für die Grenzflächenspannungen zwischen dem Tropfen (d), dem Kontinuum (c) und dem Substrat (s). Mit sinkendem Winkel θ steigt die Benetzbarkeit der Oberfläche. Diese wird im Falle von Wasser für kleine Kontaktwinkel θ als hydrophil und für Kontaktwinkel $\theta > 90°$ als hydrophob bezeichnet. Für den zeitlichen Verlauf lässt sich weiterhin die entdimensionierte Zeit des Aufpralls Ta^* definieren, deren Startzeitpunkt üblicherweise mit dem ersten Kontakt des Tropfens mit dem Substrat gleichgesetzt wird.

Der Einfachheit halber soll zunächst der senkrechte Aufprall eines einzelnen Tropfens auf eine ebene, trockene Wand betrachtet werden. Zunächst sollen Tropfen im Bereich des Ausbreitungsregimes betrachtet werden. Dieses ist in weitere Phasen unterteilt: die kinematischen Phase, die Ausbreitungsphase, die Relaxationsphase und die Benetzungsphase. In der kinematischen Phase bis ca. $Ta^* = 0{,}1$ bleibt der Tropfen unverformt. Es bildet sich noch keinen Wandfilm aus. In der Ausbreitungsphase bildet sich ein Film, oft auch als Lamelle bezeichnet, der sich aufgrund des Aufschlagmoments ausbreitet, bis die viskosen

Kräfte und die Oberflächenkräfte ein weiteres Ausdehnen unterbinden. Der Durchmesser der Lamelle kann nach Rioboo et al. [91] mit

$$d_{\mathrm{Lam}}\left(t\right) = C_{\mathrm{Lam}} d_0 T_{\mathrm{a}}^{*\left(1/2\right)} \tag{11.97}$$

abgeschätzt werden. Vadillo et al. [92] haben in ihren Experimenten gezeigt, dass die Zeit bis zur maximalen Ausdehnung von der Auftreffgeschwindigkeit und ebenso, für kleinere Auftreffgeschwindigkeiten, von der Benetzbarkeit abhängt. Höhere Auftreffgeschwindigkeiten und höhere Kontaktwinkel führen zu einem schnelleren Ausdehnen des Tropfens. Für höhere Auftreffgeschwindigkeiten dominieren die inerten Kräfte und die Abhängigkeit von dem Kontaktwinkel verschwindet [92, 93]. Der maximale Durchmesser kann nach Pasandideh-Fard et al. [93] für einen Bereich $26 < We_{\mathrm{a}} < 641$ und $213 < \mathrm{Re}_{\mathrm{a}} < 35{,}229$ mit der Beziehung

$$\frac{d_{\max}}{d_0} = \sqrt{\frac{We_{\mathrm{a}} + 12}{3\left(1-\cos\theta\right) 4\left(We_{\mathrm{a}}\sqrt{\mathrm{Re}_{\mathrm{a}}}\right)}} \tag{11.98}$$

abgeschätzt werden. In der anschließenden Relaxationsphase zieht sich die Lamelle abhängig von dem Kontaktwinkel und der Viskosität des Fluides wieder zurück. Die abschließende Benetzungsphase lässt den Durchmesser aufgrund des angestrebten minimalen Energiezustandes der Oberflächenspannung wieder langsam wachsen. Der resultierende Durchmesser kann wie folgt berechnet werden

$$\frac{d_{\mathrm{eq}}}{d_0} = 2\left[\frac{\sin^3\theta}{2\left(1-\cos\theta\right)\left(2-\cos\theta-\cos^2\theta\right)}\right]. \tag{11.99}$$

Mit diesen Beziehungen kann die Ausbreitung der aufschlagenden Tropfen bei kleinen Auftreff-Weber-Zahlen abgeschätzt werden. Es wird dabei angenommen, dass die gesamte Wassermasse auf dem Substrat verbleibt, was nach Rioboo et al. [94] als Deposition bezeichnet wird.

Für höhere Weber-Zahlen dominieren die inerten Kräfte des Aufschlages und das sogenannte Splashing tritt auf. Als Grenzwert zwischen Deposition und Splashing wurde von vielen Autoren der K-Wert

$$K = We_{\mathrm{a}}^{\mathrm{a}} \cdot \mathrm{Re}_{\mathrm{a}}^{\mathrm{b}} \tag{11.100}$$

als Funktion der Weber-Zahl und der Reynolds-Zahl oder der Ohnesorge-Zahl vorgeschlagen. Es ist bei dem Vergleich der Arbeiten darauf zu achten, dass die Exponenten a und b variieren können [40, 84, 86]. Es soll im Folgenden auf die von Mundo et al. [86] verwendeten Exponenten $a = 0{,}5$ und $b = 0{,}25$ zurückgegriffen werden. Ein steigender K-Wert weist auf höhere inerte Kräfte hin und somit wird ein kritischer Wert K_{krit} eingeführt, ab

dem Splashing einsetzt. Es ist jedoch zu beachten, dass trotz des Überschreitens der Splashing-Grenze ein gewisser Teil der eintretenden Wassermasse abgelagert wird.

Für eine Bestimmung des Grenzwertes K_{krit} sind die vorliegenden Randbedingungen entscheidend. Für dünne Filme zeigt Yarin [84] eine Abhängigkeit des Splashings von der entdimensionierten Rauheit γ_a und der entdimensionierten Filmöhe $H = h/d$. Mundo [95] untersucht den Einfluss der Oberflächenrauheit auf die Splashing-Grenze und zeigt, dass für $\gamma_a > 0{,}01$ ein konstanter Grenzwert angenommen werden kann. Die Oberflächenrauheit der Schaufeln liegt im Allgemeinen bei etwa $R_a = 0{,}8$ und somit im Bereich $\gamma_a = 10^{-2} - 10^{0}$. Es kann also im Allgemeinen eine schwache Abhängigkeit von der Rauheit des Substrates angenommen werden.

Die Anwesenheit eines Films verändert nach Cossali [96] die Bedingungen beim Aufschlag des Tropfens und somit auch den Paramter K_{krit} in der Form

$$K_{\text{krit}} = \left(2{,}100 + 5{,}880 \cdot H^{1{,}44}\right). \tag{11.101}$$

Sowohl Yarin [84] als auch Levin und Hobbs [97] zeigen, dass für Tropfendurchmesser die deutlich größer als die relative Filmhöhe sind, $H < 1$, der Einfluss des Films vernachlässigt werden kann. Ein Grenzwert für den Aufprall von Einzeltropfen ist in den Arbeiten von Gooma [40] und Urban [98] zu finden.

Beim Aufprall des Tropfens auf die Wand bildet sich eine dünne Luftschicht, die wie die Tropfenform für die folgende Zerfallsdynamik maßgeblich ist. Der Einfluss des Umgebungsdrucks auf den Tropfenaufprall analysierten Xu et al. [88]. Durch die gezielte Einstellung der Fallhöhe konnten sie anhand von Untersuchungen mit einer konstanten Aufprallgeschwindigkeit von 3,74 m/s und sphärischer Tropfenform die Wirkung einer Druckabsenkung beim Tropfenaufprall auf eine glatte, trockene Oberfläche aufzeigen. Der unter Umgebungsdruck beobachtete Corona Splash trat bei reduziertem Druck nicht mehr auf, so dass es lediglich zu einer vollständigen Deposition kam. Darüber verringerte sich mit abnehmendem Umgebungsdruck die Wellenbildung, die bei einem Druck von 17,2 kPa vollständig verschwand. Die Auswirkung eines erhöhten Druckes untersuchten Mishra et al. [87]. In Abb. 11.9 ist die Splashing-Grenze auf trockener Oberfläche in Abhängigkeit der Auftreffgeschwindigkeit und des Umgebungsdruckes dargestellt.

Die Splashing-Grenze wird durch die empirische Korrelation

$$\frac{p_{\text{Umgebung}} \diagup p_0}{\sigma} = C \cdot c_{\text{A}}^{-\text{m}} \tag{11.102}$$

beschrieben, wobei der Faktor C und der Exponent m stoffabhängig sind. Mishra et al. [87] korrelieren Methanol mit C = 21,782; m = 2,887 sowie Ethanol mit C = 258,78 und m = 7,012. Allerdings sollte berücksichtigt werden, dass eine Veränderung des Umgebungsdruckes auch einen Einfluss auf die Eigenschaften der Tropfen, beispielsweise auf die Oberflächenspannung hat [87].

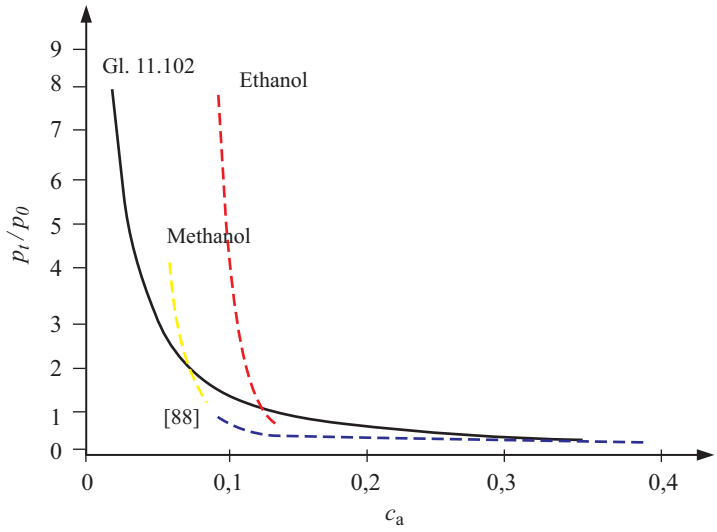


Abb. 11.9 Splashing-Grenze in Abhängigkeit der Aufprallgeschwindigkeit und des Umgebungsdruckes beim Aufprall auf eine trockene Oberfläche, nach [87]

Der Einfluss einer Relativgeschwindigkeit der Oberfläche zum Tropfen wird in der Regel mit Hilfe einer rotierenden Scheibe oder einem laufenden Band untersucht. Bird et al. [99] beobachteten, dass eine Tangentialgeschwindigkeit der Oberfläche die Symmetrie des Tropfenaufpralls stört. Die Ausbreitung der Lamelle entgegen der Bewegungsrichtung wird deutlich verringert, so dass sich das Splashing-Verhalten am Umfang der Lamelle ändert.

11.2.8 Spray-Wand-Wechselwirkung

In dem Fall der Nassverdichtung liegt im Gegensatz zu dem bisher betrachteten Aufprall eines Einzeltropfens ein Aufprall vieler Tropfen in Form eines Sprays vor. Dabei kann nach Roisman et al. [100] dieses Aufprallregime nur dann, wenn das Spray ausreichend dünn ist, als Überlagerung mehrerer Einzeltropfen betrachtet werden. Des Weiteren ist bei dem Aufprall des Sprays eine große Bandbreite an auftreffenden Tropfendurchmessern und Auftreffgeschwindigkeiten sowie -richtungen vorhanden. Die Interaktion mit einer unstetigen Filmoberfläche führt dabei zu weiteren Schwierigkeiten in der eindeutigen Bestimmung der Phänomene. Daher bietet sich bei der Untersuchung des Sprayaufpralls eine empirische Herangehensweise an, um eine Aussage über die Tendenzen der abgelagerten Wassermasse und des abgehenden Tropfenspektrums geben zu können. Dabei ist jedoch zu beachten, dass die empirisch hergeleiteten Modelle zu diesen Größen nur bei ähnlichen Randbedingungen zulässig sind.

Zunächst soll jedoch untersucht werden, ob die Dichte des vorliegenden Sprays klein genug ist, um als eine Summe der Einzeltropfeneinschläge betrachtet zu werden. Hierzu muss entsprechend der zeitliche und der örtliche Versatz der Tropfeneinschläge klassifiziert werden. Örtlich wird dies über $l_{\text{Abstand}} = |r_{\text{i}+1} - r_{\text{i}}|$ und zeitlich über die Periodendauer des Aufpralls

$$\tau_{\text{per,i}} = \frac{t_{i+1} - t_{\text{i}}}{t_{\text{i}+2} - t_{\text{i}}} = \frac{l_{\text{i}+1,\text{i}} \left|\vec{c}_{i+2}\right| \cos\left(a_{1,\text{i}+2}\right)}{l_{\text{i}+1,\text{i}} + l_{\text{i}+2,\text{i}} \left|\vec{c}_{\text{i}+1}\right| \cos\left(a_{1,\text{i}+1}\right)} \tag{11.103}$$

beschrieben. Dabei steht der Index $i+1$ für den nächsten und $i+2$ für den übernächsten Tropfen, der in den Bereich des ersten Tropfens einschlägt. Aus dieser Gleichung lässt sich eine Phase des Aufpralls über $\Phi_{\text{a}} = 2\pi\tau_{\text{per,i}}$ definieren. Beispielsweise ergibt sich nach der Annahme eines monodispersen Sprays mit einem Durchmesser $d = 30$ µm, einer Auftrefffläche eines Durchmessers von $d_{\text{l}} = 4\ d = 120$ µm, einer Tropfengeschwindigkeit $u_{\text{d}} = 250$ m/s und einem Volumenanteil des Wassers von $\chi_{\text{L}} = 2\ 10^{-5}$ eine Auftrefffrequenz von 4.000 Hz oder die zuvor eingeführte entdimesionierte Zeit $T^* \approx 2{,}083$. Dabei wird angenommen, dass alle Tropfentrajektorien parallel verlaufen, so dass diese Abschätzung konservativ im Sinne einer zu kleinen Auftrefffrequenz ist. Die benötigte Zeit für einen Corona Splash liegt im Bereich $T^* \approx 20$ [40]. Somit wäre für diese Abschätzung der Sprayaufprall als Summe der Einzeltropfen-Aufschläge zulässig.

Betrachtet man jedoch ein polydisperses Spray mit Tropfen in einem Bereich von $d = 1 - 100$ µm und nicht parallel laufenden Trajektorien, so kann sich die Größenordnung der entdimensionierten Zeit des Tropfenaufpralls deutlich verringern und in die Größenordnung des Desintegrationsvorganges verschieben. Barnes et al. [101] zeigen, dass die Kronenbildung für $l_{\text{Abstand}} < 2d$ vor dem nächsten Aufprall nicht abgeschlossen ist und das sich für $l_{\text{Abstand}} < d$ die Tropfen sogar vereinigen. Die Sekundärtropfen, die bei diesem Aufprall entstehen, sind größer und langsamer im Vergleich zu der Betrachtung eines Einzelaufpralls [101, 102].

Die genaue Beschreibung der Phänomene des Sprayaufpralls ist noch nicht ausreichend untersucht, um die Interaktion der Tropfen untereinander vollständig beschreiben zu können [103]. Um die abgelagerte Masse abschätzen zu können, stehen empirische Formeln zur Verfügung. Diese beruhen zumeist auf Experimenten und beschreiben dementsprechend den im Experiment abgedeckten Parameterbereich ab. Die im Folgenden aufgeführten Korrelationen wurden mit Wasser mit einer Oberflächenspannung von $\sigma = 0{,}072$ N/m und einer Viskosität von $\mu_{\text{L}} = 1$ mPas gewonnen. Eine Abschätzung über die abgelagerte Wassermasse für den Einzeltropfenaufbau kann über die von Mundo et al. [86] aufgestellte Korrelation durchgeführt werden

$$\eta_{\text{dep}} = 1 - 3{,}986910^{-21} K^{9{,}2133}, \quad \left(\text{glatte Wand}\right), \tag{11.104}$$

$$\eta_{\text{dep}} = 1 - 8{,}0350\,10^{-11} K^{4{,}1718}, \quad \left(\text{raue Wand}\right). \tag{11.105}$$

Der Wertebereich der Korrelation umfasst Tropfendurchmesser von 60 µm < d < 150 µm, Auftreffgeschwindigkeiten von 12 m/s < c_d < 18 m/s und Auftreffwinkel 35° < α_I < 86° sowie 120 < K < 180.

Für die Untersuchung des Sprayaufpralls ist besonders die Untersuchung von Samenfink et al. [46] hervorzuheben, in der der Aufprall auf einen schubspannungsgetriebenen dünnen Wasserfilm beschrieben wird. Hieraus wird eine Korrelation für die Masse der Sekundärtropfen abgeleitet

$$\eta_{dep} = 1 - 0{,}0866\left(s_{cd} - 1\right)^{0{,}3188} \alpha_I^{0{,}1223} H^{-0{,}9585}. \tag{11.106}$$

s_{cd} ist hier der von den Autoren eingeführte Splashing-Parameter s_{cd} = 1/24 $\mathrm{Re}_{d,n} La^{-0{,}4189}$ mit der Laplace-Zahl $La = Re_{d,n}^2/We_{d,n}$ und dem Auftreffwinkel α_I. Der Wertebereich der Experimente umfasst eine Bereich 1 < s_{cd} < 5, 5.000 < La < 20.000, 5° < α_I < 90° und 0,3 < H < 3. Es wird weiterhin erwähnt, dass für Werte s_{cd} < 1 von vollständiger Deposition ausgegangen werden kann. Die aus theoretischen Betrachtungen gewonnenen Tendenzen können in der empirischen Gleichung wiedergefunden werden. Zum einen steigt bei einer höheren Auftreffgeschwindigkeit orthogonal zur Oberfläche der Anteil der Masse der Sekundärtropfen, was durch eine Vergrößerung von s_{cd} oder α_I in Erscheinung tritt, und zum anderen ist der dämpfende Effekt des Wasserfilms anhand der reziproken Abhängigkeit von der normalisierten Filmhöhe zu sehen. Da diese Korrelation mit Ausnahme der Filmhöhe relativ stabil gegenüber einer Extrapolation außerhalb des zugrunde liegenden Wertebereichs ist, wird sie oft in der Modellierung der Nassverdichtung verwendet [104].

Ebenso wie die abgelagerte Wassermasse lässt sich das abgehende Tropfenspektrum über eine empirische Korrelation beschreiben. Hierzu ermittelte Samenfink [105] die Gleichung

$$\frac{d_{sek}}{d_{prim}} = 1 - 0{,}03454 \cdot s_{c,d}^{0{,}175} \cdot La^{0{,}265} \cdot \alpha_I^{0{,}1239} \tag{11.107}$$

mit dem Streuungsparameter

$$q_{sek} = 0{,}3696 \cdot s_{c,d}^{-0{,}1772} \cdot \alpha_I^{0{,}09163} \cdot H^{0{,}03177}. \tag{11.108}$$

Die Verteilung der Tropfensprays kann den Autoren zur Folge als eine logarithmische Normalverteilung dargestellt werden in der Form

$$p(x) = \frac{1}{q\sqrt{2\pi x}} \exp\left(- \frac{\left(\ln(x) - \ln\left(x_{geom}\right)^2\right)}{2q_{sec}^2} \right) \tag{11.109}$$

mit dem Streuungsparameter q_{sek} und dem geometrischen Mittelwert x_{geom}. Anhand der Korrelation d_{sek}/d_{prim} können wieder grundlegende Tendenzen aufgezeigt werden. Die Tropfen werden bei größerem Auftreffimpuls kleiner. Dieses Verhältnis sinkt weiter bei

steilerem Aufschlag. Dies ist besonders bei dem Vergleich des steilen Auftreffens auf die Vorderkante im Vergleich zu dem flachen Aufprall auf die Saug- und Druckseite es Profils von Interesse.

Eine sehr detaillierte Betrachtung des Tropfenaufpralls wurde von Gooma [40] durchgeführt. In seiner Arbeit wurde der Tropfenaufprall mithilfe von DNS-Rechnungen untersucht und mit Experimenten validiert. Aus diesen Rechnungen wurden Korrelationen für den in dieser Untersuchung relevanten Wertebereich ermittelt. Als Aufschlagparameter wird in der Untersuchung der *K*-Faktor mit den Faktoren $a = 0{,}5$ und $b = 0{,}25$ verwendet. Als Grenze für das Splashing wird die Korrelation

$$K_{\text{krit}} = 85 + 163H^{1,2} \tag{11.110}$$

mit der entdimensionierten Filmhöhe $H = h/d$ ermittelt. Für das Massenverhältnis der desintegrierenden Masse beim Aufschlag des Tropfens wird die normierte Weber-Zahl

$$\tilde{We} = We_{\text{a}} \left(K_{\text{krit}}^4 Oh \right)^{-2/5} \tag{11.111}$$

eingeführt. Mit dieser ergibt sich für die desintegrierende Masse die Abhängigkeit

$$M = \left(7 - 6 \cdot \exp\left(-2 \cdot H\right)\right) \cdot \left(1 - \exp\left(-\left(We_a - 1\right)\left(2 \cdot H^2 + 0{,}05\right)\right)\right). \tag{11.112}$$

Der Anteil der abgelagerten Wassermasse ergibt sich mit diesem Parameter zu

$$\eta_{dep} = \frac{\int_0^{D_{krit}} p\left(D^3\right) \cdot dD}{\int_0^{\infty} \left| p\left(D^3\right) \cdot \left(1 - M\right) \right| \cdot dD} \tag{11.113}$$

mit dem kritischen Tropfendurchmesser D_{krit}, ab dem Splashing einsetzt.

Für das resultierende Sekundärtropfenspray zeigte sich eine bimodale Verteilung. Diese kann als zwei überlagerte Rosin-Rammler-Verteilungen dargestellt werden. Mit einem festen Streuungsfaktor der jeweiligen Funktionen kann das Spray durch die beiden entdimensionierten Durchmesser $\bar{D}_1$ und $\bar{D}_2$ und den Verteilungsparameter *Q* vollständig beschrieben werden. Dabei wird für den Fall des Auftretens nur größerer Tropfen der Parameter $Q = 0$, für den Fall ausschließlich kleinerer Tropfen $Q = 1$. Für die Korrelationen zur Beschreibung des Sprays gelten

$$\bar{D}_1 = 0{,}07, \tag{11.114}$$

$$\bar{D}_2 = 0{,}07 + {}^{0{,}4}\!/_{We_{\text{a}}}, \tag{11.115}$$

$$Q = 0{,}6 + 0{,}4 \cdot erf\left(0{,}1 \cdot We_{\text{a}} - 2{,}5\right). \tag{11.116}$$

Aus dieser Verteilung können die repräsentativen Durchmesserverhältnisse D_{10} und D_{32} ermittelt werden

$$D_{10} = \frac{Q \cdot \bar{D}_1 + (1-Q) \cdot \bar{D}_2}{\Gamma \cdot (1+1/k)}, \tag{11.117}$$

$$D_{32} = \frac{1}{\Gamma \cdot (1-1/k) \cdot \Gamma \cdot (1+1/k)} \cdot \frac{\bar{D}_1 \cdot \bar{D}_2}{Q \cdot \bar{D}_2 + (1-Q)\bar{D}_1} \tag{11.118}$$

mit Γ als Gammafunktion und $k = 3$ als Formparameter der Rosin-Rammler-Verteilungen. Der Vorteil dieser Beschreibung des abprallenden Sprays ist bei Tropfenaufprall für kleine Auftreffwinkel zu sehen. Bei diesem ergibt sich eine Verteilung mit zwei deutlichen Maxima aus Tropfen, die einerseits aus den Lamellen und andererseits aus der Krone entstehen. Für höhere Auftreffwinkel fallen die beiden Funktionen zusammen und ergeben eine breitere Verteilung.

Des Weiteren ist das Geschwindigkeitsverhältnis der Sekundär- zu den Primärtropfen von Interesse. Dieses ergibt sich nach Gooma [40] aus einer Energiebilanz des Aufpralls zu

$$W = \frac{c_{\text{sec}}}{c_{\text{prim}}} = \left(0{,}1 + \frac{1}{2} \cdot \exp(-6 \cdot H)\right) \cdot \sqrt{1 - 1/We}. \tag{11.119}$$

Mit diesen Gleichungen kann eine Aussage über die abprallenden Tropfen und die abgelagerte Wassermasse getroffen werden.

11.2.9 Einfluss der Wandtemperatur

Die Temperatur der Wand T spielt beim Auftreffen eines Tropfens oder von Eiskristallen eine entscheidende Rolle. Im Wesentlichen werden vier Temperaturbereiche unterschieden:

Bereich 1	Bereich 2	Bereich 3	Bereich 4
$T < T_E$	$T_E < T < T_S$	$T_S < T < T_{L,d}$	$T > T_{L,d}$
Kalte Flüssigkeitstropfen, Tragflächenvereisung	Flüssigkeitstropfen über Tripelpunkt und unterhalb der Siedegrenze, High fogging, Wet compression	Oberhalb der Sättigungstemperatur, aber unterhalb der dynamischen Leidenfrosttemperatur, Blasenbildung	Oberhalb der dynamischen Leidenfrosttemperatur, Tropfen schwebt auf Dampfpolster

T Wandtemperatur, T_E Erstarrungstemperatur, T_S Sättigungstemperatur, $T_{L,d}$ dyn. Leidenfrosttemperatur

Den Tropfenaufprall auf Aluminiumoberflächen unter Bedingungen hoher Flughöhe (Bereich 1) wird von Li [90] untersucht. Sofern die Temperatur der Wand im Bereich 1 liegt, ergibt sich kaum eine Abhängigkeit von der Wandtemperatur bei Flüssigkeitstemperaturen über 0 °C. Bei Flüssigkeitstemperaturen unterhalb von −2 °C kommt es allerdings

zu einer mindestens partiellen Erstarrung der Lamellas und damit zu einem teilweisen Rückprall (Rebounding).

Der zweite Bereich führt auf die verschiedene Splashingphänomene, wie sie auch unter High-fogging-Bedingungen beobachtet werden, s. vorangehenden Abschn. 11.2.7.

Der dritte Bereich umfasst den Temperaturbereich oberhalb der Sättigungstemperatur des Fluides, aber unterhalb der dynamischen Leidenfrosttemperatur. Als Leidenfrosttemperatur wird die Temperatur definiert, ab der es aufgrund eines sich bildenden Dampfpolsters zu keinem direkten Kontakt zwischen Wand und Tropfen kommt. Für die Beschreibung des Auftreffens ist eine modifizierte Leidenfrosttemperatur, nämlich die dynamische Leidenfrosttemperatur zu betrachten, die zusätzlich abhängig von den Kontakteigenschaften ist. Die Grenze zwischen dem dritten und vierten Temperaturbereich ist somit abhängig von der Weber-Zahl. Befindet sich die Temperatur der Flüssigkeit zwischen der Siedetemperatur und der dynamischen Leidenfrosttemperatur, spielt der Phasenwechsel eine entscheidende Rolle. Trifft ein Tropfen auf eine Oberfläche mit einer Temperatur dieses Intervalls auf, so kommt es zu einer Blasenbildung, sofern eine kritische Weber-Zahl nicht überschritten wird, ab der ein Splashing auftreten würde.

Unterhalb der Sättigungstemperatur würde es in diesem Bereich der Weberzahl zu einem Spreading kommen. Je höher die Temperatur in dem Intervall gewählt wird, desto kleiner ist die Weber-Zahl $We_{\text{crit.}}$. Dieser Effekt lässt vermuten, dass der Prozess der Blasenbildung das Splashing fördert wie Abb. 11.10 verdeutlicht [106].

Erkennbar ist auch der Übergangsbereich der Sekundärtropfenbildung in Form eines Nebels, der noch nicht als Splashing bezeichnet wird.

Hat die Oberfläche eine Temperatur oberhalb der dynamischen Leidenfrosttemperatur, bezogen auf die Weberzahl des Tropfens (Bereich 4), so kommt es zu dem Phänomen des Tropfenabpralls (Bouncing). Fällt der Tropfen auf die Oberfläche, so bildet sich, ähnlich wie es bei den Reboundformen der Fall ist, ein Lamella, das sich im Zeitverlauf wieder zusammenzieht und entgegen der ursprünglichen Bewegungsrichtung ohne direkten

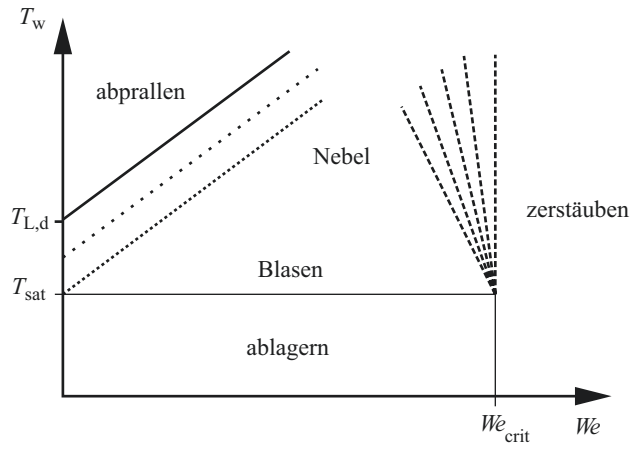


Abb. 11.10 Abhängigkeit der Tropfenform von der Wandtemperatur, nach [106]

Wandkontakt zur Wand hin bewegt. Das Auftreten der Tropfenreflektion schließt die Bildung von Sekundärtropfen allerdings nicht aus. Insbesondere in Temperaturbereichen knapp unter der dynamischen Leidenfrosttemperatur kann es neben der Reflektion eines Tropfenteils zur Bildung einer Vielzahl sehr feiner Sekundärtropfen kommen, die als Nebelbildung beschrieben wird. Die gestrichelten Linien in Abb. 11.10, die im mittleren linken Bildrand starten, beschreiben dabei die Annäherung an das reine Abprallen, welches erst nach Überschreiten der dynamischen Leidenfrosttemperatur auftritt.

11.2.10 Wandfilm

Die auf der Wand abgelagerte Flüssigkeit bildet einen Film, der sich durch die Luftströmung zunächst schubspannungsgetrieben ausbreitet, eventuell Wellen bildet und in Strähnen aufreißt. Aufgrund des geringen Wasservolumens in der Strömung kann der Film als relativ dünn angenommen werden. Dies lässt die Beschreibung als Kriechströmung zu, was die zugrunde liegenden Navier-Stokes-Gleichungen des Films stark vereinfacht. Im Falle dünner Filme kann es zur Transition des fließenden Films in einzelne Strähnen kommen, die nur noch einen Teil der Oberfläche benetzen. Der Aufriss kann über Stabilitätsbetrachtungen des Films beschrieben werden.

Dünne schubspannungsgetriebene Wandfilme sind unter anderem in der Kühlung von Oberflächen, im Bereich der Beschichtungstechnik und zur Brandbekämpfung beschrieben worden, u. a. [107, 108]. In Turbomaschinen sind sie in der Gemischaufbereitung in den Kraftstoffdüsen moderner Triebwerksbrennkammern ein Gegenstand aktueller Forschung [109]. In diesen sogenannten Airblast-Zerstäubern wird der Kraftstoff auf eine Filmlegerlippe aufgebracht. Der entstehende Flüssigkeitsfilm wird durch eine Luftströmung zur Zerstäuberkante vorangetrieben. Um die Filmlegerlippe wird ein zweiter Luftstrom geführt, der evtl. mit einem Drall versehen wird. An der Kante der Filmlegerlippe treffen der primäre und der sekundäre Luftstrom zusammen. Der Kraftstofffilm desintegriert in der Scherschicht und zerfällt. Sowohl das Auftreffen des Sprays auf die feste Wand, als auch die Filmbildung und -dynamik weisen einige Ähnlichkeiten mit den bei der Nassverdichtung auftretenden Phänomenen auf. Es ist jedoch bei der Interpretation der Ergebnisse zu beachten, dass die Dimensionen der Filmhöhe und der überströmenden Geschwindigkeit stark abweichen können und sich somit einige Unterschiede ergeben.

Ein weiterer Bereich, in dem dünne Wandfilme in Turbomaschinen von Interesse sind, bildet die Strömung in den Stufen von Sattdampfturbinen [110, 111]. In diesen kommt es aufgrund der Entspannung in das Zweiphasengebiet zur Bildung von Kondensationstropfen. Diese liegen in der Größenordnung $d < 1$ µm [112–114]. Die feinen Tropfen sind nicht kritisch im Hinblick auf die Erosionsgefahr, sie können sich jedoch durch Diffusion auf den Schaufeln ablagern und sorgen so für eine Bildung eines Films [110]. Dieser wird durch die umliegende Strömung zur Hinterkante, bzw. durch die Zentrifugalkraft zur Blattspitze getrieben und desintegriert dort. Aus dieser Desintegration entstehen Tropfen, die mehrere Größenordnungen größer sind als die ursprünglichen Kondensationstropfen

[115]. Sie stellen eine erhebliche Erosionsgefahr für die stromabwärts liegende Beschaufelung dar. Diese Problematik wurde schon früh erkannt. Es existiert daher eine breite Literatur in diesem Bereich, die zur Beschreibung der in dieser Untersuchung vorkommenden Phänomene herangezogen werden kann, u. a. [111, 116].

11.2.10.1 Qualitative Betrachtung

Ähnlich zu den vorherigen Betrachtungen werden zur Klassifizierung der dominanten Phänomene qualitative Diagramme benutzt, in denen Regime der Strömung abgegrenzt werden. Als charakteristische Größe des Films wird die Film-Reynolds-Zahl eingeführt

$$\mathrm{Re}_\mathrm{F} = \frac{\rho_\mathrm{fl} \cdot \left|\vec{c}_\mathrm{F}\right| \cdot h}{\mu_\mathrm{fl}}. \tag{11.120}$$

Für den Bereich der schubspannungsgetriebenen Wandfilme wurden Kriterien zur Klassifizierung entwickelt, u. a. von Fernandino und Ytrehus [117] sowie Narasimhan und Davis [118]. Der Fokus lag auf Strömungen mit deutlich geringeren, auf das Gas bezogenen Reynolds- sowie Mach-Zahlen. Der Bereich der Verdichterströmungen wird hierbei nicht abgedeckt. Für eine grundlegende Betrachtung des Films sollen einführend fundamentalere Arbeiten zu Filmströmungen betrachtet werden. In Abb. 11.11 ist daher die Einordnung eines schubspannungsgetriebenen Wandfilms nach Narasimhan und Davis [118] gezeigt.

Bei sehr geringen Film- und Gas-Reynolds-Zahlen ist die Gas-Film-Grenzfläche stabil. Kleine Störungen werden aufgrund der Viskosität und der Oberflächenspannung des Wassers gedämpft. Bei steigender Gas- oder Film-Reynolds-Zahl treten zunächst zweidimensionale Wellen auf, deren Wellenfronten weniger als eine Wellenlänge zueinander versetzt sind. Diese gleichmäßigen Wellenfronten sind jedoch bei schubspannungsgetriebenen Wandfilmen selten, da dies eine gleichmäßige Anregung zur Wellenbildung auf einer

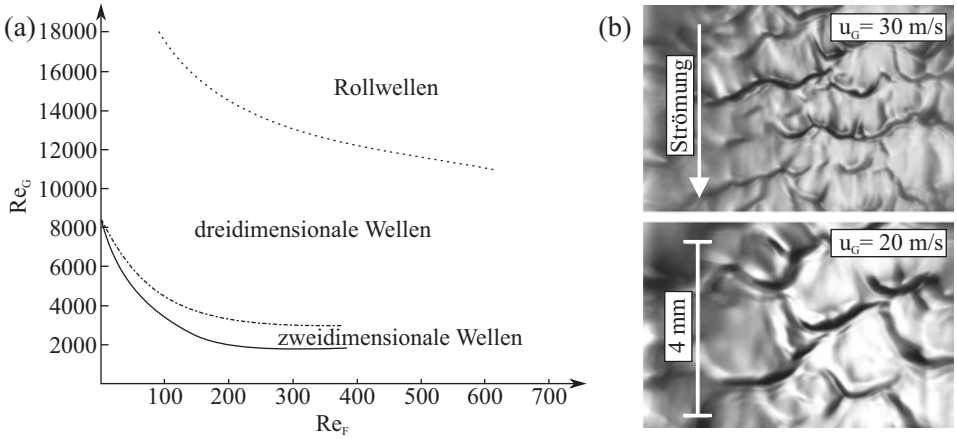


Abb. 11.11 Einteilung der Filmstrukturen für unterschiedliche Film- und Gas-Reynolds-Zahl, nach [118],

breiten Front voraussetzt, was in den meisten technischen Fällen nicht gegeben ist. sind die Wellenfronten daher stärker versetzt, werden die Wellenstrukturen als dreidimensionale Wellen bezeichnet. Rollwellen treten nur bei sehr großen Film- und Gas-Reynolds-Zahlen auf und können daher für die Bedingungen unter Nassverdichtung vernachlässigt werden.

Ein Beispiel für die letzten beiden Bereiche ist in Abb. 11.11b aus Untersuchungen der Filmbildung auf Schaufeln von Dampfturbinen bezüglich der Struktur eines schubspannungsgetriebenen Films bei unterschiedlicher Überströmungsgeschwindigkeit [119]. Die Aufrauung der Oberfläche durch Wellen ist deutlich erkennbar, wobei die Wellenlänge mit steigender Überströmungsgeschwindigkeit abnimmt. Dieser Trend wurde auch für höhere Überströmungsgeschwindigkeiten bis zu w_G = 300 m/s festgestellt [120]. Der Parameterbereich zur Einordnung der vorliegenden Filmstrukturen wurde in fünf Bereiche unterteilt, siehe Abb. 11.12.

Bereich I:	Trockene Stellen und Strähnen
Bereich II:	Symmetrische zweidimensionale Wellen
Bereich III:	Transition von symmetrischen zu nicht symmetrischen Wellen
Bereich IV:	Hauptsächlich nicht symmetrische Wellen
Bereich V:	Nicht symmetrische Wellen und Herausreißen von Tropfen

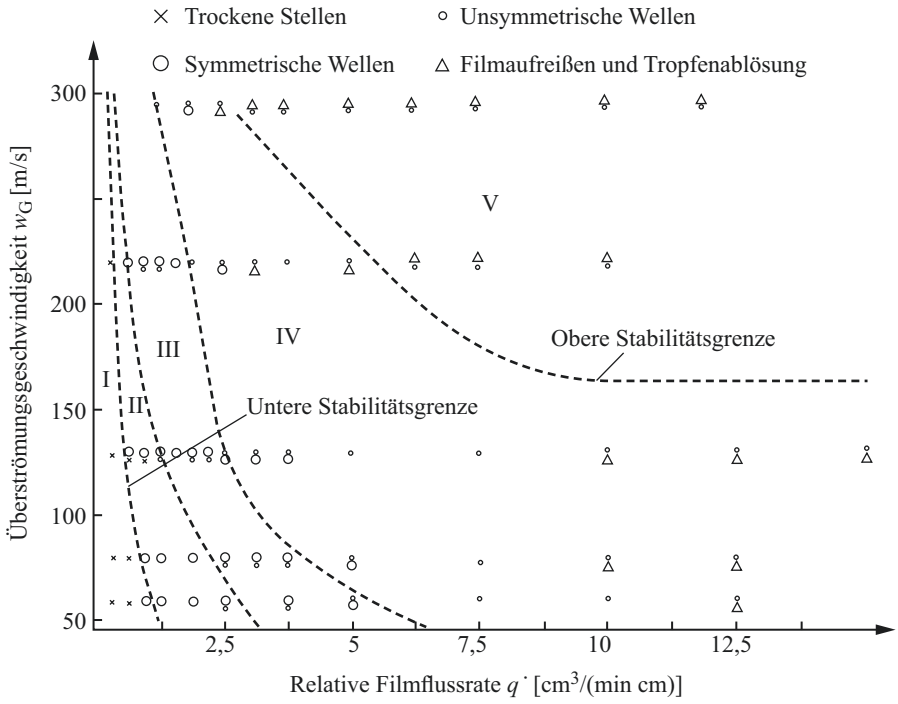


Abb. 11.12 Filmstrukturen bei unterschiedlicher Film- und Gas-Reynolds-Zahl

Bei konstanter Gasgeschwindigkeit durchläuft der Film bei steigendem Volumenstrom die Bereiche I–V. Es ist dabei zu erwähnen, dass die Grenzen aufgrund von Beobachtungen aus Experimenten festgelegt wurden. Die Betrachtung deckt sich weitestgehend mit denen anderer Arbeiten. Im folgenden Abschnitt werden zunächst nur die dynamischen Vorgänge der stabilen Bereiche des Films (Bereiche II–IV) betrachtet. Anschließend folgt die Untersuchung der Stabilität des Films und ein kurzer Abriss zum Herausreißen von Tropfen aus einem Film.

11.2.10.2 Filmentwicklung

Die generelle Beschreibung eines schubspannungsgetriebenen Wandfilms kann auf den Navier-Stokes Gleichungen basieren, die mit der darüber liegenden Luftströmung gekoppelt werden müssen, um die Grenzfläche des Films korrekt beschreiben zu können. Aufgrund der instationären Wellenbildung muss der Film transient und örtlich fein aufgelöst werden, was per se eine direkte numerische Simulation (DNS) mit einem hohen Aufwand an Rechenleistung erfordert. Für eine anwendungsorientierte Beschreibung des Problems müssen wesentliche Vereinfachungen getroffen werden. Die Bewegung des Wassers im Film soll im Folgenden weniger im Vordergrund stehen als die Bewegung des gesamten Films per se. Das heißt, zur Vereinfachung soll der Film als integraler Wert der Höhe beschrieben werden (Abb. 11.13).

Zur Beschreibung des entstehenden Films auf den Verdichterschaufeln kann davon ausgegangen werden, dass die Dicke des Films wesentlich kleiner ist als dessen wandparallele Ausdehnung, d. h. zur Vereinfachung des Problems die Länge deutlich größer ist als die Dicke ($h/l << 1$). Aufgrund der kleinen Dimensionen des Films und der daraus resultierenden kleinen Film-Reynolds-Zahl kann der Film als Kriechströmung betrachtet werden. Unter diesen Bedingungen dominieren viskose Kräfte gegenüber den inerten Kräften des Films und die Navier-Stokes-Gleichungen können für die Betrachtung der integralen Vorgänge wesentlich vereinfacht werden. Wie später gezeigt wird, ähneln die vereinfachten Gleichungen den Reynolds-Gleichungen, die im Bereich der Berechnung des Ölfilms in Lagern verwendet werden. Daher wird auch oft bei diesen Gleichungen über eine Annäherung an die Schmierfilmtheorie gesprochen. Bei der Schmierfilmtheorie liegen jedoch an den Rändern des Films jeweils feste Oberflächen vor im Gegensatz zur freien Oberfläche. O'Brien und Schwartz [121] bieten eine fundierte Einführung in diesen Bereich der Filmströmungen. Eine ausführliche Arbeit zu der Ausbildung dünner Filme unter einer Vielzahl verschiedener Randbedingungen liefern auch Oron et al. [122].

Nach Neupert [39] ergeben sich unter der Annahme der deutlichen Unterschiede in der Ausdehnung in der wandparallelen Ebene und zur orthogonalen wesentliche Vereinfachungen in der Euler-Gleichung

$$\begin{aligned} &\partial_\zeta u_\mathrm{F} + \partial_\mathrm{n} w_\mathrm{F} = h \cdot \delta\left(h - n\right), \\ &\rho_\mathrm{fl} \cdot \left(\partial_\mathrm{t} u_\mathrm{F} + \partial_\zeta u_\mathrm{F}^2 + \partial_\mathrm{n}\left[u_\mathrm{F} \cdot w_\mathrm{F}\right]\right) = \partial_\zeta \overline{p} + \mu_\mathrm{fl} \partial_\mathrm{n}^2 u_\mathrm{F}, \\ &0 = -\partial_\mathrm{n} \overline{p}, \end{aligned} \tag{11.121}$$

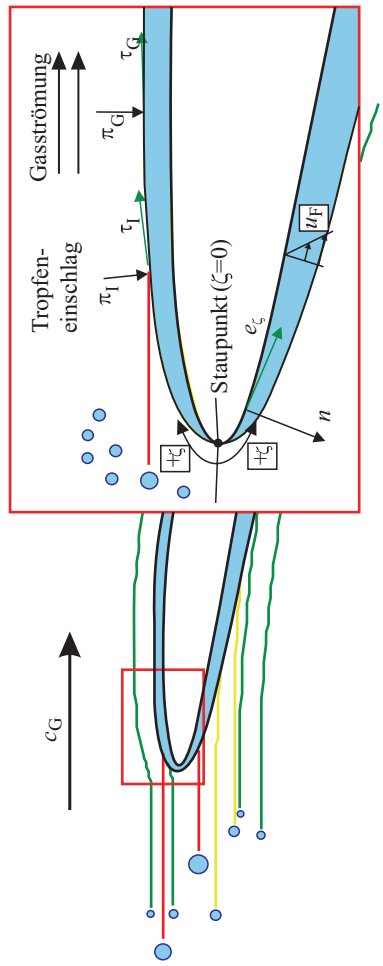


Abb. 11.13 Randbedingungen an der Grenzfläche des Films [39]

und für die Randbedingungen

$$\begin{aligned} t=0: &\quad h=0 \\ n=0: &\quad u_{\mathrm{F}}=0, w_{\mathrm{F}}=0 \\ n=h: &\quad \partial_{\mathrm{t}} h+u_{\mathrm{F}}\partial_{\zeta} h=w_{\mathrm{F}} \\ &\quad \bar{p}=p_{\mathrm{G}}-\sigma\left(\kappa+\partial_{\zeta}^{2} h\right)-\phi \\ &\quad \mu_{\mathrm{fl}}\partial_{\mathrm{n}} u_{\mathbf{F}}=\tau_{\mathrm{G}}+\tau_{\mathrm{I}}. \end{aligned} \tag{11.122}$$

Die Lösung der obigen Gleichungen ergibt integrale Werte des Films, d. h. eine mittlere Filmgeschwindigkeit und eine mittlere Filmhöhe zu einem gegebenen Zeitpunkt. Der kumulierte Wert des Druckes und der Körperkräfte bleibt über der Filmhöhe konstant und kann damit aus den Randbedingungen an der Filmoberfläche für die gesamte Höhe abgeleitet werden Es sind somit alle benötigten Randbedingungen vorhanden und eine Integration über der Filmhöhe ist dadurch möglich.

Für die Filmhöhe ist entscheidend, ob der Impuls des Films betrachtet werden muss. Ist dieser relevant, so muss ein Geschwindigkeitsprofil des Films angenommen werden, um die Gleichungen zu lösen. Simon et al. [123] verweisen auf Experimente mehrerer Autoren [124–126], in denen ein schubspannungsgetriebener Wandfilm unter dem Einfluss eines Druckgradienten untersucht wurde. Gemäß den Randbedingungen ergibt sich eine Überlagerung aus Couette- und Poiseuille-Strömung und ein insgesamt parabolischer Verlauf des radialen Profils. Diese Experimente wurden für Filme durchgeführt, die unter geringem Schubspannungs- und hauptsächlichem Gravitationseinfluss eine Wand herunterfließen. Im vorliegenden Fall des Wandfilmes eines umströmten Profils dominiert die Schubspannung. Eine Couette-Strömung mit einem linearen Geschwindigkeitsprofil, wie in der Arbeit von Gooma [40] und Kim et al. [127] angenommen, erscheint deutlich sinnvoller für den Film eines umströmten Profils. Erfährt der Film jedoch aufgrund der Körperkräfte eine deutliche Beschleunigung, insbesondere aufgrund der Rotation, wie sie am Rotor auftritt, so nimmt das Geschwindigkeitsprofil nach Williams und Young [128] eher eine parabolische Form an, da die zentrifugalen Körperkräfte dominieren.

Für die vorliegenden Randbedingungen zeigte Gooma [40], dass die Vernachlässigung des Moments, das durch die Bewegung des Films verursacht wird, lediglich zu einer Abweichung von ca. 0,5 % gegenüber der Lösung der Gleichung inklusive inerter Terme und angenommenem Geschwindigkeitsprofil führt. Der Film kann daher als Stokes'sche Strömung betrachtet werden, in der $Re_{\mathrm{F}} \rightarrow 0$ gilt. Somit vereinfacht sich die Integration in Substratrichtung mit den Randbedingungen an der Wand, und an der Grenzfläche folgt für die Filmgeschwindigkeit

$$u_{\mathrm{F}}=\frac{1}{\mu_{\mathrm{fl}}}\cdot\left(n\cdot\left(\tau_{\mathrm{G}}+\tau_{\mathrm{I}}\right)+\left(\frac{1}{2}n^{2}-h\cdot n\right)\nabla\left[p_{\mathrm{G}}-\sigma\left(\kappa+\nabla^{2}h\right)-\phi\right]\right). \tag{11.123}$$

Anhand dieser Gleichung sind nun die vorherigen Diskussionen der unterschiedlichen Geschwindigkeitsprofile bei unterschiedlichen Randbedingungen ersichtlich. Dominieren

die Scherkräfte, ist der Term annähernd linear, dominieren die Körperkräfte oder der Druckgradient, so ist der parabolische Term bestimmend. Für die getroffenen Annahmen und Vereinfachungen stellt die Gleichung jedoch die exakte Lösung dar.

Die mittlere Filmgeschwindigkeit ergibt sich nach

$$\bar{u}_{\mathrm{F}} = \frac{1}{h} \cdot \int_0^h u \cdot dn \tag{11.124}$$

zu

$$\bar{u}_{\mathrm{F}} = \frac{1}{\mu_{\mathrm{fl}}} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot h \cdot \left(\tau_{\mathrm{G}} + \tau_{\mathrm{l}} \right) - \frac{1}{3} \cdot h^2 \nabla \left[p_{\mathrm{G}} - \sigma \cdot \left(\kappa + \nabla^2 h \right) - \phi \right] \right), \tag{11.125}$$

eingesetzt in die Kontinuitätsgleichung führt auf

$$\partial_{\mathrm{t}} h + \frac{1}{\mu_{\mathrm{fl}}} \nabla \left(\frac{1}{2} \cdot h^2 \cdot \left(\tau_{\mathrm{G}} + \tau_{\mathrm{l}} \right) - \frac{1}{3} \cdot h^3 \nabla \left[p_{\mathrm{G}} - \sigma \cdot \left(\kappa + \nabla^2 h \right) - \phi \right] \right) = \dot{h}. \tag{11.126}$$

Somit kann der Film unter den getroffenen Annahmen in seiner Höhe und Geschwindigkeit durch die außen anliegenden Kräfte bestimmt werden. Die Gleichung gilt in dieser Form lediglich für geschlossene Filme. Eine Erweiterung für eine bewegliche Kontaktlinie, wie sie bei dem Fließen von Strähnen auftritt, kann der Arbeit von Oron et al. [122] entnommen werden. Bei der Erweiterung der Gleichungen für die Bewegung von Strähnen muss ein Schlupf zwischen Wand und Fluid an der Kontaktlinie zugelassen werden, da es sonst zu einer Singularität kommt [129, 130]. Nach Oron et al. [122] ergibt sich damit die Randbedingung zu

$$\begin{aligned} w_{\mathrm{F}} &= 0 \big|_{\mathrm{n}=0} \\ u_{\mathrm{F}} - \gamma_{\mathrm{s}} \delta_{\mathrm{n}} u_{\mathrm{F}} &= 0 \big|_{\mathrm{n}=0} \end{aligned} \tag{11.127}$$

mit dem Schlupfkoeffizienten γ_s, der bei einem geschlossenen Film zu $\gamma_s = 0$ wird. Da dieser Koeffizient nur in den Randbedingungen der Entwicklung relevant ist, ändert sich die Beziehung für einen nicht durchgängigen Film nur minimal. Für eine genauere Beschreibung sei auf die weiterführende Literatur verwiesen [121, 122].

Um eine Entdimensionierung der Filmdicke im Bereich der Größenordnung O(1) zu erlangen, wird nach Neupert [39] in Analogie zur Grenzschichttheorie eine modifizierte Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_τ als charakteristische Geschwindigkeit eingeführt

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_{\mathrm{w}} + \tau_{\mathrm{l}}}{\rho_{\mathrm{fl}}}}. \tag{11.128}$$

Dabei wird die durch Tropfeneinschlag induzierte Schubspannung $\tau_i \tau_{\mathrm{l}}$ gemäß dem von Gooma [40] gefundenen Zusammenhang

$$\tau_{\mathrm{l,j}} = \frac{1}{s_{\mathrm{j}}} \sum_{n=1}^{N} \rho_{\mathrm{fl}} \cdot w_{\mathrm{l,fl,n}} \cdot h_{\mathrm{proj,j}} \cdot \chi_{\mathrm{fl}} \cdot \left(1 - M_{\mathrm{n}} \cdot W_{\mathrm{n}}\right) \cdot w_{\mathrm{l,fl,n}} \cdot \cos\left(\alpha_{\mathrm{l,j,n}}\right) \tag{11.129}$$

ermittelt. Der Index *j* beschreibt in dieser Gleichung das j-te Schaufelsegment und die Zählvariable *n* die Tropfenklasse. Die Parameter *M* und *W* beschreiben dabei den Anteil der desintegrierenden Tropfenmasse *M* und des Impulses des abprallenden Tropfensprays und können aus

$$M = \left(7 - 6 \cdot \exp\left(-2 \cdot H\right)\right) \cdot \left(1 - \exp\left(-\left(We_a - 1\right) \cdot \left(2 \cdot H^2 + 0{,}05\right)\right)\right) \tag{11.130}$$

und aus dem Geschwindigkeitsverhältnis der Sekundär- zu Primärtropfen

$$W = \left(0{,}1 + 0{,}5 \cdot e^{-6 \cdot H}\right) \cdot \sqrt{1 - 1/We} \tag{11.131}$$

berechnet werden. Zur Entdimensionierung der Filmdicke wird die aus der charakteristischen Geschwindigkeit abgeleitete charakteristische Höhe

$$h_{\mathrm{char}} = \frac{v_{\mathrm{fl}}}{u_{\tau}} \tag{11.132}$$

gebildet. Dies führt zu der entdimensionierten Filmhöhe in der Form

$$H^{+} = \frac{h}{h_{\mathrm{char}}} = \frac{h \cdot u_{\tau}}{v_{\mathrm{fl}}}. \tag{11.133}$$

Zur Einschätzung des Einflusses der Randbedingungen liefert Gooma [40] eine Dimensionsanalyse der einzelnen Terme. Es wird dabei der Einfluss relativ zu der durch den Sprayaufprall induzierten Schubspannung betrachtet. Zusammenfassend zeigt sich, dass der Einfluss der inerten Kräfte für einen dünnen Wandfilm vernachlässigt werden kann. Des Weiteren zeigt sich, dass die Schubspannung und der Druckgradient aufgrund der Überströmung des Gases wesentlichen Einfluss auf die Entwicklung des Films haben und im Falle der Schubspannung den Einfluss des auftreffenden Sprays sogar übersteigen. Kapillarkräfte in Form der Oberflächenspannung üben nur bei stark gekrümmten Oberflächen einen wesentlichen Einfluss auf. Nur im Falle der Vorderkante muss der Einfluss der Krümmung betrachtet werden. Für den übrigen Bereich kann er vernachlässigt werden. Die Krümmung der Wasseroberfläche spielt aufgrund ihrer Dimension $O(\varepsilon)$ eine untergeordnete Rolle [40]. Der Einfluss des Potenzials φ muss differenzierter berücksichtigt werden. Für den Fall der Anwesenheit einer Rotation der Oberfläche zeigen Kirillov und Yablonik [116] im Allgemeinen und Williams und Young [128] für den Fall der Turbomaschinen, dass die Rotation die Bewegung des Wassers dominiert. Liegt keine Rotation des Systems vor, geht in das Potenzial lediglich der Einfluss der Gravitation ein, der Term

liegt für den entdimensionierten Vergleichsfall in der Größenordnung $O(\varphi) = 10^{-2}$ und kann somit vernachlässigt werden.

11.2.10.3 Filmstabilität

Nach der qualitativen Betrachtung wurde der Film nach Hammitt [110] in fünf Bereiche unterteilt, siehe Abb. 11.12. Während im vorherigen Abschnitt die Bereiche III–V des kontinuierlichen Films behandelt wurden, soll nun betrachtet werden, unter welchen Umständen ein Film aufreißt.

Abseits der hauptsächlich durch Schubspannung getriebenen Filme wird der Aspekt des Aufreißens eines Films intensiv in der Nukleartechnik untersucht. Hierbei ist der Verlust des Kühlwassers der Brennstäbe ein sicherheitsrelevanter Betrachtungsfall („loss of coolant accident“ LOCA). Daher wurde eine Vielzahl an Arbeiten für diese Anwendung publiziert, u. a. [131–134]. Die Grundlage der Betrachtung ist entweder ein Kräfte- oder ein Energiegleichgewicht an dem Aufrisspunkt des Films. Das wesentliche Ziel der Arbeiten ist eine präzise Vorhersage der minimalen Flussrate („minimum flow rate„ MFR; entdimensioniert: Γ_{min}) und der minimalen Filmhöhe („minimum film thickness„ MFT; entdimensioniert: δ_{min}). Eine Übersicht über die bestehenden Korrelationen geben Saber und El-Genk [135]. Die analytisch hergeleiteten Korrelationen einzelner Arbeitsgruppen trafen die experimentellen Werte in sehr abweichender Genauigkeit, wobei das von den Autoren entwickelte Modell basierend auf der Minimierung der Zustandsenergie einer Strähne gegenüber einem Film mit einer Abweichung von $> \pm 10 - 15$ % die beste Vorhersage lieferte.

Problematisch an der Übertragung dieser Modelle auf den Fall der Filme eines umströmten Profils sind die deutlich abweichenden Randbedingungen. Die größte Zahl der Studien wurde an vertikal durchströmten Rohren oder mithilfe gravitationsgetriebener Rieselfilme durchgeführt. Kim et al. [127] führten einen Vergleich ihrer experimentellen Ergebnisse zum Auftreten des Filmaufreißens mit den Modellen von Hartley und Murgatroyd [131] sowie Mikielewicz und Moszynkski [134] durch. Beide Modelle beinhalten den Einfluss des Kontaktwinkels, der jedoch im Falle einer sich bewegenden Kontaktlinie deutlich von dem statischen Wert abweichen kann [121]. Der Vergleich zeigt, dass die kritischen Filmhöhen im Falle des ersten Modells um den Faktor 4 und im zweiten um den Faktor 2 zu hoch vorhergesagt werden. Nichtsdestoweniger bieten die Betrachtungen des Energiegleichgewichtes am Aufrisspunkt zumindest Vorhersagen in der richtigen Größenordnung.

Ein weiterer Forschungsbereich, der sich mit dünnen schubspannungsgetriebenen Wasserfilmen beschäftigt, legt den Fokus auf Wasserfilme auf Tragflügelprofilen. In verschiedenen experimentellen Untersuchungen wurden die Auswirkungen von starkem Regen auf die Leistungsfähigkeit der Profile betrachtet. Hier zeigen zum Beispiel experimentelle Untersuchungen von Hastings und Weinstein [136], dass ein anfänglich durchgängiger Film nach einer bestimmten Lauflänge aufreißt und in Strähnen weitergetrieben wird. Experimente von Thompson et al. [137] bestätigen diese Beobachtungen. Der Grund wird

auf ein Kräftegleichgewicht zwischen der Oberflächenspannung des Wassers und der angreifenden Scherkraft der Gasströmung zurückgeführt

$$\sigma \cdot \left(1-\cos\theta\right) = C_{\mathrm{f}} \cdot \frac{1}{2} \cdot \vartheta_{\mathrm{G}} \cdot u_{\mathrm{G}}^2 \tag{11.134}$$

mit dem lokalen Reibkoeffizienten C_{f}.

Neuere Untersuchungen beschäftigen sich mit dem Einfluss eines Wasserfilms auf Tragflügelprofilen im Hinblick der Eisbildung an der Vorderkante der Flügel. Hierzu sind besonders die Untersuchungen der NASA am Glenn Icing Center zu nennen, die einen Code zur Beschreibung der Vereisung entwickelten und mit Experimenten validierten.

Experimentelle Untersuchungen des Filmaufreißens und der Strähnenbewegung auf einer ebenen Platte wurden von Zhang [138] veröffentlicht. Die Dynamik des Films wurde dabei unter Berücksichtigung eines Kräftegleichgewichts an der Kontaktlinie des Films betrachtet. Im Vergleich zu der Betrachtung von Thompson et al. [137] wird in dem Kräftegleichgewicht die Form der Strähnen mit einbezogen, zum einen durch die Berücksichtigung eines linearen Geschwindigkeitsprofils innerhalb der Strähne, was wiederum eine leichte Veränderung auf den statischen Druck in der Strähne bewirkt, und zum anderen durch einen aerodynamischen Widerstand an der Aufrissstelle, an der ein Wulst des Wassers entsteht, der einen aerodynamischen Formwiderstand verursacht. Für das Kräftegleichgewicht an der Aufrissstelle der Strähne ergibt sich somit aus den Bezeichnungen aus Abb. 11.14.

$$b \cdot \sigma \cdot \left(1-\cos\theta\right) = \sum_{y=0}^{y=h} \frac{\rho_{\mathrm{L}}}{2} \cdot \left(\frac{\tau_{\mathrm{G}} \cdot y}{\mu_{\mathrm{fl}}}\right)^2 \cdot b_{\mathrm{y}} \cdot \Delta y + C_{\mathrm{D}} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_{\mathrm{G}} \cdot u_{\mathrm{G}}^2 \cdot \left(h_{\mathrm{rf}} - h_{\mathrm{rb}}\right), \tag{11.135}$$

Mit der Strähnenbreite b, dem Kontaktwinkel θ, der Höhe des Strähnenkörpers h_{rb} bzw. der Front h_{rf} und dem Widerstandskoeffizienten des Strähnenwulstes C_{D}. Dieser kann nach numerischen Untersuchungen von Marshall und Ettema [140] mit $C_{\mathrm{D}} = 0{,}6$ abgeschätzt werden. Für einen durchgängigen Film vereinfacht sich die Kräftebilanz zu

$$\sigma \cdot \left(1-\cos\theta\right) = \frac{\rho_{\mathrm{fl}} \cdot \tau_{\mathrm{G}}^2 \cdot h_{\mathrm{rb}}^3}{6 \cdot \mu_{\mathrm{fl}}^2} + C_{\mathrm{D}} \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho_{\mathrm{G}} \cdot u_{\mathrm{G}}^2 \cdot \left(h_{\mathrm{rf}} - h_{\mathrm{rb}}\right). \tag{11.136}$$

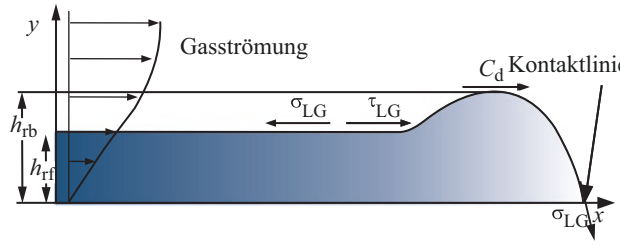


Abb. 11.14 Schematische Darstellung der Strähne mit Wulst, nach [138]

Die vorherigen Gleichungen wurden durch Experimente mit einem Filmleger auf einer ebenen Platte validiert. Eine Krümmung der Oberfläche bzw. Tropfeneintrag durch Spray sind in der Idealisierung nicht berücksichtigt. Marshall und Ettema [140] und Al-Khalil et al. [141] betrachten hingegen die Filmströmung auf einem Tragflächenprofil und entwickeln ein Strähnenmodell, welches auf drei Kriterien beruht:

– Kontinuität des Massenstroms durch Strähne und Film,
– Konstanz der Energie der Strähne und des Films im Aufrisspunkt und
– Minimierung der Strähnenenergie im nicht transienten Zustand.

Basierend auf diesen Kriterien lässt sich eine dimensionslose, kritische, minimale Filmhöhe angeben

$$h^* = \frac{\rho_L \cdot \tau_G^2 \cdot h_0^3}{6 \cdot \mu_{fl}^2 \cdot \sigma} \tag{11.137}$$

mit der lokalen Filmdicke h_0. An der Vorderkante des Profils liegt diese Dicke unterhalb der kritischen Filmdicke. Dies führt zu der vierten Bedingung des Modells: Der Film reißt erst auf, wenn er sich außerhalb der Einschlagzone befindet. Einschlagende Tropfen sorgen für eine zusätzliche Benetzung der Fläche und somit zu einem durchgängigen Film. Zhang et al. [142] zeigen für das Film-/Strähnenverhalten an einem NACA 0012 Profil, dass bei kleinen Windgeschwindigkeiten der Film deutlich über die Zone des Tropfeneinschlages herausragt. Bei höheren Geschwindigkeiten weicht die Aufrisskante des Films zu der abgeschätzten Grenze des Tropfeneintrages zurück.

Die Sichtweise der Filmdesintegration basierend auf der Energiebetrachtung folgt der Annahme, dass der Aufrisspunkt durch den Film bzw. die zugehörigen Oberflächenspannungen und Geschwindigkeiten definiert sind. Das heißt, es wird nach einer Lösung für ein Problem gesucht, bei dem die angreifenden Kräfte in der Größenordnung der Kapillarkräfte liegen. Im Fall der Schaufelumströmung eines Verdichters sind hingegen die externen Kräfte, d. h. die Schubspannung und der Druckgradient deutlich höher als die kapillaren Kräfte. Der Filmaufriss wird durch die angreifenden Kräfte dominiert, weshalb das Stabilitätskriterium dies einzubeziehen hat. Der Ansatz von Oron et al. [122] berücksichtigt diese Randbedingung für einen dünnen Film. Gooma [40] erweiterte den Ansatz in einer linearen Stabilitätsbetrachtung. Hierbei wird die allgemeine mathematische Herangehensweise der Stabilitätstheorie verwendet. Ein Zustand wird dabei als stabil bezeichnet, wenn eine kleine überlagerte Störung durch die vorliegenden Randbedingungen in seiner Amplitude gedämpft wird und in die ursprüngliche Form übergeht. Dabei kann diese Art der Betrachtung lediglich den Punkt vorhersagen, ab dem eine Filmdesintegration möglich ist. Eine konkrete Aussage über die Zustände oder Vorgänge im Aufrisspunkt kann hiermit nicht getroffen werden.

Für die Herleitung wird der Film von Neupert [39] als Kriechströmung gemäß der oben angegebenen Kontinuitätsgleichung für den Film betrachtet. Zur Vereinfachung wird nur die Hauptfilmströmungsrichtung ζ berücksichtigt. Es wird angenommen, dass keine Rotationskräfte auftreten und daher das Potenzial φ nur von der Gravitation beeinflusst wird.

Die Oberfläche sei in horizontaler Richtung ausgerichtet. Es wird hierbei zur Vereinfachung angenommen, dass die Krümmung der Oberfläche klein sei und keine Variation des Orthogonalenvektors und somit der Gravitation berücksichtigt werden muss. Der Film liege auf der Oberseite der Schaufel. Damit ist die Gravitationskraft entgegen der Richtung des Orthogonalenvektors gerichtet. Das Potenzial der Gravitation ergibt sich zu $\varphi = -\rho_L g h$. Die anliegenden Schubspannungen und Drücke werden als unabhängig von der Filmhöhe h angenommen.

Entsprechend der linearen Stabilitätstheorie wird eine kleine Störung der Durchschnittsgröße überlagert, so dass die Filmhöhe $h = h_0 + h'$ wird. Diese Störungsgröße h' wird in die Kontinuitätsgleichung eingesetzt. Von der erhaltenen Gleichung wird die vorher betrachtete großskalige Entwicklung der Filmhöhe mit $h = h_0$ abgezogen, um eine Gleichung für die Störgröße zu erhalten. Hierbei wird angenommen, dass die Störgröße h' klein ist und somit alle Terme höherer Ordnung von sich für kleine Schwankungen der Filmhöhe h nicht verändert, erhält man für die Schwankungsgröße im zweidimensionalen Fall

$$\begin{aligned}&\mu_L \cdot \partial_t \cdot h' + \partial_\zeta \left[h_0 \cdot h' \cdot (\tau_G - \tau_1) - h_0^2 \cdot h' \cdot \partial_\zeta \left[p_G + \rho_L \cdot g \cdot h_0 - \sigma \cdot \left(\kappa + \partial_\zeta h_0 \right) \right] \right] \\ &+ \frac{\rho_{fl} \cdot g}{3} \cdot \partial_\zeta \left[h_0^3 \cdot \partial_\zeta \cdot h' \right] + \frac{\sigma}{3} \cdot \partial_\zeta \left[h_0^3 \cdot \partial_\zeta \cdot h' \right] = 0.\end{aligned} \tag{11.138}$$

Für die Störung wird nun eine Schwingung der Form

$$h' = h_0' \cdot e^{s \cdot t + i \cdot k \cdot \zeta} \tag{11.139}$$

angenommen. Mit dieser Gleichung können alle normalen Moden einer beliebigen Störung abgebildet werden [122]. Es ist dabei anzumerken, dass die Wellen-Zahl $k = 2\pi/\lambda \in R+$ und $s \in C$, wobei der reelle Teil Re(s) die Amplitude und der imaginäre Teil Im(s) der Phasengeschwindigkeit entspricht. Eingesetzt, folgt für den imaginären und reellen Teil

$$\mathrm{Im}\left(\frac{s}{k} \right) = -u_{h'} + \frac{\sigma}{3 \cdot \mu_{fl}} \cdot k^2 \cdot \partial_\zeta \cdot h_0^3, \tag{11.140}$$

$$\mathrm{Re}(s) = -\partial_\zeta \cdot u_{h'} - \frac{\rho_{fl} \cdot g}{3 \cdot \mu_{fl}} \cdot k^2 \cdot \partial_\zeta h_0^3 + \frac{\sigma}{3 \cdot \mu_{fl}} \cdot k^2 \cdot \partial_\zeta h_0^3. \tag{11.141}$$

Da die Stabilität für alle Wellen-Zahlen k betrachtet werden soll, bietet es sich an, die Terme unabhängig von k zusammenzufassen. Dazu wird eine Störungsgeschwindigkeit $u_{h'}$ eingeführt

$$u_{h'} = \frac{1}{\mu_{fl}} \cdot \left(h_0 \cdot (\tau_{GF} + \tau_l) - h_0^2 \cdot \partial_\zeta \left[p_G - \sigma \left(\kappa + \partial_\zeta^2 h_0 \right) + \rho \cdot g \cdot h_0 \right] \right). \tag{11.142}$$

Für die Stabilität des Films ist die Betrachtung des reellen Teils von s entscheidend, da dieser die Entwicklung der Amplitude nach der Zeit bestimmt. Ist der Wert positiv, wächst

die Störung in ihrer Amplitude und schrumpft dementsprechend für negative Werte von Re(s). Für die Wellen-Zahl unabhängige Betrachtung ist daher die Ableitung der Störgeschwindigkeit nach der Raumrichtung ζ entscheidend.

Für einen stabilisierenden Effekt muss gelten: $\partial_\zeta u_{h'} > 0$.

Des Weiteren ist im Vergleich der Gl. 11.142 mit Gl. 11.125 leicht ersichtlich, dass

$$u_{h'} = \partial_h \left[\overline{u}_F \cdot h\right]_{h0} \tag{11.143}$$

und damit für die Stabilisierung

$$\partial_\zeta \left[\partial_h \left[\overline{u}_F \cdot h\right]_{h0}\right] > 0 \tag{11.144}$$

sein muss. Das heißt für eine angenommen konstante Filmhöhe h_0, dass beschleunigende Kräfte, wie zum Beispiel ein positiver Gradient der Scherspannung, den Film stabilisieren, während ein negativer Gradient zu einem Wachstum der Störungsamplitude und damit zur Destabilisierung des Filmes führt.

Da bei der Herleitung die Unabhängigkeit der Schubspannung von der Höhe des Films angenommen wurde, kann ebenso abgeleitet werden, dass im Falle eines dicker werdenden Films eine konstante Schubspannung stabilisierend und entsprechend bei dünner werdendem Film destabilisierend wirkt.

Die Gravitation und die Oberflächenspannung wirken abhängig von der Wellen-Zahl unterschiedlich stark, jedoch immer in gleicher Weise auf die Störung. Beide Effekte gewinnen bei hoher Wellen-Zahl, dementsprechend bei Wellen kleiner Wellenlänge, an Bedeutung. Dies ist besonders anschaulich für den Einfluss der Oberflächenspannung, die dem Anwachsen kleiner Wellen entgegenwirkt. Für den Effekt der Gravitation ist die Orientierung der Oberfläche und somit der angenommenen Richtung der Störung relativ zu g entscheidend. In der Annahme wirkt die Gravitation entgegen der normalen Richtung der Oberfläche und somit stabilisierend. Analog hierzu hat die Gravitation einen destabilisierenden Effekt für den Fall eines Wasserfilms unterhalb einer Oberfläche.

Auf ähnliche Weise wird die Entstehung von Oberflächenwellen von Craik [143] modelliert. Es ergibt sich analog zu der vorherigen Betrachtung für das Wellenwachstum

$$\alpha_W \cdot c_i \cdot \mathrm{Re}_F = \frac{\left(\alpha_W \cdot \mathrm{Re}_F\right)^2}{3} \cdot \left(\Pi_r + \frac{3}{2} \cdot \frac{\Sigma_i}{\alpha_W} - \frac{\alpha_W^2}{We_F} - \frac{g \cdot h}{u_f^2} \right) \tag{11.145}$$

mit der entdimensionierten Wellen-Zahl $\alpha_W = k\ h_0$, der entdimensionierten Wellengeschwindigkeit $c_i = c_{Welle}/u_F$, dem Realteil der Druckstörung Π_r und dem Imaginäranteil der Schubspannung Σ_i (letzteres siehe [144]). Die Störung wächst, wenn der reelle Teil des Terms > 0 ist. Dabei treten in diesem Zusammenhang ebenso wie zuvor die stabilisierenden Kräfte der Oberflächenspannung und der Gravitation den angreifenden Kräften der Druck- und Scherspannungsfluktuation gegenüber. Entgegen der vorherigen Betrachtung besteht jedoch für alle Terme eine Abhängigkeit von der Wellen-Zahl. Der Verlauf von

$\alpha_W c_i Re_F$ ist dabei für $\alpha_W < \alpha_{W,krit}$ positiv und damit instabil und für $\alpha_W > \alpha_{W,krit}$ stabil. Kim [145] stellt fest, dass für den Fall einer hohen Überströmungsgeschwindigkeit die Perturbationen aufgrund der Fluktuation der Scherspannung dominieren und für die meisten untersuchten Strömungszustände in seinen Messungen $\alpha_W < \alpha_{W,krit}$ ist.

Generell zeigt diese Betrachtung, dass Störungen angefacht werden, wenn der Gradient von $h_0(\tau_G + \tau_l)$ negativ wird. Dies kann im Falle gleichbleibender Filmhöhe und abnehmender Scherspannung oder konstanter Scherspannung und abnehmender Filmhöhe der Fall sein. Diese Größen sind jedoch ebenso über Gl. 11.126 miteinander verkoppelt, was die Vorhersage deutlich erschwert. Im Hinblick auf die zuvor erwähnte Energiebetrachtung eines Films gegenüber einer Strähne und der daraus abgeleiteten minimalen Filmhöhe h_{krit} stellt diese Art der Betrachtung eine hilfreiche Erweiterung für das Verständnis experimenteller Ergebnisse dar.

11.2.10.4 Betrachtung der Filmgrenzfläche

Die Beschreibung des Films ohne Berücksichtigung des Wandabstandes erfordert deutliche Vereinfachungen, die zwar eine Abschätzung der Filmparameter zulassen, aber Informationen der Welligkeit der Oberfläche vernachlässigen. Eine Einschränkung liegt in der ungenauen Bestimmung der Schubspannung an der Grenzfläche zwischen Film und Gas. Aufgrund seiner Geschwindigkeit ist der Geschwindigkeitsgradient in orthogonaler Richtung und theoretisch die Schubspannung im Film niedriger als die Wandschubspannung des Gases an einer festen Wand. Die Geschwindigkeit des Films ist deutlich geringer als die Geschwindigkeit des Gases, sodass dieser Effekt in der Regel zu vernachlässigen ist.

Generell haben zahlreiche Studien gezeigt, dass der Totaldruckverlust beim Überströmen einer Oberfläche in Anwesenheit eines Wasserfilms steigt [110, 146]. Cohen und Hanratty [147] beschreiben diese erhöhte Reibung mit einer äquivalenten Sandkornrauheit. Der übliche Ansatz basiert auf der Ähnlichkeit von Geschwindigkeitsprofilen in der Grenzschicht. Eine ausführliche Herleitung ist in der Arbeit von Ebner [148] zu finden.

Aus Gründen der besseren Vergleichbarkeit wird die turbulente Grenzschicht mit dimensionslosen Variablen beschrieben. Im Allgemeinen sind dies

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad \text{und} \quad y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \tag{11.146}$$

mit der Wandschubspannungsgeschwindigkeit

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_W}{\rho}}. \tag{11.147}$$

Die in diesem Zusammenhang oft verwendete Rauheits-Reynolds-Zahl ergibt sich mit der Sandkornrauheit k_s zu

$$\mathrm{Re}_{ks} = \frac{u_\tau \cdot k_s}{\nu}. \tag{11.148}$$

Damit lässt sich die Konstante C des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils

$$u^+ = \frac{1}{\kappa_c} \cdot \ln\left(y^+\right) + C, \tag{11.149}$$

mit der von Kármán-Konstanten $\kappa_c = 0{,}41$ nach Sattelmayer [149] beschreiben

$$C\left(\mathrm{Re}_{ks}\right) = \begin{cases} 5{,}15 & \mathrm{Re}_{ks} < 5 \\ 1{,}5497 + 19{,}1 \cdot \lg \mathrm{Re}_{ks} - 14{,}4339 \cdot \left(\lg \mathrm{Re}_{ks}\right)^2 & 5 < \mathrm{Re}_{ks} < 70. \\ 8{,}5 - \left(1/\kappa_C\right) \ln \mathrm{Re}_{ks} & 70 < \mathrm{Re}_{ks} \end{cases} \tag{11.150}$$

Ausgehend von der Gleichung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils kann durch die Beschreibung des Filmes mittels der Rauheit-Reynolds-Zahl Re_{ks}, die proportional zu der Sandkornrauheit k_s ist, das Wandprofil auf raue Oberflächen erweitert werden. Viele Untersuchungen zu dem Einfluss eines Wasserfilms auf den Reibwiderstand entwickelten Proportionalitätsfaktoren der Form $k_s = C \cdot \bar{h}$ mit der mittleren Filmdicke $\bar{h}$. Kim [145] zeigt für eine Überströmung eines ebenen Profils mit Geschwindigkeiten $u = 50 – 300$ m/s, dass der Wert C in einem Bereich von $C = 2{,}5 – 8{,}2$ liegt. Für hohe Überströmgeschwindigkeiten ist er jedoch annähernd konstant bei $C = 4$. Systematische Untersuchungen von Wurz [146] für subsonische und transsonische Überströmungen einer benetzten Oberfläche, zeigten einen nahezu konstanten Faktor von $C = 2$ für einen weiten Bereich von Strömungsgeschwindigkeiten und Filmhöhen. Mit der Benutzung eines konstanten Faktors wird jedoch nicht den unterschiedlichen Filmregimen Rechnung getragen. Zur Abhilfe wird ein Formfaktor Ψ eingeführt [148]. Die Gleichung für Sandkornrauheit ergibt

$$k_s = 2 \cdot \bar{h} \cdot \Psi. \tag{11.151}$$

Basierend auf den Daten von Sattelmayer [149] entwickelte Himmelsbach [150] eine Korrelation für den Formfaktor Ψ. Somit wurde ein Einfluss der unterschiedlichen Oberflächenstrukturen in Abhängigkeit der an der Grenzfläche anliegenden Schubspannung τ_G berücksichtigt

$$\Psi = 0{,}753 + 0{,}009255 \left[\frac{m^2}{N}\right] \cdot \tau_G. \tag{11.152}$$

Eine wesentliche Erweiterung auf entdimensionierte Größen und mit Einbeziehung der Stoffwerte wird von Roßkamp [151] publiziert. Für die dimensionslose Darstellung ergibt sich

$$\Psi = \Psi_0 \cdot \pi_0^{\mathrm{B}} \cdot We_{\mathrm{F}}^{2\mathrm{A}+1} \cdot \mathrm{Re}_{\mathrm{F}}^{1/2(1-\mathrm{A})} \tag{11.153}$$

mit den Konstanten $\Psi_0 = 0{,}4182$, $\pi_0 = 0{,}4182$, $A = -\,0{,}8761$, $B = -\,5{,}631$ und der Film-Weber-Zahl

$$We_{\mathrm{F}} = \frac{\tau_{\mathrm{G}} \cdot \bar{h}_{\mathrm{F}}}{\sigma_{\mathrm{F}}}. \tag{11.154}$$

Eine weitere Erweiterung bieten Ebner et al. [152] für den Einfluss eines Druckgradienten in der Gasströmung. Hierbei wird jedoch die mittlere Schubspannung in der Flüssigkeit verwendet

$$\tau_{\mathrm{G,m}} = \frac{\tau_{\mathrm{G,0}} + \tau_{\mathrm{G,W}}}{2} = \tau_{\mathrm{G,O}} - \frac{1}{2}\frac{dp}{dx} \cdot h_{\mathrm{F}} \quad \text{mit} \quad \tau_{\mathrm{G,W}} = \tau_{\mathrm{G,O}} - \frac{dp}{dx} \cdot h_{\mathrm{F}}. \tag{11.155}$$

Aus experimentellen Ergebnissen mit unterschiedlichen Flüssigkeiten konnte die folgende Korrelation hergeleitet werden

$$\Psi = We_{\mathrm{F}}^{-0{,}035} \left(\frac{Oh}{Oh_{\mathrm{ref}}} \right)^{0{,}07} \left(\frac{\sigma}{\sigma_{\mathrm{ref}}} \right)^{0{,}07} c\left(p^{+}\right) \tag{11.156}$$

mit

$$c\left(p^{+}\right) = \begin{cases} 0{,}63 & p^{+} \geq -0{,}02 \\ 0{,}775 & p^{+} \leq -0{,}02. \end{cases} \tag{11.157}$$

Der entdimensionierte Druckgradient p^{+} ist zu

$$p^{+} = \frac{\mu \cdot dp/dx}{\sqrt{\rho \cdot \tau_W^3}} \tag{11.158}$$

definiert. Die Referenz-Stoffwerte in der Gleichung entsprechen jeweils den Werten von Wasser. Daher werden die Stoffterme in dem vorliegenden Fall zu 1 und eine Abhängigkeit von der Oberflächenspannung σ und der Ohnesorge-Zahl Oh kann vernachlässigt werden. Mithilfe der Korrelation lässt sich der Einfluss auf die darüberliegende Strömung vollständig beschreiben. Es werden jedoch die Randbedingungen des Films in Form der Film-Weber-Zahl und des entdimensionierten Druckes benötigt.

Eine alternative Methode, um die Auswirkungen des Wasserfilms abzuschätzen, kann anhand der Darstellungsform der Schubspannung

$$\tau_{\mathrm{G}} = C_{\mathrm{f}} \cdot \frac{\rho}{2} \cdot u_{\mathrm{s}}^2 \tag{11.159}$$

gefunden werden. Aufgrund der hohen Geschwindigkeitsdifferenz zwischen dem Film und der Gasströmung kann in dem vorliegenden Fall in guter Näherung $u_{\mathrm{s}} \approx u_{\mathrm{G}}$ angenom-

men werden. Analog zu der vorherigen Betrachtung zeigen benetzte Oberflächen einen höheren Reibkoeffizienten C_f. Simon et al. [123] führen in ihrer Arbeit einen Vergleich verschiedener Korrelationen für C_f anhand eines eigens entwickelten Filmmodells zur Beschreibung von Flüssigkeitsfilmen auf Turbinenschaufeln durch. Ebenso wird der Reibkoeffizient der Wandschubspannung des Films variiert. Als Vergleich werden die Experimente von Hammitt [110] herangezogen, die in der Dissertation von Kim [145] zusammengefasst sind. Die beste Übereinstimmung wird mit einem Reibkoeffizienten an der Grenzfläche nach Ihnatowicz et al. [153] erzielt. Die Gruppe führte Untersuchungen im Hinblick auf die Bewegung dünner Oberflächenfilme in Dampfturbinen durch. Der Reibkoeffizient berechnet sich zu

$$C_f = \left(0{,}0007 + 0{,}0625 \cdot \mathrm{Re}^{-0{,}32}\right)\left(1 + 0{,}025 \cdot \mathrm{Re}_F\right). \tag{11.160}$$

Nach Spedding und Hand [43] ergeben sich eine Vielzahl an Korrelationen dieser Form. Es soll daher nur die obige beispielhaft diskutiert werden. Für die im Experiment vorliegenden Randbedingungen variieren sie im Bereich Größenordnung C_f = 0,0015–0,015. Kim [145] stellte in seinen Experimenten eine Schwankung im Bereich C_f = 0,006–0,015 fest. Dies zeigt, dass diese Herangehensweise zwar praktisch ist, da a priori weniger Informationen benötigt werden, jedoch die Ergebnisse erheblich von der Wahl des jeweiligen Modells abhängen und daher stets einer experimentellen Validierung bedürfen.

11.2.10.5 Tropfenausriss bei überkritischer Fimströmung

Bei ausreichend hohen Gas- und Film-Reynolds-Zahlen kann es zum Tropfenherausriss kommen (vgl. Bereich V der Abb. 11.12). Dies wird auf das Anwachsen der Wellenberge zurückgeführt, aus denen bei hohen Überströmungsgeschwindigkeiten Tropfen desintegrieren [127]. Nimmt der Anteil der herausgerissenen Wassermasse einen nicht zu vernachlässigenden Wert an, wird die Filmströmung als überkritisch bezeichnet. Generell tritt dies bei gegebener Überströmungsgeschwindigkeit bei steigendem Filmvolumenstrom $\dot{q}$ auf. Unter Fogging-Bedingungen ist der herausgerissene Volumenstrom jedoch unbekannt. Er ergibt sich aus der abgelagerten Wassermasse der Tropfen und der anschließenden Beschleunigung des Films. Die Bestimmung der Wassermasse auf der Schaufel bzw. die Unterscheidung zwischen abgehender Wassermasse aus dem Film und Tropfen, die unter flachem Winkel von der Oberfläche abprallen, ist nicht eindeutig berechenbar. Ein Versuch der Auswertung wurde in der studentischen Arbeit von Mielke [154] durchgeführt. Es konnten zwar innerhalb eines gemessenen Feldes Tropfen identifiziert werden, deren Geschwindigkeitsvektor vermuten lässt, dass sie von der Oberfläche der Schaufel stammen. Die Eindeutigkeit ist jedoch aufgrund der kleinen Relaxationszeit der Tropfen nicht gegeben. Des Weiteren kommt erschwerend hinzu, dass der Einfluss der Abweichungen der Geschwindigkeitskomponente orthogonal zur Schaufeloberfläche einen entscheidenden Einfluss auf die Resultate der Analyse hatte, weswegen insgesamt keine verlässlichen Daten erhoben werden konnten.

Im folgenden Abschnitt soll abgeschätzt werden, inwieweit mit einem wesentlichen Anteil an Tropfenherausriss bei den vorliegenden Randbedingungen zu rechnen ist. Eine Übersicht bisheriger Arbeiten ist in Abb. 11.15 zusammengestellt. Es ist zu sehen, dass unter einer Überströmungsgeschwindigkeit von $u_G \approx 20$ m/s auch für hohe Filmvolumenströme keine überkritische Strömung vorhanden ist. Ebenso ist für hohe Gasgeschwindigkeiten für kleine Filmvolumenströme kein Tropfenabriss zu erwarten.

Kim [145] zeigt in seinen Experimenten, dass die Strömung für $\dot{q} < 0{,}07 cm^2/s$ selbst für Überströmungsgeschwindigkeiten von $u_G = 300$ m/s unterkritisch bleibt.

Schober [109] stellt jedoch fest, dass die experimentell gefundenen Grenzwerte sehr spezifisch für den jeweiligen Versuchsstand sind und eine Übertragbarkeit nicht in jedem Falle gegeben ist. Dennoch gibt der Vergleich mit bestehenden Beobachtungen wichtige Hinweise auf die zugrunde liegende Physik. Da die Randbedingungen der Verdichterströmung denen des Versuchsaufbaus von Hammitt [110] in Bezug auf Film- und Gas-Reynolds-Zahl am ähnlichsten sind, sollen hier deren Korrelationen aufgeführt werden. Ähnlich zu der oben angegebenen Zerfalls-Weber-Zahl wird die Film-Weber-Zahl nach

$$We_{\text{Abriss}} = \frac{\rho_G \cdot \left(u_G - c_{\text{Welle}}\right)^2 \cdot \bar{h}}{\sigma} \approx \frac{\rho_G \cdot u_G^2 \cdot \bar{h}}{\sigma} \tag{11.161}$$

mit der Wellengeschwindigkeit c_{Welle} eingeführt. Da $u_G >> c_{\text{Welle}}$ kann für eine erste Abschätzung vereinfachend $(u_G - c_{\text{Welle}}) \approx u_G$ angenommen werden. Die kritische Ausriss-Weber-Zahl in ihren Experimenten ist $We_{\text{Abriss,krit}} \approx 2{,}5$. Dies deckt sich größtenteils mit früheren Experimenten von Woodmansee und Hanratty [155] und van Rossum [156]. Des Weiteren leiten sie aus dieser Bedingung eine kritische entdimensionierte Überströmungsgeschwindigkeit her, ab der ein Tropfenabriss auftritt

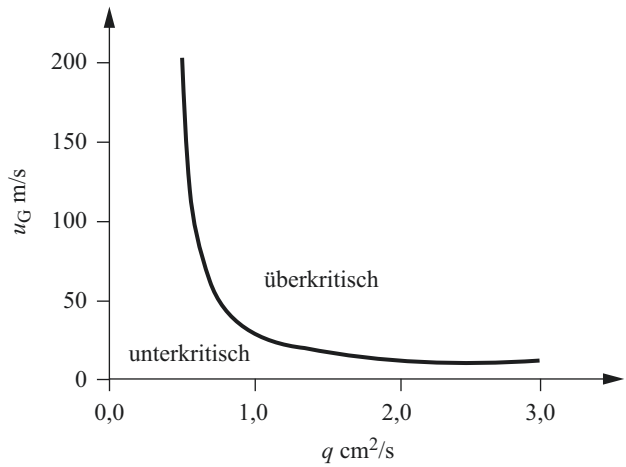


Abb. 11.15 Stabilitätsgrenzen von schubspannungsgetriebenen Wandfilmen [39]

$$u_G \frac{\mu_{fl}}{\sigma} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_{fl}}} \geq 0{,}21 \cdot \mathrm{Re}_F^{-1/2}. \tag{11.162}$$

Eine grobe Abschätzung für Film-Reynolds-Zahlen im Bereich von Re_F = 5–30 führt bei den Stoffwerten von Luft und Wasser zu kritischen Überströmungsgeschwindigkeiten von u_{krit} = 80–190 m/s. Damit erscheint ein Tropfenherausriss unter Verdichterbedingungen als möglich.

11.2.10.6 Hinterkantendesintegration

Die theoretische Betrachtung umfasst bisher die Grundlagen zum Verständnis der Tropfen-Trajektorien in der freien Gasströmung, die Vorgänge bei dem Aufprall des Tropfens auf die Oberfläche und die Bewegung des Wassers auf der Oberfläche. Das letzte zu beschreibende Phänomen ist die Desintegration des abgelagerten Wassers an der Hinterkante der Schaufel. Dieser Prozess wird üblicherweise in zwei Abschnitte unterteilt. Zunächst bildet sich bei dem Abfluss von der Hinterkante ein durchgängiger Film, aus dem aufgrund von kleinen Störungen einzelne Ligamente entstehen. Diese zerfallen in einem ersten Schritt zu relativ großen Primärtropfen. Aufgrund der hohen Relativgeschwindigkeit zerfallen diese, wie in Abschn. 11.2.5 beschrieben, weiter zu kleineren Sekundärtropfen. Diese Art der Zerstäubung findet in vielen Industriezweigen Anwendung und eine Vielzahl von Arbeiten ist in der Literatur zu finden. Grundlegende Betrachtungen können hierbei Ashgriz [47] und Lefebvre [24] entnommen werden.

Allgemein kann bei der primären Zerstäubung unterschieden werden, ob eine umliegende Strömung vorherrscht und ob die Zerstäubung eines Strahls oder einer Lamelle vorliegt. Beim Verdichterprofil kann davon ausgegangen werden, dass der Film auf der Druckseite deutlich dicker ist im Vergleich zu den Strähnen der Saugseite und somit die Desintegration dominiert. Es soll im Folgenden lediglich die Desintegration eines durchgängigen schubspannungsgetriebenen Films betrachtet werden.

Ein Ansatz, die Desintegration des Wasserfilms an der Hinterkante der Schaufel zu modellieren, folgt der Annahme, dass Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten zugrunde liegen [24]. Die Instabilität des abfließenden Films wird dabei analog zu der Stabilitätsbetrachtung in Abschn. 11.2.10.3 betrachtet. Nach Lefebvre [24] ergibt sich für die dominierende Wellenlänge der Störung die Wellenzahl

$$k = \frac{2}{3 \cdot \sigma} \frac{\rho_{fl} \cdot \rho_G}{\left(\rho_{fl} + \rho_G\right)} \left(u_G - u_{fl}\right)^2. \tag{11.163}$$

Unter der Vereinfachung, dass $\rho_{fl} >> \rho_G$ ist, kann für die dominante Wellenlänge der Störung geschrieben werden

$$\lambda_{KH} = \frac{3 \cdot \pi \cdot \sigma}{\rho_G \left(u_G - u_{fl}\right)^2}. \tag{11.164}$$

In dieser Gleichung ist zu erkennen, dass die Wellenlänge der Störung eine Funktion der Differenz der Strömungsgeschwindigkeiten ist. Unter der Annahme, dass direkt in der Grenzfläche Haftbedingungen herrschen, verschwindet diese. Es muss daher in realistischen Anwendungen eine Alternative gefunden werden, um den Einfluss der umliegenden Gasströmung richtig abbilden zu können. Marmottant und Villermaux [157] zeigen, dass der Einfluss der Wellenbildung auf dem Film und weiterhin die Desintegration von der Grenzschichtdicke der Gasströmung abhängen, sobald gilt $We_\delta(\rho_{fl}/\rho_G) < 1$, wobei We_δ auf der Grenzschichtdicke der umliegenden Strömung basiert. Für einen koaxialen Zerstäuber konnten die Autoren eine gute experimentelle Übereinstimmung unter dieser Annahme finden. Dabei wurde eine dominante Wellenzahl von $k \approx 1{,}5\sqrt{\rho_{fl} / \rho_G / \delta_w}$ gefunden.

Sowohl Gepperth et al. [158] als auch Eckel et al. [159] konnten diese Beziehung für Film-Drallzerstäuber experimentell bestätigen. Für die Abschätzung der Grenzschichtdicke verwenden Gepperth et al. [160] Korrelationen nach Blasius, für laminare Grenzschichten und in folgenden Arbeiten bei einer Zuströmung höherer Turbulenz eine Abschätzung der turbulenten Grenzschicht über $\delta_{xedge} = 0{,}16\ l_{char}/\mathrm{Re}^{1/7}$. Des Weiteren kann nach den Experimenten von White [161] die Frequenz der Wellen mit

$$f \approx \left(u_c \diagup \delta\right) \cdot \sqrt{\rho_G \diagup \rho_{fl}} \tag{11.165}$$

abgeschätzt werden, wobei u_c die initiale Wellenkonvektionsgeschwindigkeit ist, die über

$$u_c \approx \overline{u}_G \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_{fl}}} \tag{11.166}$$

abgeschätzt werden kann. Mit der Grenzschichtdicke einer laminaren Grenzschicht ergibt sich somit für eine Abschätzung der Frequenz

$$f_{HK.des} \approx 0{,}331 \frac{\overline{u}_G}{l_{char}} \mathrm{Re}^{1/2} \frac{\rho_G}{\rho_{fl}}. \tag{11.167}$$

Unter der Annahme, dass jede an der Hinterkante ankommende Welle zu der Formierung von Tropfen führt, könnte mit dieser Beziehung die Frequenz der Tropfendesintegration abgeschätzt werden.

Nimmt man an, dass der Film in einem durchgängigen, zylindrischen Ligament von der Hinterkante strömt, so ergibt sich aus der Massenbilanz für dieses

$$\pi \cdot \frac{D_{lig}^2}{4} = \frac{\left(\dot{V} \diagup b\right)}{f}, \tag{11.168}$$

wobei D_{lig} der Ligamentdurchmesser, $\dot{V}$ der Volumenstrom und b die Breite des betrachteten Films repräsentiert. Da die Kräfte orthogonal zur Strömung in erster Näherung als klein angenommen werden können, ist der Zerfall des Ligaments von kapillaren Kräften

dominiert und es tritt ein Rayleigh-Zerfall ein. Nach Rayleigh [162] kann die dominierende Wellenlänge über $\lambda_{\mathrm{lig}} = 4508\ D_{\mathrm{lig}}$ angenommen werden. Unter der Annahme, dass nur ein einzelner Tropfen aus dem Ligament entsteht, kann der Durchmesser dieses Primärtropfens berechnet werden

$$D_{\mathrm{HK,prim}} \approx 3{,}769 \sqrt{\frac{\left(\dot{V}/b\right) L_{\mathrm{c}}}{\overline{u}_{\mathrm{G}}}} \left(\frac{\rho_{\mathrm{G}}}{\rho_{\mathrm{fl}}}\right)^{1/2} \mathrm{Re}^{-1/4}. \tag{11.169}$$

Da die so entstehenden Tropfendurchmesser bei den vorliegenden Randbedingungen im Bereich von mehreren hundert Mikrometern liegen und die Relativgeschwindigkeiten sehr hoch sind, zerfallen diese Primärtropfen sehr schnell weiter zu kleineren Tropfen. Dieser Vorgang ist analog zu dem im Abschn. 11.2.5 beschriebenen Zerfall. Somit ist eine theoretische Beschreibung der Hinterkantendesintegration gegeben. Im Vergleich der analytischen Herleitung und den experimentellen Untersuchungen bietet es sich jedoch häufig an, Korrelationen zu benutzen, da nicht alle Einflüsse in analytische Modelle integriert werden können und die jeweiligen Annahmen nicht zwangsläufig auf den Anwendungsfall zutreffen.

Gepperth et al. [160] zeigen zum Beispiel, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der gemessenen und der vorhergesagten Frequenz besteht, jedoch eine Konstante von $C = 1{,}45$ angenommen werden muss. Die wichtigsten Einflüsse sollen beispielhaft an einer Korrelation aufgezeigt werden. Aufgrund der geometrischen Ähnlichkeit des experimentellen Aufbaus mit Verdichterströmungen, werden die Korrelationen herangezogen [158].

Für solche Korrelationen bieten sich, wie in den vorherigen Abschnitten gezeigt, entdimensionierte Größen an. Die Frequenz der Tropfenentstehung wird zu der Strouhal-Zahl der Form

$$Sr_{\mathrm{f,breakup}} = \overline{f}_{\mathrm{breakup}} \cdot h/\overline{u}_{\mathrm{G}} \tag{11.170}$$

überführt. Für diese wurde von Gepperth et al. [158] die Korrelation angegeben

$$\begin{aligned} \rho Sr_{\mathrm{f,breakup}} &= 3{,}7 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\rho_{\mathrm{G}} \cdot \overline{u}_{\mathrm{G}} \cdot \delta_{\mathrm{xedge}}}{\mu_{\mathrm{G}}}\right)^{-0{,}51} \cdot \left(\frac{\rho_{\mathrm{G}} \cdot \overline{u}_{\mathrm{G}}^2 \cdot \delta_{\mathrm{Xedge}}}{\sigma}\right) \\ &\cdot \left(\frac{\mu_{\mathrm{fl}}}{\sqrt{\sigma \cdot \rho_{\mathrm{fl}} \cdot \delta_{\mathrm{Xedge}}}}\right)^{-0{,}13} \cdot \left(\frac{\left(\dot{V}/b\right)}{\overline{u}_{\mathrm{G}} \delta_{\mathrm{Xedge}}}\right)^{0{,}14} \cdot \left(\frac{\rho_{\mathrm{fl}}}{\rho_{\mathrm{G}}}\right)^{0{,}55} \\ &= 3{,}7 \cdot 10^{-3} \cdot \mathrm{Re}_{\delta}^{-0{,}51} \cdot Oh_{\delta}^{-0{,}13} \cdot \dot{V}_{\mathrm{L},norm}^{0{,}14} \cdot \varepsilon_{\rho}^{0{,}55}. \end{aligned} \tag{11.171}$$

Anhand der Darstellungsform in entdimensionierten Größen lassen sich die Einflüsse auf die Strouhal-Zahl leicht erkennen. Im Hinblick auf den Absolutwert des Exponenten

dominieren die Reynolds- und Weber-Zahl – hier gebildet mit der turbulenten Grenzschichtdicke an der Hinterkante $\delta_{\mathrm{x,edge}}$ – sowie das Dichteverhältnis der Fluide. Von untergeordnetem Einfluss ist der Volumenstrom des Wassers. Es lässt sich also ableiten, dass eine größere Überströmungsgeschwindigkeit zu einer höheren Frequenz der Hinterkantendesintegration führt. Eine Erhöhung des Wasservolumenstroms erhöht ebenso die Ablösefrequenz, jedoch in einem deutlich geringeren Maße.

Für das Tropfenspektrum im Nahfeld der Kante ist die folgende Korrelation gegeben

$$\frac{D_{32}}{\delta_{\mathrm{Xedge}}} = 4{,}96 \cdot \mathrm{Re}_{\delta}^{-0{,}17} \cdot We_{\delta}^{-0{,}36} \cdot \varepsilon_{\rho}^{-0{,}013} \cdot \left(\frac{t_{\mathrm{edge}}}{\delta_{\mathrm{Xedge}}} \right)^{0{,}46} . \tag{11.172}$$

Ebenso wie bei der Strouhal-Zahl lässt sich der Einfluss der Überströmungsgeschwindigkeit in Form der Reynolds- und Weber-Zahl feststellen. Eine höhere Geschwindigkeit sorgt hierbei für einen kleineren D_{32} des entstehenden Sprays. Ebenso besitzt die Reynolds-Zahl indirekt einen Einfluss auf die Grenzschichtdicke an der Hinterkante δ_{Xedge}. Eine höhere Reynolds-Zahl ergibt eine dünnere Grenzschicht und somit einen stärkeren Einfluss der aerodynamischen Kräfte auf das Ligament. Weiterhin beachtenswert ist, dass der Volumenstrom des Wassers nicht in der Gleichung vorkommt, jedoch die mit der Grenzschichtdicke entdimensionierte Hinterkante ein Reservoir aus Wasser bildet, das ab einer gewissen Größe von der Strömung weggetragen wird. Daher ist die Größe des Reservoirs lediglich abhängig von der Größe des von der umliegenden Gasströmung abgeschatteten Gebietes, was im Wesentlichen durch die Dicke der Hinterkante und die Dicke der Grenzschicht bestimmt wird. Eine Erhöhung des Filmvolumenstroms sorgt im Gegensatz dazu nicht für eine Vergrößerung dieses Totwassergebietes, sondern für eine schnellere „Befüllung“, was wiederum in der Erhöhung der Frequenz zu sehen ist.

Für die Geschwindigkeit der entstehenden Tropfen wurde die folgende Korrelation gefunden

$$u_{\mathrm{D,3}} = 49{,}49 \cdot \overline{u}_{\mathrm{G}} \cdot \mathrm{Re}_{\delta}^{-1{,}83} \cdot We_{\delta}^{1{,}18} \cdot \varepsilon_{\rho}^{0{,}52} \cdot \left(\frac{t_{\mathrm{edge}}}{\delta_{\mathrm{Xedge}}} \right)^{-0{,}8} . \tag{11.173}$$

Dabei steht die Geschwindigkeit $u_{\mathrm{D,3}}$ für die volumengemittelte Geschwindigkeit

$$u_{\mathrm{D,3}} = \frac{\sum_{i=1}^{N} u_{\mathrm{i}} \cdot D_{\mathrm{i}}^{3}}{\sum_{i=1}^{N} D_{\mathrm{i}}^{3}} . \tag{11.174}$$

Die gegenläufige Tendenz der Reynolds- und Weber-Zahl zeigt, dass eine kleinere Grenzschichtdicke und eine höhere Gasgeschwindigkeit für eine höhere Tropfengeschwindigkeit sorgen. Ebenso führt ein höheres Dichteverhältnis und eine kleinere Hinterkantendicke zu einer größeren Geschwindigkeit der Tropfen.

Diese Ergebnisse zeigen, dass allgemeine Trends mithilfe der Theorie abgeschätzt werden können, für genauere Vorhersagen jedoch spezifische Korrelationen erarbeitet werden müssen. Für eine umfassende Übersicht über experimentelle Korrelationen sei auf die Arbeit von Dumouchel [163] verwiesen.

11.2.11 Tropfenbeladene Umströmung einer Verdichterschaufel

Obwohl in den letzten Jahren die Leistungssteigerung durch Wassereinspritzungen mit Erfolg in vielen Maschinen untersucht und getestet wurde, liegen wenige Publikationen über detaillierte Untersuchungen der Zweiphasenströmung in der Beschaufelung unter den herrschenden hohen Mach-Zahlen vor. In einer ebenen Verdichterkaskade führten Rayleigh, Ober und Joos sowie Neupert et al. [162, 165–168] experimentelle Untersuchungen an einem subsonischen Verdichterprofil bezüglich des Verhaltens der mit Wassertröpfchen beladenen Strömung durch.

11.2.11.1 Verhalten der Tropfen

Die jeweilige Tropfenverteilung wurde in der Verdichterkaskade eine halbe Sehnenlänge vor dem Gitter gemessen, da sie sich nach dem Durchströmen der Einlaufstrecken von der Verteilung der Düsen unterscheidet. Im Folgenden werden Ergebnisse eines Sprays mit einem mittleren Durchmesser von $D_{10} = 7$ µm bzw. einen SMD $D_{32} = 38$ µm [114] zusammengestellt. Aufgrund des eingeschränkten Folgevermögens unterscheidet sich die Geschwindigkeit der unbeladenen Luftströmung von der Geschwindigkeit der einzelnen Tropfen in Abhängigkeit des Tropfendurchmessers. Deutlich sichtbar ist die geringere Geschwindigkeit während der Beschleunigung und Verzögerung um das Profil (Abb. 11.16). Besonders stark sind die Geschwindigkeitsunterschiede im Bereich der höchsten Geschwindigkeit auf der Saugseite sowie im Nachlauf des Profils.

Die gemessenen Durchmesser um das Profil (Abb. 11.17) lassen zum einen durch die feinen Tröpfchen das Zerstäuben an der Vorderkante sowie das Herausreißen von Tröpfchen aus dem Wandfilm im Verzögerungsbereich erkennen. Im Nachlauf bilden sich durch den Filmzerfall relativ große Tropfen.

Um den möglichen Sekundärzerfall der Tropfen in der beschleunigten Strömung zu beurteilen, können die gemessenen Weber- und Ohnesorge-Zahlen herangezogen werden. In Abb. 11.18 sind die entsprechenden Bereiche, wie sie in der Literatur zu finden sind, nach [39] zusammengestellt. Die in der Verdichterkaskade gemessenen Weber- und Ohnesorge-Zahlen zeigen, dass neben der Deformation der einzelnen Tröpfchen durchaus auch Sekundärzerfall beobachtet wird.

Dies ist insbesondere bei größeren Durchmessern im Bereich der maximalen Geschwindigkeitsänderung von Bedeutung, Abb. 11.19.

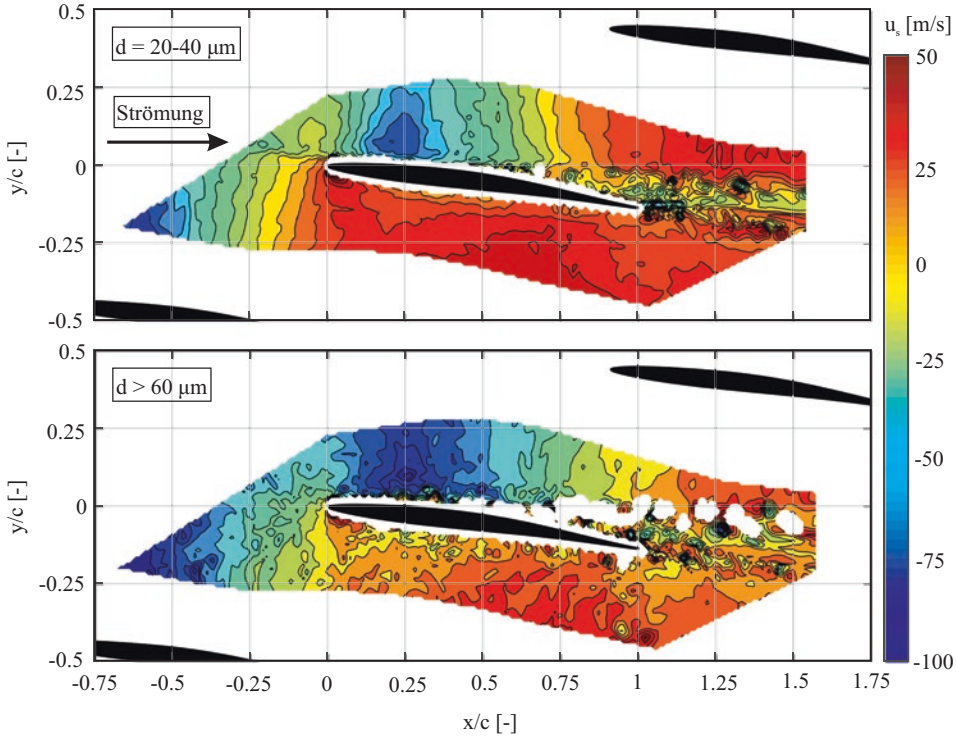


Abb. 11.16 Gemessene Geschwindigkeitsdifferenz der Wassertropfen zur Luftströmung; d = 20–40 µm (*oben*), d > 60 µm (*unten*); ξ = 1,3 %, Ma_1 = 0,89 [39]

11.2.11.2 Film auf der Profiloberfläche

Das auf der Druck- und Saugseite abgelagerte Wasser bildet einen durchgehenden oder in Strähnen aufgerissenen Film, der durch die umströmende Luft zur Hinterkante getrieben wird. Bei den Rotoren tritt zusätzlich die Zentrifugalkraft auf, die den Film stark radial ablenkt, so dass er teilweise an der Blattspitze radial abreißt. Abb. 11.20 zeigt den in einer ebenen Kaskade fotografierten Film auf der Saugseite, der im verzögernden Bereich zu Strähnen aufreißt. Zur Berechnung der Tropfenbildung ist die Film- bzw. Strähnendicke neben der Hinterkantenabmessung maßgeblich.

Für eine Auswertung ist zu berücksichtigen, dass die polierte Oberfläche noch Fertigungsriefen aufweist, die vom Film und den Strähnen zu unterscheiden sind. Die typische Filmhöhe auf der Saugsteite liegt im Bereich von etwa 2 µm bis 8 µm, Abb. 11.21.

Die Position des Aufrisses in Strähnen erfolgt in starker Abhängigkeit vom Anströmwinkel. Ein eventuell auftretender Verdichtungsstoß begünstigt ebenfalls den Aufriss zu Strähnen. Die theoretische Beschreibung der Aufrissposition ist allerdings nicht einfach, da sie zusätzlich stark vom Benetzungswinkel abhängt, der sich selbst in Abhängigkeit des Verschmutzungsgrades bestimmt (Abb. 11.22).

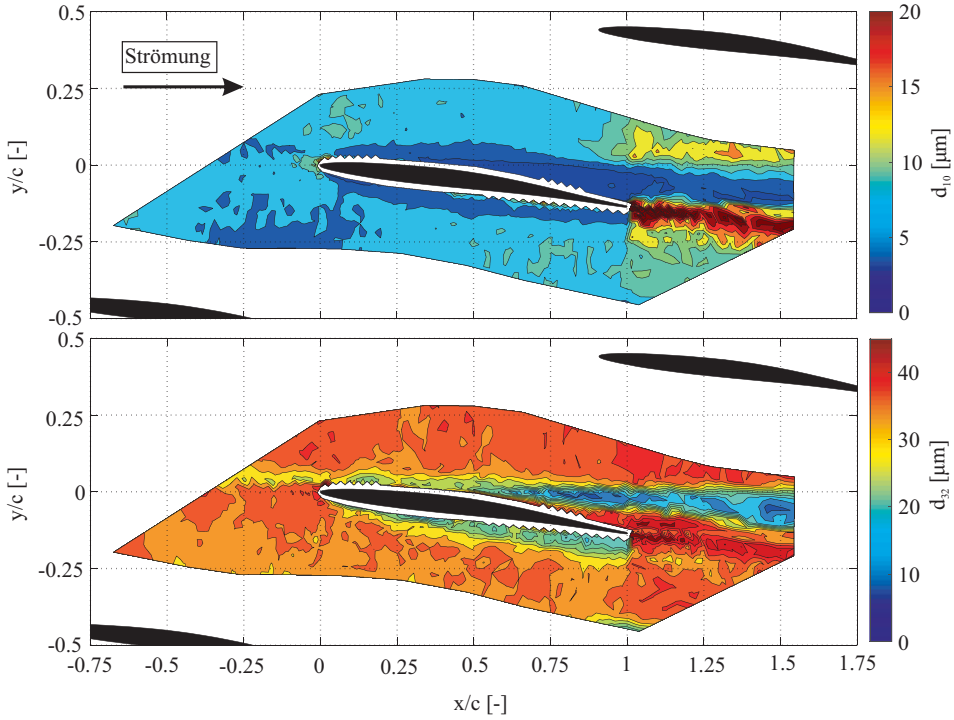


Abb. 11.17 Gemessene Tropfendurchmesser, $\xi = 1{,}3\ \%$, $Ma_1 = 0{,}89$, $\alpha = 4°$ [39]

11.2.11.3 Profilverluste, Umlenkung

Die Vermessung des Nachlaufes zeigt, dass sich einerseits durch den Wandfilm, andererseits durch die Tropfen-beladene Strömung sowie durch die Zerstäubung an der Hinterkante der Profilverlustbeiwert erhöht (Abb. 11.24). Zur näheren Analyse werden in Abb. 11.23 die gemessenen Verläufe mit Rechnungen verglichen, die einerseits für eine glatte Oberfläche und andererseits für eine Oberfläche mit adäquater Sandkornrauigkeit von $k_s = 1$ (Fall 1) bzw. $k_s = 5$ (Fall 2) durchgeführt wurden. Die trockenen Verlustbeiwerte lassen sich gut mit einer glatten Oberfläche nachvollziehen, während die Film-beladene Oberfläche im Mittenschnitt mit den rauen Oberflächen und im Außenschnitt mit den glatten Oberflächen nachvollzogen werden kann.

Tendenziell werden sowohl der Umlenkwinkel reduziert, als auch der Verlustbeiwert erhöht, Abb. 11.24.

Eine detaillierte Analyse ergibt, dass der Abströmwinkel des Trägerfluids, charakterisiert durch die feinen Tropfen, durch die Wassereingabe nur leicht abgeschwächt wird, während die größeren Tropfen eine deutlich geringere Umlenkung aufweisen. Ein gemessener Mittelwert der Tropfengeschwindigkeit und des Abströmwinkels ohne Klassifizierung durch die jeweiligen Tropfendurchmesser ist nicht repräsentativ.

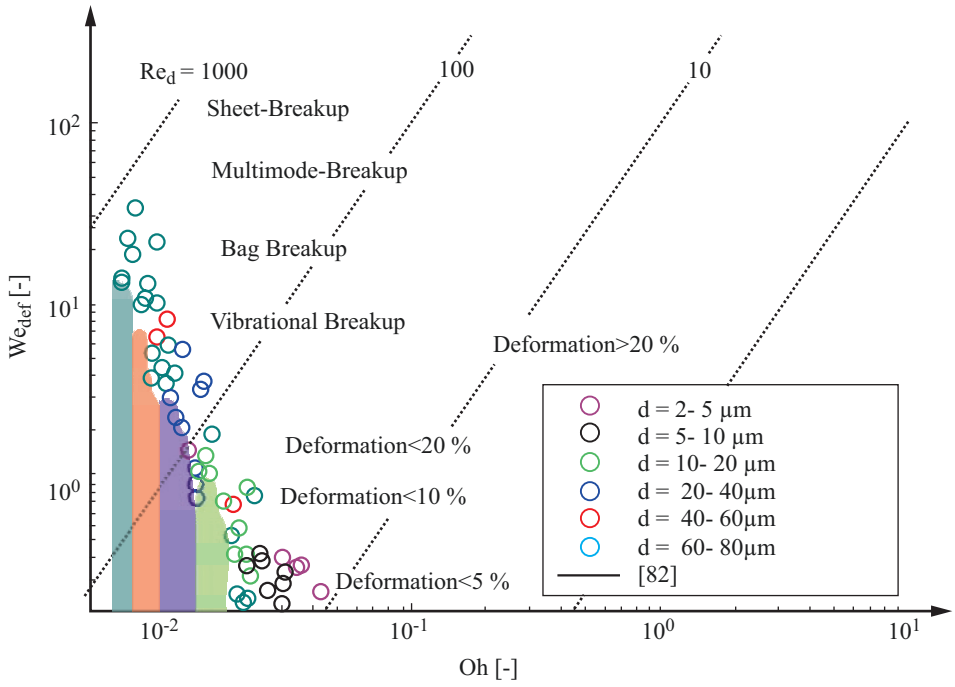


Abb. 11.18 Tropfenzerfallmechanismen im Vergleich zu den in der Verdichterkaskade gemessenen Weber- und Ohnesorge-Zahlen, ξ = 1,3 %, Ma_1= 0,89, α = 4° [114]

11.3 Sand, Staub- oder Aschepartikel

In gewissen Fällen saugen Flugtriebwerke Staubpartikel, Sand aber auch vulkanische Aschepartikel an. Einerseits können diese Partikel Erosion an der Verdichterbeschaufelung und im Heißgaspfad hervorzurufen. Liegt die Schmelztemperatur unterhalb der in der Brennkammer vorherrschenden Temperatur, können sie aufschmelzen und sich als glasartiger Bezug an der Brennkammerwand, aber viel gravierender an der Turbinenbeschaufelung niederschlagen und dort die Kühlbohrungen abdecken. Andererseits können derartige Partikel über das Sekundärluftsystem auch in die Turbinenkühlung geraten, wo sie zu Ablagerungen und zu einer Reduktion der Kühleffektivität führen. Um katastrophale Fehler zu vermeiden, wird die Toleranz von Triebwerken gegenüber Partikeln in der Luftströmung u. a. in den Spezifikationen MIL-E-5007E, JSSG-2007 und SAE AIR 947 festgelegt.

Um die Auswirkungen einer partikelbeladenen Strömung auf das Triebwerk zu untersuchen, muss neben der Charakterisierung der Partikel u. a. auch die Interaktion der Partikel mit Beschaufelung und Wand erfasst werden. Durch die Verfolgung der Trajektorien des Partikelschwarms durch den Verdichter kann eine Aussage über die Beladung der Sekundärluft getroffen werden.

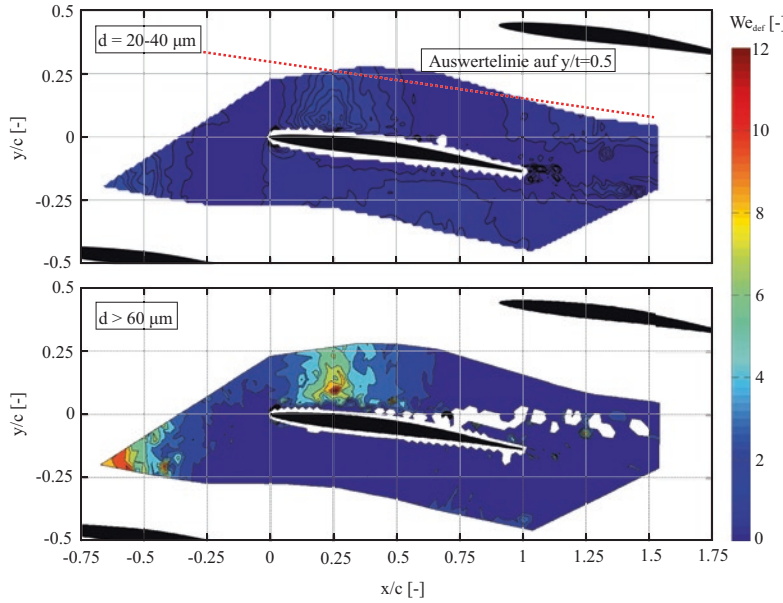


Abb. 11.19 Gemessene Verteilung der Weber-Zahl, d_D = 20–40 µm (*oben*) d_D > 60 µm (*unten*), ξ = 1,3 %, Ma_1 = 0,89, α = 4 [39]

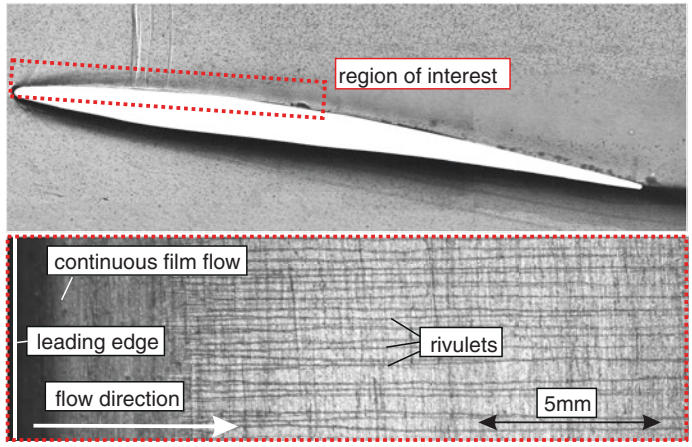


Abb. 11.20 Wasserfilm auf der Saugseite des Profils mit Übergang zur Strähnenbildung. ξ = 1.0, Ma_1 = 0,89, α = 5° [168]

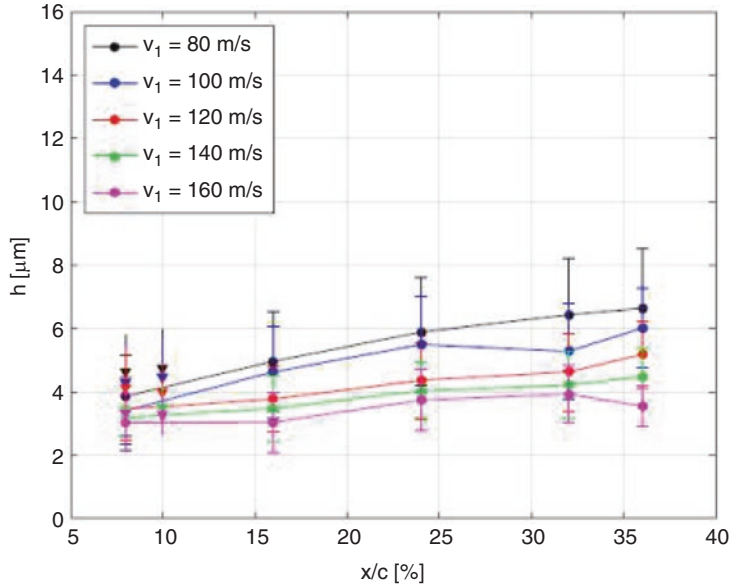


Abb. 11.21 Gemessene Filmhöhe auf der Saugseite, $Ma_1 = 0{,}25–0{,}5$; $\xi = 1$ %, $\alpha = -3°$ [168]

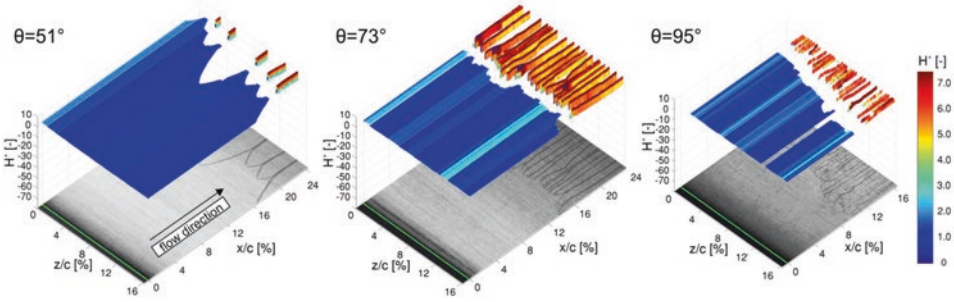


Abb. 11.22 Gemessene Strähnenbildung auf der Saugseite mit Oberflächen unterschiedlicher Benetzungswinkel θ (links hydrophil, rechts hydrophob); $\xi = 1$ %, $Ma_1 = 0{,}77$, $\alpha = 2$, skalierte Filmhöhe H+, [168]

Die Norm ISO 12103-1 definiert typische Partikelverteilungen grober, mittlerer und feiner Stäube, wie in Abb. 11.25 *links* zusammengestellt ist. Typische Stäube enthalten Partikel unterschiedlicher Durchmesser, die teilweise bimodale Verteilungen besitzen (Abb. 11.25*rechts*).

Die chemischen Bestandteile der Stäube, sowie deren physikalische Eigenschaften, wie beispielsweise das Schmelzverhalten, variieren je nach lokalem Vorkommen stark. Für das Folgevermögen der Partikel in der Luftströmung ist jedoch vor allem die Form ausschlaggebend. Insbesondere Quarzkörner zeigen eine sehr ungleichmäßige Form, die je nach

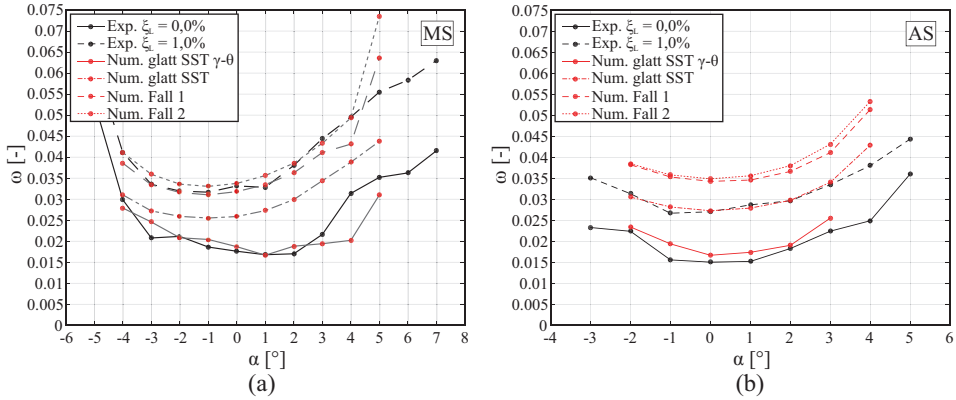


Abb. 11.23 Gemessener und numer. berechneter Profilverlustbeiwert, Mittenschnitt (*links*), Außenschnitt (*rechts*); dry: ohne Eindüsung, $\xi = 0$ %; wet: $\xi = 1$ %, $\alpha = 4°$, Num. Fall 1: $k_s = 1$, Num. Fall 2: $k_s = 5$, Mittenschnitt $Ma_1 = 0{,}75$ (*links*), Außenschnitt $Ma_1 = 0{,}89$ (*rechts*) [168]

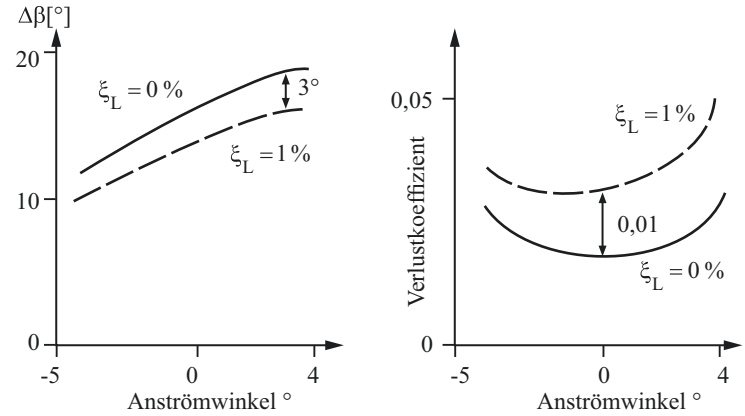


Abb. 11.24 Gemessener Umlenkwinkel (*links*) und Profilverlustbeiwert (*rechts*) trocken und unter Fogging-Bedingung im Mittenschnitt, $\xi = 0$ %, resp. 1 %, $Ma_1 = 0{,}77$ [114]

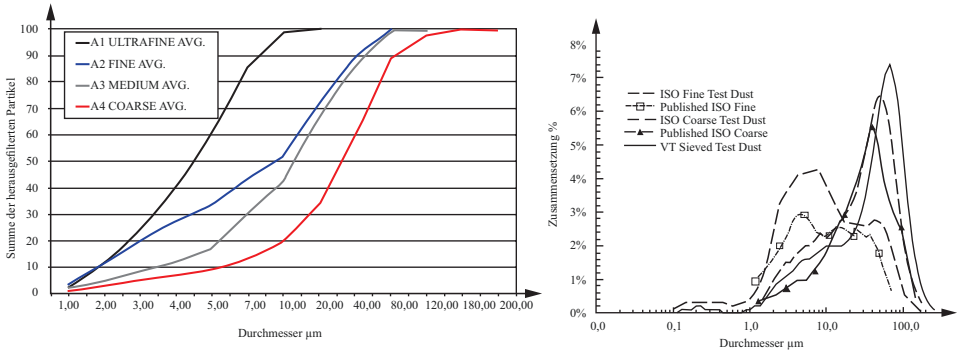


Abb. 11.25 Summenverteilung nach ISO 12103-1 (*links*) und Partikelverteilung typischer Stäube (*rechts*)

Bodenbeschaffenheit stark unterschiedlich ist. Nach Rathod et al. [171] kollidieren die Sand- und Aschepartikel mit den Oberflächen, so dass sich hauptsächlich Partikelgrößen im Bereich kleiner 20 µm ergeben. Somit ist die Angabe eines allgemeingültigen Widerstandsbeiwertes mit hoher Unsicherheit behaftet, wie Santamarina und Cho [172] analysierten. Das Folgevermögen von sphärischen und unregelmäßigen Abmessungen wurde von Ghenaiet et al. [173] dargestellt.

Neben einer möglichen Verschmutzung der Profile tritt durch die Partikel eine verstärkte Erosion auf, wie Suzuki et al. [174] in seiner numerischen Studie am Beispiel einer Fanstufe zeigte. Suzuki et al. [175, 176] entwickelten ein Modell zur Beschreibung des Folgevermögens von Sandkörnern, das von Yang und Boulanger [177] zur Analyse einer Verdichterstufe implementiert und mit erodierten Oberflächen verglichen wurde. Bons [178] berechnete einen vollen Ring eines Fan mit einer Vorleitreihe stationär und transient unter Berücksichtigung der Stator-Rotor-Wechselwirkung auf die Partikeltrajektorien und auf die Erosion in guter Übereinstimmung mit experimentell beobachteten Auswirkungen.

Insbesondere durch die Vulkanausbrüche und damit verbundenen Restriktionen im Flugverkehr werden aktuell viele Untersuchungen der Auswirkung von Vulkanasche auf die Turbinenkühlung aber auch auf Erosion im Verdichter durchgeführt. Hamed et al. [83] geben in ihrem Review einen umfassenden Überblick über den Einfluss der Partikel auf den Betrieb von Flugtriebwerken, während Dunn et al. [179] den Einfluss der Oberflächenrauheit aufgrund von Erosion bzw. Deposition feststellen. Die Auswirkungen von Vulkanasche auf ein Flugtriebwerk wurde von Saxena et al. [180] experimentell in Bodenversuchen untersucht. Suman et al. [181] verfolgen numerisch die Partikeltrajektorien durch einen einstufigen Verdichter, bestimmen die Beladung der abgezapften Sekundärluft in Abhängigkeit von drei homogenen Partikelgrößen und der Form. Die Partikel werden radial gegen das Gehäuse ausgetragen, wobei sich die Konzentration an größeren Partikeln in Gehäusenähe erhöht. Aufgrund ihres höheren Widerstandsbeiwertes zeigen, wie erwartet, nicht-sphärische Partikel ein besseres Folgevermögen.

Staub kann aber auch stationäre Anlagen schädigen, wenn er über den Ansaugtakt in den Verdichter gelangt, bzw. wenn Gebläse Staub ansaugen [182]. Die Partikel werden entweder beim Auftreffen auf die Oberflächen der Schaufeln oder des Kanals abprallen oder aber haften bleiben, was als Fouling bezeichnet wird. Die sich bildende Schicht auf der Schaufeloberfläche erhöht die Rauheit, kann aber auch die Profilkontur ändern, so dass sich Auswirkungen auf die Leistungsdaten des Verdichters, beispielsweise auf die Verlustbeiwerte bis hin zur Ablösegrenze ergeben. Die Rauheit beeinflusst sowohl die Grenzschichtdicke als auch die Lage der Verdichtungsstöße. Dunn et al. [179] korrelierte die Ablösungsgefahr mit der äquivalenten Sandkornrauheit in seiner CFD-Analyse, indem er gemessene Rauheitsparameter über die Sandkornrauheit ausdrückte. Casari et al. [183] fassen die Beeinflussungen der Ablagerungen auf das Strömungsfeld zusammen, indem sie die sich über einen längeren Zeitraum ergebenden Ablagerungen und deren Oberflächenrauheit numerisch erfassen und zugrunde legen. Sie finden eine Abnahme des Durchflusses von bis zu 2 % aufgrund der Oberflächenrauheit der Ablagerungen.

Um das Ablagern von Partikeln auf der Oberfläche der Verdichterbeschaufelung zu berechnen, führen Aldi et al. [184] ein Modell ein, um die Adhäsionskräfte der haftenden Partikel zu berücksichtigen, indem sie die Van-der-Waals-Kräfte, als Körperkräfte zweier benachbarter Massen sowie die Laplace-Kraft, die die Krümmung des Flüssigkeitsfilmes auf der Oberfläche betrachtet, modellieren. Zusätzlich beeinflusst die Anwesenheit von Luftfeuchtigkeit oder Öl das Adhäsionsverhalten [185]. Die Auswirkung der elektrischen Aufladung der Partikel, insbesondere wenn sie kristallines Material wie Quarz enthalten, aufgrund eines Gleitens oder Abrollens wird vernachlässigt [186].

Zur Beschreibung der Ablagerung müssen die Haftkräfte den lösenden Kräften durch Zentrifugalkraft und Widerstand entgegengesetzt werden. Berbner und Löffler [187] vermaßen die Wahrscheinlichkeit des Anhaftens S_p von Partikeln unterschiedlicher Geometrie mit einem Durchmesserbereich von 0,14 µm bis 90 µm und einer Auftreffgeschwindigkeit von 1 m/s bis 53 m/s. Aldi et al. [184] werteten die Ergebnisse für feine Partikel aus und gehen von einer Wahrscheinlichkeit des Haftens von

$$S_P = -0{,}112 \cdot v_n + 0{,}99 \tag{11.175}$$

für $v_n < 4$ m/s sowie

$$S_P = -6 \cdot 10^{-5} v_n^2 - 6 \cdot 10^{-4} v_n + 0{,}545 \tag{11.176}$$

für 4 m/s $< v_n <$ 90 m/s aus. Ab einer Wahrscheinlichkeit von $S_p > 50$ % wird angenommen, dass der Partikel haften bleibt, ansonsten wird er reflektiert. Die haftenden Partikel ändern die Oberflächenkontur des Profils und müssen entsprechend berücksichtigt werden.

Hauptsächlich sorgen die Kapilarkräfte und die Van-der-Waals-Kräfte für das Haften der Partikel, während die elektrostatischen Kräfte vernachlässigbar sind [188]. Die Feuchte in der Luft oder aber ein eventuell vorhandener Ölgehalt umgeben die Partikel oder auch die Oberfläche mit einem dünnen Flüssigkeitsfilm, der als Wulst beim Kontakt mit der Oberfläche Kapilarkräfte entfaltet. Nach Kim und Bhushan [189] setzt sich die Kraftwirkung aus drei Phänomenen zusammen. Zum einen wirkt die Oberflächenspannung innerhalb des Wulstes, zum anderen bewirkt die Krümmung des Wulstes einen Kapillardruck, als Laplace-Kraft bezeichnet, und zusätzlich ergibt sich ein Auftrieb des Partikels in der Flüssigkeit, der aber in der Regel aufgrund der geringen Eintauchtiefe vernachlässigbar ist. Die Laplace-Kraft ergibt sich aus der Druckdifferenz über eine gekrümmte Oberfläche nach Kim und Bhushan [189] zu

$$F_{\mathrm{L}} = \pi \cdot \kappa \cdot \sigma \cdot R^2 \cdot \sin^2 \Psi. \tag{11.177}$$

Hierbei repräsentiert κ die mittlere Krümmung des Wulstes, σ die Oberflächenspannung, R den Partikelradius und Ψ den Winkel des benetzten Kugelabschnittes, der von Israelachvili [190] spezifiziert wurde.

Ist der Benetzungswinkel $\Psi < 10$, was in dieser Anwendung häufig zutrifft, so gilt näherungsweise

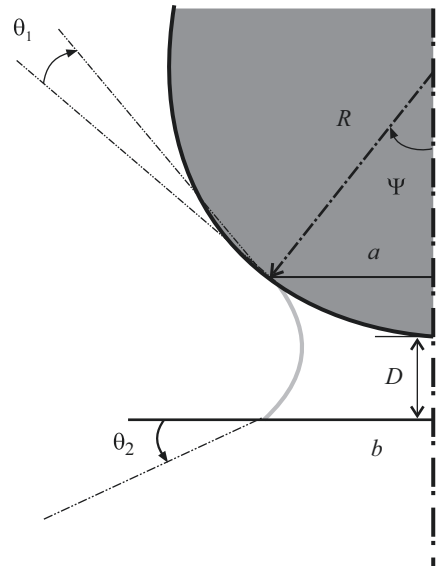


Abb. 11.26 Definition der Größen eines aufgrund eines Filmes haftenden Partikels

$$F_{\mathrm{L}} = 2 \cdot \pi \cdot \sigma \cdot R \cdot \left(\cos\theta_1 + \cos\theta_2\right). \tag{11.178}$$

Bei θ_1 handelt es sich um den Kontaktwinkel der Flüssigkeit am Partikel bzw. gegenüber der Oberfläche, Abb. 11.26.

Aus dem thermischen Gleichgewicht ergibt sich die Krümmung nach Visser [191] zu

$$\kappa = \frac{\Re \cdot T}{V \cdot \sigma} \cdot \ln\left(\frac{p_{\mathrm{v}}}{p_{\mathrm{v,0}}}\right) \tag{11.179}$$

mit dem Partialdruck p_{v} bzw. dem Sättigungsdruck $p_{\mathrm{v,0}}$ der Flüssigkeit. Das Verhältnis $p_{\mathrm{v}}/p_{\mathrm{v,0}} = \varphi$ entspricht der relativen Feuchte.

Die Van-der-Waals-Kraft wirkt lediglich auf sehr nahe Distanz D. Sie kann nach der Theorie von Lifshitz durch

$$F_{vdW} = \frac{3/4 \cdot \pi \cdot h \cdot \varpi \cdot 2 \cdot R}{12 \cdot D^2} \tag{11.180}$$

mit der materialabhängigen Lifshitz-van-der-Waals-Konstanten $h \cdot \varpi$ beschrieben werden [192]. Nach O'Neill [193] verstärkt sich die Van-der-Waals-Kraft bei einer Deformierung des Partikels bzw. der Oberfläche, was jedoch unter den betrachteten Bedingungen im Allgemeinen vernachlässigbar ist.

Inwieweit die Partikel haften bleiben oder sich wieder lösen, wird durch die Stärke der lösenden Kräfte bestimmt. Obwohl die Zentrifugalkraft und die Widerstandskraft unterschiedliche Richtungen haben, kann davon ausgegangen werden, dass sie im Gravitations-

zentrum angreifen [194] oder durch ein Moment ein Rollen der Partikel verursachen. Untersuchungen von Poppe et al. [186] zeigen, dass der Einfluss der Turbulenz auf das Lösen der Partikel vernachlässigt werden kann.

Die Widerstandskraft wird durch den Widerstandsbeiwert C_D beschrieben. Für die kleinen Partikel kann insbesondere in Wandnähe aufgrund der niedrigen Re_P-Zahl ($Re_P < 1$) der Stokes'sche Widerstandsbeiwert

$$C_D = \frac{24}{\mathrm{Re_P}} \tag{11.181}$$

herangezogen werden. Im Bereich $1 < Re_P < 10$ ergibt sich der Widerstandsbeiwert zu

$$C_D = \left(21{,}64 / \mathrm{Re_P}\right) + 2{,}36 \tag{11.182}$$

und bei $Re_P > 10$ zu

$$C_D = \left(21{,}942 / \mathrm{Re_P^{0{,}718}}\right) + 0{,}324. \tag{11.183}$$

Unter Berücksichtigung, dass sich die feinen Partikel in der laminaren Grenzschicht befinden, erhalten sie unter der Annahme einer Stokes'schen Strömung in Wandnähe

$$F_D = \frac{3 \cdot \pi}{2} \cdot \rho \cdot f \cdot R \cdot v_\tau^2 \tag{11.184}$$

für die Widerstandskraft. Der Korrekturfaktor f ergibt sich für eine glatte Oberfläche nach Fuchs [194] zu $f = 1{,}7$. Die Geschwindigkeit der Schubspannung berechnet sich zu

$$v_\tau = \sqrt{\tau_{Wand} / \rho}. \tag{11.185}$$

Um die Partikelgröße zu berücksichtigen, schlagen Poppe et al. [186] eine Korrektur vor

$$C_D = \frac{C_{D,\mathrm{Stokes}}}{C_u}. \tag{11.186}$$

Der Cunningham-Faktor C_u kann nach Wen und Yu [195] in Abhängigkeit der Knudsen-Zahl $Kn = \lambda/R$ mit der freien Weglänge $\lambda = 2\mu/\rho c_m$ und der mittleren molekularen Geschwindigkeit c_m berechnet werden, so dass sich die Widerstandskräfte zu

$$F_D = \frac{3 \cdot \pi}{2} \cdot \frac{\rho \cdot f \cdot R}{Cu} \cdot v_\tau^2 \tag{11.187}$$

ergibt. Der Cunningham-Faktor bestimmt sich zu

$$Cu = 1 + Kn\left[1{,}257 + 0{,}4 \cdot \exp\left(-1{,}1 / Kn\right)\right]. \tag{11.188}$$

Die Zentrifugalkraft ergibt sich aus dem Abstand zur Achse r, der Masse des Partikels m und der Kreisfrequenz ω zu

$$F_Z = m \cdot \omega^2 \cdot r. \tag{11.189}$$

Sie ist für kleine Partikel vernachlässigbar, muss jedoch bei größeren insbesondere auf Blattspitzenhöhe berücksichtigt werden.

Nach Untersuchungen von Aldi et al. [184] wirken den Haftkräften die Zentrifugalkräfte und die Widerstandskräfte in der umgebenden Fluidströmung entgegen. Unter Verdichterbedingungen spielt die Widerstandskraft der haftenden Partikel eine bedeutende Rolle. Insbesondere feine Partikel werden lediglich von der Widerstandskraft von der Oberfläche gelöst, da die Zentrifugalkraft bei den leichten Partikeln sehr gering ausfällt. Deshalb weisen auch transsonische Stufen aufgrund ihrer hohen Umströmgeschwindigkeit sowie aufgrund der höheren Zentrifugalkräfte weniger Oberflächenbeläge auf. Zudem ist der Aufprallwinkel der Partikel flacher, so dass sie eher abprallen. Sehr feine Partikel kleiner als 1 µm lagern sich wegen ihres guten Folgevermögens kaum ab. Ab einem Durchmesser von etwa 10 µm sind die ablösende Zentrifugalkraft und Widerstandskraft in der gleichen Größenordnung.

Khan und Wang [196] optimieren ein mit Kohlestaub belastetes Gebläse eines Kohlekraftwerkes durch eine optimierte Geometrie, indem sie über Pfeilung und Neigung die Auftreffquote unter Beibehaltung des Wirkungsgrades reduzieren. Das Partikelfolgemodell wurde nach Verstraete et al. [197] adaptiert. Zur Optimierung wurde das „Multidisciplinary-design-optimization-Verfahren“ (MDO) zugrunde gelegt, wie es von Hamed et al. [198] zur Optimierung eines Radialverdichters beschrieben wurde. Als Lösungsalgorithmus wurde ein „Multiobjective-particle-swarm-optimization-Verfahren“ (MOPSO) eingesetzt. Die detaillierte Analyse ergab, dass das optimierte Profil weniger anfällig auf Partikelerosion ist, da bei erhöhter Trefferquote die Auftreffgeschwindigkeit und der Auftreffwinkel deutlich reduziert wurden.

Modelle zur Beschreibung der Partikelerosion wurden u. a. von Suzuki et al., Verstraete et al., Wang et al., Corsini et al. sowie Haider und Levenspiel [174, 197, 199–201] beschrieben. Die Partikelbewegung wird über ein Lagrange’s System erfasst, während die homogene Gasphase über ein Euler-Verfahren berechnet wird. Die Partikel werden durch deren Widerstand, den Einfluss der Turbulenz, der Rotation und den Druckgradienten sowie durch den Saffman’schen Auftrieb beeinflusst. Der Widerstandskoeffizient des Partikels kann nach Gosman und Ioannides [202] durch

$$C_D = \frac{24}{\mathrm{Re}} \cdot \left(1 + b_1 \cdot \mathrm{Re}^{0{,}687}\right) + \frac{b_3}{b_4 + \mathrm{Re}} \tag{11.190}$$

beschrieben werden. Die Koeffizienten bestimmen sich für sphärische Partikel zu

$$b_1 = e^{-1{,}6807}, b_2 = e^{-0{,}6529}, b_3 = e^{-0{,}8271}, b_4 = e^{8{,}8798}.$$

Der Einfluss der Turbulenz wurde von Tabakoff et al. [203] unter der Annahme beschrieben, dass das Partikel sich innerhalb eines turbulenten Wirbels bewegt. Der turbulente Wirbel wird über seine charakteristische Fluktuationsgeschwindigkeit, Lebensdauer und Abmessung beschrieben.

Day [204] beschreibt das Partikelverhalten in der Grenzschicht. Beim Auftreffen des Partikels auf die Wand ändert sich in Abhängigkeit der Auftreffgeschwindigkeit v_{N1}, v_{T1} und des Winkels β der Impuls. Der empirisch bestimmte normale Geschwindigkeitskoeffizienz beträgt

$$e_N = \frac{v_{N1}}{v_{N2}} = 1{,}0 - 0{,}4159 \cdot \beta - 0{,}4994 \cdot \beta^2 + 0{,}292 \cdot \beta^3, \tag{11.191}$$

der tangentiale

$$e_T = \frac{v_{T1}}{v_{T2}} = 1{,}0 - 2{,}12 \cdot \beta - 3{,}0775 \cdot \beta^2 - 1{,}1 \cdot \beta^3. \tag{11.192}$$

Die lokale Erosionsrate ε_L, die die abgetragene Masse jeder Zellfläche pro Einheitsfläche und Einheitszeit beschreibt, beträgt nach Ansys [205]

$$\varepsilon_L = \frac{v_{T1}}{v_{T2}} = 1{,}0 - 2{,}12 \cdot \beta - 3{,}0775 \cdot \beta^2 - 1{,}1 \cdot \beta^3 \tag{11.193}$$

mit δ_A als die Zellenfläche des jeweiligen Rechennetzes, N der Anzahl der Partikel und m_{pi} des Massenstromes des jeweiligen Partikels. Die auf die Fläche des gesamten Blattes bezogene mittlere Erosionsrate beträgt dann

$$\varepsilon_{ave} = \frac{\sum_1^M \varepsilon_L \cdot \delta A}{A} \tag{11.194}$$

mit der gesamten Oberfläche A und der Anzahl der berechneten Oberflächenzellen M. E berechnet sich in dem in CFX [206] implementierten Modell aus

$$E = k_1 \cdot f(\gamma) \cdot V_P^2 \cdot \cos^2\gamma \cdot \left[1 - R_T^2\right] + f\left(V_{PN}\right), \tag{11.195}$$

$$f(\gamma) = \left[1 + k_2 \cdot k_{12} \cdot \sin\left(\gamma \frac{\pi/2}{\gamma_0}\right)\right]^2, \tag{11.196}$$

$$R_T = 1 - k_4 \cdot V_P \cdot \sin\gamma, \tag{11.197}$$

$$f\left(V_{PN}\right) = k_3 \cdot \left(V_P \cdot \sin\gamma\right)^4, \tag{11.198}$$

$$k_2 = 1 \text{ für } \gamma \leq 2\gamma_0 \quad \text{bzw.} k_2 = 0 \text{ für } \gamma \geq 2\gamma_0. \tag{11.199}$$

Die Parameter des Erosionsmodells ergeben sich nach Liu et al. [206]

$$V_1 = \frac{1}{\sqrt{k_1}}, V_3 = \frac{1}{\sqrt[4]{k_3}}, V_4 = \frac{1}{k_4}. \tag{11.200}$$

Auch für Ablagerungen auf Turbinenblätter werden Modelle publiziert, wobei hier das aufschmelzen der Partikel in der Brennkammer und das Anhaften der Flüssigkeitströpfchen auf der kühleren Oberfläche eine zusätzliche Herausforderung darstellen, u. a. [207, 208].

11.4 Wassereinbruch aufgrund des Wetters

Flugtriebwerksverdichter werden mit Zweiphasenströmungen beim Durchfliegen von Regengebieten [209] beaufschlagt. Da Flugtriebwerke jedoch für einen weiten Betriebsbereich optimiert werden, wurden bisher die Folgen von Wassertropfen lediglich im Test mit dem kompletten Triebwerk dahingehend untersucht, dass die Funktionstüchtigkeit unter allen Bedingungen nachgewiesen wurde [210]. Während der Zertifikation eines neuen Triebwerks muss nachgewiesen werden, dass bis zu 20 g/m^2 Wasser, dies entspricht etwa 10 $\%_{\text{Masse}}$, in der angesaugten Luft verarbeitet werden, ohne dass es zu einem merkbaren Einbruch des Schubes kommt [211], obwohl in starken Unwettern deutlich höhere Wassermengen vorkommen können [212]. Bisher wurden alle Abweichungen bezüglich des Pumpverhaltens, des Drehzahlabfalls und des Erlöschens dem Einfluss von Wassereintritt in das Triebwerk angelastet, wobei sich manche Triebwerksmuster als empfindlicher erwiesen als andere [213]. Bei der Auslegung wird darauf geachtet, dass unter diesen Umständen die Brennkammer nicht erlischt und möglichst wenig Wasser über das Sekundärluftsystem zu den folgenden Verbrauchern gelangt. Eine gezielte Auslegung des Verdichters für einen optimierten Betrieb unter Wasser-beladener Luftströmung erfolgt bisher nicht.

11.4.1 Eispartikel

Ein Phänomen, das derzeit in den Testreihen zur Flugzulassung von Triebwerken nicht erfasst ist, ist das „Jet engine crystal icing“. In letzter Zeit wurden vermehrt Vorfälle von Triebwerksausfällen in Reiseflughöhen bekannt, die sehr wahrscheinlich darauf zurückzuführen sind [214, 215]. Durch das Androsseln des Verdichters durch Vereisung von Streben sowie der Rotor- und Statorbeschaufelung der vorderen Stufen wurde von Schubreduktion, Verdichterpumpen, Erlöschen der Brennkammer sowie Beschädigung des Verdichters durch Ablösungen von Vereisungen berichtet (Abb. 11.27).

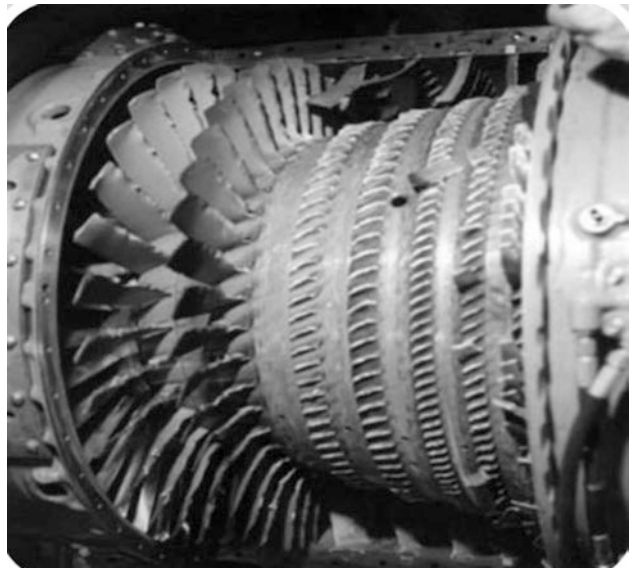


Abb. 11.27 Beschädigungen eines Triebwerksverdichters aufgrund von Eisablagerungen [CANNAPE Project ID: 284663, FP7-TRANSPORT, Canadian Networking Aeronautics Project Europe 2014]

Bei der Triebwerksvereisung im Reiseflug auf Höhen von über 3.000 m durch Eiskristalle bzw. durch unterkühlte Wassertröpfchen handelt es sich um ein noch nicht vollständig verstandenes Zusammenspiel von Temperatur, Wassergehalt sowie Luftstrom im Primärkreislauf von Triebwerken. Bisher wurde angenommen, dass Eispartikel an den Verdichterstufen einfach abprallen oder schmelzen und keinen Eisenansatz bewirken. In bestimmter Konstellation können aber nach neuen Erkenntnissen Eiskristalle an warmen Oberflächen wieder gefrieren und somit zu Störungen bis hin zum Ausfall des Triebwerks führen. Unter Vereisungsbedingungen ändert sich die Belastung der einzelnen Verdichterstufen dahingehend, dass die vorderen Stufen durch haftendes Eis stopfen, während die hinteren Stufen durch die geschmolzenen und verdunstenden Eispartikel angedrosselt werden.

Kommerzielle Flugtriebwerke werden in einem weiten Bereich von Umweltbedingungen betrieben. So können bei einem Flug in den Höhenbereich von bis zu 12.000 m Lufttemperaturen von 322 K bis zu 216 K auftreten. In einer Flughöhe von 12.000 m liegt nach Normatmosphäre eine Temperatur von ca. −56 °C bei 0,19 bar vor. Der Wasserdampfdruck beträgt unter diesen Bedingungen etwa 0,025 mbar. Vereisungsgefahr besteht in Abhängigkeit der Luftfeuchte ab Umgebungstemperaturen von 5 °C, Abb. 11.28.

Um Vereisungen zu vermeiden, sind Systeme vorgesehen, die bei entsprechender Witterung zum Einsatz gelangen. So können gefährdete Kanten von innen aufgewärmt werden, bzw. Verdichterluft von höheren Stufen rückgeführt und in den Einlass eingeblasen werden. Die Temperatur, der auf Eintrittsdruck entspannten Luft liegt über der

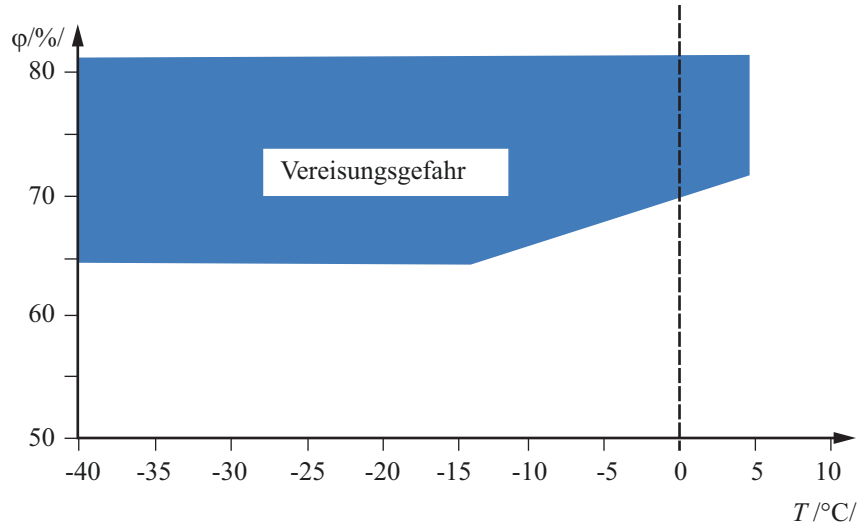


Abb. 11.28 Typische Umgebungsbedingungen mit Vereisungsgefahr

Umgebungstemperatur, da durch die Verdichtung Arbeit zugeführt wurde. In hohen Höhen kann flüssiges Wasser in stark unterkühlter Phase als Tröpfchen auftreten, selbst wenn die Temperatur weit unter 273,15 K liegt. Fliegt ein Flugzeug durch eine Wolke mit stark unterkühlten Tropfen, können Tropfen, die auf Strukturen auftreffen, schlagartig gefrieren, so dass sich eine Eisschicht auf der Oberfläche bildet. Die Schichtbildung kann an allen Oberflächen auftreten, die unterhalb des Gefrierpunktes sind, wie z. B. an den Fanblättern oder an den Statoren, Rotoren und Streben des Niederdruckverdichters. Platzen Teile ab, können sie zu Beeinträchtigungen der folgenden Stufen führen. Hierbei sind Leistungsabfälle, Pumpen, Flammenerlöschen bis hin zu schweren mechanischen Schäden am Verdichter beobachtet worden [214, 215].

Zuständig für die Beschreibung des Zustandes des Wassers ist dessen Partialdruck. Ein geringer Teil des Wassers bis zur Sättigung liegt somit dampfförmig vor, der Rest ist unter Gleichgewichtsbedingungen bei Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes als Eis fest. Ein Absenken der Temperatur und des Druckes aufgrund der Beschleunigung im Verdichtereinlauf führt zu weiterer Eisbildung aufgrund der Resublimation und somit zu dessen Ablagerung auf der Beschaufelung, die aufgrund des intensiven Wärmeüberganges schnell Lufttemperatur annimmt. Bei Berührung mit einer wärmeren Oberfläche ergäbe sich unter isobaren Bedingungen durch Sublimation ein Übergang in den gasförmigen Zustand unter starker Abkühlung der Oberfläche. Erst wenn der Tripelpunkt überschritten wird, d. h. bei Partialdrücken über 6,1 mbar und Temperaturen über 273,16 K ist die Bildung von Flüssigkeit möglich. Wasser tritt bei ausreichend kalter und trockener Luft selbst bei Atmosphärendruck aus seinem festen Aggregatzustand als Eis direkt in die Gasform (Wasserdampf) über. Der Grund dafür ist, dass der Wasserdampfdruck als Partialdruck der Luft niedriger als der Atmosphärendruck der Luft ist.

Deshalb spielt sich dieser Phasenübergang im Phasendiagramm für Wasser im Bereich der Sublimation unterhalb des Tripelpunktes ab, auch wenn er scheinbar bei Atmosphärendruck geschieht. Ab einer Flughöhe von 2440 Nm ist die Umgebungstemperatur nach Normatmosphäre unterhalb des Tripelpunktes, d. h. bei Verzögerung im Einlauf kommt es je nach Feuchtegehalt der Luft zur Eisbildung. Diese Zustände können sogar schon bei Bedingungen über dem Tripelpunkt aufgrund der Abkühlung und Druckabsenkung im Einlauf bei entsprechender Luftfeuchte auftreten.

Neben dem Eindringen der unterkühlten Wassertröpfchen und Eiskristalle können sich größere Eispartikel von Wänden ablösen und im warmen Luftstrom aufschmelzen. Hierbei kommt es zu einer Tropfen-Wand-Wechselwirkung sowie zum Verdampfen in den hinteren Verdichterstufen. Die Beschreibung der Tropfen-Wand-Wechselwirkung kann unter der einfachen Annahme erfolgen, dass alle Tropfen, die auf die Wand auftreffen, zur Bildung des Wandfilms beitragen. Die Wassermenge des Films wird dann an der Hinterkante bzw. an der Blattspitze zerstäubt. Die im Nachlauf entstehenden Tropfen haben in der Regel größere Durchmesser. Sun et al. [216] modellierten mit dieser Annahme den NASA 37 Rotor in ihren numerischen Untersuchungen zum Verhalten der Tropfen-Wand-Wechselwirkung. Eine bessere Beschreibung ergibt sich, wenn berücksichtigt wird, dass das Auftreffen der Tropfen auf der Wand zu einem feineren Spray führen kann. Je nach Weber-Zahl

$$We = \frac{\rho_G \cdot \Delta c_P^2 \cdot D_P}{12 \cdot \sigma} \tag{11.201}$$

mit Δc_P als Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Oberfläche, treten, wie in Abschn. 11.2.7 zusammengestellt, unterschiedliche Phänomene auf:

Anhaften	$We < 1$	Der Tropfen verbleibt auf der Wand mit etwa sphärischer Form.
Abprallen	$1 < We < 5$	Der Tropfen prallt von der Wand zurück.
Filmbildung	$5 < We < 12$	Filmbildung mit der gesamten Tropfenmasse.
Splashing	$We > 12$	Der Tropfen zerfällt in viele feine Tröpfchen.

Nach Mundo et al. [86] tritt Splashing auf, wenn der Faktor

$$K = \left(\frac{\rho_w^3 \cdot D_P^3 \cdot V_P^5}{\sigma \cdot \mu_w} \right)^{1/4} \tag{11.202}$$

größer als 57,7 wird, andernfalls tritt Filmbildung auf. Die Anzahl der sich bildenden Sekundärtröpfchen ergibt sich aus der empirischen Korrelation

$$n_s = 1{,}676^{-5} \cdot K^{2{,}539}. \tag{11.203}$$

Hiermit lässt sich auch der mittlere Tropfendurchmesser abschätzen zu

$$r_{sekundär} = n_s^{-3} \cdot r_{\text{Primär}}. \tag{11.204}$$

Falls kein Wasserfilm vorhanden ist, wächst die Tropfenanzahl sehr schnell an. Um unrealistisch hohe Tropfenanzahlen zu vermeiden, wird n_s oft auf maximal 50 beschränkt.

Ein einfacheres Modell, dass auch von Jorgensen et al. [218] implementiert wird, nimmt die Anzahl der Sekundärtröpfchen proportional der Primärtropfenzahl an

$$n_s = M \cdot n_{\text{Primär}}, \tag{11.205}$$

wobei der Faktor M so gewählt wird, dass der Sekundärtropfendurchmesser größer bzw. gleich dem kritischen Durchmesser bei der $We_{krit} \geq 12$ ist.

Aufgrund der unterschiedlichen Relativgeschwindigkeit ergeben sich für den Aufprall auf den Rotor bzw. Stator unterschiedliche Weber-Zahlen. Somit ist beim Rotor vorwiegend mit Splashing, beim Stator hingegen mit den verschiedenen Wechselwirkungen, ähnlich einer flachen Platte auszugehen. Inwieweit die Tropfen auf die Schaufel treffen, hängt letztendlich vom Teilungsverhältnis $(\sigma = s/t)$ ab, d. h. Gitter mit großem Teilungsverhältnis haben eine höhere Wahrscheinlichkeit zur Tropfen-Wand-Wechselwirkung als solche mit kleinerem Verhältnis. Tropfen mit Durchmessern in der Größenordnung der Rauheit werden nach der Filmbildung an der Hinterkante zu deutlich größeren Durchmessern zerstäubt.

Die Auswirkungen der Vereisung in Fan und Niederdruckverdichter auf den Betrieb wird seit Längerem in verschiedenen Publikationen behandelt. So kombiniert Mazzaway [219] ein Leistungsberechnungsverfahren mit einer Strömungspfadanalyse, um kritische Stellen in Fan und Niederdruckverdichter zu lokalisieren und Vereisungsgefahr vorherzusagen. Veillard et al. [220] hingegen untersuchten numerisch unter Beachtung der Gasphase des Trägerfluids und einer festen Eisphase Ablagerungen und Ablösungen an Turbofan-Triebwerken in Anwesenheit von Eiskristallen. Experimentelle Untersuchungen zur Eisablagerung wurden auch in Kaskaden grundlegend durchgeführt. So untersuchten May et al. [221] das Tropfenaufschlagen unter Zugrundelegung eines quasi-stationären Mischungsmodells an der Verdichterstufe NASA 35. Day et al. [222] schlagen vor, dass der Leistungsregler über zusätzliche Angaben einer möglichen Vereisungsgefahr verbessert werden könnte. Letztendlich führen Eiskristalle im Arbeitsfluid nach dem Aufschmelzen zu einer flüssig-gasförmigen Mehrphasenströmung mit denselben Auswirkungen, wie sie auch bei Nassverdichtung auftreten. Die axiale Belastung des Verdichters wird in den ersten Stufen verringert und in den hinteren Stufen erhöht, wie u. a. von Califf und Knezevici [223] festgestellt wird.

Kundu et al. [225] untersuchen mit einem transienten Verdichtermodell („compressor blade row model“, BRM) das Verhalten des axialen Hochdruckverdichters eines repräsentativen Turbofan-Flugtriebwerkes mit hohem Bypassstrom, wenn unter Leerlauf (65 % Drehzahl) oder Flugbedingungen (82 % Drehzahl) Eis von den Boosterstufen abplatzt. Sie fanden wie auch Saxena et al. [226], dass in Anwesenheit der Flüssigkeit die vorderen Stufen entlastet und die hinteren Stufen stärker belastet werden. Bei den numerischen

Untersuchungen von Suman et al. [181] sank das Druckverhältnis der vorderen Stufen um etwa 3 % ab, während das Druckverhältnis der hinteren Stufen um etwa 3 % höher wurde. Kundu et al. [225] untersuchen neben dem stationären auch das instationäre Verhalten beim schlagartigen Lösen von Eisbrocken im ms-Bereich. Durch die Änderung des axialen Verlaufes der Belastung kann gerade bei kurzen Eisstößen das Triebwerk ins Pumpen geraten. Hierbei spielen die Stärke und die Einwirkzeit des Eisbefalles, sowie der aktuelle Betriebsbereich eine bedeutende Rolle. Während der Hochdruckverdichter bei geringem, lange anhaltendem Eisdurchsatz betrieben werden kann, kann ein kurzzeitiges Auftreten hoher Eiskonzentration durchaus zum Pumpen führen, ohne große Chance, dass das Triebwerk nach dem Eisbefall wieder auf einen stabilen Betriebspunkt zurückkommt.

Ein Konsortium aus Flugzeug- und Triebwerksherstellern sowie Universitäten und Forschungseinrichtungen arbeitete bis Ende 2016 an einem Projekt unter dem Namen HAIC („High altitude ice crystals“). Es hatte das Ziel, Vereisungsbedingungen in großen Flughöhen besser zu verstehen, Sensoren zu entwickeln und für die Problematik mathematische sowie physikalische Modelle zu entwickeln.

Anhand eines Performance-Modells untersuchte Mazzaway [219] mögliche Bedingungen in Fan und Verdichter, unter denen Eisbildung an Oberflächen auftreten kann. Veillard et al. [220] beschrieben die Eisablagerung und die Ablösung von größeren Brocken anhand eines numerischen Modells eines Turbofan-Triebwerkes sowie an Verdichterkaskaden. May et al. [221] untersuchen die Möglichkeiten zur Eisablagerung durch Tropfenaufschlag des NASA Verdichters 35 numerisch mit quasi-stationärer Mischebenenmodellierung. Durch die Kartierung von kritischen Bedingungen schlagen Day et al. [222] vor, durch die Triebwerksregelung kritische Zustände zu vermeiden. Durch die Erkennung einer Vereisung am Triebwerkseinlass kann der Bildungsmechanismus besser identifiziert werden.

Ausführliche Untersuchungen liegen bezüglich des Einflusses von Wasser bzw. Regen vor. So finden Califf und Knezevici [223] ein Absinken des Verdichterenddruckes bei Wassereindüsung in einen axialen Niedergeschwindigkeitsverdichter bei simulierten Teillastbedingungen im Sinkflug. Da die thermodynamischen Zustände der Eisbildung den Kompressionsverlauf beeinflussen, müssen diese bei der Modellierung für die Triebwerksregelung erfasst werden.

Entgegen der Darstellung im Phasendiagram der Abb. 11.3, unter Berücksichtigung, dass neben der Temperatur der Partialdruck, d. h. der Sättigungsdruck bei der herrschenden Temperatur maßgeblich ist, wird in Publikationen anstelle der Sublimation davon ausgegangen, dass die Eiskristalle unter schwer darstellbaren Bedingungen schmelzen und dann verdampfen. Dies führt zu einer Entlastung der vorderen Stufen und zu einer stärkeren Belastung der letzten Stufen, die somit mit reduziertem Pumpgrenzenabstand betrieben werden.

Über eine stationäre Energiebilanz des Verdichters unter Berücksichtigung der Ein- und Austrittsbedingungen berechneten Saxena et al. [224] den Einfluss von Wassertropfen und Eiskristallen auf die Verdichterstabilität. Kundu et al. [225] hingegen studierten den lokalen Einfluss von Eiskristallen auf einzelne Stufen unter dynamischen Bedingungen.

Sie fanden eine starke Abhängigkeit der Verdichterzustände vom Vereisungsgrad des Verdichtereinlasses, wobei die Wechselwirkung zwischen Oberfläche und Wasser bzw. Eis vereinfacht implementiert wurde, so dass Schmelzen und Verdampfen nur näherungsweise erfasst wurden.

Die Partikeltrajektorien dreier unterschiedlicher Durchmesser, 20 µm, 40 µm und 60 µm, durch einen mehrstufigen Verdichter verfolgten Mason et al. [227] in einer numerischen Studie, indem sie das Partikelfolgevermögen und das Reflektionsgesetz an den Wänden implementierten. Insbesondere zeigten sie, dass sich die feineren Partikel durch auszentrifugieren mehr in Gehäusenähe sammelten und auch in der Beladung an zwei Zapfluftpositionen deutlich in höherer Konzentration vorhanden waren. Die größeren Partikel hingegen sammelten sich aufgrund der Reflektion am Gehäuse mehr in der Kanalmitte. Dieser Effekt wird durch nichtsphärische Partikel abgeschwächt, da das Folgevermögen nichtsphärischer Partikel zunimmt.

Zusätzlich führten Suman et al. [181] eine Sensitivitätsanalyse der auftretenden Phänomene der Wechselwirkung zwischen Wasser, bzw. Eis und der Oberfläche durch. Sie analysierten numerisch den Einfluss des Schmelzens und Verdampfens während des Kompressionsvorgangs auf die Pumpgrenze. Die Modellierung des Abplatzens von abgelagerten Eisstücken ist deutlich schwieriger, da hierzu die erforderlichen Stoffwerte unter den herrschenden Bedingungen noch nicht vorliegen. Experimentelle Befunde von beschädigten Triebwerken finden sich u. a. bei Day et al. [208].

11.4.2 Regen

Erste Untersuchungen an einem Verdichterprüfstand bei tiefer Teillast werden von Daggett [228] durchgeführt, ohne allerdings detailliert die Interaktion des Wassersprays auf die Beschaufelung zu untersuchen. Der Regen wurde mit einem Spray mit Tropfengrößen im Bereich von 50 µm bis 200 µm Sauter-Durchmesser (SMD) simuliert. Aufgrund des schlechten Folgeverhaltens dieser relativ großen Tröpfchen kollidieren die meisten bereits mit der Beschaufelung der ersten Rotorreihe. Auf den Blättern wird das Fluid zum Gehäuse hin auszentrifugiert, so dass das Strömungsfeld in Gehäusenähe und insbesondere die Spaltströmung stark beeinflusst wurden. Als Ergebnis konnte gemessen werden, dass sowohl das Druckverhältnis absank (Abb. 11.29), als auch die benötigte Antriebsleistung des Verdichters anstieg, um eine konstante Drehzahl aufrechtzuerhalten, so dass insgesamt der Wirkungsgrad abfiel. Der qualitative Verlauf der Kurve war in allen Tests derselbe, allerdings erfolgte das Abknicken unterschiedlich im Bereich von 3–7 % Wasserzugabe. die Autoren vermuten, dass der Druckabfall stattfindet, sobald der Wasserfilm am Gehäuse die Spaltströmung beeinflusst.

Die Erhöhung des Drehmomentes mit zunehmender Wasserbeladung ist auf die Beschleunigung des erhöhten Massenstroms aufgrund der Wasserzugabe zurückzuführen. Eine Reduktion der Verdichterarbeit ist nicht bemerkbar, da kaum eine Verdunstung stattfindet.

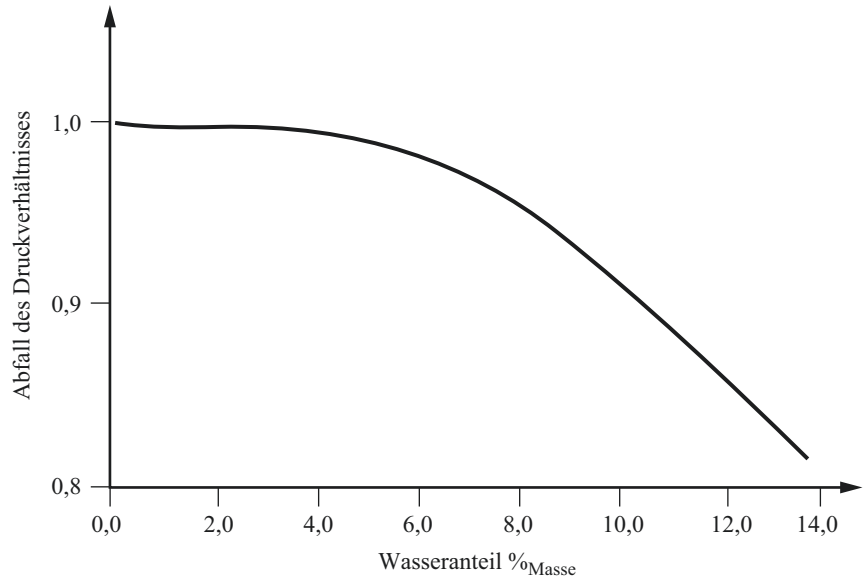


Abb. 11.29 Abfall des Druckverhältnisses in der Nähe der Pumpgrenze durch Wassereindüsung, SMD 50 µm bis 200 µm, nach [228]

Wie in Abb. 11.30 dargestellt, reduziert sich der Pumpgrenzenabstand mit steigendem Wasseranteil.

Anhand von Absaugungen wurde festgestellt, dass sich das Wasser aufgrund der Zentrifugalkräfte im Strömungskanal außen innerhalb ca. 10 % der Kanalhöhe ansammelt. Die untersuchten, relativ großen Regentropfen werden in der Rotorbeschaufelung auszentrifugiert, was zu wasserbeladenen Strähnen in den äußeren 10 % Kanalhöhe des Verdichterkanals führt. Bei Bhargava et al. [1–3] werden als ausstehende Fragen neben den Sprayoptimierungen im Einlauf des Verdichters die Notwendigkeit, das Verhalten der Zweiphasenströmung innerhalb der Stufen detailliert zu analysieren, und die numerische Modellbildung aufgezeigt.

11.5 Wassereindüsung zur Leistungssteigerung

Zur Leistungssteigerung von stationären Kraftwerksgasturbinen wird seit etwa zwei Jahrzehnten in den Verdichtereinlauf, bzw. in den Ansaugtakt an heißen, trockenen Tagen Wasser eingesprüht. Dies führt aufgrund der Abkühlung durch die Verdunstung zu höheren Durchsätzen und damit zur Leistungserhöhung. Findet die Verdunstung zusätzlich innerhalb des Verdichters statt, nähert man sich der isothermen Verdichtung an, so dass weniger Kompressionsarbeit aufzuwenden ist und mehr Arbeit der Turbine zum Antrieb des Generators zur Verfügung steht. Verdunstet alles eingesprühte Wasser vor dem Verdichterein-

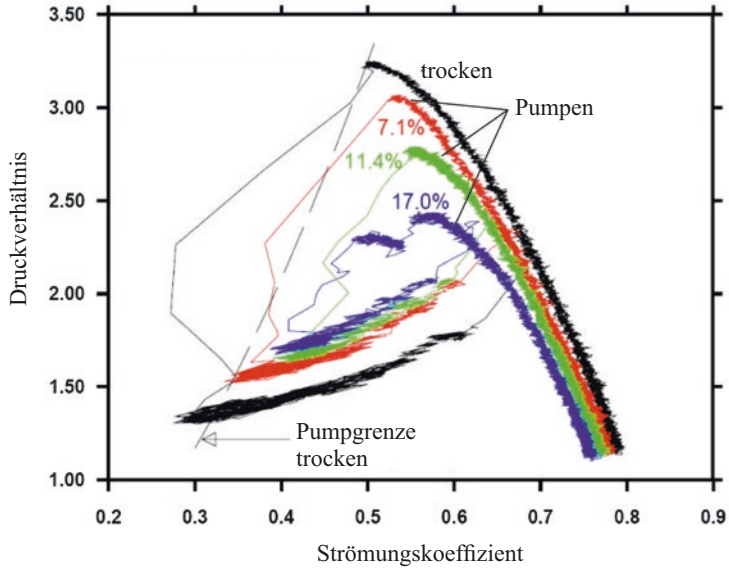


Abb. 11.30 Verdichterkennlinie in Abhängigkeit der Wassereindüsung (SMD 50 µm bis 200 µm), nach [228]

tritt, spricht man von „Fogging“. Findet während des Verdichtungsvorganges eine weitere Verdunstung statt, von Nassverdichtung, „Wet compression“ oder „High fogging“. Je nach Betriebszustand und Auslegung der Gasturbine kann die Reduktion der Verdichterarbeit aufgrund der niedrigeren Kompressionstemperatur zu einer Wirkungsgraderhöhung führen. Auch bei Flugtriebwerken wurde früher zur Leistungssteigerung während des Starts Wasser in den Verdichtereinlauf eingesprüht.

Um das Folgevermögen stationärer Gasturbinen für fluktuierende Stromversorgung zu erhöhen, wird zusätzlich angestrebt, die Wassereindüsung zwischen die Verdichterstufen zu verlegen, um unabhängig von den Eintrittstemperaturen eine Leistungserhöhung zu ermöglichen.

11.5.1 Wassereindüsung in Flugtriebwerken

Das Eindüsen von Wasserspray in den Verdichter zeichnet sich dadurch aus, dass sehr fein zerstäubte Wassertropfen, d. h. mit einem mittleren Durchmesser von 5–10 µm, in die Einlassöffnung des Niederdruckverdichters eingebracht werden, optional ist eine Eindüsung auch für den Hochdruckverdichter möglich. Bei hohen Verdichteraustrittsdrücken kann der Betriebsbereich durch die Verdichtungsendtemperatur anstelle der Turbineneintrittstemperatur begrenzend sein. Die Wassereinspritzung ermöglicht einen Anstieg der Leistung, beispielsweise an einem Standardtag um etwa 12 % und einen größer werdenden

Anstieg an heißen, trockenen Tagen, z. B. um 30 % bei etwa 32 °C Außentemperatur. Um den Zerstäubungsprozess in den Wassereinspritzdüsen zu begünstigen, kann Luft aus dem Hochdruckverdichter verwendet werden. Diese unter hohem Druck in die Einspritzdüsen zugeführte Luft reduziert den zur feinen Zerstäubung benötigten Wasserdruck.

11.5.1.1 Grundlegendes

Die Zerstäubung des Wassers muss zu einer Tropfengröße führen, die verhindert, dass die Tropfen durch die Zentrifugalkraft nach außen abgetrieben werden und auf dem Verdichtergehäuse aufschlagen. Untersuchungen zeigen, dass Wassertropfen mit einem Durchmesser größer als 25 µm relativ bald nach außen zum Verdichtergehäuse transportiert werden.

Die Benetzung des Verdichtergehäuses mit Wasser führt aufgrund der über den Umfang ungleichförmigen Benetzung zu thermisch bedingten Verformungen, welche die Spalte vermindern und eventuell zum Anstreifen führen.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist der Abstand vom Punkt der Einspritzung bis zum Eintritt in die Beschaufelung des Niederdruckverdichters. Dieser Abstand muss ausreichend groß bemessen werden, so dass die durch Zerstäubung entstandenen Wassertropfen die Möglichkeit haben, möglichst vollständig zu verdampfen, wenn ein Wassereintritt in den Verdichter vermieden werden soll. Abb. 11.31 zeigt, dass unter typischen Bedingungen (ISO-Bedingung) ein Tropfen mit einem Durchmesser von 5 µm innerhalb einer Strecke von 17 inch (43,2 cm) vollständig verdampft, während 10-µm-Tropfen bereits 25 inch (63,5 cm) benötigen und 2-µm-Tropfen zu Wet compression führen.

Die von den Wassertropfen aufgenommene Verdunstungswärme führt zu einer Abkühlung des zugeführten Luftmassenstroms. Diese Abkühlung führt ihrerseits zu einer Zunahme der Dichte der Luft, was sich in einem gesteigerten Luftmassendurchsatz bemerkbar

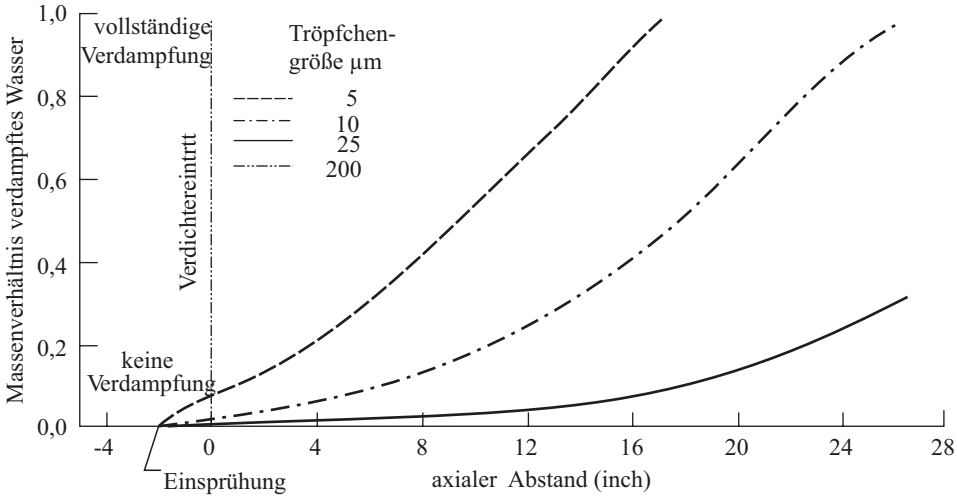


Abb. 11.31 Verlauf der Verdampfung unter ISO-Bedingungen (© Boeing Commercial Airplanes BCA)

macht. Eine deutliche Verbesserung der Leistungsdaten des Triebwerkes ist die Folge dieser Steigerung des Durchsatzes. Andererseits wird auch die Verdichteraustrittstemperatur abgesenkt. Bei gleicher Brennstoffmenge ergibt sich eine deutlich niedrigere Turbineneintrittstemperatur und somit eine Erhöhung der Turbinenlebensdauer. Die Brennstoffmenge kann jedoch soweit erhöht werden, dass die ursprüngliche Turbineneintrittstemperatur wieder erreicht wird, was zu einer merklichen Leistungserhöhung führt.

Obwohl die Wassereinspritzung aufgrund der erzielten Temperaturreduzierung durch das Verdampfen des eingebrachten Wassers einen sehr positiven Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Triebwerks hat, gibt es einige Unsicherheiten und Risiken, die Konstruktion bzw. den Betrieb betreffend, die dieses System mit sich bringt. Unter anderem sind dies der negative Einfluss auf den Abstand zur Pumpgrenze, die benötigte Bereitstellung des demineralisierten Wassers sowie das zusätzlich zu transportierende Gewicht des Systems.

Um die benötigte Verdichterantriebsleistung durch Einsprühen einer Flüssigkeit in den Eintrittsmassenstrom abzusenken, findet die Wasserendüsung derzeit vornehmlich bei stationären Gasturbinen statt. Die Möglichkeit der Wassereindüsung zur Schuberhöhung beim Start wird zwar seit einigen Jahren nicht mehr angewandt, allerdings zeigt ein NASA-Bericht aus dem Jahre 2004 [231], dass die Wassereindüsung zur Schuberhöhung und insbesondere zur NOx-Reduktion beim Start wieder erneut Interesse findet. Aufgrund von Problemen bei der Zuverlässigkeit des Triebwerks, der Tatsache, dass das einzusprühende Fluid zusätzlich beim Start mitgeführt werden muss und der inzwischen genügend hohen Startleistung heutiger Flugtriebwerke, findet man die Einsprühung derzeit nur selten in Sonderanwendungen.

Die in Gasturbinen zusätzlich beobachtete NOx-Absenkung dürfte kein Motiv der Wassereinspritzung in den Verdichter sein, da sie bei emissionsarmen Brennkammern kaum zum Tragen kommt und es zudem deutlich effektiver ist, erforderlichenfalls das Wasser direkt in die Brennkammer einzusprühen.

Die Gasturbinenleistung ist eine Funktion der Umgebungstemperatur. Mit steigender Umgebungstemperatur um ca. 1 °C sinkt die Gasturbinenleistung um ca. 0,5–0,9 %, einhergehend mit einem Wirkungsgradabfall von ca. 0,2 %. Diese Leistungsänderung ist vorwiegend auf die geänderten Betriebsbedingungen des Verdichters zurückzuführen. Da einerseits der durchgesetzte Massenstrom abnimmt und die relative Drehzahl

$$n_{rel} = n \Big/ \sqrt{T_{\text{ein}}} \tag{11.206}$$

mit steigender Eintrittstemperatur sinkt, verschiebt sich der Arbeitspunkt des Verdichters im Kennfeld zu niedrigeren Wirkungsgraden hin.

Die vor dem Verdichter abgekühlte Luft führt letztendlich zu niedrigeren Verdichteraustrittstemperaturen, hat aber kaum Einfluss auf den Verdichtungsverlauf. Anders sieht dies bei der Verdampfung innerhalb des Verdichters aus. Hier bewirkt die Abkühlung während der Kompression eine Änderung der thermodynamischen Zustandsänderung in

Richtung der isothermen Verdichtung. Mitsis und Savic [27] messen einen Anstieg der Gasturbinenleistung von ca. 5–7 % je Massenprozent eingesprühtes Wasser. Übliche in den Kompressor eingesprühte Wassermengen liegen im Bereich von 0,5 % bis 2 $\%_{\text{Masse}}$, wobei White und Meacock [7] bis 10 % gehen würden.

11.5.1.2 Auswirkungen der Einspritzung in den Verdichtereinlauf des Flugtriebwerks

Die Wassereinspritzung in den Verdichtereinlauf kann einerseits zur Leistungssteigerung herangezogen werden. In diesem Fall wird die Turbineneintrittstemperatur konstant gehalten, d. h. die abgesenkte Verdichteraustrittstemperatur sowie der erhöhte Luftmassenstrom bewirken, dass mehr Kraftstoff bei konstanter Brennkammeraustrittstemperatur verbrannt werden kann und somit die erzielbare Leistung der Gasturbine ansteigt.

Ein anderer Aspekt ergibt sich bei der Annahme, dass die Leistung nicht erhöht werden muss, sondern durch die Wassereindüsung in den Verdichter einerseits die NOx-Emissionen abgesenkt werden sollen und andererseits durch die abgesenkte Verdichteraustrittstemperatur bei gleicher Leistungsabgabe niedrigere Turbineneintrittstemperaturen ermöglicht werden.

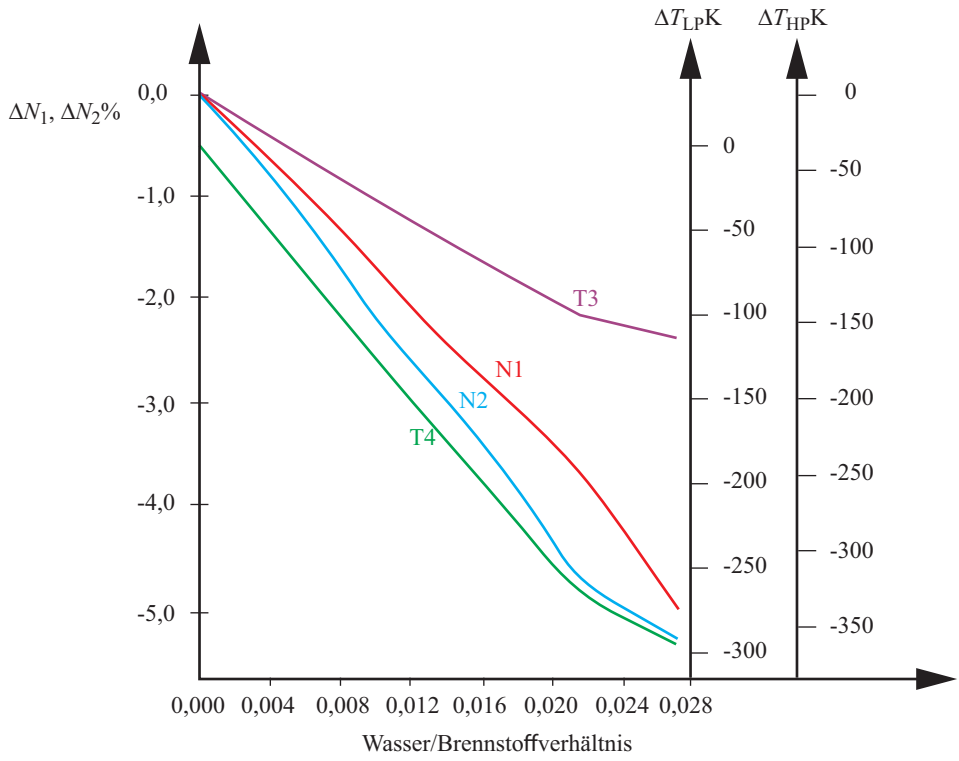


Abb. 11.32 Auswirkung der Wassereindüsung in den Verdichtereinlauf auf die wichtigsten Prozessgrößen (PW4062), Druckverhältnis 30,T_3 = 790 K; T_4 = 1650 K, nach [230]. (© Boeing Commercial Airplanes BCA)

Entsprechend der NASA-Studie [230] über die Auswirkungen der Wassereinspritzung vor dem Niederdruckverdichter ergeben sich für ein Wasser/Luft-Verhältnis von 0,022:1 eine Reduzierung der Verdichtereintrittstemperatur T_3 um ca. 140 K, sowie eine Turbineneintrittstemperatur T_4 um 240 K und ein Stickoxidrückgang von 47 %. Weiterhin ergaben sich Reduzierungen der Drehzahl beider Wellen, sowie der Verdichteraustrittstemperatur T_3 mit zunehmender eingespritzter Wassermenge (Abb. 11.32).

Vor allem die Reduzierung der Verdichteraustritts- sowie der Turbineneintrittstemperaturen T_3 und T_4 führt zu einer Steigerung der Lebensdauer des Triebwerks, da die thermische Belastung der Werkstoffe im Heißgaspfad stark reduziert werden kann. Durch den Rückgang der Drehzahlen der Niederdruckwelle N_1 und der Hochdruckwelle N_2 bei Wassereinspritzung eröffnet sich die Möglichkeit, aus Triebwerken, deren Leistung durch die Drehzahlen limitiert ist, zusätzliche Leistung bzw. zusätzlichen Schub zur Verfügung stellen. Allgemein zeigt Abb. 11.32 durchgängig positive Effekte durch den Einsatz der Wassereinspritzung vor dem Niederdruckverdichter.

Durch das Einbringen von Wasser in den Einlass des Verdichters steigt der Massenstrom durch den Verdichter an. Wird auf den veränderten Massenstrom nicht reagiert, indem andere Betriebsgrößen angepasst werden, kann dies zu Störungen des Betriebs führen. Wird am Auslass des Verdichters durch die Kapazität der Turbine ein bestimmter Druck vorgehalten und zusätzlich Wasser zugeführt, so kann es bei Verdichtern, die nicht für diesen zusätzlichen Massenstrom ausgelegt sind, zu einer starken Reduktion des Pumpgrenzenabstandes kommen. Für den Fall, dass das zugeführte Wasser vollständig verdampft ist, bevor es in den Verdichter eintritt, zeigt Abb. 11.33 den voraussichtlichen Rückgang des Abstandes zur Pumpgrenze für einen Niederdruck- bzw. Hochdruckverdichter. Für ein Wasser/Luft-Verhältnis von 0,022:1 ergab sich für den Niederdruckver-

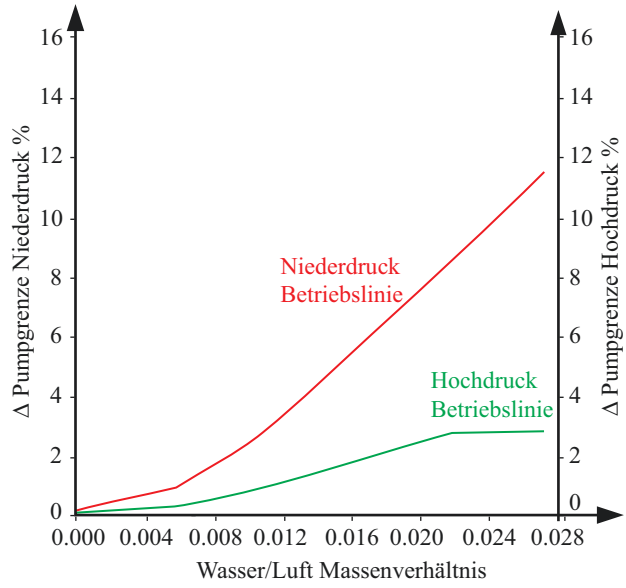


Abb. 11.33 Auswirkung des Foggings auf den Pumpgrenzenabstand der Verdichterkennlinien [230]

dichter ein Verlust von 9 % für den Abstand zur Pumpgrenze. Stationär betriebene Triebwerke, die unter konstanten Betriebsbedinungen operieren, sind in der Lage, Verluste des Pumpgrenzenabstandes in einer solchen Größenordnung zu verkraften. Für Flugtriebwerke, die unter ständig wechselnden Betriebsbedingungen operieren, ist ein Verlust in dieser Größenordnung inakzeptabel hoch. Für den Hochdruckverdichter ergab sich bei diesen Untersuchungen eine Verminderung des Pumpgrenzenabstandes von ca. 3 %.

Die hohen Verluste des Abstandes der Kennlinie zur Pumpgrenze, die durch Wassereinspritzung in den Verdichter verursacht werden, führen dazu, dass die Wassereinspritzung direkt in die Brennkammer (Combustor Injection) als Lösung zur NOx-Emissionsreduzierung bevorzugt wird (Tab. 11.3).

Der positive Einfluss der Nassverdichtung auf den Gasturbinenprozess wurde bereits in den 1940er-Jahren von Kleinschmidt [231] herausgestellt. Die beobachtete Leistungserhöhung wurde damals auf eine reduzierte spezifische Verdichterarbeit und der daraus resultierenden steigenden zur Verfügung stehenden Arbeit zurückgeführt. Allgemein ging man von einem erzielbaren höheren Prozesswirkungsgrad aus.

11.5.2 Wassereindüsung in Verdichtern von stationären Gasturbinen

Der Aufwand, den Leistungsabfall der Gasturbine an heißen Tagen durch die Abkühlung der Verdichtereintrittsluft auszugleichen, ist im Verhältnis zu den Kosten einer leistungsstärkeren Maschine deutlich geringer. Deswegen hat sich das Eindüsen von entmineralisiertem Wasser vor dem Verdichter zur kurzfristigen Leistungssteigerung durchgesetzt. Da zunehmend elektrische Leistung von volatilen Energieerzeugern auszugleichen ist, gewinnt die Netzstabilisierung durch Wassereindüsung an Bedeutung.

Tab. 11.3 Zusammenfassender Vergleich der beiden Einspritzmethoden

	Eindüsung in Brennkammer	Eindüsung vor Verdichter
Wasserverbrauch (für 50 % NOx-Reduzierung)	Benötigt die Hälfte an Wasser	
Stickoxidreduzierung	90-%-Reduzierung machbar	
Auswirkung auf T_3		Reduzierung möglich
T_4-Reduzierung		Größere Reduzierung
Einfluss auf den Verbrauch		Weniger Verbrauch
Auswirkung auf Kennlinie	Sehr geringer Einfluss	
Geräuschniveau		Weniger Geräusche
Risiken	Weniger Betriebsrisiken	

11.5.2.1 Grundlegendes

Eine umfassende Übersicht zu dem Thema Nassverdichtung und Leistungssteigerung durch Eintrittskühlung wird in den Arbeiten von Bhargava et al. und Kakaras et al. [233–235] gegeben. Die Autoren evaluieren aus anwenderbezogener Sicht die Vorteile der Eindüsung von Wasser als Kühlungstechnik aufgrund der hohen Effektivität und der niedrigen Investitionskosten [233]. Der Einfluss des Temperaturprofils am Verdichtereintritt auf Pumpgrenze und Wirkungsgrad wird von Bhargava et al. [234] numerisch und experimentell abgeschätzt. Praktische Aspekte des Einsatzes, die beim Betrieb beachtet werden sollten, diskutieren Kakaras et al. [235]. In diesem Zusammenhang wird darauf hingewiesen, dass in den betrachteten Maschinen keine nennenswerten Erosionserscheinungen nach extensiver Nutzung der Nassverdichtung auftraten. Es wird auch festgehalten, dass im realen Betrieb der Nassverdichtung eine deutliche Steigerung der Gasturbinenleistung gemessen werden konnte, jedoch keine eindeutige Tendenz in Bezug auf den Wirkungsgrad festzustellen ist.

Die Leistung der Gasturbine als volumetrisch arbeitende Maschine hängt stark von den Eintrittstemperaturen und -drücken ab. Eine Temperatur, die über der Auslegungstemperatur liegt, führt zu einer Reduktion der Leistungsabgabe, eine Temperaturabsenkung zu einer Leistungserhöhung. Die maximale Dauerleistung des Generators liegt in etwa 20 % der Nennleistung [235].

Um die Leistung der Gasturbine auch an warmen Tagen zu erhalten, werden insbesondere bei stationären Gasturbinen die Eintrittstemperaturen abgesenkt. Hierbei sind zwei Kategorien zu unterscheiden (Abb. 11.34). Einerseits kann die Eintrittsluft mithilfe eines thermischen oder Absorptionskühlers („inlet chiller“) unterhalb des Taupunktes abgekühlt werden. Andererseits kann die Abkühlung über die Verdampfungswärme eines Kühlme-

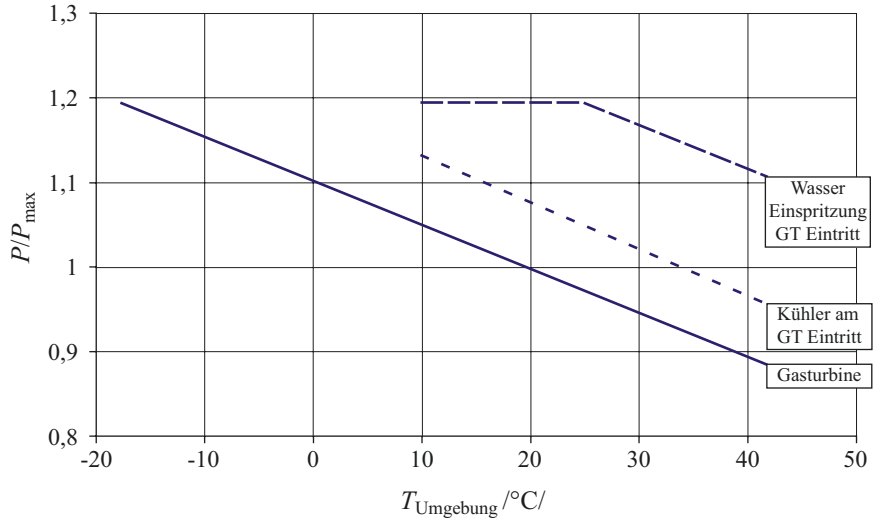


Abb. 11.34 Einfluss der Umgebungstemperatur auf die Gasturbinenleistung

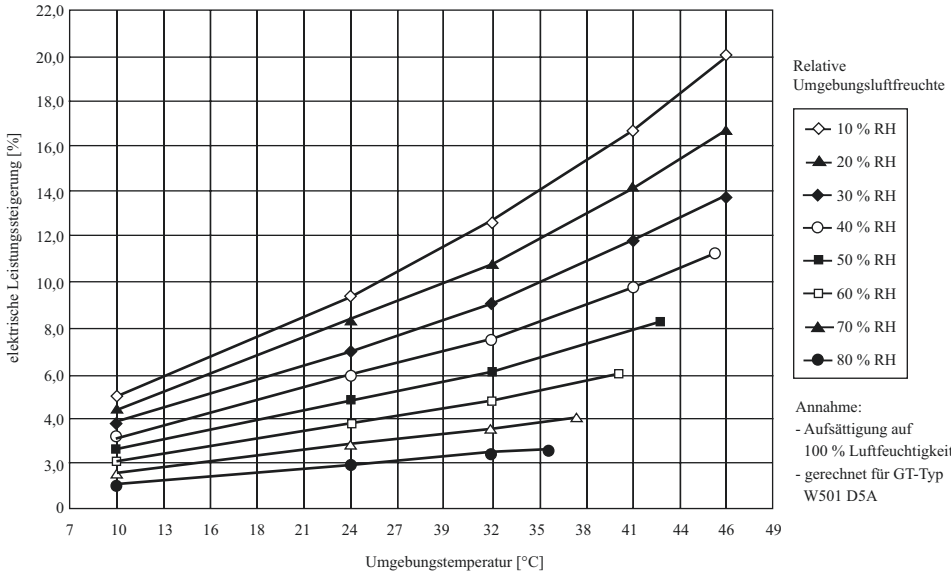


Abb. 11.35 Mögliche Leistungssteigerung unter Annahme der Sättigung durch Fogging in Abhängigkeit der relativen Luftfeuchte [237]

diums bewirkt werden. Hierbei streicht die Luft um ein befeuchtetes Material und verdampft das Wasser der befeuchteten Oberflächen. Kakaras et al. [235] diskutieren diese Methoden im Detail.

Einfacher zu bewerkstelligen ist es, Wasser in den Einlauf fein zerstäubt einzusprühen. Wird alles Wasser vor dem Verdichtereintritt verdampft, spricht man von „Inlet fogging". Die maximal möglich abzusenkende Temperatur ist jedoch hierbei durch die Temperatur und Feuchte der angesaugten Luft stark eingeschränkt, da lediglich bis zu einer relativen Luftfeuchte von 100 % verdunstet werden kann. Levy et al. [237] zeigen, dass die mögliche Leistungssteigerung durch Verdunsten eines Wassersprays im Verdichtereinlauf in Abhängigkeit der Umgebungstemperatur und Luftfeuchte bis zu 20 % erreichen kann, Abb. 11.35.

Gelangt ein Teil des Wassers als Tröpfchen in den Verdichter, so spricht man von High fogging. Aufgrund der Temperaturerhöhung innerhalb des Verdichters ist ein höherer Wärmeentzug möglich, da durch den Temperaturanstieg anfänglich die relative Feuchte abnimmt und ab Siedetemperatur die Luftfeuchte keine Rolle mehr spielt. Bei zu kühlen Temperaturen, d. h. unter ca. 15 °C, neigt die erste Stufe des Verdichters zu vereisen. In der Literatur sind Untersuchungen jeweils für spezielle Regionen unter Berücksichtigung lokalen Klimas zu finden, z. B. [1–3, 238].

Aufgrund der schnellen und kostengünstigen Umrüstung stationärer Anlagen ist die Verdampfungskühlung oft implementiert worden. Zurigat et al. [239] schätzen die Kosten der Einsprühanlage auf ca. 20 % im Vergleich zu anderen Verfahren. Meher-Homjii und Mee [240] sprechen von einer Amortisation der Installation in sechs Monaten bei einer

Kraftwerksgasturbine. Durch den erhöhten Durchsatz erhöht sich auch der Wirkungsgrad eines Gasturbinenkraftwerkes im Kombinationsbetrieb mit einer nachgeschalteten Dampfturbine [241].

Aufgrund der Möglichkeit, einfach und kostengünstig die Spitzenleistung von stationären Gasturbinen unter Verbesserung des Wirkungsgrades und teilweiser Absenkung der NOx-Emissionen zu erhöhen, wird neben anderen Möglichkeiten der Absenkung der Verdichtereintrittstemperatur von Tawney et al. [242] sowie Sexton und Sexton [243] der Einfluss der direkten Wassereindüsung in den Verdichtereinlaufkanal (Fogging) untersucht.

Li und Zheng [244] wiesen in einer Paramterstudie über den Einfluss der Wassereindüsung für einen 16-stufigen Axialverdichter einer Gasturbine mit einem diffusionskontrollierten Verdampfungsmodell nach, dass sowohl Wirkungsgrad als auch Leistung der Gasturbine durch die Verdampfung innerhalb des Verdichters ansteigen. Savic et al. [245] zeigen in ihrer Stabilitätsanalyse eines Turboverdichters einer Gasturbine, dass neben der Leistungssteigerung der Gasturbine die Instabilitäten des Verdichters gedämpft werden, ohne jedoch die Ursachen näher zu untersuchen. Von Deneve et al. [246] und Mathioudakis [247] wird der Einfluss des High fogging auf eine 150 MW Gasturbine unter leistungserhöhenden und ökonomischen Gesichtspunkten untersucht. Die Schwerpunkte liegen auf einer thermodynamischen Analyse sowie auf dem Einspritzsystem bis zum Verdichtereintritt. Die Wassereindüsung führt einerseits zu einer erhöhten Erosion, reduziert den Pumpgrenzenabstand und verändert die Drücke an den Zapfstellen zur Entnahme der Turbinenkühlung, da sich die Belastung entlang des Verdichters im vorderen Teil reduziert und im hinteren Teil erhöht.

11.5.2.2 Thermodynamik des idealisierten Gasturbinenprozesses mit Nassverdichtung

Aufgrund der Änderung der Stoffwerte einerseits sowie des Druckes und der Temperatur während der Verdichtung andererseits, verschiebt sich auch der Betriebspunkt des Verdichters. Dieser wird wesentlich durch die Kapazität der Turbine festgelegt. Deswegen ist für eine Aussage des Verhaltens des Verdichters unter Nassverdichtung erforderlich, den Betriebspunkt unter Beachtung aller Komponenten, des Einlaufes, des Verdichters, der Brennkammer und der Turbine festzulegen, bzw. die Konsequenzen dessen Verschiebung bei der Auswertung zu berücksichtigen. Deswegen sollen im Folgenden die Auswirkungen der Nassverdichtung auf den Kreisprozess näher diskutiert werden.

Der Einfluss der Verdunstung während der Verdichtung auf den Gasturbinenprozess kann über einfache thermodynamische Prozessbetrachtungen verdeutlicht werden. Hierbei werden der einfache Joule-Prozess oder aber ergänzende Prozesse zugrunde gelegt. Der einfache Gasturbinenprozess mit Wassereindüsung ohne Abgaswärmenutzung wurde von Zheng et al., Li und Zheng sowie Chiang et al.[10, 244, 248] betrachtet. Sie stellen fest, dass die Wassereindüsung aufgrund der Verdunstung im Ansaugkanal die Einlasstemperatur des Gasturbinenverdichters reduziert. Die kontinuierliche Verdunstung der Wassertropfen während der Verdichtung reduziert die Austrittstemperatur des Verdichters bei gleichzeitiger Verringerung der aufzuwendenden Arbeit. Die abgegebene Nutzleistung des Gasturbinenprozesses wird durch Wassereindüsung deutlich gesteigert. Der Wirkungs-

grad erhöht sich in diesen Untersuchungen leicht. Der Einfluss der Wassereindüsung hängt wesentlich von der Verdunstungsrate und somit von der Größe der Tropfen ab.

Ein Vergleich unterschiedlicher Gasturbinenprozesse unter Einbeziehung von zwischengekühlten und regenerativen Prozessen wurde von Zheng et al. [5] durchgeführt. Die Autoren zeigten, dass der regenerative Gasturbinenprozess mit Wassereinspritzung die höchsten Wirkungsgrade und Leistungen erbringt. Betrachtungen eines Gas- und Dampf-Kraftwerkes (GuD) mit Wassereindüsung [249] erbrachten, dass es ein Maximum in der möglichen Wirkungsgradsteigerung eines ausgewählten GuD-Prozesses durch Wassereindüsung gibt, welches von den Umgebungsbedingungen abhängt. Dieses liegt unterhalb von 1 % Übersättigung der Verdichtereintrittsluft. Dieses Ergebnis liegt darin begründet, dass der Gasturbinenwirkungsgrad im Wesentlichen durch die Verringerung der Verdichterarbeit steigt, der Abhitzenutzungsgrad und Dampfprozesswirkungsgrad jedoch sinken. Ersterer verringert sich durch die mit dem Dampfgehalt des Abgases steigenden Abgasverluste und letzterer durch die mit der Wasserbeladung sinkende Abgastemperatur der Gasturbine.

Die Wassereindüsung in den Verdichter von Gasturbinen verändert die thermodynamischen Zustandsgrößen des Gasturbinenprozesses aufgrund der variierenden Stoffeigenschaften des Luft-Wasser Gemisches. Der Kreisprozess der Gasturbine mit Nassverdichtung wird bei Eisfeld und Joos [250] vereinfacht dargestellt und den Eigenschaften des einfachen und zwischengekühlten Gasturbinenprozesses gegenübergestellt. Im Ergebnis erreichte der als „Moisture Air Turbine“ (MAT) bezeichnete Prozess mit Nassverdichtung die höchste spezifische Arbeit bei gleichzeitig höchstem Wirkungsgrad. Diese Erkenntnisse konnten auch an einer Versuchsmaschine nachgewiesen werden. Eine detailliertere Analyse der thermodynamischen Leistungsfähigkeit des Nassverdichtungsprozesses wird von Chiang et al. [248] durchgeführt. Unter Annahme einer konstanten Verdunstungsrate des Wassers im Verdichter wird eine Paramterstudie durchgeführt, die auf dem vereinfachten Formalismus von Hill [4] basiert. Die wesentliche Erkenntnis besteht darin, dass die Wirkungsgrad steigernden Effekte der Nassverdichtung mit steigender Verdunstungsrate verstärkt werden. Diese kann vor allem durch das Einbringen feiner Tropfen erhöht werden.

Thermodynamische Modellierung der Nassverdichtung

Die Nassverdichtung ist eine thermodynamische Zustandsänderung feuchter Luft mit Kondensatanteil bei gleichzeitigem Phasenübergang der flüssigen Phase in den Dampfzustand. Insofern handelt es sich nicht um eine Kühlung der Luftverdichtung im eigentlichen Sinne, sondern viel mehr um die Verdichtung eines Stoffgemisches mit besonderen Eigenschaften. Die Berücksichtigung der Verdunstung im Verdichtungsprozess wurde von White und Meacock [7] sowie Härtel und Pfeiffer [9] beschrieben. Kefalas et al. [251] modellieren die einzelnen Zustandsänderungen des Jouleprozesses und High-fogging-Bedingungen und fassen diese zum Gesamtprozess zusammen. Kefalas et al. [252] und Eisfeld [253] untersuchen Verdampfungseffekte innerhalb einer Messstrecke bei variierenden Lufttemperaturen.

Zur Abschätzung des Einflusses auf den Kreisprozess des zugegebenen flüssigen Wassers in den Verdichtereinlauf können die thermodynamischen Zustandsänderungen herangezogen werden. Hierbei wird jedoch in der Regel nicht berücksichtigt, dass die Turbokomponenten durch die geänderte Fluidzusammensetzung und durch die veränderten thermodynamischen Zustandsgrößen ihren Arbeitspunkt und damit auch den polytropen Wirkungsgrad ändern. Eine überschlägige Abschätzung, basierend auf thermodynamischen Zustandsänderungen, wie sie im Folgenden dargestellt ist, wurde von Kefalas et al. [251] und Traupel [254] zusammengestellt. Die Verschiebung des Arbeitspunktes bei den Turbokomponenten wurde von Günther [6] dadurch berücksichtigt, dass für jedes Gitter die An- und Abströmbedingungen entsprechend angepasst wurden. Dies wird abschließend kurz dargestellt.

Allgemein wird eine thermodynamische Zustandsänderung durch die Gibbs'sche Fundamentalgleichung beschrieben

$$T \cdot ds = dh - v \cdot dp. \tag{11.207}$$

Beim Betrieb des Verdichters von stationären Gasturbinen findet bei ausgeregelten stationären Betriebspunkten ein im ersten Ansatz vernachlässigbarer Wärmeaustausch mit der Umgebung statt. Daher wird der Verdichtungsprozess im Folgenden als adiabat betrachtet. Damit ergibt sich die Entropieänderung aus der irreversiblen spezifischen Arbeit φ_{irr} der Zustandsänderung

$$T \cdot ds = d\varphi_{\mathrm{irr}}. \tag{11.208}$$

Die thermodynamischen Zustandsgrößen des Gemisches werden durch die Komponenten gasförmige Luft, flüssiges Wasser und Wasserdampf definiert. Die extensiven Zustandsgrößen lassen sich aus den thermodynamischen Zuständen der Einzelkomponenten ermitteln.

Für die Wasserbeladung

$$X_{\max} = \dot{m}_{\mathrm{W}} \Big/ \dot{m}_{\mathrm{L}} \tag{11.209}$$

lassen sich die spezifische Enthalpie und die spezifische Entropie der Mischung berechnen

$$h = \frac{h_{\mathrm{L}} + X \cdot h_{\mathrm{D}} + \left(X_{\max} - X\right) \cdot h_{\mathrm{w,fl}}}{1 + X_{\max}}, \tag{11.210}$$

$$s = \frac{s_{\mathrm{L}} + X \cdot s_{\mathrm{D}} + \left(X_{\max} - X\right) \cdot s_{\mathrm{w,fl}} + \zeta_{\mathrm{M}}}{1 + X_{\max}}. \tag{11.211}$$

Dabei stellt ζ_{M} die irreversible Mischungsentropie des Luft-Wasserdampf-Gemisches dar. Die trockene Luft wird im Folgenden mit dem Index L gekennzeichnet. Die Zustandsgrößen der einzelnen Komponenten können durch die stoffbezogenen Zustandsgleichun-

gen von Luft und Wasser berechnet werden. In den Fällen der Luft und des überhitzten Wasserdampfes liefert das ideale Gasgesetz im relevanten Druck- und Temperaturbereich hinreichend genaue Ergebnisse. In der Nähe des Sättigungszustandes weicht das Verhalten des Wassers jedoch stark von dem des idealen Gases ab. Die vereinfachte Beschreibung der Nassverdichtung unter der Annahme des Verhaltens idealer Gase ist dennoch als wertvoll anzusehen, da sie eine schnelle Auswertung der Auswirkungen der Wasserbeladung ermöglicht. Genauere Ergebnisse liefert die Berücksichtigung des Verhaltens realen Gases.

Als erstes soll vereinfachend angenommen werden, dass ein ideales Gasgemisch im gasförmigen Anteil vorliegt und die Wärmekapazitäten der Stoffe konstant sind. Die Mischungsentropie ζ_M von Luft und Wasserdampf wird aus den speziellen Gaskonstanten und Massenverhältnisses berechnet [11] zu

$$\zeta_M = R_D \cdot \left[\left(\frac{R_L}{R_D} + X \right) \cdot \ln \left(\frac{R_L}{R_D} + X \right) - X \cdot \ln X - \frac{R_L}{R_D} \cdot \ln \frac{R_L}{R_D} \right]. \tag{11.212}$$

Die flüssige Phase kann als inkompressibel angesehen werden, wobei

$$\frac{\rho_L}{\rho_{w,fl}} = 1 \tag{11.213}$$

ist. Zusammengefasst folgt somit für die quasi-stationäre Zustandsänderung

$$\begin{aligned} ds = {} & \frac{1}{1+X_{max}} \cdot \left\{ \left[c_{p,L} + X \cdot c_{p,D} + \left(X_{max} - X \right) \cdot c_{W,fl} \right] \cdot \ln \frac{T}{T_{Tr}} + X \cdot \frac{dh_{v,Tr}}{T_{Tr}} \right\} \\ & - \frac{1}{1+X_{max}} \cdot \left\{ \left(R_L + X \cdot R_D \right) \cdot \ln \frac{p}{p_{Tr}} + \zeta_M \right\}, \end{aligned} \tag{11.214}$$

$$h = \frac{1}{1+X_{max}} \cdot \left\{ \left[c_{p,L} + X \cdot c_{p,D} + \left(X_{max} - X \right) \cdot c_{W,fl} \right] \cdot \left(T - T_{Tr} \right) + X \cdot dh_{v,Tr} \right\}. \tag{11.215}$$

Durch die gegebenen Zusammenhänge ist jeder Zustand der Verdichtung bestimmbar, wenn Temperatur und Druck des Gemisches sowie die Wasserbeladung der Luft bekannt sind. Unter Annahme eines polytropen Verlaufes der Verdichtung [255] kann der Zusatzaufwand zur isentropen Zustandsänderung durch

$$d\varphi_{irr} = \left(\frac{1}{\eta_{pol}} - 1 \right) \cdot v \cdot dp + d\zeta_M \tag{11.216}$$

berechnet werden. Zusammen mit Gl. 11.214 folgt

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{R_M}{\eta_{pol} \cdot c_p}} \cdot e^{-\left(\frac{(X_2 - X_1) \cdot ds_{v,1}}{c_p} \right)}, \tag{11.217}$$

mit den Größen der Mischung

$$\begin{aligned} R_{\mathrm{M}} &= R_{\mathrm{L}} + X_2 \cdot R_{\mathrm{D}} \\ c_{\mathrm{p}} &= c_{\mathrm{p,L}} + X_2 \cdot c_{\mathrm{p,D}} + \left(X_{\max} - X_2\right) c_{\mathrm{w,fl}} \\ ds_{\mathrm{v,1}} &= \frac{dh_{\mathrm{v,Tr}}}{T_{\mathrm{Tr}}} + \left(c_{\mathrm{p,D}} - c_{\mathrm{w,fl}}\right) \cdot \ln \frac{T}{T_{\mathrm{Tr}}} - R_{\mathrm{D}} \cdot \ln \frac{p_{\mathrm{1}}}{p_{\mathrm{Tr}}}. \end{aligned} \tag{11.218}$$

Die Wasserbeladung der Luft kann aus dem Verdunstungsverhalten der eingebrachten Tropfen ermittelt werden. Im ersten Schritt soll die null-dimensionale Betrachtung der Tropfenverdunstung keine Zeitabhängigkeit aufweisen. Damit ist die Luft während der Verdichtung vollständig gesättigt, bis die am Eintritt eingebrachte Menge verdunstet ist ($X = X_{\max}$). Folglich kann die Wasserbeladung aus dem Sättigungspartialdruck in Abhängigkeit des Druckes und der Temperatur des Gemisches bestimmt werden

$$X_s = \frac{R_{\mathrm{L}}}{R_{\mathrm{D}}} \frac{p_{\mathrm{ws}}}{p - p_{\mathrm{ws}}}. \tag{11.219}$$

Der Sättigungspartialdruck selbst muss durch empirische Gleichungen ermittelt werden. Eine von der Tripelpunkttemperatur bis zur kritischen Temperatur hinreichend genaue Berechnung kann nach der vorgenannten Wagner-Formel [256] erfolgen. Diese hat die Form

$$\ln \frac{p_{\mathrm{ws}}}{p_{\mathrm{krit}}} = \frac{T}{T_{\mathrm{krit}}} \cdot \sum_{\mathrm{i}} a_{\mathrm{i}} \cdot T^{b_{\mathrm{i}}}. \tag{11.220}$$

Der relative Fehler liegt auf dem gesamten Intervall unter 0,1 %. Durch den exponentiellen Zusammenhang ist die resultierende Differenzialgleichung der Zustandsänderung nicht analytisch lösbar, sie muss iterativ ausgewertet werden.

Der Berücksichtigung des Realgasverhaltens ist unter Zuhilfenahme der Datenbank RefProp für Luft [15] und Wasser [256, 259] möglich. Die Auswertung der Funktionen *s(T, p, X)* und *h(T, p, X)* erfolgt direkt über die Gl. 11.210 und Gl. 11.211. Da in diesem Mehrkomponentensystem der thermodynamische Zustand im Gleichgewicht durch zwei Zustandsgrößen festgelegt ist, erfolgt die Berechnung über die Zuordnungen *X(T, p), T(X, p)* iterativ.

Um eine Vergleichbarkeit des trockenen und des wasserbeladenen Prozesses zu gewährleisten, wird in den folgenden Beispielen ein Verdichtereintrittszustand von 288,15 K und 101,325 Pa angenommen, der unabhängig von der relativen Feuchte der Luft ist. Auf diese Weise wird in dieser Betrachtung die Verdunstungskühlung im Zuströmgehäuse ausgeschlossen.

Mit den angegebenen Beziehungen ist es möglich, den Einfluss der Wassereindüsung auf den Verdichtungsprozess auszuwerten. Abb. 11.36 (*links*) stellt die aufzubringende spezifische Verdichterarbeit, normiert auf die Arbeit der trockenen Verdichtung dar. Diese steigt zunächst in allen abgebildeten Fällen bis zur Sättigung der Eintrittsluft aufgrund der

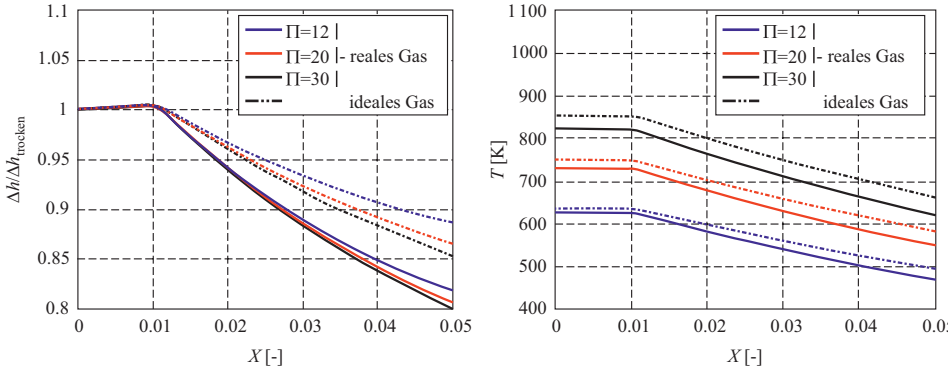


Abb. 11.36 Mögliche Leistungssteigerung unter Annahme der Sättigung durch Fogging in Abhängigkeit der relativen Luftfeuchte [253]

erhöhten Luftfeuchte. Sobald der Verdunstungsprozess während der Verdichtung stattfindet, verringert sich die aufzubringende Arbeit deutlich. So kann bereits durch eine Wasserbeladung von 3 % ein Rückgang des Arbeitsaufwandes auf 88 % der trockenen Verdichtung berechnet werden. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Reduzierung der Arbeit bei der Berechnung des realen Gases stärker ausfällt, welches hauptsächlich auf die steigende Wärmekapazität des Wasserdampfes bei Annäherung des Zustandes an die Sättigungslinie zurückzuführen ist. Das Druckverhältnis des Verdichters hat auf die relative Reduktion der zuzuführenden Arbeit offenbar einen vernachlässigbaren Einfluss, insbesondere unter Berücksichtigung des Realgasverhaltens.

Abb. 11.36 (*rechts*) zeigt den Rückgang der Verdichteraustrittstemperatur in Abhängigkeit von der Wasserbeladung unter der Annahme des thermischen Gleichgewichts für die Verdunstung. Das Temperaturniveau bleibt bis zur Sättigung der Eintrittsluft nahezu konstant und sinkt bei einer Beladung 3 % um etwa 100 K. Dabei fällt die absolute Reduktion der Austrittstemperatur bei hohem Druckverhältnis leicht höher aus. Die Abweichungen der für reale Stoffwerte berechneten Verläufe von den Werten des idealen Gases sind signifikant.

Soll zusätzlich die Zeitabhängigkeit der Verdunstung berücksichtig werden, muss die Aufenthaltszeit t_a im Verdichter bekannt sein. Unter Annahme eines exponentiellen Druckaufbaus nach

$$p = p_0 \cdot \pi^{\left(\frac{t}{t_a}\right)} \tag{11.221}$$

ergibt sich

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p_0}{t_a} \cdot \pi^{\left(\frac{t}{t_a}\right)} \cdot \ln \pi. \tag{11.222}$$

Die typische Aufenthaltszeit eines Fluidteilchens in einem Gasturbinenverdichter mit einem Druckverhältnis von $\pi = 20$ ist bei Kraftwerksmaschinen etwa $t_a \approx 25$ ms. Im Folgenden wird der zeitliche Verlauf des Druckaufbaus auf diesen Wert angepasst.

Die Zustandsänderung ist hinsichtlich der Wärme- und Stoffübertragung des Wassers nicht mehr quasi-stationär. Das thermodynamische Gleichgewicht des Gemisches kann für die Ermittlung des Zustandes folglich nicht mehr vorausgesetzt werden. Für die Verdunstung der Tropfen im Ungleichgewicht stehen diverse publizierte Modelle zur Verfügung [258]. Diese basieren auf den Massen- und Energiebilanzen

$$\frac{dm}{dt} = -\frac{Sh}{3 \cdot Sc_g} \cdot \frac{m_d}{\tau_d} \tag{11.223}$$

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{f_T \cdot Nu \cdot \theta_l}{3 \cdot \mathrm{Pr}_g \cdot \tau_d} \cdot \left(T_g - T_d\right) + \frac{\Delta h \cdot \dot{m}_d}{c_w \cdot m_d}. \tag{11.224}$$

Dabei bezeichnet

$$\tau_d = \rho_d \cdot \frac{d^2}{18 \cdot \eta_g} \tag{11.225}$$

die Zeitkonstante für die Stokes-Strömung und

$$\theta_l = \frac{c_{p,g}}{c_W} \tag{11.226}$$

das Verhältnis der Wärmekapazitäten. H_M stellt den Stoffübertragungskoeffizienten und f_T einen Korrekturfaktor für den Wärmeübergang dar. Die dimensionslosen Kennzahlen

$$\mathrm{Pr}_g = \frac{\eta_g}{c_{p,g} \cdot \lambda_g} \text{ und } Sc_g = \frac{\eta_g}{\Gamma \cdot \rho_g} \tag{11.227}$$

bemessen die Wärme- bzw. Stoffübertragungseigenschaften der Gasphase und finden sich auch in den Berechnungen der Nusselt- und der Sherwood-Zahl wieder

$$Nu = 2 + 0{,}552 \cdot \mathrm{Re}_g^{1/2} \cdot \mathrm{Pr}_g^{1/3}, \tag{11.228}$$

$$Sh = 2 + 0{,}552 \cdot \mathrm{Re}_d^{1/2} \cdot Sc_g^{1/3}. \tag{11.229}$$

Die Reynolds-Zahl

$$\mathrm{Re}_d = \frac{u_s \cdot d}{\nu_d} \tag{11.230}$$

wird mit der Schlupfgeschwindigkeit der Tropfen im Trägergas u_s definiert. Die Berechnung von f_T und H_M hängt vom gewählten Verdunstungsmodell ab. Im einfachsten Fall ist

der Stoffübertragungskoeffizient identisch mit der Stoffübertragungszahl von Spalding $H_M = B_M$ und die Temperaturfunktion $f_T = 1$. Die Stoffübertragungszahl von Spalding lässt sich aus dem Sättigungsmassenbruch des Wassers berechnen

$$B_M = \frac{\gamma_{W,s} - \gamma_W}{1 -} \gamma_{W,s}. \tag{11.231}$$

Das lediglich für größere Tropfen relevante Langmuir-Knudsen-Modell wird nur für Tropfendurchmesser $d_T > 6$ µm angewendet, da es bei $d_T \to 0$ eine Singularität hat. Bei kleineren Durchmessern wird das oben beschriebene einfache Modell eingesetzt.

Für größere Tropfen wird bei Traupel [254] ergänzend das Langmuir-Knudsen-Modell nach White und Meacock [258] herangezogen, um die Verzögerung gegenüber dem thermodynamischen Gleichgewicht mit maximaler Sättigung der Luft in jedem Zustand darzustellen. Hierzu muss der Volumenbruch des Wasserdampfes $\chi_{D,M}$, der Massenübertragungskoeffizienten H_M sowie die Bestimmung der Nusselt-Zahl adaptiert werden (Tab. 11.4).

Im Rahmen der überschlägigen thermodynamischen Betrachtung muss die Schlupfgeschwindigkeit abgeschätzt werden, da keinerlei Informationen über das aerodynamische Verhalten einfließen können. Für die Betrachtung der Tropfen mit $d_T \leq 20$ µm wird daher oft Schlupffreiheit $u_s = 0$ m/s angenommen.

Die hohe Relativgeschwindigkeit, insbesondere der größeren Tröpfchen muss bei der Berechnung des Wärme- und Stoffübergangs berücksichtigt werden. Andererseits erfolgt die starke Beschleunigung im msec-Bereich, so dass von einer Unterkühlung ausgegangen werden muss. Inwieweit die Unterkühlung auf eine homogene Kondensation oder auf heterogene Kondensation führt, hängt letztendlich von der Anzahl der Kondensationskeime in der angesaugten Luft ab. Insgesamt ist für den Eintritt in die erste Laufreihe von einem unterkühlten Zustand auszugehen [6].

Tab. 11.4 Modifikationen für das Langmuir-Knudsen Modell nach [254]

$\chi_{D,M} = \frac{p_{ws}}{p} - 2\frac{L_k}{d_0}\beta$
$L_k = \frac{\eta_g \sqrt{2\pi T_d}\, \frac{R_a}{M_W}}{pSc}$
$\beta = -3\,\mathrm{Pr}_g \frac{\tau \dot{m}_d}{2m_d}$
$f_2 = \frac{\beta}{e^{\beta} - 1}$
$H_M = \ln\lvert 1 + B_M \rvert$

Die Temperaturentwicklung während der Verdichtung hängt von der Verdunstungsrate der Wassertropfen

$$\frac{dw}{dt} = f\left(p,T.X\right) \tag{11.232}$$

ab. Eine beispielhafte Temperaturentwicklung im Vergleich zur trockenen Verdichtung und die entsprechende Verdunstungsrate im Vergleich zur Nassverdichtung im Gleichgewicht sind in Abb. 11.37 dargestellt. Abb. 11.37 (*links*) zeigt die Verzögerung der Temperaturminderung und damit eine Glättung der Temperaturentwicklung bei der Verdichtung gegenüber dem Gleichgewichtsfall. Solange das Wasser im Verdichter vollständig verdunstet, wird bei gleichem polytropen Wirkungsgrad und gleichen Randbedingungen dieselbe Endtemperatur erreicht. Abb. 11.37 (*rechts*) zeigt dabei, dass der modellierte Phasenübergang der Wassertropfen eine gegenüber dem Gleichgewichtsmodell deutlich verzögerte Verdunstung abbildet.

Zur Beschreibung der Wassereindüsung auf das Verhalten der Gasturbine sind die weiteren einzelnen Prozessschritte des Joule-Prozesses zusätzlich zu modellieren.

Wärmezufuhr in der Brennkammer

Die Wärmezufuhr in der Brennkammer wird durch die Wassereindüsung einerseits über die Verdichterendtemperatur und andererseits über den erhöhten Wasserdampfanteil im Prozessmedium beeinflusst. Soll im Betrieb mit Nassverdichtung dieselbe Turbineneintrittstemperatur erreicht werden wie im trockenen Betrieb, ist die notwendige Temperaturerhöhung entsprechend höher. Gleichzeitig erhöht der Wasserdampfanteil die Wärmekapazität, so dass in jedem Fall eine größere spezifische Wärmemenge zuzuführen ist.

In erster Näherung kann das Verhalten des idealen Gases mit konstanten Wärmekapazitäten vorausgesetzt werden. Abweichungen durch das Verhalten des realen Gases sind bei

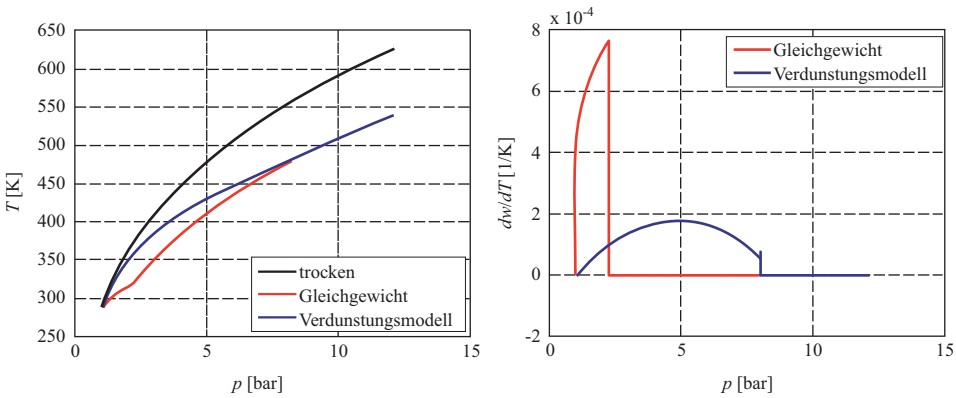


Abb. 11.37 Temperaturentwicklung (*links*) und Verdunstungsrate (*rechts*) bei der Verdichtung eines homogenen Sprays in Luft mit Tropfendurchmesser 10 µm [253]

der Beschreibung der Brennkammer insbesondere bei hohen Temperaturen zu erwarten. Unter der Voraussetzung, dass das Wasser im Verdichter vollständig verdampft ist, lässt sich die isobare Wärmezufuhr durch

$$dh = \frac{\left(c_{\mathrm{p,L}} + X_{\max} \cdot c_{\mathrm{p,D}}\right) \cdot dT + \Delta H_{\mathrm{u}}}{1 + X_{\max}}, \tag{11.233}$$

$$ds = \frac{\left(c_{\mathrm{p,L}} + X_{\max} \cdot c_{\mathrm{p,D}}\right) \cdot \frac{dT}{T} \cdot \frac{\Delta H_{\mathrm{u}}}{T}}{1 + X_{\max}} \tag{11.234}$$

beschreiben. Im offenen Gasturbinenprozess bedingt ein erhöhter Wärmebedarf einen größeren zuzuführenden Brennstoffmassenstrom. Die damit einhergehende Änderung der Stoffzusammensetzung des Prozessmediums hat eine Rückwirkung auf den Brennstoffbedarf und beeinflusst gleichzeitig die spezifische Entspannungsarbeit der Turbine. Aufgrund der starken Abweichung des Gasgemisches vom Verhalten des idealen Gases ist die Berücksichtigung des Realgasverhaltens erforderlich. Für die Zustandsberechnung der Luftbestandteile kann wieder REFPROP nach Lemmon et al. [15] und für das Kohlendioxid die Korrelation nach Wu [260] herangezogen werden.

Abb. 11.38 zeigt die Wärmezufuhr in Abhängigkeit der Wasserbeladung für den Fall konstanter Turbineneintrittstemperatur. Bis zur Sättigung der Eintrittsluft zeigt sich lediglich ein Einfluss der gestiegenen Wärmekapazität durch den erhöhten Wasserdampfanteil. Bei höheren Beladungen wird der direkte Einfluss der verringerten Verdichteraustrittstemperatur erkennbar, der umso stärker ausfällt, je höher das Druckverhältnis ist. Dieses Verhalten kann in guter Näherung durch das ideale Gasgesetz beschrieben werden.

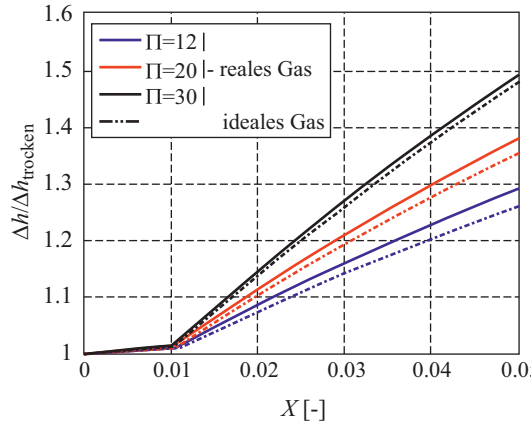


Abb. 11.38 Wärmezufuhr in der Brennkammer in Abhängigkeit der Wasserbeladung, TIT = 1300 K, $\eta_{\mathrm{pol,Verdichter}} = 0{,}9$ [253]

Entspannung in der Turbine

Die wesentliche Auswirkung der Nassverdichtung auf den Entspannungsprozess in der Turbine ist der deutlich erhöhte Wasserdampfanteil im Fluid. Unter Annahme idealen Gases lässt sich die Entspannung ohne Kondensation berechnen

$$dh = \frac{\left(c_{p,L} + X_{max} \cdot c_{p,D}\right) \cdot dT}{1 + X_{max}}, \tag{11.235}$$

$$ds = \frac{\left(c_{p,L} + X_{max} \cdot c_{p,D}\right) \cdot \frac{dT}{T} - \left(R_L + X_{max} \cdot R_D\right) \cdot \frac{dp}{p}}{1 + X_{max}}. \tag{11.236}$$

Unter Annahme einer polytropen Entspannung in der Turbine mit der zusätzlich aufzuwendenden spezifischen Volumenänderungsarbeit

$$d\varphi_{irr} = \left(\eta_{pol} - 1\right) \cdot v \cdot dp \tag{11.237}$$

nach Wagner und Pruss [255] erhält man für die Zustandsänderung

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\left(\frac{\eta_{pol} \cdot (R_L + X_{max} \cdot R_D)}{c_{p,L} + X_{max} \cdot c_{p,D}}\right)}. \tag{11.238}$$

Berücksichtigt man zusätzlich die Änderung der Stoffzusammensetzung, so resultiert aus der Wassereindüsung ein erhöhter Kohlendioxid-Anteil im Rauchgas.

Abb. 11.39 zeigt die spezifische Turbinenarbeit in Abhängigkeit der Wasserbeladung. Im Gegensatz zur Wärmezufuhr ist hier eine deutliche Abweichung der Werte mit der Annahme des idealen Gases im Vergleich zum Realgas erkennbar, was auf den erhöhten Massenstrom der Brennstoffzufuhr zurückzuführen ist. Bei Übersättigung der Eintrittsluft

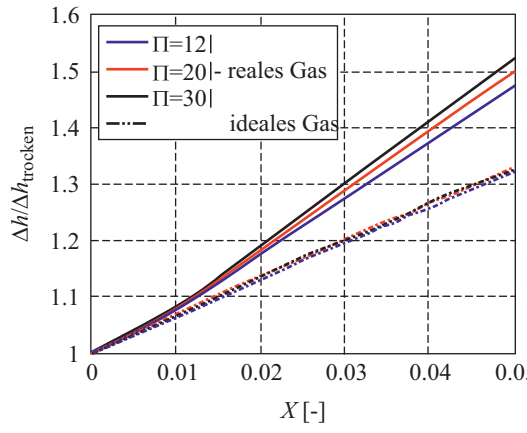


Abb. 11.39 Entspannungsarbeit in Abhängigkeit der Wasserbeladung, TIT = 1300 K, $\eta_{pol,Verdichter}$ = 0,9, $\eta_{pol,Turbine}$ = 0,92 [253]

führt die Änderung der Abgaszusammensetzung zu einer größeren Steigerung der spezifischen Turbinenarbeit mit der Wasserbeladung. Dieser Zusammenhang kann als weitgehend unabhängig vom Druckverhältnis angesehen werden.

Idealer Kreisprozess

Um die spezifische Arbeit des Kreisprozesses sowie den thermischen Wirkungsrad zu erhalten, werden die Prozessschritte Verdichtung, Wärmezufuhr und Entspannung hintereinander durchlaufen. Der Prozess wird dadurch geschlossen, dass Frischluft angesaugt wird, d. h. dass zwischen Ausgang und Eingang nicht nur Wärme und Reaktionsprodukte, sondern auch zusätzlich Wasser abgeführt wird. Der idealisierte Prozess, der lediglich die drei wesentlichen Zustandsänderungen modelliert, bildet einerseits das Sekundärluftsystem, welches unter anderem die Kühlluftversorgung der Turbinenbeschaufelung beinhaltet, nicht ab. Andererseits wird nicht berücksichtigt, dass die Verschiebung des Arbeitspunktes der einzelnen Komponenten deren Wirkungsgrad ändert. Des Weiteren wird bei einer Variation des Druckverhältnisses die Turbineneintrittstemperatur nicht angepasst, ungeachtet der Existenz des Wirkungsgradoptimums für Wertepaare von TIT und π bei festgehaltenen Komponentenwirkungsgraden. Dies wird in der im Folgenden dargestellten Modellierung nach Günther [6] berücksichtigt werden.

Die Nassverdichtung führt durch die gestiegene spezifische Turbinenarbeit bei gleichzeitiger Reduktion der spezifischen Verdichterarbeit in jedem Fall zu einer erhöhten spezifischen Nutzarbeit des Prozesses $w_{Nutz} = \Delta h = \Delta h_{Turbine} - \Delta h_{Verdichter}$. Die Nassverdichtung wirkt sich in hohem Maße auf die spezifische Nutzarbeit aus, wobei die Steigerungsmöglichkeiten mit dem Druckverhältnis wachsen, Abb. 11.40.

Die gezeigten Zusammenhänge machen außerdem deutlich, dass der Reduktion der Verdichterarbeit vor allem der gestiegene Brennstoffbedarf bei der Wärmezufuhr gegenübersteht. Bei konstanter Turbineneintrittstemperatur TIT erhöht sich wie erwartet der thermische Wirkungsgrad mit erhöhter Wasserbeladung (Abb. 11.40 *rechts*). Die Verläufe, die unter der Annahme des idealen Gases berechnet wurden, unterscheiden sich deutlich

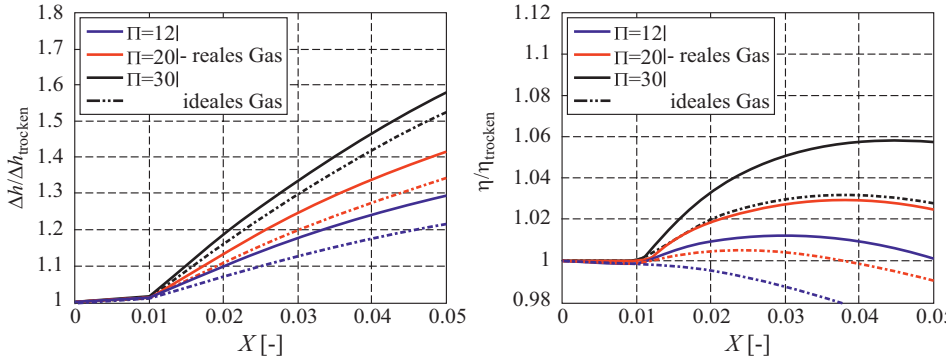


Abb. 11.40 Normierte spezifische Nutzarbeit (*links*) und normierter Wirkungsgrad (*rechts*) des idealen Prozesses bei TIT = 1300 K, $\eta_{pol,Verdichter} = 0{,}9$, $\eta_{pol,Turbine} = 0{,}92$ [253]

von den Verläufen unter Berücksichtigung des realen Gasverhaltens. Der thermische Wirkungsgrad wird wie folgt bestimmt

$$\eta_{\text{th}} = \frac{\Delta h_{\text{Turbine}} - \Delta h_{\text{Verdichter}}}{\Delta h_{\text{Brennkammer}}}. \tag{11.239}$$

Der Verlauf des Wirkungsgrades über dem Druckverhältnis hängt wie erwartet stark von der Turbineneintrittstemperatur ab (Abb. 11.40). Je nach der Auslegung ergibt sich ein Wirkungsgradmaximum, das durch die Wasserbeladung und durch die Erhöhung der Turbineneinrittstemperatur zu höheren Druckverhältnissen verschoben wird. Dieses Verhalten erklärt die widersprüchlichen Ergebnisse der Literatur, in der einige Autoren von Wirkungsgradsteigerungen, andere von niedrigeren Wirkungsgraden bei Wassereindüsung berichten.

Bemerkenswert ist in diesem Zusammenhang, dass ein idealer Prozess, der mit 3 % Wassereindüsung, einem Druckverhältnis von 20 und einer Turbineneintrittstemperatur von 1300 K arbeitet, einen ähnlich hohen Wirkungsgrad erreicht, wie der entsprechende trockene Prozess bei einer TIT von 1600 K. Die Ergebnisse sind mit den Berechnungen von Bhargava [232] vergleichbar, der diesen Einfluss der Nassverdichtung bei geringen Druckverhältnissen und Turbineneintrittstemperaturen postulierte.

Die an dieser Stelle erhaltenen idealen Wirkungsgrade übersteigen die erzielten Wirkungsgrade realisierter Maschinen deutlich, da, wie bereits dargestellt, der Einfluss der Entnahme von Verdichterluft zum Zweck der Turbinenkühlung sowie die Brennkammerdruckverluste unberücksichtigt bleiben. Außerdem wurden die polytropen Wirkungsgrade der Turbine und des Verdichters als unabhängig von der Wasserbeladung und vom Druckverhältnis angenommen.

Die Darstellung des idealen Prozesses im *h, s*-Diagramm (Abb. 11.42) erläutert das in Abb. 11.41 beschriebene Verhalten. Durch die mit der Wassereindüsung größer werdende Wärmezufuhr wird der Prozess unempfindlicher gegenüber den Verlusten in den Strömungsmaschinen. Der isentrope Prozess mit Wassereindüsung hat unterdessen einen schlechteren thermischen Wirkungsgrad als der entsprechende trockene Prozess. Dies liegt in der Tatsache begründet, dass der Wirkungsgrad hier nur vom Druckverhältnis und vom Isentropenexponenten abhängt, der bei Wassereindüsung im Mittel geringer ist. Außerdem kann die während der Verdichtung zugeführte Verdampfungswärme nicht mehr bei der Entspannung zurückgewonnen werden, da das Wasser im Abgas dampfförmig vorliegt.

Die veränderten Stoffeigenschaften werden vor allem durch den abweichenden Verlauf der Isobaren ersichtlich. Zum Schließen des Prozesses wird das Wasser bei der Berechnung der Isobaren niedrigen Druckes wieder kondensiert, wodurch besonders in der Nähe des Umgebungszustandes (1), (1)∗ Abweichungen entstehen. Darüber hinaus führt der erhöhte Wasserdampfanteil zu einer größeren Wärmekapazität des Prozessmediums, sodass die Turbineneintrittstemperatur bei einem höheren Wert der spezifischen Enthalpie erreicht wird.

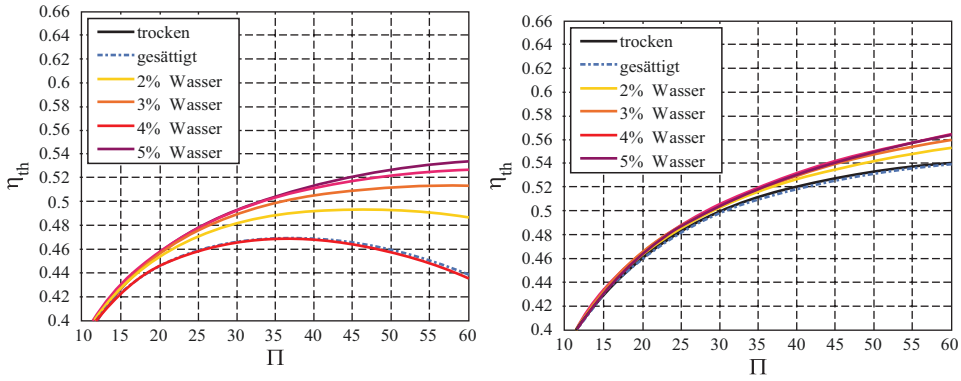


Abb. 11.41 Idealer thermischer Wirkungsgrad über dem Druckverhältnis bei einer Turbineneintrittstemperatur von 1300 K (*links*) bzw. 1600 K (*rechts*), $\eta_{pol,Verdichte} = 0{,}9$, $\eta_{pol,Turbine} = 0{,}92$, Stoffwerte des realen Gases, nach [253]

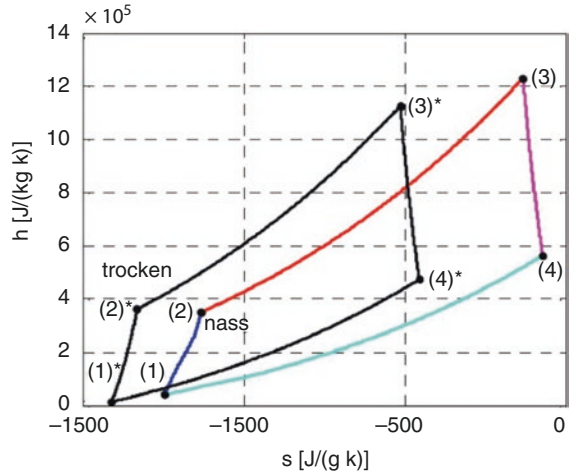


Abb. 11.42 *h, s*-Diagramm des trockenen und des nassen idealen Gasturbinenprozesses bei 3 % Wasserbeladung, $\pi = 12$, TIT = 1300 K, $\eta_{pol,Verdichter} = 0{,}9$, $\eta_{pol,Turbine} = 0{,}92$, Referenzpunkt: $T = 273{,}15$ K, $p = 611{,}657$ Pa, reale Stoffwerte [253]

Insgesamt liegt der nasse Prozess in einem höheren Enthalpie- und Entropie-Niveau, welches durch den Energieinhalt des eingebrachten Wassers bedingt ist.

Durch die Annahme eines von der Wassereindüsung unabhängigen polytropen Wirkungsgrades schließt dieser eine thermodynamische Betrachtung der spezifischen Größen, die aerodynamischen Einflüsse der zweiphasigen Strömung im Verdichtergitter und der geänderten Stoffeigenschaften aus. Auch wird das Schluckverhalten der Turbine, das bestimmend für den Betriebspunkt der Maschine ist, bei der Idealisierung nicht berücksich-

tigt. Diese Eigenschaften können durch eine detaillierte Beschreibung des Prozesses diskutiert werden.

In der Darstellung (Abb. 11.42) wird das Fluid als Zweiphasenströmung simuliert, d. h. der Phasenübergang der flüssigen Tröpfchen in die Gasphase wird thermodynamisch mitbetrachtet, indem die Gibbs'sche freie Energie beim Phasenübergang als konstant angesehen wird. Dabei erhöht sich, wie einleitend in diesem Kapitel dargestellt, die Entropie der Nassverdichtung stärker als bei der trockenen Verdichtung, was deutlich im Vergleich der Steigung der beiden Vorgänge erkennbar ist. Der leichte Knick während der Nasskompression ist auf das Ende der Verdunstung zurückzuführen. Wird die Nassverdichtung lediglich auf die gasförmige Phase bilanziert, wobei die Verdunstung als Wärmeentzug wie beim Chiller technisch realisiert ist, ergibt sich eine Verdichtung mit abnehmender Entropie aufgrund der angenommenen Wärmeabfuhr, wie beispielsweise in Abb. 11.43 dargestellt. Die Daten wurden einer detaillierteren CFD-Simulation der Strömung durch Verdichter, Brennkammer und Turbine des Gaserzeugers einer Kleingasturbine entnommen [216]. Für die Zweiphasenströmung im Verdichter wurde hier angenommen, dass alle Tropfen, die auf die Schaufeln aufschlagen, fein zerstäubt werden. Es zeigte sich, dass unter den Modellannahmen nur die kleinen Tröpfchen (< 5 µm) innerhalb des Verdichters verdunsten, die größeren Tropfen gelangen in die Brennkammer. Zusätzlich wurde angenommen, dass die Turbineneintrittstemperatur aufgrund der niedrigeren Verdichtersaustrittstemperatur nicht absinkt, was der Lebensdauer der Turbine zugute käme. Unter den angegebenen Bedingungen erhöhte sich das Verdichtungsverhältnis.

Aus dem *T, s*-Diagramm ist ersichtlich, dass eine Erhöhung des Druckverhältnisses gegenüber der isentropen Verdichtung mit dem Endpunkt (2) nur durch Abnahme der Entropie während der Verdichtung, d. h. durch Wärmeabfuhr, erzielt werden kann. Nimmt die Entropie des Fluids aufgrund der Verdampfungsentropie zu, so endet der Punkt (2′) auf einem Zustand höherer Entropie, s. a. Abb. 11.42.

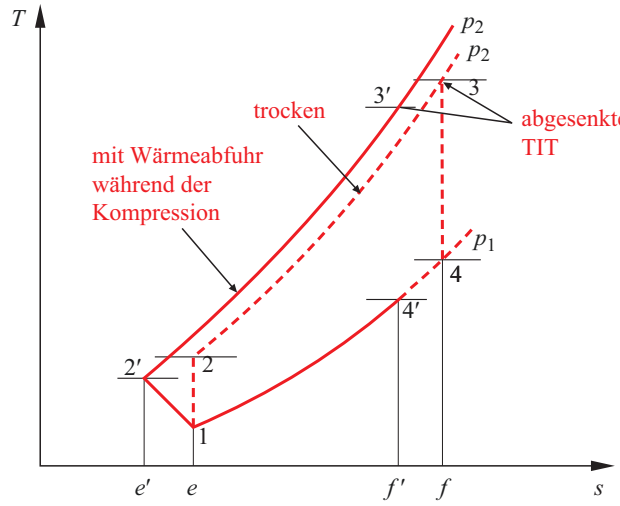


Abb. 11.43 Wet-compression-Prozess unter der Modellannahme, dass die Verdunstung als Wärmeabfuhr zu berücksichtigen ist und die Kraftstoffmenge unverändert bleibt

Modellierung des realen Gasturbinenprozesses mit Nassverdichtung

Im Gegensatz zu dem generischen Verdichter in der Arbeit von Span und Wagner [259] konnten Matz et al. [104] ein Modell auf Grundlage realer Maschinendaten entwickeln. Zusätzlich wurde die Korrelation von Brun et al. [261] über die Bildung von Sekundärtropfen bei Tropfenaufprall auf eine feste Oberfläche implementiert. In dem Modell wurde eine Anpassung der Geschwindigkeitsdreiecke zwischen den Stufen aufgrund der Annahme eines konstanten Dralls durchgeführt. Des Weiteren wurde die Veränderung der Umlenkung aufgrund der Benetzung der Oberflächen berücksichtigt. Das Modell zeigte eine gute Übereinstimmung mit Daten zweier ALSTOM Gasturbinen im Einsatz, die im Betrieb mit konstanter Turbineneintrittstemperatur eine Erhöhung des Verdichterdruckverhältnisses zeigten. Neben dem Effekt der Umverteilung der Belastung von vorderen auf hintere Stufen trat in diesem Fall ebenso eine Verminderung der Leistungsfähigkeit der ersten Stufe auf, die auf die Benetzung der Oberfläche nach Günther [6] zurückgeführt wurde, aber auch durch Unterkühlung der ersten Verdichterstufen erklärt werden könnte. Die Anwesenheit eines Wasserfilms wurde in der Arbeit qualitativ mithilfe von Bildern einer real unter Nassverdichtungsbedingungen gelaufenen Gasturbine bestätigt. Die Zeichen der Anwesenheit von Wasser reichten bis zu der achten Stufe des Verdichters, was ebenso von dem Modell vorhergesagt wurde. Weitere Untersuchungen [262, 263] mit real eingesetzten Nassverdichtungssystemen in Gasturbinen zeigen ähnliche Ergebnisse bezüglich der Eindringtiefe des Wassers in den Verdichter. Neben den Anzeichen von Wasser auf den Schaufeln der Verdichter wird in dieser Arbeit auf die schnellere Abnutzung des Verdichters aufgrund von Erosion und erhöhter Ablagerungsrate von Schmutzpartikeln eingegangen. Das Ergebnis zeigt, dass die kurzzeitigen Vorteile der Nassverdichtung durch die schnellere Abnutzung aufgehoben werden können.

Die Lastverschiebung von den vorderen zu den hinteren Stufen des Axialverdichters interpretiert [264] anschaulich anhand der Geschwindigkeitsdreiecke (Abb. 11.44) und bestätigt dies experimentell. Bei einem Verdichter, dessen Beschaufelung für eine trockene

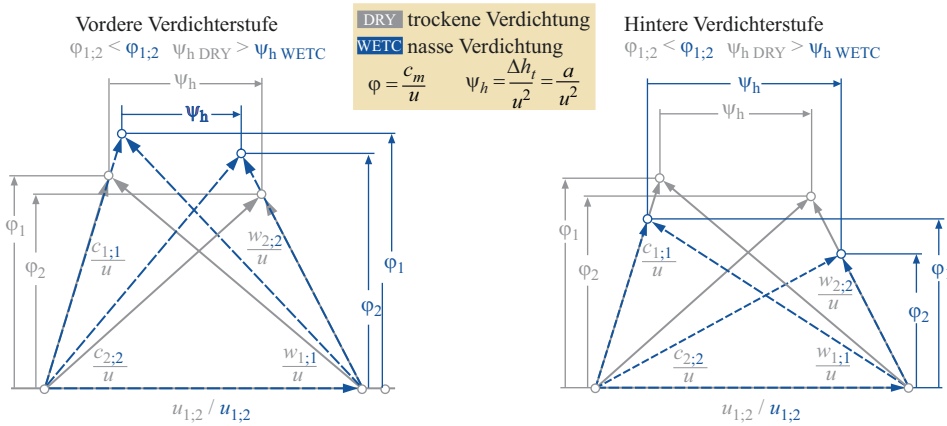


Abb. 11.44 Schematische Geschwindigkeitsdreiecke bei trockener und nasser Verdichtung [263]

Verdichtung ausgelegt ist (grau), leisten die ersten Stufen unter nassen Bedingungen (blau) eine geringere spezifische Arbeit, respektive bei konstanten Umfangsgeschwindigkeiten eine geringere Enthalpiekenngröße $\psi_{\mathrm{h\,Dry}} > \psi_{\mathrm{h\,wet}}$, während für die hinteren Stufen ein erhöhter spezifischer Arbeitsumsatz und damit eine erhöhte Enthalpiekenngröße $\psi_{\mathrm{h\,Dry}} > \psi_{\mathrm{h\,wet}}$ entsteht

$$\Psi_{\mathrm{h}} = \frac{\Delta h_{\mathrm{t}}}{u^2}, \quad \varphi = \frac{c_{\mathrm{m}}}{u}. \tag{11.240}$$

Eine höhere Durchflusskennzahl φ im Vergleich zu den trockenen Bedingungen bewirkt ein geringeres Druckverhältnis in den vorderen Stufen. Durch die Verdampfung und die damit niedrigere Temperatur in den hinteren Stufen sinkt dort die Durchflusskennzahl φ, was ein gesteigertes Druckverhältnis bewirkt. Die vorderen Stufen arbeiten näher an der Schluckgrenze, die hinteren Stufen erfahren eine Verschiebung hin zur Pumpgrenze.

Um die Auswirkung der Verschiebung des Arbeitspunktes unter Nassverdichtung zu erfassen, modellierte [6] die einzelnen Prozessschritte nicht anhand einer vorgegebenen Zustandsänderung, sondern basierend auf der Durchströmung der einzelnen Gitter von Verdichter und Turbine, ergänzt durch den Einlauf und die Brennkammer. Das Verhalten des Sprays muss auf jeden Fall mitbetrachtet werden, wobei im einfachsten Fall, der insbesondere bei feinen Tropfen auftritt ($d_{\mathrm{D}} < 10$ µm) der Wärme- und Stoffübergang unter Annahme schlupffreier Umströmung berechnet werden kann. Die Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Umströmung größerer Tropfen erhöht den Wärme- und Stoffübergang erheblich und muss deshalb allerdings berücksichtigt werden.

Im Einlauf findet bereits eine Verdunstung des Sprays statt, die aufgrund der langen Aufenthaltszeit Sättigungszustand erreichen kann. Im Einlauf des Verdichters zur ersten Laufreihe bewirkt die starke Beschleunigung auf etwa Ma = 0,5 bis 0,7 eine merkliche Abkühlung um etwa 10 °C bis 20 °C. Je nach der getroffenen Annahme, ob davon ausgegangen wird, dass zu jederzeit thermodynamisches Gleichgewicht herrscht oder eine Unterkühlung mit Übersättigung stattfindet, unterscheiden sich die Eintrittsbedingungen in den Fan des Verdichters. Einerseits ergibt die Zuströmung gesättigter Luft Nebelbildung mit Vereisungsgefahr, andererseits besitzt die unterkühlte Luft eine Übersättigung, die die Kompression in den ersten Verdichterstufen beeinflusst [6].

Die Eindüsung von Wasser in den Verdichtereinlauf beeinflusst hauptsächlich die Betriebsweise des Verdichters der Gasturbine, da dort der Phasenübergang durch Verdunstung stattfindet. White und Meacock, Horlock, Härtel und Pfeiffer, Khan und Wang sowie Bräunling [7–9, 265–267] stellten anhand ihrer thermodynamischen Modellierung des Betriebsverhaltens der Nassverdichtung fest, dass sich die Stufenbelastung im axialen Verlauf des Verdichters aufgrund des veränderten Dichteaufbaus zu den hinteren Stufen verschiebt. Aufgrund dessen arbeiten die meisten Stufen unter einem geänderten Anströmwinkel, wodurch der Verdichterwirkungsgrad leidet (Abb. 11.45).

Aufgrund der Fehlanströmung während des Verdichtungsvorganges sinkt der Wirkungsgrad der einzelnen Gitter im Bereich der Zweiphasenströmung je nach Beladung ab.

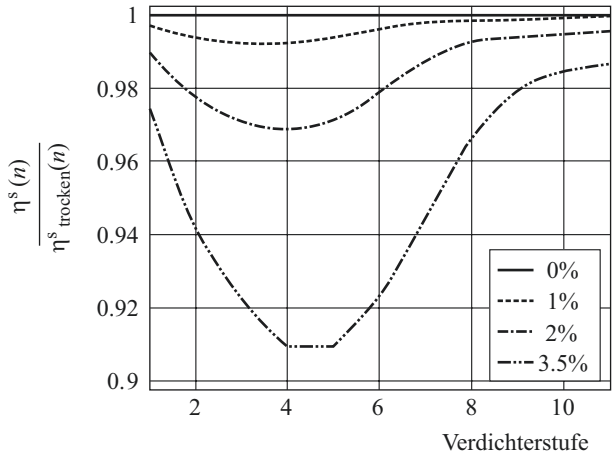


Abb. 11.45 Axialer Verlauf des Wirkungsgrades des Verdichters unter Fogging-Bedingungen, ISO-Bedingungen, nach [6]

Bei einer Wasserbeladung von 2 % ist er beispielsweise in der 4. Stufe des Verdichters um etwa 3 % niedriger im Vergleich zur trockenen Verdichtung.

Der Massenstrom durch den Verdichter steigt an, da die Stufenlast der vorderen Stufen gesenkt wird. Der Betriebspunkt auf der Stufenkennlinie der ersten Stufe wird dadurch zu einem größeren Durchsatz und zu einem geringeren Druckaufbau verschoben. Die Verdichterarbeit wird durch die kühlende Wirkung der verdunstenden Tropfen reduziert, was als kontinuierliche Zwischenkühlung des Verdichters interpretiert werden kann. Je feiner die eingespritzten Tropfen sind, desto schneller verdunsten diese und desto niedriger sind Verdichteraustrittstemperatur und aufzuwendende Verdichterarbeit. Die Verdunstungszeiten der Tropfen in den Veröffentlichungen unterscheiden sich oft untereinander, da den Berechnungen verschiedene Verdunstungs- und Verdichtermodelle zugrunde liegen, so dass dies beim Vergleich zu berücksichtigen ist.

Die Änderung der Zustandsgrößen Druck und Temperatur im Verdichter werden von [6] über die Beschreibung der Gitterdurchströmung und Gitterbelastungskriterien u. a. dem Verzögerungsverhältnis von de Haller nach Munari et al. [268] beschrieben. Hierbei können Änderungen der Gitterverluste und die Auswirkung der verdunstenden Zweiphasenströmung über Wirkungsgrade und Zustandsgrößen berücksichtigt werden. Während der Verdunstung der Tropfen, bzw. bei höheren Temperaturen der verdichteten Luft während der Verdampfung, nimmt der Temperaturanstieg im Verdichter im Vergleich zur trockenen Verdichtung nicht so stark zu, Abb. 11.46. Erst wenn alle Tropfen verdampft sind, stellt sich der polytrope Temperaturanstieg ein. Entsprechend ist die Verdichteraustrittstemperatur niedriger als im trockenen Fall.

Im Verlauf des Verdichters nehmen der statische sowie der totale Druck leicht ab, Abb. 11.47 (*links*). Dies ist besonders im direkten Vergleich mit den trockenen Werten erkennbar, Abb. 11.47 (*rechts*). Die relative Verschiebung des Druckniveaus ändert letztendlich auch das Druckverhältnis der Zapfluft für die Turbinenkühlung je nach axialer Lage der Zapfstelle unterschiedlich.

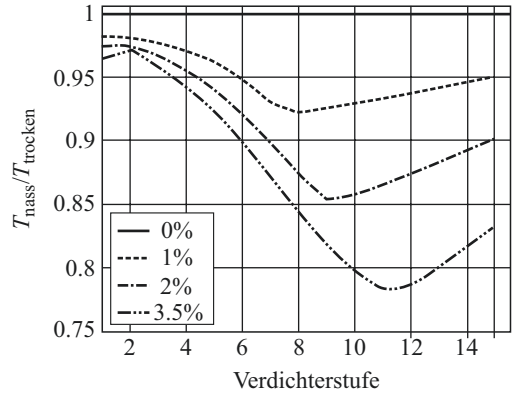


Abb. 11.46 Axialer Verlauf der Temperatur entlang des Verdichters bei unterschiedlicher Wasserbeladung [6]

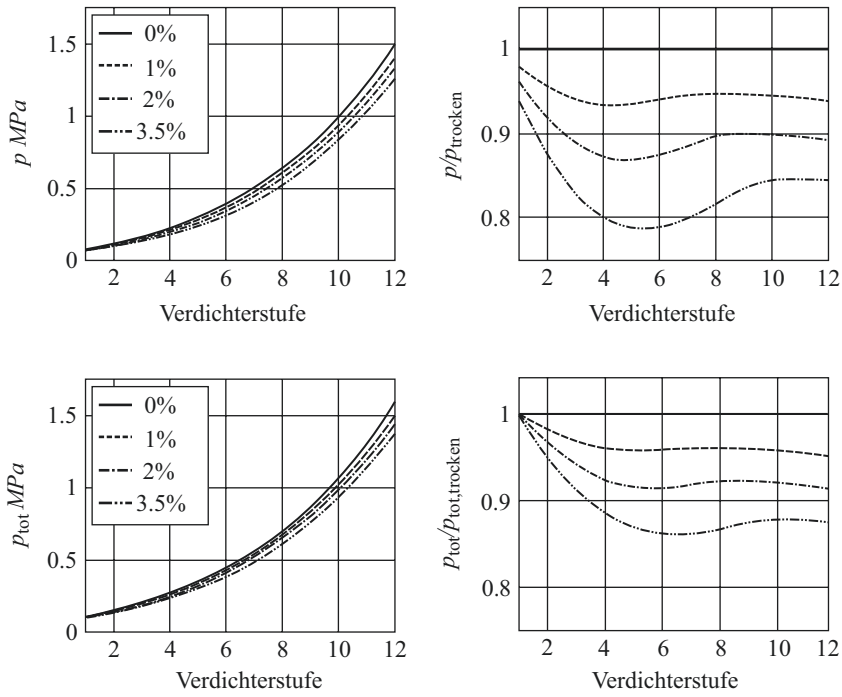


Abb. 11.47 Axialer Verlauf des statischen (*oben*) und totalen (*unten*) Druckaufbaues; absolute Werte (*links*), Verhältnis zum trockenen Betrieb (*rechts*) [6]

Die vorangehenden Berechnungen wurden für einen in der Gasturbine implementierten Verdichter unter der Annahme einer konstanten Turbineneintrittstemperatur und bei unveränderter Turbinenkapazität durchgeführt. Untersuchungen einzelner Verdichter werden hingegen an deren Austritt angedrosselt. Diese Vorgehensweise unterscheidet sich grundlegend vom Verhalten in der Gasturbine, da die Verschiebung des Arbeitspunktes im

Tab. 11.5 Auswirkung der Wasserbeladung auf die Verdichterzustandsgrößen sowie auf die technische Arbeit und den thermischen Wirkungsgrad des angedrosselten Verdichters bei ISO-Eintrittsbedingungen [6]

	Verdichter Eintritt		Verdichter Austritt			
X	$T_{nass}/T_{trocken}$	$p_{nass}/p_{trocken}$	$T_{nass}/T_{trocken}$	$p_{nass}/p_{trocken}$	$w_{t,nass}/w_{t,trocken}$	$\eta_{th,nass}/\eta_{th,trocken}$
1 %	0,98	0,98	0,95	1,04	0,97	1,02
2 %	0,97	0,95	0,9	1,10	0,95	1,03
3,5 %	0,96	0,92	0,83	1,16	0,91	1,05

Zusammenwirken mit dem Turbinenkennfeld nicht berücksichtigt ist. Unter Nassverdichtung nimmt die Eintrittstemperatur in den Verdichter, wie auch dessen Austrittstemperatur, relativ zu den trockenen Bedingungen ab. Der statische Druck hingegen sinkt am Eintritt des Verdichters lediglich leicht ab und ist am Austritt im Gegensatz zum Einsatz in den Gasturbinen gegenüber dem trockenen Fall deutlich erhöht. Entsprechend wird weniger Verdichterarbeit benötigt, der thermische Wirkungsgrad steigt an (Tab. 11.5).

Die Wärmezufuhr in der Brennkammer erfolgt unter Berücksichtigung der Luftzusammensetzung in erster Näherung bei konstantem Brennkammerdruckverlust durch die Verbrennung von Methan auf die konstante Turbineneintrittstemperatur, die bei Günther [6] beispielsweise zu 1600 K angenommen wird. Die Turbine beschränkt durch ihre Kapazität im ersten Leitrad den Durchsatz auf die kritische Mach-Zahl (Ma = 1,0) und legt somit mit dem Verdichterkennfeld Druck und Durchsatz des jeweiligen Betriebspunktes fest.

Unter diesen Bedingungen findet Günther [6], dass sich die Kennlinien des Verdichters bei konstanter Drehzahl, die jeweils auf die Eintrittsbedingung bezogen werden

$$\left(n_{red} = n / \sqrt{T_{tot,ein}}\right), \tag{11.241}$$

bei konstanter Eintrittstemperatur mit erhöhter Wasserbeladung zu höheren Drücken und Durchsätzen hin verschieben (Abb. 11.48). Auch Schnitzler et al. [269] konnten in experimentellen Untersuchungen an einem sechsstufigen Axialverdichter mit radialer Endstufe eine derartige, allerdings nur leichte Verschiebung bei einer Wasserbeladung von 3,26 % bis 0,85 % beobachten. Betrachtet man jedoch den sich einstellenden Betriebspunkt unter konstanter Turbineneintrittstemperatur, so erhöht sich der Durchsatz bei leicht absinkendem Druckverhältnis (Abb. 11.48 *oben links*). Eine erhöhte Umgebungstemperatur verschiebt die Kennlinien des Verdichters zu niedrigeren Druckverhältnissen und zu geringeren Durchsätzen, wie aus dem Vergleich der Kennlinien ersichtlich ist (Abb. 11.48). Diese Verschiebung wirkt sich auf den Betriebspunkt aus.

Das detailliertere Modell des Kreisprozesses nach Günther [6] zeigt eine Leistungssteigerung durch High-fogging in Abhängigkeit von Umgebungstemperatur und Wasserbeladung. Die relative Feuchte der Umgebung spielt in diesem Fall keine Rolle mehr, da die Verdunstung und Verdampfung unter den erhöhten Verdichtertemperaturen im Laufe der Verdichtung stattfindet (Abb. 11.49 *links*). Unter den getroffenen Annahmen steigt der

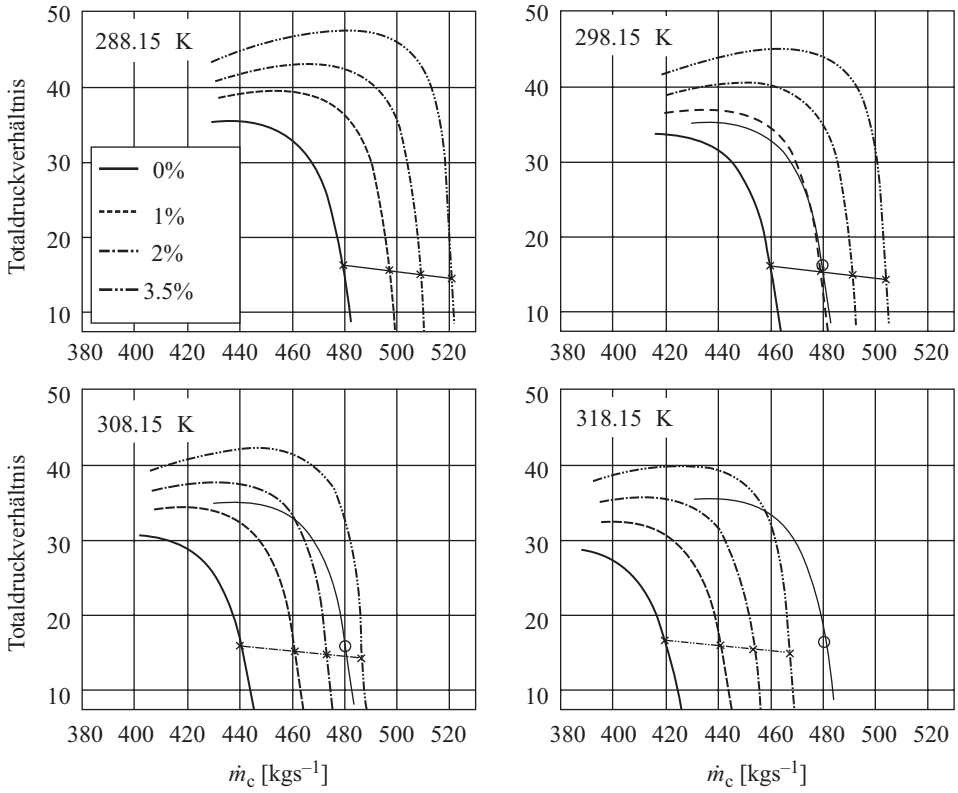


Abb. 11.48 Abhängigkeit der Verdichterkennlinie und des Betriebspunktes einer Gasturbine von der Wasserbeladung sowie von der Außentemperatur [6]

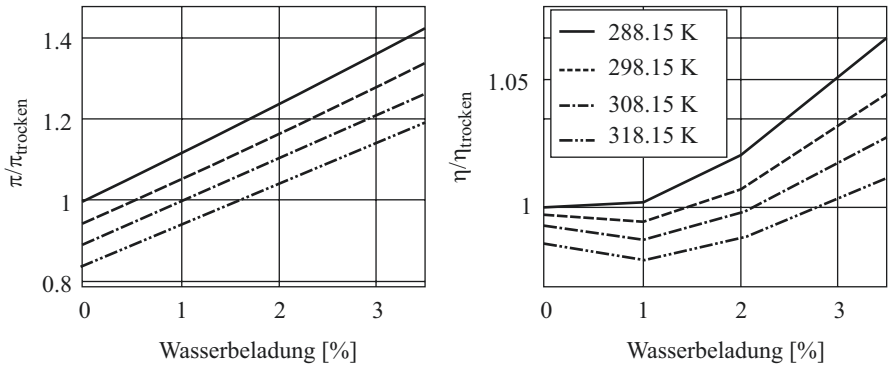


Abb. 11.49 Leistungserhöhung des Gasturbinenprozesses (*links*) sowie thermischer Wirkungsgrad (*rechts*) in Abhängigkeit der Wasserbeladung und der Umgebungstemperatur [6]

Wirkungsgrad des Prozesses durch Fogging an, wobei die Erhöhung der Außentemperatur den Wirkungsgrad wie erwartet absenkt (Abb. 11.49 *rechts*).

Eine Verschiebung des Betriebspunktes im Kennfeld zu höheren Durchsätzen und Druckverhältnissen beobachteten auch Matz et al. [264] sowie Chaker et al. [270].

11.5.2.3 Einlass

Es ist leicht ersichtlich, dass das größte Potenzial der Nassverdichtung bei möglichst hohen Eintrittstemperaturen und niedrigen relativen Luftfeuchten nutzbar ist. Balling [271] stellt die Potenziale der Nassverdichtung in Abhängigkeit der Witterungsbedingungen einzelner Regionen dar. Zusätzlich zur Leistungssteigerung der Gasturbine an heißen Tagen wurde von Günther und Joos [272][273] die Nassverdampfung als Mittel zur Ausregelung der volatilen Verfügbarkeit erneuerbarer Energien im europäischen Raum thematisiert. Anhand der Berechnung eines generischen Gasturbineneinlauftraktes mithilfe eines 1D-Modells wurde der Einfluss einer trockenen Strömung, derjenigen einer auf die Taupunkttemperatur herunter gekühlten und einer Tropfen-beladenen Strömung gegenübergestellt.

Aufgrund der hohen Beschleunigung kann es im Eintritt des Verdichters selbst bei moderaten Außentemperaturen zu einer signifikanten Unterkühlung kommen, die die folgende Verdunstung der Tropfen verzögert und bekanntermaßen zu einer Vereisungsgefahr der ersten Stufe führt. Typischerweise herrschen im Einlauftrakt niedere Geschwindigkeiten um Ma < 0,1 (Abb. 11.50). Erst unmittelbar vor dem Einlauf in den Verdichter beschleunigt sich die Strömung um etwa das 10-fache [6, 274].

Hierbei senkt sich die statische Temperatur um etwa 15–20 °C ab, was die im Allgemeinen beobachtete Vereisung der ersten Laufreihe bei hohen Feuchtegehalten bereits um 15 °C Umgebungstemperaturen und den dadurch erforderlichen Einsatz eines Anti-Icingsystems erklärt (Abb. 11.51).

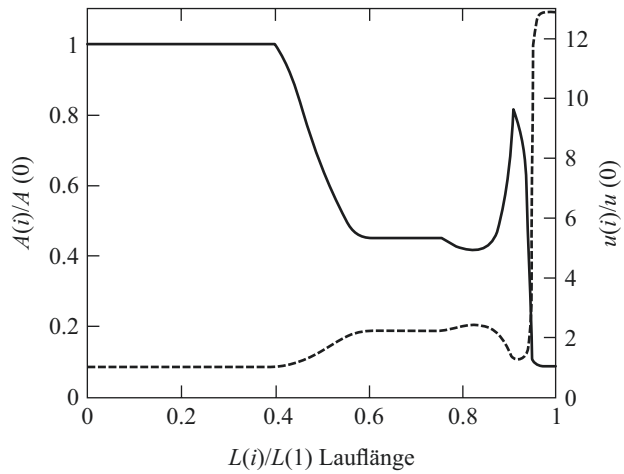


Abb. 11.50 Typischer Verlauf des Querschnittes eines Einlauftrakts und der mittleren Strömungsgeschwindigkeit einer stationären Gasturbine [6]

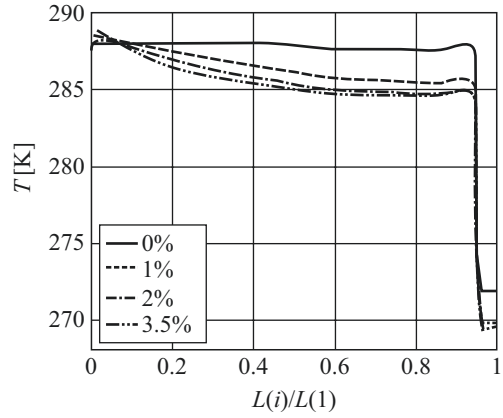


Abb. 11.51 Typischer Verlauf der Temperatur im Einlauftrakt unter Fogging-Bedingungen bei ISO-Umgebungsbedingung [6]

Eine Umgebungstemperatur im Bereich um 10–15 °C kann je nach Feuchtegehalt durch die Beschleunigung auf etwa Ma = 0,5 bei stationären Maschinen und bis zu 0,8 bei Aeroderivaten am Verdichtereintritt zu Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes von Wasser führen. Dies kann eine Vereisung der ersten Schaufeln zur Folge haben und somit den sicheren Betrieb der Maschine gefährden [2, 274, 275]. In der Regel wird das Fogging-System bei Umgebungstemperaturen im Bereich von 15–12,8 °C deaktiviert, wobei teilweise auch die Luftfeuchte mitbeachtet wird. Deswegen müssen Lösungen geschaffen werden, die Wassereinspritzung in den Verdichter mit höheren Temperaturen zu verlagern, um die Verfügbarkeit des Fogging-Systems auch an kalten Tagen zu gewährleisten. Derartige Maßnahmen werden unter dem Stichwort „Interstage fogging“ oder kontinuierliches Fogging untersucht.

11.5.2.4 Nassverdichtung im Gasturbinenverdichter

Das Verhalten des Verdichters bei Nassverdichtung wurde als erstes detailliert von Hill [4] untersucht, der zeigte, dass durch die Eindüsung des Wassers der durchgesetzte Massenstrom ansteigt. Durch die zusätzliche Verdunstung innerhalb des Verdichters wird eine aerodynamische Entlastung der vorderen und eine höhere Belastung der hinteren Stufen beobachtet. Damit verbunden tritt eine Fehlanströmung der Schaufeln und eine Fehlabstimmung der einzelnen Stufen auf. Zusätzlich wurde aufgeführt, dass die injizierte Tropfengröße und Position unter den getroffenen Annahmen keinen Einfluss auf die Mischung der Phasen und Verdampfung besitzt. Jüngere Studien u. a. von Horlock, Härtel und Pfeiffer sowie Lecheler und Hoffmann [8, 9, 277] zeigen jedoch eine starke Abhängigkeit der Leistungssteigerung von der Tropfengröße und bestätigen die Umverteilung der Stufenlast von den vorderen auf die hinteren Stufen. Myoren et al. [278] messen den axialen Verlauf des Druckes an den Zapfstellen des Verdichters bei Nassverdichtung im Vergleich zur trockenen Verdichtung (Abb. 11.52). Die Umverteilung der Druckerhöhung vom vorderen zum hinteren Teil des Verdichters sowie die an den Zapfstellen anstehenden Druckverhältnisse sind deutlich erkennbar.

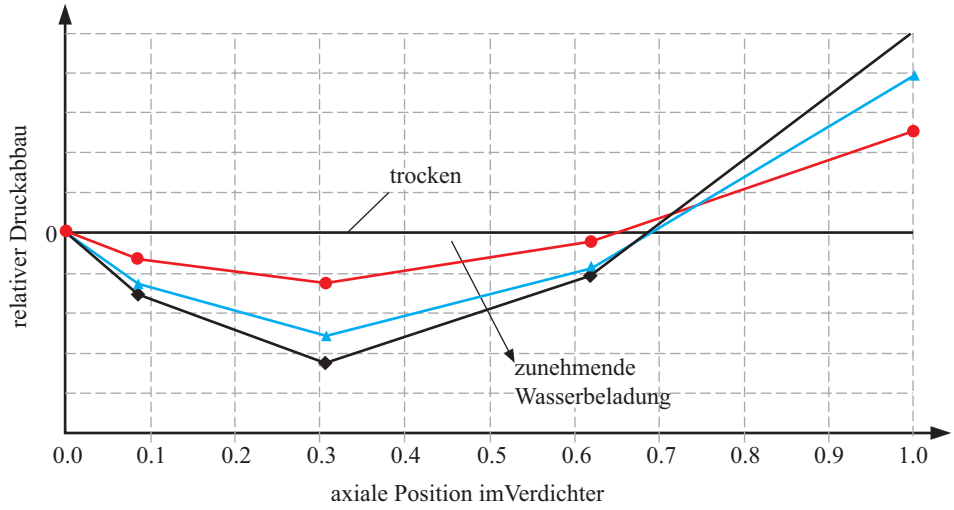


Abb. 11.52 Axialer Verlauf des Druckes gemessen an den Zapfstellen des Verdichters bei Nassverdichtung im Vergleich zur trockenen Verdichtung [278]

Der Aspekt der Schlupfgeschwindigkeit zwischen den Phasen wurde in dem Modell von Span und Wagner [259] thematisiert. Zusätzlich wurde ein Modell zur Wandfilmverdampfung implementiert, wodurch eine gesteigerte Verdunstung prognostiziert wurde. Durch einen Vergleich mit einer vorangegangenen Studie von White und Meacock [7] konnte gezeigt werden, dass die zusätzlich betrachteten Effekte des Schlupfes und der Filmverdampfung einen wesentlichen Einfluss auf die Resultate besitzen und einen stärkeren Anstieg des Durchsatzes bei einer Absenkung des Wirkungsgrades verursachen. Dies ist auf die größere Fehlanströmung der einzelnen Stufen zurückzuführen. Des Weiteren zeigte die Studie den deutlichen Vorteil kleiner Tropfen, da diese der Strömung gut folgen und somit länger in der Strömung verbleiben. Daher steht im Gegensatz zu großen Tropfen, bzw. zu einem geschlossenen Film, ein höheres Verhältnis von Oberfläche zu Tropfenvolumen zur Verfügung, was die Verdunstung unterstützt.

Um den Nachteil der Fehlanströmung der Stufen zu kompensieren, entwickelten Roumeliotis und Mathioudakis [279] aufgrund der Vorauslegung mittels eines 1D-Modells, welches ähnlich zu demjenigen von Span und Wagner [259] ist, einen angepassten Verdichter für eine 40 MW Gasturbine, der für den konstanten Betrieb unter Nassverdichtung ausgelegt ist. Bei einem Testlauf mit einer eingedüsten Wassermasse von 1,2 % konnten der Massenstrom und das Druckverhältnis um 1,8 % bzw. 1,1 % gesteigert werden. Dabei verschlechterte sich der Wirkungsgrad trotz Anpassung des Staffelungswinkels um 0,38 $\%_{pt}$.

11.5.2.5 Experimentelle Untersuchungen der Nassverdichtung in Turboverdichtern

Das Kennfeld von Turboverdichtern wird experimentell durch Androsseln des Verdichters bei jeweils konstanter Drehzahl vermessen. Das systematische Vorgehen unterscheidet sich vom Betrieb des Verdichters in der Gasturbine, da der Betriebspunkt letztendlich, wie in Abb. 11.48 dargestellt, durch den Schnittpunkt der Turbinenkennlinie mit der Verdichterkennlinie festgelegt ist. Experimentell wurde der Effekt der Nassverdichtung in einem einstufigen Axialverdichter von Payne und White [280] untersucht. Analog zu den Ergebnissen von Daggett [228] konnte eine lineare Abhängigkeit des erforderlichen Drehmomentes von der injizierten Wassermasse festgestellt werden. Des Weiteren ist analog zu den numerischen Ergebnissen von Bettochi et al. [281] ein Versatz der Kennlinie zu höheren Druckverhältnissen detektiert worden. Es wird darauf hingewiesen, dass unter Betrachtung dimensionsloser Kennzahlen der Versatz der Kennlinie auf der Veränderung der Temperatur und Dichte beruht. Die detaillierten Strömungsmessungen ergaben keine signifikanten Veränderungen durch die Anwesenheit des Sprays. Im Gegensatz dazu zeigte eine Studie [282] an einem sechsstufigen Axialverdichter mit einer radialen Endstufe einen Anstieg von 2 % im Druckverhältnis bei minimalem korrigierten Massenstrom, bzw. einen Anstieg des Massenstromes von 2,3 % bei minimal geändertem Druckverhältnis. Der Wirkungsgrad verschob sich in diesem Zusammenhang zu höheren korrigierten Massenströmen und verbesserte sich um 5 $\%_{opt}$.

Williams [283] untersuchte die Auswirkungen der Wassereinspritzung auf einen Allison 250-C18 Triebwerksverdichter mit sechs Axialstufen und einer Radialstufe experimentell [282, 283]. Mittels Übersetzungsgetriebe wird der Verdichter von einem 85 kW-Elektromotor mit einer maximalen Drehzahl von n = 30.000 1/min angetrieben. Am Eintritt in den Verdichtereinlauf wird die Tropfencharakteristik gemessen. Unter Wassereindüsung konnte ein erhöhter Massenstrom, ein erhöhtes Druckverhältnis sowie ein höheres Antriebsdrehmoment gemessen werden, das mit Erhöhung der Drehzahl anstieg. Zusätzlich konnte eine Abkühlung des Gehäuses beobachtet werden, womit ein Einfluss auf die Radialspalte der Laufschaufeln erwartet wird.

Ein einstufiger Axialverdichter mit einem Nennmassenstrom von 27,5 kg/s und einem Auslegungsdruckverhältnis von π = 1,57 bei der Nenndrehzahl n = 18.000 1/min wird von Bettochi et al. [281] an der Universität in Athen zu experimentellen Untersuchungen mit Wassereinspritzung betrieben. Bei halber Nenndrehzahl, womit die Verdichterströmung Mach-Zahlen unterhalb Ma < 0,3 als inkompressibel charakterisiert wird [281], stellt sich eine erhöhte Leistungsaufnahme des Verdichters sowie ein leicht erhöhtes Druckverhältnis bei der Drosselkurve heraus. Der Wirkungsgrad fiel nahezu proportional zur Wassermasse bis zu einemWassermassenanteil von 2 % ab. Dieser Einfluss wird der zusätzlichen Leistungsaufnahme des Rotors zugeordnet, welcher durch den Kontakt mit dem flüssigen Wasser besteht. In Bezug auf das Pumpgrenzverhalten wurden nur geringfügige Unterschiede festgestellt.

Das Whittle Laboratory der University of Cambridge betreibt einen vierstufiger Axialverdichter mit Eintrittsleitapparat und verstellbaren Leitschaufeln für die Untersuchung der Nassverdichtung unter hoher Wasserbeladung [228, 284]. Der Verdichter besitzt einen Eintrittsdurchmesser von $d = 500$ mm. Er wird bei einer Drehzahl von $n = 3000$ 1/min betrieben. Die Untersuchungen erfolgen bis zu einer sehr hohen Wassermassenbeladung von X_W von etwa 4–20,6 %, wie sie für Triebwerksuntersuchungen erforderlich sind. Unter diesen Bedingungen verringert sich das Druckverhältnis bei etwa unverändertem Massendurchsatz. Bei allen Messungen wird ein nahezu linear erhöhtes Antriebsmoment mit zunehmender Wasserbeladung festgestellt.

Den Einfluss von sehr geringen Wassermassen auf die Verdichterkenndaten, wie sie durch die Feuchte in der Umgebungsluft vorkommt, betrachten Sun et al. [285] an einem dreistufigen Axialverdichter mit Eintrittsleitapparat an der Purdue Universität in West Lafayette, Indiana, USA. Er validiert theoretische Korrekturansätze zur Berechnung reduzierter Kennfeldgrößen von feuchter Luft. Die reduzierte Drehzahl ist im Vergleich zum idealen Gas der trockenen Luft bei einer erhöhten Luftfeuchte um etwa 0,5 %, der reduzierte Massenstrom um etwa 0,6 % zu korrigieren. Diese Unterschiede sind insbesondere bei detaillierten Untersuchungen wie beispielsweise dem Spaltverhalten von Bedeutung.

Matz et al. [264] beschäftigen sich mit der experimentellen Untersuchung des Verhaltens eines vierstufigen Axialverdichters unter wasserbeladener Luftströmung. Sie berechnen das Kennfeld eines vierstufigen Versuchsverdichters inklusive der IGV numerisch in guter Übereinstimmung mit dem vermessenen Kennfeld. Um den Einfluss der eingesprühten Tropfen auf das Kennfeld des Verdichters zu analysieren, werden zusätzlich Rechnungen durchgeführt, die die Tropfenverteilung in acht Tropfenklassen abbilden. Die berechneten hohen Abscheideraten in der Vorleitreihe sowie auf dem ersten Rotorblatt bestätigen deutlich die zu erwartende Verschiebung der Sprayverteilung, die sich aufgrund von Splashing auf der Oberfläche sowie aufgrund der Disintegration des Films an der Hinterkante einstellt. Die berechneten Kennlinien der reduzierten Drehzahlen 90 % und 98,7 % entsprechen die Messungen bis auf kleinere Abweichungen in der Nähe der Pump- bzw. Schluckgrenze. Die Abweichungen werden auf Diskrepanzen der nicht modellierten Transition zurückgeführt. Die Pumpgrenze selbst wurde nicht ermittelt.

Unter Wassereinspritzung ergeben die von Matz et al. [264] durchgeführten Verdichterversuche eine leichte Zunahme des Druckverhältnisses (um 0,26 %) und des reduzierten Massenstromes (um 1,9 %) unter Betriebsbedingungen nahe dem Auslegungspunkt bei einer Wasserbeladung von 1 %, während sich die Kennlinie bei den meisten vermessenen Punkten bei leicht reduzierten Druckverhältnissen zu leicht erhöhten reduzierten Massenströmen hin verschiebt. Die detaillierte Auswertung zeigt, dass wie auch von anderen Autoren publiziert, die ersten Stufen entlastet und die letzte Stufe belastet werden. Außerdem fällt der isentrope Wirkungsgrad ab, während die erforderliche Wellenleistung ansteigt. Die Auswertung der Leistungsbilanz erweist sich als schwierig, da die Verdampfungsraten und damit das Verhältnis der flüssigen zur dampfförmigen Phase innerhalb des Verdichters messtechnisch nicht zugänglich sind. Zudem erschwert der Anteil des Wassers, der sich als Film an Nabe und Gehäuse niedergeschlagen hat, die Analyse. Als Ergeb-

niss finden Matz et al. [264], dass ein positiver Einfluss der Verdichterkenndaten bei Wasseranteilen von um die 1 $\%_{\text{Masse}}$ auftritt, während sich die Leistungsdaten bei Massenanteilen von 2 $\%_{\text{Masse}}$ eher verschlechtern. Letztendlich stellt die Problematik der Nassverdichtung ein Optimierungsproblem dar, bei dem im Einzelfall die Einbußen des Wirkungsgrades und die erhöhte Erosion der Verdichterbeschaufelung gegen die erzielbare Leistungssteigerung aufzuwiegen ist.

Mit dem Einfluss der Nassverdichtung auf die Stabilität des Verdichters beschäftigten sich Schnitzler et al. [269] in einer experimentellen Studie an einem sechsstufigen Axialverdichter mit Vorleitreihe und nachfolgender Radialstufe. Über Drucksensoren konnte die Charakteristik beim Pumpen und Ablösen vermessen werden. Die Vermessung des Kennfeldes ergab eine Verschiebung der Kennlinie des Verdichters zu höheren Drücken und Durchsätzen bei einer leichten Erhöhung des erforderlichen Antriebmomentes. Der Pumpgrenzenabstand war leicht vergrößert. Unter transienten Bedingungen wurde der Einfluss der Zweiphasenströmung auf Pumpen und rotierendes Ablösen untersucht. Hierbei konnte beobachtet werden, dass das Pumpen durch Wasserzugabe leicht verzögert werden konnte, indem erst ein leicht höheres Androsseln zum Pumpen führte. Die auftretende Frequenz fiel leicht ab; während die Amplituden des Druckes anstiegen. Beim ebenfalls untersuchten rotierenden Ablösen konnte eine Beeinflussung des Auslösens der Ablösung sowie auf die Geschwindigkeit und das Anwachsen beobachtet werden.

11.5.2.6 Numerische Untersuchungen der Nasserdichtung

Für eine detaillierte Betrachtung der Vorgänge innerhalb der Nassverdichtung werden numerische Untersuchungen u. a. mit dem kommerziellen Strömungslöser ANSYS CFX bzw. Fluent durchgeführt. Die Auswirkungen der flüssigen Phase auf die Leistungsfähigkeit einer Verdichterstufe betrachten Luo et al. und Sun et al. [286, 287], bzw. eines generischen Triebwerkes [216]. Die Anwesenheit der Tropfen führt auf eine Erhöhung des durchgesetzten Massenstromes und auf eine Steigerung der Leistung bei höherem Verdichterwirkungsgrad. Des Weiteren wurde eine Reduzierung der Strömungsablösung beobachtet. Da kein Modell zur Filmbildung und zur Veränderung der Oberflächenbeschaffenheit aufgrund der Ablagerung implementiert war, könnten die positiven Effekte aus einer Erhöhung der lokalen Turbulenz resultieren.

Im Gegensatz zu der Verwendung eines kommerziellen Strömungslösers wurde in der Arbeit von Bettochi et al. [281] eine dreidimensionale Berechnungsmethode zur Analyse einer Tropfen-beladenen Verdichterströmung entwickelt. Die Berechnungen basieren auf der Betrachtung eines monodispersen Sprays unter dem Einfluss der Verdunstung der Tropfen. Die numerischen Untersuchungen wurden an einem generischen, einstufigen Verdichter mit einem Tropfenspray von 4 µm, einer Eintrittsfeuchte von 10 % bei einer Eintrittstemperatur von 350 K und einer Wasserbeladung von 2 % und 5 % durchgeführt. Aufgrund der kleinen Tropfengröße wird der Schlupf zwischen den Phasen in dieser Simulation nicht berücksichtigt. Die Ergebnisse zeigen einen deutlichen Versatz der Drehzahlkennlinie zu höheren Massenströmen und höheren Druckverhältnissen. Der Grund hierfür liegt jedoch an der reduzierten Meridianströmungsgeschwindigkeit aufgrund der

höheren Dichte des Gases bei Wassereindüsung. Es wird explizit darauf hingewiesen, dass eine tiefere Untersuchung der Vorgänge die Implementierung geeigneter Modelle der Zweiphasenströmung benötigt.

Dreidimensionale Strömungssimulationen von Wasserbeladenen Strömungen zeigen, dass die Anwesenheit von Tropfen Ablösungen unterdrücken kann [288]. In einer ähnlichen Untersuchung eines Verdichterrotors durch Luo et al. [289] wurde ein positiver Einfluss der Wasserbeladung auf die Strömungsstabilität festgestellt. In einer numerischen Studie untersuchten Wang et al. [290] den transsonischen NASA Rotors 37 unter Eindüsung von Wasserspray in die Verdichterströmung, in den Spalt sowie in Kombination beider. Die Eindüsung an der Blattspitze reduziert den Blattspitzenwirbel und dessen Wechselwirkung mit dem Verdichtungsstoß, so dass sich der Pumpgrenzenabstand vergrößerte. Durch die Auswertung der Stromlinien der Saugseite konnte nachgewiesen werden, dass die Niedrigenergiegebiete durch die Tropfen beladene Strömung reduziert wurden und sich der Pumpgrenzenabstand erhöhte. Die numerische Untersuchung der gezielten Wassereindüsung aus einem Verdichterprofil in einer Kaskade aus verschiedenen axialen Positionen der Saugseite [291] ergaben, dass je nach axialer Lage die energiearme Strömung reenergetisiert oder aber weiter abgebremst wurde. Bhargava et al. [292] zeigten experimentell, dass sich das Ablösegebiet des Eckenwirbels einer Tropfen-beladenen Strömung gegenüber der trockenen Strömung deutlich verringert. Dieses Phänomen konnte numerisch nachvollzogen werden.

11.5.2.7 Betriebserfahrungen mit Nassverdichtung

Neben der gewünschten Leistungssteigerung tritt eine deutliche Erosion an den Vorderkanten der Verdichterschaufeln auf, so dass High fogging vor allem als kurzzeitige Maßnahme zur Leistungssteigerung anzusehen ist, die für einen Dauerbetrieb nicht zu empfehlen ist. Die publizierten Betriebserfahrungen von Gasturbinen mit Wassereindüsung zeigen kein eindeutiges Bild. Zum einen beschreiben Brun et al. und Schnitzler [262, 263], dass durch den Tropfenschlag schwere Erosionsschäden verursacht werden. Diese führen zu einer schnelleren Alterung der Maschine, aufgrund derer sich nach Ansicht der Autoren kein kommerzieller Vorteil für den Betreiber durch Wassereindüsung ergibt. Die Ursache hierfür könnte allerdings auch eine unzureichende Wasseraufbereitung sein. Auch Meacock und White [265] zeigen die starke Erosion an den Vorderkanten der Profile. Zum anderen wird von Kakaras et al. [235] berichtet, dass deren untersuchte Maschinen keine signifikanten Erosionserscheinungen an den Verdichterschaufeln zeigen. Die bisherige veröffentlichte Betriebserfahrung mit Wassereindüsungssystemen weist immer einen deutlichen Anstieg der Gasturbinenleistung nach, wobei jedoch die beobachtete Veränderung des Wirkungsgrades in ihrer Tendenz nicht einheitlich ist, was, wie einleitend beschrieben, auf den jeweiligen Betriebszustand und das Rating der Maschine zurückzuführen ist.

Bei längerem Betrieb unter High fogging wurde verschiedentlich eine starke Abnahme des Pumpgrenzenabstandes beobachtet, u. a. [262, 245], die vor allem auf die zunehmende Ablösegefahr bei erodierter Schaufelvorderkante zurückzuführen ist. Unterstützt wird die

Ablösegefahr nach Morini et al. [293] sowie Roumeliotis und Mathioudakis [294] durch die niedrigere Temperatur, die letztendlich den Strömungskoeffizienten reduziert, sowie das Druckverhältnis und damit die Belastung der hinteren Stufen erhöht. Im Gegensatz hierzu versuchen Morini et al. [293], die Ablösegefahr durch Wassereindüsung aus dem Profil in die gefährdeten Stellen zu unterbinden.

Auch [228] beobachteten bei der experimentellen Untersuchung des Einflusses von Regen auf die Verdichterstabilität eines Triebwerks, dass in den meisten Tests die Ablösung durch die vorhandenen Tropfen vorzeitig beeinflusst wird, indem sie Ablösungsvorläufer identifizierten. Ähnlich finden [295] eine Abnahme des Abstandes zur Pumpgrenze und zum rotierenden Ablösen bei Wassereindüsung. Im Gegensatz hierzu fanden [296] sowie [297] eine stabilisierend Wirkung durch Wassereindüsunng bezüglich des Pumpens und rotierenden Ablösens, was durch experimentelle Untersuchungen eines Radialverdichters von [298] unterstützt wird. [299] finden bei ihren Untersuchungen der Nasskompression in einem mit Ma < 0,8 betriebenen Radialverdichter, dass der Pumpgrenzenabstand wegen Blockage durch Wasseransammlung im Einlauf beeinträchtigt wird.

Savic et al. [245] geben einen Überblick unter welchen Umgebungsbedingungen die einzelnen Leistung-steigernden Maßnahmen eingesetzt werden dürfen (Abb. 11.53). Die Kurven *A, B, C* kennzeichnen die Grenze zum Vereisen des Verdichters. Bei der Kühlung am Einlass (*AIC*) wird die angesaugte Luft nicht angefeuchtet, während bei der Verdampfungskühlung (*EC*) durch Verdunsten gekühlt wird. Hierbei gelangen, wie auch beim Fogging (*Fog*), keine flüssigen Tröpfchen in den Verdichter. Nur unter High-fogging-Bedingungen (*HF*), wie auch die Nasskompression bezeichnet wird, verdunsteten die Tröpfchen innerhalb des Verdichters während der Kompression.

Einen Überblick über den Einsatz eines Wet-compression-Systems an einer Siemens SGT5-4000F Gasturbine geben Savic et al. [245]. Innerhalb von 15 Minuten konnte eine Leistungssteigerung von knapp 20 % gegenüber trockenen Bedingungen bei einem Verhältnis des eingespritzten Wasser- zu angesaugtem Luftmassenanteil von knapp 1,8 % erzielt werden.

Unterschiedliche Einspritzsysteme analysierten Chaker et al. [301] bezüglich ihrer Wirtschaftlichkeit. Hierbei werden insbesondere Erfahrungen mit Bezug zu ALSTOM Gasturbinen berücksichtigt. Insbesondere wird die Lastverlagerungen einzelner Stufen vom vorderen auf den hinteren Verdichterbereich sowie die Langzeiterfahrung von Korrosionsschäden hinsichtlich maximaler Tropfendurchmesser analysiert. Als akzeptablen Grenzdurchmesser werden ein D_{v10} = 10 µm und ein D_{v90} = 55 µm für die Erosion an Verdichterschaufeln erwähnt. Zusätzlich wird auf die Möglichkeit hingewiesen, durch vorgeheiztes Wasser feinere Tropfen zu erzielen, was sich signifikant auf die größeren Tropfen des Spektrums auswirken würde. Diese Möglichkeit ist im folgenden Abschn. 11.5.4 kurz zusammengestellt.

Chaker et al. [28] führten eine Analyse in Bezug auf die klimatischen Bedingungen hinsichtlich des Verfügbarkeitspotenzials von Einspritzsystemen auf Basis einer äquivalenten Verfügbarkeitszeit durch. Sie zeigen die wirtschaftlich besonders attraktiven Standorte für diese Technologie auf. Zusätzlich sind bei Chaker et al., Meher-Homji und Cha-

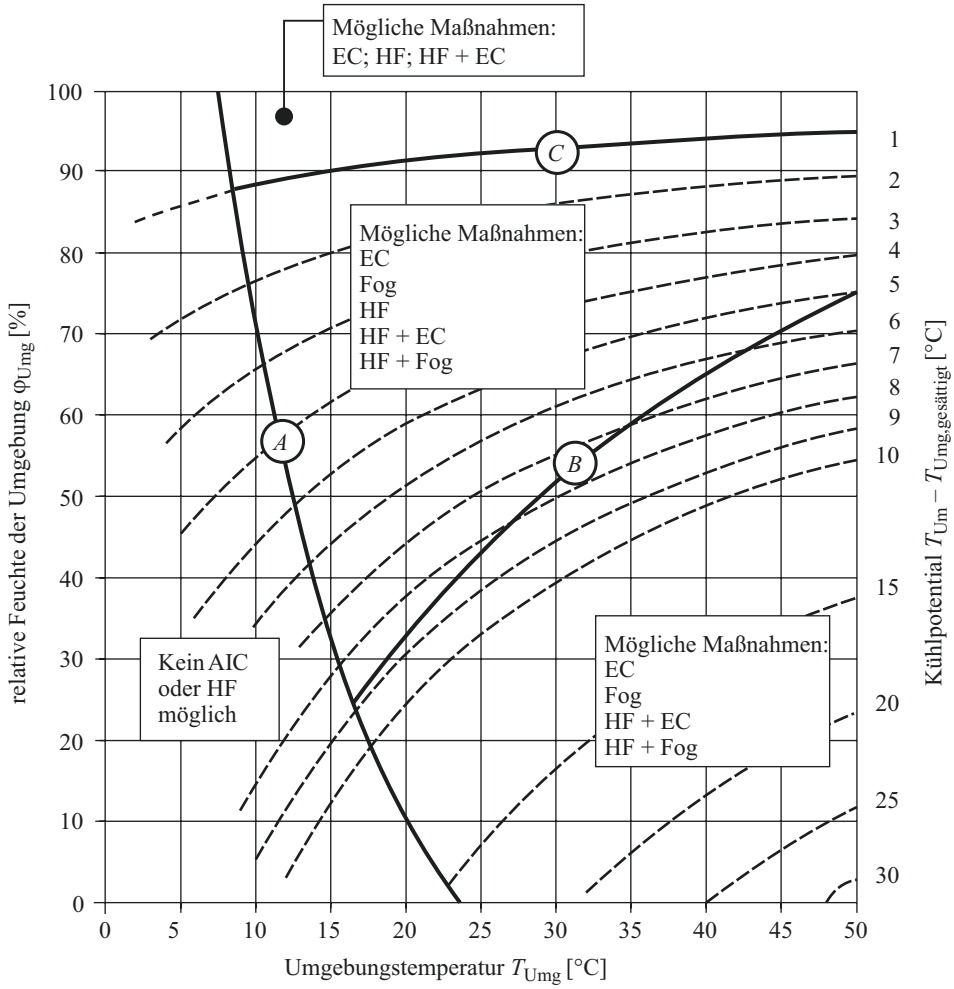


Abb. 11.53 Einsatzmöglichkeiten leistungssteigernder Maßnahmen von ALSTOM Gasturbinen in Abhängigkeit von den Umgebungsbedingungen, *EC* Verdampfungskühlung, *Fog* Fogging, *HF* High fogging, *AIC* Kühlung am Einlass („air inlet cooling") [300]

ker, Bhargava et al. sowie Shah und Tan [1, 2, 28, 302, 303, 304] anwendungsbezogene Installationshinweise von Einspritzsystemen von Gasturbinen, Bewertungskriterien von Düsen, Messdaten von Tropfensprays und Messtechniken zusammengestellt.

11.5.3 Interstage fogging

Neben der Eindüsung in den Verdichtereinlauf kann der Spray auch nach den ersten Stufen des Verdichters eingesprüht werden. Dies hat den Vorteil, dass aufgrund der inzwischen

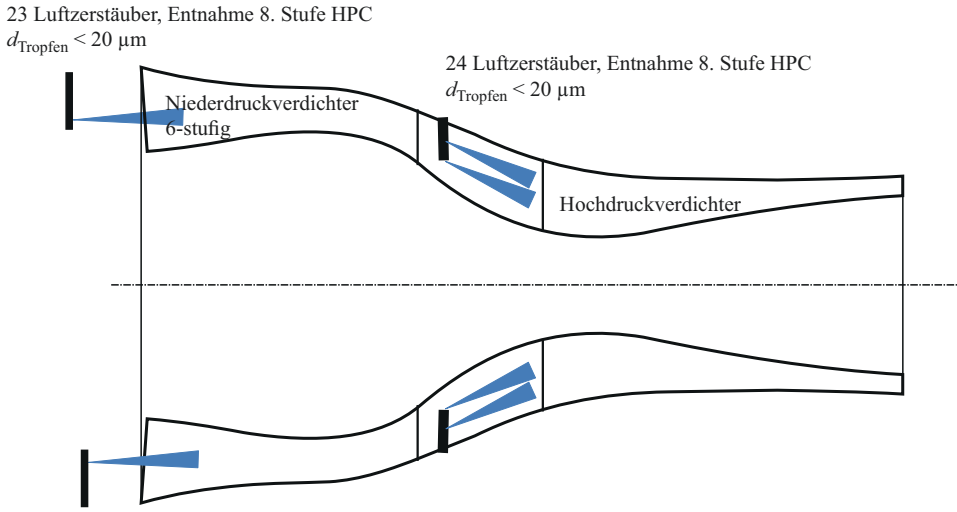


Abb. 11.54 Schema des High-fogging- und Interstage-fogging-Systems bei der GE LM6000 Sprint

höheren Temperatur durch die Verdichtung die relative Feuchte abgenommen hat und der Feuchtegehalt sowie die Temperatur der Umgebung die mögliche Wasserzufuhr nicht beschränken und somit auch keine Vereisungsgefahr besteht.

Die stationäre Gasturbine GE LM600 Sprint (Abb. 11.54), die Wasser im Verdichtereinlauf sowie zusätzlich nach der fünften Verdichterstufe einsprüht, erzielt gegenüber der Basisversion mit 43,4 MW eine 9 % Leistungserhöhung unter ISO-Bedingungen und bis zu 20 % an heißen Tagen durch Wassereindüsung in den Übergangskanal zwischen Niederdruck- und Hochdruckverdichter.

Das Einspritzsystem, das im Einlauf des Hoch- und des Niederdruckverdichters installiert ist, besteht aus 23 bzw. 24 über den Umfang verteilten Düsen (Abb. 11.54). Die Düsen sind in eine Lanze integriert, damit die Wassertropfen bis in die Mitte, bzw. den Nabenbereich des Strömungskanals vordringen können. Bei den Düsen handelt es sich um Zweistoff-Pneumatik-Zerstäuberdüsen, die mithilfe von Luft der äußeren Kühlluftentnahmestellen nach der 8. Hochdruckverdichterstufe des 14-stufigen Hochdruckverdichters eine Zerstäubung des Wassers in sehr kleine Tropfen erzielen. Laut Herstellerangaben sind die Tropfendurchmesser kleiner als 20 µm und bewirken eine erhöhte Leistungsabgabe sowie einen positiven Einfluss auf die NOx-Emissionen.

Aufgrund der höheren Fluidtemperatur nach dem Niederdruckverdichter verdunsten die Tropfen relativ schnell beim Durchgang durch die ersten Stufen des Hochdruckverdichters.

Um die Strömung beim Interstage fogging möglichst wenig zu stören, wird auch die Möglichkeit untersucht, den Spray über die Verdichterprofile an jeder gewünschten axialen Position einzusprühen. Matz et al. [264] schlagen das Einsprühen des Wassers über die Leitreihenbeschaufelung an mehreren Stellen der Maschine vor und entwickelte Schaufeln mit Doppelstrahldüsen an der Hinterkante.

Harbeck et al. [291] untersuchen numerisch die Möglichkeit, der Grenzschicht durch Wasserzugabe über die Profilwand Strömungsenergie zuzuführen, um Ablösezonen zu reduzieren. Der Erfolg hängt ausschlaggebend von der Position der Eindüsung ab. Gelingt es, Ablösegebiete zu vermeiden und Sekundärströmungen zu reduzieren, verringern sich die Verluste sowie die Verdichterarbeit aufgrund der Kühlung. Andererseits kann die Eindüsung auch zu höheren Profilverlusten führen.

Industrieverdichter werden teilweise mit gekühltem Gehäuse ausgeführt, so dass eine quasi-isotherme Verdichtung realisierbar wird. Van Liere et al. [305] untersuchen diesbezüglich numerisch den Einfluss gekühlter Schaufeln auf die Performance eines mehrstufigen Verdichters. Sie finden ein erhöhtes Druckverhältnis bei konstantem korrigiertem Massenstrom, eine Möglichkeit den reduzierten Massenstrom durch die Kühlung zu erhöhen, einen erhöhten isentropen Wirkungsgrad bei gegebenem Druckverhältnis und gegebener Arbeit sowie eine Verbesserung der Stopfgefahr der hinteren Stufen bei niedrigen Drehzahlen. In einem mehrstufigen Kompressor ist die Kühlung der vorderen Stufen effektiver als die Kühlung der hinteren.

11.5.4 Nasskompression mit Eindüsung von erhitztem Wasser

Eine weitere Möglichkeit, die Maschine unter Nasskompression bei niedrigerer Umgebungstemperatur zu betreiben, ist die Vorwärmung des eingedüsten Wassers auf etwa 150–200 °C durch vorhandene Prozesswärme des Abgases. Das vorgeheitzte Wasser erhöht einerseits die Temperatur am Verdichtereintritt und bewirkt andererseits feinere Tropfen im Bereich um 5 µm, so dass die Erosionsgefahr deutlich reduziert wird. Diese Vor-

Tab. 11.6 Vergleich der einzelnen Verfahren zur Kühlung der Verdichtungstemperatur

	Wärmetauscher im Einlauf	Verdampfungs-kühlung	Nassverdichtung kaltes Wasser	Nassverdichtung heißes Wasser
Leistungserhöhung	10–20 %	5–10 %	10–15 %	10–15 %
Einsatzmöglichkeit bei hoher Luftfeuchte	+	−	++	++
Einsatzmöglichkeit bei niedriger Umgebungstemperatur	+−	+−	+−	++
Erosionsrisiko	++	++	−	+
NOx Reduktion	+−	+−	+	+
Zusätzliche Leistung/ Jahr	+	−	+	++
Komplexität/ Investmentkosten, im Vergleich zur Nassverdichtung	++/7–11	−/0,7–1	+/1	+/1,4

++ exzellent, + hoch, gut, +− neutral, − nieder, gering

Tab. 11.7 Internationale Standard Atmosphäre

Höhe (Feet)	Temp. (°C)	Druck hPa	Druck PSI	Druck in Hg	Druckverhältnis $p^* = p/p_0$	Dichteverhältnis $\rho^* = \rho/\rho_0$	Schallgeschwind. $a^* = a/a_0$	Höhe (m)
40.000	−56,5	186	2,72	5,54	0,1851	0,2462	0,866	12.192
39.000	−56,5	197	2,58	5,81	0,1942	0,2583	0,866	11.887
38.000	−56,5	206	2,99	6,116.6,34	0,2038	0,2710	0,866	11.582
37.000	−56,5	217	3,14	6,71	0,2138	0,2844	0,866	11.278
36.000	−56,3	227	3,20		0,2243	0,2981	0,866	10.973
35.000	−54,3	238	3,46	7,04	0,2353	0,3099	0,871	10.668
34.000	−52,4	250	3,63	7,38	0,2467	0,3220	0,875	10.363
33.000	−50,4	262	3,80	7,74	0,2586	0,3345	0,878	10.058
32.000	−48,4	274	3,98	8,11	0,2709	0,3473	0,883	9754
31.000	−46,4	287	4,17	8,49	0,2837	0,3605	0,886	9449
30.000	−44,4	301	4,36	8,89	0,2970	0,3741	0,890	9144
29.000	−42,5	315	4,57	9,30	0,3107	0,3881	0,893	8839
28.000	−40,5	329	4,78	9,73	0,3250	0,4025	0,898	8534
27.000	−38,5	344	4,99	10,17	0,3398	0,4173	0,903	8230
26.000	−36,5	360	5,22	10,63	0,3552	0,4325	0,906	7925
25.000	−34,5	376	5,45	11,10	0,3711	0,4481	0,910	7620
24.000	−32,5	393	5,70	11,60	0,3876	0,4642	0,913	7315
23.000	−30,6	410	5,95	12,11	0,4046	0,4806	0,918	7010
22.000	−28,6	428	6,21	12,64	0,4223	0,4976	0,921	6706
21.000	−26,6	446	6,47	13,18	0,4406	0,5150	0,924	6401
20.000	−24,6	466	6,75	13,75	0,4595	0,5328	0,928	6096
19.000	−22,6	485	7,04	14,34	0,4791	0,5511	0,931	5791
18.000	−20,7	506	7,34	14,94	0,4994	0,5699	0,936	5406
17.000	−18,7	527	7,65	15,57	0,5203	0,5892	0,939	5182
16.000	−16,7	549	7,97	16,22	0,5420	0,6090	0,942	4877
15.000	−14,7	572	8,29	16,89	0,5643	0,6292	0,946	4572
14.000	−12,7	595	8,63	17,58	0,5875	0,6500	0,949	4267
13.000	−10,8	619	8,99	18,29	0,6113	0,6713	0,954	3962
12.000	−8,8	644	9,35	19,03	0,6360	0,6932	0,957	3658
11.000	−6,8	670	9,72	19,79	0,6614	0,7156	0,961	3353
10.000	−4,8	697	10,10	20,58	0,6877	0,7385	0,965	3048
9000	−2,8	724	10,51	21,39	0,7148	0,7620	0,968	2743
8000	−0,8	753	10,92	22,22	0,7428	0,7860	0,972	2438
7000	+1,1	782	11,34	23,09	0,7716	0,8106	0,975	2134
6000	+3,1	812	11,78	23,98	0,8014	0,8359	0,978	1829
5000	+5,1	843	12,23	24,90	0,8320	0,8617	0,983	1524
4000	+7,1	875	12,69	25,84	0,8637	0,8881	0,986	1219
3000	+9,1	908	13,17	26,82	0,8962	0,9151	0,989	914
2000	+11,0	942	13,67	27,82	0,9298	0,9428	0,992	610
1000	+13,0	977	14,17	28,86	0,9644	0,9711	0,996	305
0	+15,0	1013	14,70	29,92	1,0000	1,0000	1,0	0
−1.000	+17,0	1050	15,23	31,02	1,0366	1,0295	664	−305

gehensweise wurde unter dem Stichwort SwirlFlash®-Technologie untersucht. Bei Wassereinspritztemperaturen um 150–200 °C und Einspritzdrücken bis zu 150 bar, werden Tropfen im Durchmesserbereich von 2–3 µm erwartet Deneve et al. [246]. Im Vergleich zur Einsprühung von Wasser mit Umgebungstemperatur wird die Verdichteraustrittstemperatur mit heißem Wasser lediglich um etwa ein Drittel, d. h. 30–40 °C abgesenkt, was in gewissem Masse durch eine höhere Einspritzmenge ausgeglichen werden kann. Erreicht werden ebenfalls etwa 15 % Leistungserhöhung bei 2 $\%_{\text{Masse}}$ eingesprühtem Wasser. An ausgeführten Maschinen wurde weiterhin gemessen, dass die NOx-Emissionen bei Diffusionsbrennern um etwa 40 % und Vormischbrennern immerhin noch um 20–25 % deutlich reduziert wurden. In Tab. 11.6 sind die einzelnen Verfahren qualitativ verglichen.

[306] berichteten von der Inbetriebnahme eines Systems zur Nassverdichtung mit heißem Wasser im 450 MW-Kraftwerk Herdersbrug von Electrabel Belgium, das mit zwei Gasturbinen mit Abgaswärmenutzung in einer Dampfturbine betrieben wird. Das im Dampferzeuger erhitzte Wasser wird mit einer Temperatur von 150 °C unter einem Druck von 120 bar in den Verdichtereinlauf eingesprüht. Unter Vollastbedingungen sinkt die Verdichteraustrittstemperatur je nach der eingesprühten Wassermenge um 20–40 °C ab. Die maximal erzielbare Leistungserhöhung beträgt unter diesen Bedingungen etwa 9 % bei einer Wasserbeladung von 1,75–2,0 $\%_{\text{Masse}}$, was darauf zurückgeführt wird, dass der Verdichter bei etwa 2 $\%_{\text{Masse}}$ Wasserzugabe aufgrund des durch die Verdunstung ansteigenden Volumenstromes an einem Querschnitt kritisch durchströmt wird. Der Wirkungsgrad steigt mit zunehmender Wasserzugabe leicht an. Der besondere Vorteil der warmen Luft ist die Möglichkeit, das System bis etwa 5 °C Außentemperatur anstatt 15 °C bei kaltem Wasser, zu betreiben, da unter den vorliegenden Bedingungen erst ab etwa 4 °C Eisbildung zu beobachten war.

Inwieweit sich das Vorwärmen des Wassers lohnt, dürfte eine Abwägung der Wirtschaftlichkeit des erhöhten Energie- und Wasserbedarfs zeigen, um die gleiche Leistungserhöhung wie mit kaltem Wasser zu erzielen, sowie andererseits die Auswirkungen auf die Beschaufelung mit entsprechend erosionsbeständigem Material.

11.6 Internationale Standardatmosphäre, Dampfdrücke

In Tab. 11.7 sind die Bedingungen der internationalen Standardatmosphäre zusammengestellt.

In Tab. 11.8 sind die Dampfdrücke von Eis und Wasser zusammengefasst.

Tab. 11.8 Dampfdrücke von Eis und Wasser in mbar

Temp. (°C)	Dampfdruck (mbar)	
−90	0,000093	
−80	0,0053	
−70	0,00259	
−60	0,0108	
−50	0,0394	
−40	0,129	
−30	0,381	
−25	0,634	
−20	1,03	
−15	1,65	
−10	2,60	
−5	4,02	
0	6,10	Eis
0	6,10	Wasser
5	8,7	
10	12,3	
15	17,0	
20	23,4	
25	31,7	
30	42,4	
35	56,2	
40	73,7	
50	123	
60	199	
70	311	
80	473	
90	701	
97,92	940	
98,21	950	
98,50	960	
98,79	970	
99,07	980	
99,36	990	
99,64	1000	
99,92	1010	
100,00	1013	
100,20	1020	
100,74	1040	
101,28	1060	

Temp. (°C)	Dampfdruck (mbar)	
110	1433	
120	1985	
130	2,70 bar	
150	4,76 bar	
200	15,54 bar	
250	39,7 bar	
300	85,8 bar	
350	165 bar	
374,12	221,2 bar (kritischer Punkt)	

Literatur

1. Bhargava RK, Meher-Homji CB, Chaker MA, Bianchi M, Melino F, Peretto A (2005) Fogging technology: a state-of-the-art review, part I: inlet evaporative fogging analytical and experimental aspects. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2005, paper GT2005-68336, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
2. Bhargava RK, Meher-Homji CB, Chaker MA, Bianchi M, Melino F, Peretto A (2005) Fogging technology: a state-of-the-art review, part II: overspray fogging analytical and experimental aspects. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2005, paper GT2005-68337, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
3. Bhargava RK, Meher-Homji CB, Chaker MA, Bianchi M, Melino F, Peretto A (2005) Fogging technology: a state-of-the-art review, part III: inlet evaporative fogging analytical and experimental aspects. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2005, paper GT2005-69144, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
4. Hill JP (1963) Aerodynamic and thermodynamic effects on coolant injection on axial compressors. Aeronaut Q 14:331–348
5. Zheng Q, Li M, Sun Y (2003a) Thermodynamic performance of wet compression and regenerative gas turbine. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 2: Turbo Expo 2003, paper GT2003-38517, Atlanta, Georgia, USA, 16–19 June
6. Günther C (2019) Wet compression – considering non-equilibrium thermodynamics. Dissertation, Helmut-Schmidt-Universität, Hamburg
7. White AJ, Meacock AJ (2004) An evaluation of the effects of water injection on compressor performance. ASME J Eng Gas Turbine Power 126(4):748–754
8. Horlock JH (2001) Compressor performance with water injection. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2001-GT-0343, New Orleans, Louisiana, USA, 4–7 June
9. Härtel C, Pfeiffer P (2003) Model analysis of high-fogging effects on the work of compression. In: ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 2: Turbo Expo 2003, paper GT2003-38117, Atlanta, Georgia, USA, 16–19 June
10. Zheng Q, Sun Y, Li S, Wang Y (2003) Thermodynamic analysis of wet compression process in the compressor of gas turbine. ASME J Turbomach 125(3):489–496
11. Baehr HD, Kabelac S (2016) Thermodynamik – Grundlagen und technische Anwendungen, 16. aktualisierte Aufl. Springer Vieweg, Berlin

12. VDI Verein Deutscher Ingenieure (2003) VDI 4670, Thermodynamische Stoffwerte von feuchter Luft und Verbrennungsgasen. Beuth, Berlin
13. IAPWS The international Association for the Properties of Water and Steam (1997) Revised release on the IAPWS industrial formulation 1997 for the thermodynamic properties of water and steam. Lucerne, Switzerland
14. Kretzschmar H-J, Stöcker I, Hellriegel T, Kleemann L, Seibt D (2002) Berechnung der thermophysikalischen Eigenschaften von trockener und feuchter Luft unter Druck. Erhältlich unter: http://thermodynamik.hszigr.de/cmsfg/_data/Ver_ff_Druckluft_Kretzschmar_2002.pdf
15. Lemmon EW, Jacobsen RT, Penoncello SG, Friend DG (2000) Thermodynamic properties of air and mixtures of nitrogen, argon and oxygen from 60 to 2000 K at pressures to 2000 MPa. J Phys Chem Ref Data Bd. 3(Data 29, Nr. 2):331–385
16. Hermann S, Kretzschmar H-J, Teske V, Vogel E, Ulbig P, Span R, Gatley DP (2009) Berechnung der thermodynamischen Zustandsgrößen und Transporteigenschaften von feuchter Luft für energietechnische Prozessmodellierungen. Braunschweig, ISBN 978-3-86509-917-4
17. Prandtl L, Oswatitsch K, Wieghardt K, Dettmering W, Küchemann D, Ludwieg H, Rotta J, Schneider W, Sündermann J, Wippermann F (Hrsg) (1990) Führer durch die Strömungslehre, 9. verbesserte und überarbeitete Aufl. Vieweg, Braunschweig
18. Dring RP, Caspar JR, Suo M (1979) Particle trajectories in turbine cascades. J Energy 3(3):161–166
19. Dring RP (1982) Sizing criteria for laser anemometry particles. ASME J Fluid Eng 104(1):15–17
20. Ruck B (1990) Einfluss der Tracerteilchengröße auf die Signalinformation in der Laser-Doppler-Anemometrie. Tech Mess 57:284–295
21. Mei R (1996) Velocity fidelity of flow transfer particles. Exp Fluids 22(1):1–13
22. Melling A (1997) Transfer particles and seeding for particle image velocimetry. Meas Sci Technol 8(12):1406–1416
23. Crowe C, Sommerfeld M, Tsuji Y (1997) Multiphase flows with droplets and particles. CRC Press, Boca Raton
24. Lefebvre AH (1989) Atomisation and sprays, Combustion, 1. Aufl. Taylor & Francis, London
25. Savic S, Mitsis G, Härtel C, Khaidarov S, Pfeiffer P (2002) Spray interaction and droplet coalescence in turbulent air-flow. An experimental study with application to gas turbine high fogging. In: Proceedings of ILASS-Europe 2002, Zaragoza, Spain
26. Chaker MA, Meher-Homji CB, Mee T III (2004) Inlet fogging of gas turbine engines – part i: fog droplet thermodynamics, heat transfer and practical considerations. ASME J Eng Gas Turbine Power 126(3):545–558
27. Mitsis G, Savic S (2004) Interaction of neighbouring high fogging sprays: influence of nozzle placement and air velocity on droplet coalescence. In: Proceedings of ILASS-Europe 2004, Nottingham, UK
28. Chaker MA, Meher-Homji CB, Mee III, T (2002) Inlet fogging of gas turbine engines. Part C: Fog behaviour in inlet duts. CFD analysis and wind tunnel experiments. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30564, Amsterdam, The Netherlands, 3–6 June
29. Mitsis G, Savic S (2002) Interaction of neighbouring high fogging sprays: Influence of nozzle placement and air velocity on droplet coalescence. In: Procedings of 19th annual meeting of the ILASS, Nottingham, UK
30. Chaker MA (2005) Key parameter for the performance of impaction Pin Nozzles used in inlet fogging of gas turbine engines. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2005, paper GT2005-68346, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
31. Pilch M, Erdmann CA (1987) Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop. Int J Multiphase Flow 13(6):741–757

32. Schmelz F (2002) Tropfenzerfall in beschleunigten Strömungen. Dissertation, Universität Dortmund
33. Matysiak A (2007) Euler-Lagrange Verfahren zur Simulation tropfenbeladener Strömung in einem Verdichtergitter. Dissertation, Helmut-Schmidt-Universität Universität der Bundeswehr Hamburg
34. Ulrichs E (2007) Experimental investigations into the behaviour and influence of water droplets in a compressor cascade flow. Dissertation, Helmut-Schmidt-Universität Universität der Bundeswehr Hamburg
35. Tabakoff W (1984) Review – turbomachinery performance deterioration exposed to solid particulates environment. ASME J Fluid Eng 106(2):125–134
36. Tabakoff W, Hussein F (1971) Pressure distribution on blades in cascade nozzle for particulate flow. J Aircr 8(9)
37. Tabakoff W, Balan C (1981) Effects of solid particles suspended in fluid flow through an axial flow compressor. In: Proceedings of the fifth international symposium on airbreathing engines, Bangalore, India
38. Joos F (2006) Technische Verbrennung. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
39. Neupert N (2017) Experimentelle Untersuchung einer tropfenbeladenen Strömung in einer ebenen Verdichterkaskade. Dissertation, Helmut-Schmidt-Universität Universität der Bundeswehr Hamburg
40. Gooma H (2014) Modeling of Liquid Dynamics in Spray Laden Compressor Flows. PhD Thesis, Universität Stuttgart
41. Clift R, Grace JR, Weber ME (1978) Bubbles, drops and particles. Academic Press, New York
42. White FM (1991) Viscous fluid flow, 2. Aufl. McGraw-Hill, New York
43. Spedding P, Hand N (1997) Prediction in stratified gas-liquid co-current flow in horizontal pipelines. Int J Heat Mass Transf 40(8):1923–1935
44. Clift R, Gauvin WH (1970) On the motion of particles in turbulent gas streams. Proc Chemea 1:14–28
45. Saffman PG (1962) On the stability of laminar flow of a dusty gas. J Fluid Mech 13(1):120–128
46. Samenfink W, Elsäßer A, Dullenkopf S, Wittig S (1999) Droplet interaction with shear-driven liquid films: analysis of deposition and secondary droplet characteristics. Int J Heat Fluid Flow 20(5):462–469
47. Ashgriz N (2011) Handbook of atomization and sprays. Theory and applications, 1. Aufl. Springer, New York
48. Schiller L, Naumann AZ (1933) Über die grundlegende Berechnung bei der Schwerkraftausbreitung. Zeitschrift des Vereins Deutscher Ingenieure 77:318–320
49. Happel J, Brenner H (1973) Low Reynolds number hydrodynamics, 2. Aufl. Noordhoff, Leyden
50. Hadamard JS (1911) Mouvement permanent lent d'une sphere liquid et visquese dans une liquid visquese. CR Acad Sci 152:1735–1738
51. Rybzynski W (1911) Über die fortschreitende Bewegung einer flüssigen Kugel in einem zähen Medium. Acad Sci Cracovie A:40
52. Wen CY, Yu YH (1966) Mechanics of fluidization. Chem Eng Prog Symp Ser 62:100
53. Richardson JF, Zaki WN (1954) Sedimentation and fluidization – part 1. Chem Eng Trans Inst Chem Eng 32:35–53
54. Di Felice R (1994) The voidade function for fluid-particle interaction systems. Int J Multiphase Flow 20(1):153–159
55. Basset AB (1961) A treatise on hydrodynamics, 2. Aufl. Dover, New York
56. Boussinesq J (1885) Sur la résistance qu'oppose un liquid indéfini en repos, sans pesanteur, au movement varié une sphere solide qu'il mouille sur toute sa surface, quand les vitesses restent

bien continues et assez faibles pour que leurs carrés et produits soient négligeables. CR Acad Sci 100:935
57. Oseen CW (1961) Hydromechanik. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig
58. Hjemfeldt AT, Mockros LF (1966) Motion of discrete particles in a turbulent fluid. Appl Sci Res 16(1):149–161
59. Saffman PG (1965) The lift an a small sphere in a low shear flow. J Fluid Mech 22(2):385–400
60. McLaughlin JB (1991) Inertial migration of small spere in linear shear flows. J Fluid Mech 224:261–274
61. Rubinov SI, Keller JB (1961) The transverse force on spinning sphere moving in a viscous fluid. J Fluid Mech 11(3):447–459
62. Tanaka T, Yamagata K, Tsuji Y (1990) Experiment on fluid forces on a rotating sphere and spheroid. Proc Sec KSME-JSME Fluids Eng Conf 1:366
63. Maccoll JW (1928) Aerodynamics of s spinning sphere. J Roy Aero Soc 32:777
64. Davis JM (1994) The aerodynamics of golf balls. J Appl Phys 20(9):821
65. Oertel H (2008) Prandtl – Führer durch die Strömungslehre: Grundlagen und Phänomene, 12. Aufl. Vieweg + Teubner, Wiesbaden
66. Neve RS, Shansonga T (1989) The effects of turbulence and surface roughness on the drag of spheres in thin jets. Int J Heat Fluid Flow 10:318–321
67. Horner SF (1992) Fluid-dynamic drag. Published by author, Midland Park
68. Torobin LB, Gauvin WH (1961) The drag coefficients of single spheres moving in steady and accelerated motion in a turbulent fluid. AICHE J 7(4):615–619
69. Eaton JK, Fessler JR (1994) Preferential concentration of particels by turbulence. Int J Multiphase Flow 20(1):169–209
70. Gore RA, Crowe T (1989) Effect of particle size on modulating turbulence intensity. Int J Multiphase Flow 15(2):279–285
71. Yarin LP, Hetsroni G (2004) Combustion of two-phase reactive media. Springer, Berlin
72. Yarin LP, Hetsroni G (1994) Turbulence intensity in dilute two-phase flows – 1. effect of particle size distribution on the turbulence of the carrier fluid. Int J Multiphase Flow 20(1):1–15
73. Brennen CE (2005) Fundamentals of multphase flow. Cambride University Press, Cambridge, UK/New York
74. O'Rouke PJ, Amsden AA (1987) The tab method for numerical calculation of spray droplet breakup. Conference paper, SAE-paper 872089, 1987 SAE international fall fuels and lubricants meeting and exhibition
75. Schmehl R (2004) Tropfendeformation und Nachzerfall bei der technischen Gemischaufbereitung. Dissertation, Universität Karlsruhe
76. Hsiang LP, Faeth GM (1995) Drop deformation and breakup due to shock wave and steady disturbances. Int J Multiphase Flow 21(4):545–560
77. Schmehl R (2002) Advanced modelling of droplet deformation and breakup for cfd analysis of mixture preparation. ILASS-Europe, Saragossa, Spain, 9–11 September
78. Chou WH, Faeth GM (1998) Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime. Int J Multiphase Flow 24(6):889–912
79. Rimbert N, Casternet G (2011) Crossover between Rayleigh-taylor instability and turbulent cascading atomization mechanism in the bag-breakup regime. Phys Rev E 84:016318
80. Liu Z, Reitz RD (1997) An analysis of the distortion and breakup mechanisms of high speed liquid drops. Int J Multiphase Flow 23(4):631–650
81. Khosla S, Smith CE, Throckmorton RP (2006) Detailed understanding of drop atomization by gas crossflow using the Bd of fluid method. In: Proceedings 19th ILASS Americas, Toronto, Canada, May 2006

82. Hsiang LP, Faeth GM (1992) Near-limit drop deformation and secondary breakup. Int J Multiphase Flow 18(5):635–652
83. Hamed A, Tabakoff W, Wenglarz R (2006) Erosion and deposition in turbomachinery. J Propuls Power 22(2):350–360
84. Yarin AL (2006) Drop impact dynamics: splashing, spreading, receding, bouncing. Annu Rev Fluid Mech 38(1):159–192
85. Cossali GE, Santini M, Marengo M (2005) Single-drop empirical models for spray impact on solid walls: a review. Atomiz Spray 15(6):699–736
86. Mundo C, Sommerfeld MM, Tropea C (1998) On the modelling of liquid sprays impinging on surfaces. Atomiz Spray 8(6):625–652
87. Mishra NK, Zhang Y, Ratner A (2011) Effect of chamber pressure on spreading and splashing of liquid drops upon impact on a dry smooth stationary surface. Exp Fluids 51(2):483–491
88. Xu L, Zhang WW, Nagel SR (2005) Drop splashing on a dry smooth surface. Phys Rev Lett 94(18):184505
89. Xu L, Barcos L, Nagel SR (2007) Splashing of liquids: interplay of surface roughness with surrounding gas. Phys Rev E 76:066311
90. Li H (2013) Drop impact on dry surfaces with phase change. Dissertation, Technische Universität Darmstadt
91. Rioboo R, Marengo M, Tropea C (2002) Time evolution of liquid drop impact onto solid, dry surfaces. Exp Fluids 33(1):112–124
92. Vadillo DC, Soucemarianadin A, Delattre C, Roux CD (2009) Dynamic contact angle effects onto the maximum drop impact spreading on solid surfaces. Phys Fluids 21:12002-1-8
93. Pasandideh-Fard M, Qiao YM, Chandra S, Mostaghimi J (1996) Capillary effects during droplet impact on a solid surface. Phys Fluid 8(3):650–659
94. Rioboo R, Bauthier C, Conti J, Voue M, de Coninck J (2003) Experimental investigation of splash and crown formation during single drop impact wetted surfaces. Exp Fluids 35(6):648–652
95. Mundo C (2012) Zur Sekundärzerstäubung newtonischer Fluide an Oberflächen. PhD Thesis, Universität Erlangen-Nürnberg
96. Cossali GE (1997) The impact of a single drop on a wetted solid surface. Exp Fluids 22(6):463–472
97. Levin Z, Hobbs PV (1971) Splashing of water drops on solid and wetted surfaces: hydrodynamics and charge separation. Philos Trans R Soc Lond A 269(1200):555–585
98. Urban J (2009) Numerische Untersuchung und Modellierung von Tropfen-Wand-Interaktionen. PhD thesis, Universität Stuttgart
99. Bird JC, Tsai SS, Stone HA (2009) Inclined to splash: triggering and inhibiting a splash with tangential velocity. New J Phys 11:063017
100. Roisman IV, Horvat K, Tropea C (2006) Spray impact: rim transverse instability initiating fingering and splash, and description of a secondary spray. Phys Fluids 18(10):102104
101. Barnes HA, Hardalupas Y, Taylor AMKP, Wilkins JH (1999) An investigation of the interaction between two adjacent droplets. Conference paper, ILASS-Europe 1999, Toulouse, Frankreich, 15–17 July
102. Cossali GE, Santini M, Marengo M (2004) Impact of single and multiple drop array on aliquid film. Conference paper, ILASS-Europe 2004, Nottingham, England, 6–9 September
103. Roisman IV, Tropea C (2005) Fluctuating flow in a liquid layer and secondary spray created by an impacting spray. Int J Multiphase Flow 31(2):179–200
104. Matz C, Kappis W, Cataldi G, Mundinger G, Bischoff S, Helland E, Ripken M (2010) Prediction of evaporative effects within the blading of an industrial axial compressor. ASME J Turbomach 132(4):041013

105. Samenfink W (1997) Grundlegende Untersuchung zur Tropfeninteraktion mit schubspannungsgetriebenen Wandfilmen. PhD thesis, Universität Karlsruhe
106. Rein M (2002) Drop-surface interactions. CISM International Centre for Mechanical Sciences. Springer, Wien
107. Budakli M (2015) Hydrodynamics and heat transfer in gas-driven liquid film flows. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt
108. Hu C-C (2009) Mechanistic modeling of evaporating thin liquid film instability on a BWR fuel rod with parallel and cross vapor flow. PhD thesis, Georgia Tech. Copyright – Copyright ProQuest, UMI Dissertations Publishing 2009; zuletzt aktualisiert – 2015-08-23; Erste Seite – n/a
109. Schober P (2009) Berührungsfreie Erfassung beschleunigter schubspannungsgetriebener Kraftstoffwandfilme unter Druckeinfluss. PhD thesis, Universität Karlsruhe (TH)
110. Hammitt FG (1981) Liquid film and droplet stability consideration as applied to wet steam flow. Forsch Ingenieurwes 47(1):1–14
111. aus der Wiesche S, Joos F (2018) Handbuch Dampfturbinen, Grundlagen, Konstruktion, Betrieb. Springer Vieweg, Wiesbaden
112. Yellot J, Holland C (1937) The condensation of flowing stream: condensation in diverging nozzles. Engineering 143:647
113. Haller B, Unsworth R, Walters P, Lord M (1989) Wetness measurements in a model multistage low pressure steam turbine. Technology of turbine plant operating with wet steam. In: 20, Proceedings of an international conference held in London on 11–13 October 1988, British Nuclear Energy Society, London (UK); Institution of Mechanical Engineers, London (UK); European Nuclear Society, Petit-Lancy (Switzerland); 240 p; ISBN 0 7277 1395 7; Worldcat; 1989; S 161–169
114. Joos F (2018) Experimental investigations of droplet laden flow around blade profiles. In: Proceedings 50. Kraftwerkstechnisches Kolloquium Dresden, 23. – 24.10.2018, Dresden
115. Gyarmathy G (1962) Grundlagen einer Theorie der Nassdampfturbine. PhD thesis, ETH Zürich
116. Kirillov II, Yablonik RM (1970) Fundamentals of the theory of turbines operating on wet steam (Washington): National Aeronautics and Space Administration; for sale by the Clearinghouse for Federal Scientific and Technical Information, Springfield, Va., Translation of Osnovy teorii vlazhnoparovykh turbine
117. Fernandino M, Ytrehus T (2006) Determination of flow sub-regimes in stratified airwater channelflow using ldv spectra. Int J Multiphase Flow 32(4):436–446
118. Narasimhan TV, Davis EJ (1972) Surface waves and surfactant effects in horizontal stratified gas-liquid flow. Ind Eng Chem Fundam 11(4):490–497
119. Schober P, Ebner J, Schäfer O, Wittig S (2003) Experimental study on the effect of a strong negative pressure gradient on a shear-driven liquid fuel film. Conference paper, 9th ICLASS conference, Sorrento, Italy, 13–17 July
120. Hammit W, Blome FG, Hamed S, Kim H (1976) Thin shear driven water film wavelet characteristics. ASME Cavitation and Polyphase Flow Forum 1977
121. O'Brien SBG, Schwartz LW (2002) Thin film flows: theory and modeling. Chapter 509. Taylor & Francis, London, S 6304–6317
122. Oron A, Davis SH, Bankoff SG (1997) Long-scale evolution of thin liquid films. Rev Mod Phys 69(3):931–980
123. Simon A, Marcelet M, Hérard JM, Dorey M, Lance JM (2016) A model for liquid film in steam turbines. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 8: microturbines, turbochargers and small turbomachines; steam turbines, paper GT2016-56148, Seoul, South Korea, 13–17 June
124. Bertschy J, Chin R, Albernathy F (1983) High-strain-rate-free-surface boundary layer flows. J Fluid Mech 126:443–461

125. Alekseenko S, Nakoryakov YY, Pokusaev P (1985) Wave formation of a vertical falling liquid film. AICHE J 31(9):1446–1460
126. Adomeit P, Renz U (2000) Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films. Int J Multiphase Flow 26(7):1183–1208
127. Kim W, Hammitt FG, Krzecskowski S (1978) Investigation of the behaviour oft hin liquid film with co-occurent steam flow. In: Proc. Two-Phase Flow Heat Transfer Symposium. Workshop. 18–20 October 1976, Ft. Lauderdale, FL 4, S 1213–1230
128. Williams J, Young JB (2007) Movement of deposits water on turbomachinery rotor blade surfaces. ASME J Turbomach 129(2):394–403
129. Huh C, Scriven LE (1971) Hydrodynamic model of a steady movement of a solid/liquid/fluid contact line. J Colloid Interface Sci 35(1):85–101
130. Dussan EB, Ramé V, Garoff S (1991) On identifying the appropriate boundary conditions at moving contact line: an experimental investigation. J Fluid Mech 230:97–116
131. Hartley DE, Murgatroyd W (1964) Criteria for the break-up of thin liquid layers flowing isothermally over solid surfaces. Int J Heat Mass Transf 7(9):1003–1015
132. Hobler T (1968) Minimum surface wetting in a centrifugal force field. Chemia Stosow 2(B):265
133. Bankoff GS (1971) Minimum thickness of a draining liquid film. Int J Heat Mass Transf 14(12):2143–2146
134. Mikielewicz J, Moszynkski JR (1976) Minimum thickness of a liquid film flowing vertically down a solid surface. Int J Heat Mass Transf 19(2):771–776
135. Saber HH, El-Genk MS (2004) On the breakup of a thin liquid film subject to interfacial shear. J Fluid Mech 500:113–133
136. Hastings EC, Weinstein LM (1984) Preliminary indications of water film distribution and thickness on an airfoil in a water spray. NASA Technical Memorandum 85796
137. Thompson BE, Jang J, Dion JL (1965) Wing performance in moderate rain. J Aircr 32(5):1034–1039
138. Zhang K (2015) An experimental study of wind-driven surface water transport process pertinent to aircraft icing. PhD thesis, Iowa State University, Ames, Iowa
139. AGARD AR-334 (1998) Ice accretion simulation. AGARD advisory report 334, Neuilly-Sur-Seine, Frankreich
140. Marshall J, Ettema R (2004) Contact-line instabilities of driven liquid films: Instability of flows. WIT Trans State Art Sci Eng 6:1–41
141. Al-Khalil KM, Keith TG, De Witt KJ (1990) Development of an anti-icing runback model. In: Proceedings of 28th aerospace sciences meeting, paper AIAA 90-0759, Reno, Nevada, USA, 8–11 January
142. Zhang K, Blake J, Rothmayer A, Hu H (2013) An experimental investigation on winddriven rivulet/film flows over a naca0012 airfoil by using digital image projection technique. Conference paper: 52nd aerospace sciences meeting
143. Craik ADD (1966) Wind-generated waves in thin liquid films. J Fluid Mech 26(2):369–392
144. Benjamin TB (1957) Wave formation in laminar flow down an inclined plane. J Fluid Mech 2(6):554–575
145. Kim W (1978) Study of liquid films, fingers and droplet motion for steam turbine blading erosion problem. PhD thesis, University of Michigan
146. Wurz DE (1978) Subsonic and supersonic gas-liquid film flow. In: Proceedings of 11th fluid and plasma conference, AIAA, Seattle, WA, USA, 10–12 July
147. Cohen LS, Hanratty TJ (1968) Effects of waves at a gas-liquid interface on turbulent air flow. J Fluid Mech 31(03):467–479
148. Ebner J (2004) Einfluss von Druckgradienten in der Gasströmung auf die Dynamik schubspannungsgetriebener Wandfilme. PhD thesis, Universität Karlsruhe

149. Sattelmayer T (1985) Zum Einfluss der ausgebildeten turbulenten Luft-Flüssigkeitsfilm-Strömung auf den Filmzerfall und die Tropfenbildung am Austritt von Spalten geringer Höhe. PhD thesis, Universität Karlsruhe
150. Himmelsbach J (1992) Zweiphasenströmung mit schubspannungsgetriebenen welligen Flüssigkeitsfilmen in turbulenter Heißluftströmung. PhD thesis, Universität Karlsruhe
151. Roßkamp H (1998) Simulation von drallbehafteten Zweiphasenströmungen mit schubspannungsgetriebenen Wandfilmen. PhD thesis, Universität Karlsruhe
152. Ebner J, Gerendas M, Schafer O, Wittig S (2003) Droplet entertainment from shear-driven liquid wall film in inclined ducts: experimental study and correlation comparison. ASME J Eng Gas Turbine Power 124(4):874–880
153. Ihnatowicz E, Gumkowski S, Mikielewicz J (1979) A model for roll waves in gas-liquid flow. Chem Eng Sci 26(1):1915–1931
154. Mielke M (2014) Experimentelle Untersuchung am Tropfenherausriss der Saugseite einer Verdichterschaufel. Bachelorarbeit an der Helmut-Schmidt-Universität, Laboratorium für Strömungsmaschinen
155. Woodmansee DE, Hanratty TJ (1969) Mechanism for removal of droplets from a liquid surface by parallel air flow. Chem Eng Sci 24(2):299–307
156. van Rossum JJ (1959) Experimental investigation of a horizontal film flow. Chem Eng Sci 11(1):35–52
157. Marmottant P, Villermaux E (2004) On spray formation. Int J Fluid Mech 498:73–111
158. Gepperth S, Koch R, Bauer H-J (2013) Analysis and comparison of primary droplet characteristics in the near field of prefilming airblast atomizer. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 1A: combustion, fuels and emissions, paper GT2013-94033, San Antonio, Texas, USA, 3–7 June
159. Eckel G, Rachner P, Le Clercq M, Aigner M (2013) Semi-empirical primary atomization models for transient lagrangian spray simulation. In: Proceedings of ICMF, 8th international conference on multiphase flow
160. Gepperth S, Guildenbecher D, Koch R, Bauer H-J (2010) Pre-filming primary atomization: experiments and modeling. In: Proceedings of ILASS-Europe 2010, 23rd annual conference on liquid atomization and spray systems, Brno, Czech Republic, 6–8 September
161. White FM (1998) Viscous fluid flow. McGraw-Hill, New York; 2. Aufl., 1991. Villermaux E (1998) On the role of viscosity in shear instabilities. Phys Fluid 10(2):368–373
162. Rayleigh L (1878) On the stabilty of jets. Proc Lond Math Soc 10(1):4–13
163. Dumouchel C (2008) On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams. Exp Fluids 45(3):371–422
164. Ulrichs E, Joos F (2006) Experimental investigations of the influence of water droplets in compressor cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90411, Barcelona, Spain, 8–11 May
165. Ober B, Joos F (2012) Experimental investigation on the performance of a compressor airfoil in droplet laden flow. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 8: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2012-69464, Copenhagen, Denmark, 11–15 June
166. Ober B, Joos F (2014) Experimental investigation on aerodynamic behavior of a compressor cascade in droplet laden flow. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 6A: turbomachinery, paper GT2013-94731, San Antonio, Texas, USA, 3–7 June, 061014
167. Neupert N, Harbeck J, Joos F (2017a) An experimentally derived model to predict the water film in a compressor cascade with droplet laden flow. In: Proceedings of ASME Turbo Expo

2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2D: turbomachinery, paper GT2017-64121, Charlotte, North Carolina, USA, 26–30 June
168. Neupert N, Harbeck J, Joos F (2017b) Investigation on the effect of surface wettability on a two-phase flow in a compressor cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2D: turbomachinery, paper GT2017-64155, Charlotte, North Carolina, USA, 26–30 June
169. Walsh WS, Thole KA, Joe C (2006) Effects of sand ingestion on the blockage of film-cooling holes. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 3: heat transfer, parts A and B, paper GT2006-90067, Barcelona, Spain, 8–11 May
170. Bons JP et al (2007) High pressure turbine deposition in land based gas turbines from various synfuels. ASME J Eng Gas Turbine Power 129(1):135–143
171. Rathod A, Sapate SG, Khatirkar RK (2012) Shape factor analysis of abrasive particles used in slurry abrasion testing. Int J Mech Indust Engineert 2:2231–6477
172. Santamarina J, Cho G (2004) Soil behaviour: the role of particle shape. In: Advances in geotechnical engineering: The Skempton conference, March, London
173. Ghenaiet A, Tan SC, Elder RL (2005) Prediction of an axial turbomachine performance degration due to sand ingestion. Proc Inst Mech Eng Part A 229(4):219–273
174. Suzuki M, Inaba K, Yamamoto M (2008) Numerical simulation of sand erosion phenomena in rotor/stator interaction of compressor. J Therm Sci 17:125–133
175. Suzuki M, Inaba K, Yamamoto M (2008) Numerical simulation of sand erosion in a square-section 90-degree bend. J Fluid Sci Technol 3(7):868–880
176. Suzuki M, Inaba K, Yamamoto M (2010) Numerical simulation of sand erosion phenomena in a single stage axial compressor. ASME/IGTI Turbo Expo June 14–18 2010, Glasgow UK, Paper GT2010-23593
177. Yang H, Boulanger J (2013) The whole annulus computations of particulate flow and erosion in axial fan. ASME J Turbomach 135(1):20130101
178. Bons JP (2010) A review of surface roughness effects in gas turbines. ASME J Turbomach 132(2):021004
179. Dunn MG, Baran AJ, Miatech J (1996) Operation of gas turbine engines in volcanic ash clouds. ASME J Eng Gas Turbine Power 118(4):724–731
180. Saxena S, Jothiprasad G, Bourassa C, Pritchard B (2016) Numerical simulation of particulates in multi-stage axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57917, Seoul, South Korea, 13–17 June
181. Suman A, Morini M, Aldi N, Casari N, Pinelli M, Spina PR (2017) A compressor fouling review based on an hirostical survey of asme turbo expo papers. ASME J Turbomach 139(4):041005
182. Casari N, Pinelli M, Suman A (2018b) An innovative approach towards fouling modeling: microsale deposition pattern and ist effect on the flow field. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2D: turbomachinery, paper GT2018-76882, Oslo, Norway, 11–15 June
183. Casari N, Pinelli M, Suman A (2018a) On deposition and build-up detachement in compressor fouling. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2D: turbomachinery, paper GT2018-76776, Oslo, Norway, 11–15 June
184. Aldi N, Casari N, Dainese D, Morini M, Pinelli M, Spina P, Suman A (2017) The effects of third substances at the particle/surface interface in compressor fouling. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 9: oil and gas applications; supercritical CO2 power cycles; wind energy, paper GT2017-64425, Charlotte, North Carolina, USA, 26–30 June

185. Soltani M, Ahmadi G (1994) On particle adhesion and removal mechanisms in turbulent flows. J Adhes Sci Technol 8(7):763–785
186. Poppe T, Blum J, Henning T (2000) Analogous experiments on the stickiness of micron-sized preplanetary dust. Astrophys J 533(1):454
187. Berbner S, Löffler F (1994) Influence of high temperatures on particle adhesion. Powder Technol 78(3):273–280
188. Orr F, Scriven L, Rivas AP (1975) Pendular rings between solids: meniscus properties and capillary force. J Fluid Mech 67(04):650–659
189. Kim TW, Bhushan B (2008) The adhesion model considering capillarity for gecko attachment system. J R Soc Interface 5(20):319–327
190. Israelachvili JN (2011) Intermolecular and surface forces. Academic Press, Burlington
191. Visser J (1972) On hamaker constants: A comparison between hamaker constants and lifshitz van der waals constants. Adv Colloid Interf Sci 3(4):331–363
192. Bowling RA (1988) A theoretical review of particle adhesion. In: Particles on surfaces 1. Springer, Berlin, S 129–142
193. O'Neill M (1968) A sphere in contact with a plane wall in a slow linear shear flow. Chem Eng Sci 23(11):1293–1298
194. Fuchs NA (1989) The mechanics of aerosols. Dover Publications, New York
195. Wen CY, Yu YH (2014) Reducing solid particle erosion of an axial fan with sweep and lean using multidisciplinary design optimization. Proc Inst Mech Eng Part A 228(14):2584–2603
196. Khan JR, Wang T (2011) Three-dimensional modeling for wet compression in a single stage compressor including liquid particle erosion analysis. ASME J Eng Gas Turbine Power 133(1):12001
197. Verstraete T, Alsalihi Z, Van den Braembussche RA (2010) Multidisciplinary optimization of a radial compressor for microgas turbine applications. ASME J Turbomach 132(3):31004
198. Hamed A, Tabakoff W, Rivir RB (2005) Turbine blade deterioration by erosion. ASME J Turbomach 127(3):445–452
199. Wang SS, Mao JR, Liu GW (2010) Reduction of solid particle erosion on the control-stage nozzle of a steam turbine through improved end-wall contouring. Proc Inst Mech Eng C J Mech Eng Sci 224:2199
200. Corsini A, Marchegiani A, Rispoli F (2012) Predicting blade leading edge erosion in an axial induded draft fan. J Eng Gas Turbines Power 134(4):42601
201. Haider A, Levenspiel O (1989) Drag coefficient and terminal velocity of spherical and nonspherical particles. Powder Technol 58(1):63–70
202. Gosman AD, Ioannides E (1983) Aspects of computer simulation of liquid-fueled combustors. J Energy 7(6):482–490
203. Tabakoff W, Grant G, Ball R (1974) An experimental investigation of certain aerodynamic effects on erosion. In: Proceedings of 8th aeorodynamic testing conference, AIAA paper no. 74-639. Bethesda, MD, USA, 8–10 July
204. Day I (2005) Rain ingestion in axial flow compressors at part speed. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68582, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
205. Ansys C (2010) Ansys CFS-solver theory guide. Ansys, Caninsburg PA
206. Liu Z, Zhang F, Liu Z (2018) A numerical model for simulating liquid particles deposition on surface. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2D: turbomachinery, paper GT2018-76002, Oslo, Norway, 11–15 June
207. Suman A, Casari N, Fabbri E, Pinelli M, di Mare L, Montomoli F (2018) Gas turbine fouling tests: review, critical analysis and particle impact behaviour map. In: ASME Turbo Expo 2018:

turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2D: turbomachinery, paper GT2018-76934, Oslo, Norway, 11–15 June
208. Day I, Williams J, Freeman C (2005) Rain ingestion in axial flow compressors at part speed. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68582, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
209. AGARD AR-332 (1995) Recommendes practices for the assessment of the effects of atmospheric water ingestion on the performance and operability of gas turbine engines. AGARD Advisory Report No. 332
210. JAA (1997) Ingestion of rain and hail, hamonised changes to JAR-E and FAR Part 33. Technical report, Joint Aviation Authorities
211. Kissel GJ (1980) Rain and hail extremes at altitude. J Aircr 17(7):464–467
212. Riley S (1997) Whole engine water/ice ingestion strategy – final report. Technical report, Rolls-Royce plc
213. Mason J, Strapp J, Chow P (2006) The ice particle threat to engines in flight. In: Proceedings of the 44th AIAA aerospace sciences meeting and exhibit, Reno, NV, 9–12 January
214. Mason J, Grzych ML, Chow P (2009) Current perspectives on jet engine power loss in ice crystal conditions: Engine icing. AIAA Atmospheric and Space Environments, San Antonio, TX, June
215. Sun L, Zheng Q, Li Y, Luo M, Wang I, Bhargava RK (2012) Numerical through flow simulation of a gas turbine engine with wet compression. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 3: cycle innovations; education; electric power; fans and blowers; industrial and cogeneration, paper GT2012-68846, Copenhagen, Denmark, 11–15 June
216. Sun L, Zheng Q, Li Y, Luo M, Wang I, Bhargava RK (2012) On the behavior of water droplets when moving onto blade surface in a wet compression transonic compressor. J Eng Gas Turbines Power 133(8):082001-1-10
217. Saxena S, Woo GTK, Singh R, Breeze-Stringfellow A, Nakano T, Szcucs P (2016) Effect of ice and blade interaction models on compressor stability. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57797, Seoul, South Korea, 13–17 June
218. Jorgensen P, Veres J, Whright W, May R (2011) Engine icing modeling and simulation (part i): ice crystal accretion on compression system components and modeling its effect on engine performance. SAE Technical Paper 2011-38-0025
219. Mazzaway R (2007) Modeling of ice accretion and shedding in turbofan engines with mixed phase/glaciated (ice crystal) conditions. Conference paper: 2007 SAE aircraft and engine icing international conference aircraft and engine icing international conference. SAE, Seville, 2007-01-3288
220. Veillard X, Habashi WG, Aube MS, Baruzzi GS (2009) Fensap-ice: ice accretion in multi-stage jet engines. In: Proceedings of the 19th AIAA computational fluid dynamics conference, AIAA Paper 2009-4158; San Antonio, Texas, AIAA 2009-4158
221. May R, Guo T-H, Veres J, Jorgensen P (2011) Engine icing modeling and simulation (part 2): performance simulation of engine rollback phenomena. In: SAE international conference on aircraft and engine icing and ground deicing, 2011-38-0026
222. Day I, Williams J, Freeman C (2008) Rain ingestion in axial flow compressors at part speed. ASME J Turbomac 130(1):011024
223. Califf C, Knezevici D (2014) Use of a turbofan engine to measure ice crystal cloud concentration inflight. In: Proceedings of the 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE joint propulsion conference, paper, AIAA-2014-3843, Cleveland, OH, USA, 28–30 July

224. Saxena S, Singh R, Breeze-Stringfellow A, Nakano T (2015) Transient behavior in axial compressors in event of ice shed. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-42413, Montreal, Quebec, Canada, 15–19 June
225. Kundu R, Prasad J, Saxena S, Singh R, Breeze-Stringfellow A, Nakano T (2014) Analysis of stall onset in a multistage axial flow compressor in response to engine icing. In: Proceedings of the 50th AIAA/ASME/SAE/ASEE joint propulsion conference, paper, AIAA-2014-3841, Cleveland, OH, USA, 28–30 July
226. Saxena S, Jotiphrasad G, Pritchard B (2016a) Numerical simulation of particulates in multistage axial compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57917, Seoul, South Korea, 13–17 June
227. Mason J, Chow P, Fuleki D (2010) Understanding ice crystal accretion and shedding phenomenon in jet engines using a rig test. ASME J Eng Gas Turbine Power 133(4):41201
228. Daggett DL (2007) Water injection-could it reduce airplane maintenance costs and airport emissions? (NASA/TM-2007-213652) Boeing Commercial Airplane Group, Seattle, Washington, March 2007
229. Daggett DL (2005) Water injection feasibility for Boeing 747 Aircraft (NASA/CR-2005-213656) Boeing Commercial Airplane Group, Seattle, Washinton, December 2005
230. Daggett DL (2004) Water misting and injection of commercial aircraft engines to reduce airport NOx, NASA/CR-2004-212957
231. Kleinschmidt RV (1947) Value of wet compression in gas-turbine cycles. Mech Eng (Am Soc Mech Eng) 69(2):115–116
232. Bhargava RK, Meher-Homjii CB, Bianchi M, Melino F, Peretto A, Igistov S (2007) Gas turbine fogging technology – a state-of-the-art review: part I – Inlet evaporative fogging, analytical and experimental aspects. ASME J Eng Gas Turbine Power 129(2):443–453
233. Bhargava RK, Meher-Homjii CB, Chaker MA, Bianchi M, Melino F, Peretto A, Ingistov S (2007) Gas turbine fogging technology: a state-of-the-art review: part II: overspray fogging-analytical and experimental aspects. ASME J Eng Gas Turbine Power 129(2):454–460
234. Bhargava RK, Meher-Homjii CB, Chaker MA, Bianchi M, Melino F, Peretto A, Ingistov S (2007) Gas turbine fogging technology: a state-of-the-art review: part III: practical considerations and operational experience. ASME J Eng Gas Turbine Power 129(2):461–472
235. Kakaras E, Doukelis A, Prelipceanu A, Karellas S (2004) Inlet air cooling methods for gas turbine based power plants. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53765, Vienna, Austria, 14–17 June
236. Lechner C, Seume J (2010) Stationäre Gasturbinen, 2. neu bearbeitete Aufl. Springer-Verlag, Heidelberg
237. Levy Y, Sherbaum V, Ovcharenko V, Sotseno Y (2005) Low pressure fogger system for power augmentation of industrial gas turbine. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2005, paper GT2005-68320, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
238. Bhargava R, Meher-Homjii CB (2002) Parametric analysis of existing gas turbines with inlet evaporative and overspray fogging. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30560, Amsterdam, The Netherlands, 3–6 June
239. Zurigat YH, Dawoud B, Al-Bortmany JN, Al-Shihabi ST (2004) Technical and economical feasibility of gas turbine inlet cooling using evaporative fogging system in two different locations in Oman. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2004, paper GT2004-53122, Vienna, Austria, 14–17 June

240. Meher-Homjii CB, Mee III, TR (1999) Gas turbine power augmentation by fogging of Inlet air. In: Proceedings oft he 28th turbomachinery symposium, Houston, Texas, USA, S 93–113
241. Craig Cortes PE, Daniel, W (2003) Gas turbine air cooling techniques: an overview of current technologie. SIEMENS – WESTINGHOUSE; PowerGEN 2003, Las Vegas, Nevada
242. Tawney R, Pearson C, Brown M (2001) Options to maximize power output for merchant plants in combined cycle applications. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2001: power for land, sea, and air, Bd 3: heat transfer; electric power; industrial and cogeneration, paper 2001-GT-0409, New Orleans, Louisiana, USA, 4–7 June
243. Sexton WR, Sexton MR (2003) The effects of wet compression on gas turbine engine operating performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 2: Turbo Expo 2003, paper GT2003-38045, Atlanta, Georgia, USA, 16–19 June
244. Li M, Zheng Q (2004) Wet compression system stability analysis: part I – wet compression moore greitzer transient model. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2004, paper GT2004-54018; and part II: simulations and bifucation analyses, paper GT2004-54020, Vienna, Austria, 14–17 June
245. Savic SM, Rostek KE, Klaesson DK (2005) Techno-economic evaluation of commercially available high-fogging systems. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2005, paper GT2005-68368, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
246. Deneve M, De Tandt B, Comelis N, Bultereys C, Gijbels S (2005) Results of the first application of the Swirl-Flash™ wet compression system on a 150 MW heavy-duty gas turbine. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2005, paper GT2005-68726, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
247. Mathioudakis K (2002) Analysis of the effects of water injection on the performance of a gas turbine. ASME J Eng Gas Turbine Power 124(3):489–495
248. Chiang H-WD, Wang P-Y, Li H-L (2008) Power augmentation study of an existing combined cycle power plant by overspray inlet fogging. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 2: controls, diagnostics and instrumentation; cycle innovations; electric power, paper GT2008-50058, Berlin, Germany, 9–13 June
249. Utumara M, Takehara I, Horii N, Kuwahara T (1997) A new gas turbine cycle for economical power boosting. In: Proceedings of ASME 1997 turbo asia conference, paper Bde. 97-AA-142, Singapore, September 30–October 2
250. Eisfeld T, Joos F (2012) On thermodynamic modeling of two-phase flow phenomena in transonic compressor cascades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A and B, paper GT2009-59365, Orlando, Florida, USA, 8–12 June
251. Kefalas E, Barabas B, Schnitzler JP, Benra K-F, Dohmen HJ (2012a) Water droplet evaporation at high pressure and temperature levels: part i: experimental investigations of the spray pattern in dependence on paramter variation. In Proceedings of HEFAT2012, 9th international conference on heat transfer, fluid mechanics and thermodynamics, Malta
252. Kefalas A, Schnitzler JP, Barabas B, Benra F-K, Dohmen H-J (2012b) Experimentelle Unterschungen zum Verdampfungsprozess von Wassertropfen bei hohen Druck- und Temperaturniveaus. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“, Rostock
253. Eisfeld T (2011) Experimentelle Untersuchung der Aerodynamik einer mit Wassertropfen beladenen Luftströmung in einem ebenen Verdichtergitter. Dissertation Helmut-Schmidt-Universität, Universität der Bundeswehr Hamburg
254. Traupel W (2001) Thermische Turbomaschinen. Klassiker der Technik, 4. Aufl. Springer, Berlin

255. Wagner W, Pruss A (1993) International equations for the saturation properties of ordinary water substance. Revised according to the international temperature scale of 1990. J Phys Chem Ref Data 22(3):783–787
256. Wagner W, Pruss A (2002) The IAPWS formulation 1995 for the thermodynamic properties of ordinary water substance for general and scientific use. J Phys Chem Ref Data 31(2):387–535. https://doi.org/10.1063/1.1461829
257. Miller RS, Harstad K, Bellan J (1998) Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many droplet gas-liquid flow simulations. Int J Multiphase Flow 24(6):1025–1055
258. White AJ, Meacock AJ (2011) Wet compression analysis including velocity slip effects. ASME J Eng Gas Turbine Power 133(8):081701
259. Span R, Wagner W (1996) A new equation of state for carbon dioxide covering the fluid region from the triple-point temperature to 1100K at pressures up to 800MPa. J Phys Chem Ref Data 25(6):1509–1596
260. Wu Z (2003) Backward formalism to derive the size of secondary ejected droplets produced by crown splashing of drops impinging on a solid wall. Commun Math Sci 1(1):57–67
261. Brun K, Kurz R, Simmons H (2006) Aerodynamic Instability and life-timing effects of inlet and interstage water injection into gas turbines. ASME J Eng Gas Turbine Power 128(3):617–625
262. Brun K, Gonzales LE, Platt JP (2008) Impact of continuous inlet fogging and overspray operation GE5002 gas turbine. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 7: education; industrial and cogeneration; marine; oil and gas applications, paper GT2008-50207, Berlin, Germany, 9–13 June
263. Schnitzler JP (2017) Untersuchungen zum Betriebsverhalten von vielstufigen Axialverdichtern mit Wassereinspritzung. Dissertation Universität Duisburg-Essen
264. Matz Ch, Kappis W, Cataldi G, Mundinger G, Bischoff S, Helland E, Ripken M (2008) Prediction of evaporative effects within the blading of an industrial axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2008-50166, Berlin, Germany, 9–13 June
265. Meacock AJ, White AJ (2004) The effect of water injection on multi-spool gas turbine. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air. Bd 7: Turbo Expo 2004, paper GT2004-53320, Vienna, Austria, 14–17 June
266. Khan JR, Wang T (2009) Overspray fog cooling in compressor using stage-stacking scheme with non-equilibrium heat transfer model for droplet evaporation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: power for land, sea, and air, Bd 4: cycle innovations; industrial and cogeneration; manufacturing materials and metallurgy; marine, paper GT2009-59590, Orlando, Florida, USA, 8–12 June
267. Bräunling WJ (2004) Flugzeugtriebwerke, 2. Aufl. Springer, Berlin
268. Munari E, D'Elia G, Morini M, Pinelli M, Spina PR (2018) Stall and surge in wet compression: test rig development and experimental results. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 9: oil and gas applications; supercritical CO2 power cycles; wind energy, paper GT2018-76188, Oslo, Norway, 11–15 June
269. Schnitzler JP, von Deschwanden I, Benra FK, Dohmen HJ, Werner K (2014) Experimental determination of a four stage axial compressor map operating in wet compression. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-26807, Düsseldorf, Germany, 16–20 June
270. Chaker MA, Meher-Homjii CB, Mee III, T (2003) Inlet fogging of gas turbine engines – experimental and analytical investigation, on impaction pin fog nozzle behaviour. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, paper GT2003-38801, Atlanta, Georgia, USA, 16–19 June

271. Balling L (2011) Fast cycling and rapid start-up: New generation of plants achieves impressive results. Mod Power Syst 31(1):35–40
272. Günther C, Joos F (2015) Fluid properties at gas turbine inlet due to fogging considering evaporation and condensation phenomena as well as icing risk. ASME J Eng Gas Turbine Power 173(3):032605
273. Günther C, Joos F (2017) Influence of non-equilibrium fluid properties during fogging on intake duct and compressor characteristics. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017, Charlotte, NC, USA, GT2017-63267
274. Günther C, Joos F (2014) Fluid properties at gas turbine inlet due to fogging considering evaporation and condensation phenomena, IGTI/ASME Turbo Expo 2014, Düsseldorf, Germany, GT2014-25387
275. Günther C, Joos F (2015) Fluid properties at gas turbine inlet due to fogging considering evaporation and condensation phenomena as well as icing risk. J Eng Gas Turbines Power 137(3):032605
276. Zheng Q (2002) Thermodynamic analyses of wet compression process in the compressor of gas turbine. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30590, Amsterdam, The Netherlands, 3–6 June
277. Lecheler S, Hoffmann J (2003) The power of water in gas turbines – ALSTOM's experience with air inlet cooling. Power-Gen Latin America
278. Myoren C, Takahashi Y, Yagi M, Shibata T, Kishibe T (2013) Evaluation of axial compressor characteristics under overspray condition. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 5A: industrial and cogeneration; manufacturing materials and metallurgy; marine; microturbines, turbochargers, and small turbomachines; paper GT2013-95402, San Antonio, Texas, USA, 3–7 June
279. Roumeliotis I, Mathioudakis K (2007) Water injection effects on compressor stage operation. ASME J Turbomach 129(3):778–784
280. Payne RC, White AJ (2007) Three-dimensional calculations of evaporative flow in compressor blade rows. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 3: Turbo Expo 2007, GT2007-27331, Montreal, Canada, 14–17 May
281. Bettochi R, Morini M, Pinelli M, Spina PR, Venturini M, Torsello G (2011) Setup of an experimental facility for the investigation of wet compression on a multistage compressor. ASME J Eng Gas Turbine Power 133(10):102001-1
282. Bettochi R, Pinelli M, Spina PR (2003) A multistage compressor test facility: uncertainty analysis an preliminary test results. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 4: Turbo Expo 2003, paper GT2003-38397, Atlanta, Georgia, USA, 16–19 June. Auch veröffentlicht in: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd 127/170
283. Williams J (2008) Further effects of water ingestion on axial flow compressor and aeroengines at part speed. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2008-50620, Berlin, Germany, 9–13 June
284. Berdanier RB, Smith NR, Fabian JC, Key NL (2014) Humidity effects on experimental compressor performance corrected conditions for real gas. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-25790, Düsseldorf, Germany
285. Sun L, Zheng Q, Li Y, Bhargava R (2011) Understanding effects of wet compression on separated flow behaviour in an axial compressor stage using cfd analysis. ASME J Turbomach 133(3):031026
286. Luo M, Zheng Q, Sun L, Deng Q, Li S, Liu C, Bhargava RK (2011) The numerical simulation of inlet fogging effects on the stable range of a transonic compressor stage. In: Proceedings of

ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, Bd 4: cycle innovations; fans and blowers; industrial and cogeneration; manufacturing materials and metallurgy; marine; oil and gas applications, paper GT2011-46124, Vancouver, British Columbia, Canada, 6–10 June

287. Sun L, Li Y, Zheng Q, Bhargava R (2008). The effects of wet compression on the separated flow in a compressor stage. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 7: education; industrial and cogeneration; marine; oil and gas applications, paper GT2008-50920, Berlin, Germany, 9–13 June
288. Szabo I, Turner MG (2007) A numerical study of water injection on transonic compressor rotor performance. In: Proceedings of 45th AIAAA erospace sciences meeting and exhibit, paper AIAA2007-17, Reno, Nevada, USA, 08–11 January
289. Luo M, Zheng Q, Sun L, Deng Q, Chen J, Wang J (2012) On the stability of transonic compressor with wet compression and blade tip water injection. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 3: cycle innovations; education; electric power; fans and blowers; industrial and cogeneration, paper GT2012-69133, Copenhagen, Denmark, 11–15 June
290. Wang J, Zheng Q, Sun L, Luo M (2012) The effective positions to inject water into the cascade of compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 3: cycle innovations; education; electric power; fans and blowers; industrial and cogeneration, paper GT2012-69158, Copenhagen, Denmark, 11–15 June
291. Harbeck J, Geist S, Joos F (2019) Secondary flow management in a compressor cascade using 3D LDA/PDA – part B: dispersed phase effects on flow topology. In: Proceedings ofASME Turbo Expo, paper GT2019-90124, Phoenix, Arizona, USA, 17–21 June
292. Bhargava RK, Bianchi M, Melino F, Peretto A, Spina PR(2008) Influence of compressor performance maps shape on wet compression. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 7: education; industrial and cogeneration; marine; oil and gas applications, paper GT2008-50761, Berlin, Germany, 9–13 June
293. Morini M, Pinelli M, Spina PR, Venturini M (2010) Influence of blade deterioration on compressor and turbine performance. ASME J Eng Gas Turbine Power 132(11):032401
294. Roumeliotis I, Mathioudakis K (2006) Water injection effects on compressor stage performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 4: cycle innovations; electric power; industrial and cogeneration; manufacturing materials and metallurgy, paper GT2006-90427, Barcelona, Spain, 8–11 May
295. Minghong L, Qun Z (2004) Wet compression system stability analysis part I. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2004, paper GT2004-54018, Vienna, Austria, 14–17 June
296. Qun Z, Minghong L (2004) Wet compression system stability analysis part II. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2004, paper GT2004-54020, Vienna, Austria, 14–17 June
297. Grüner TG, Bakken LE (2012) Instability characteristic of a single-stage centrifugal compressor exposed to dry and wet gas. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 8: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2012-69473, Copenhagen, Denmark, 11–15 June
298. Ferrara V, Bakken LE (2015) Wet gas compressor surge stability. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 9: oil and gas applications; supercritical CO2 power cycles; wind energy, paper GT2015-42650, Montreal, Quebec, Canada, 15–19 June
299. Lecheler S, Florjancic S, Cataldi G (2004) Fogging and high fogging: ALSTOM's experience and costumer benefits. Power-Gen Europe

300. Beiler JD, Trauner P (2012) High efficient peak power on demand, POWERGen Middle East, 6–8 February, Quatar, Doha
301. Chaker M, Meher-Homji CB, Mee III, T (2002a) Inlet fogging of gas turbines engines – part A: fog droplet thermodynamics, heat transferand practical considerations. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30562, Amsterdam, The Netherlands, 3–6 June
302. Chaker M, Meher-Homji C B, Mee III T (2002b) Inlet fogging of gas turbines engines – part B: fog droplet sizing analysis; nozzle types; measurementand testing. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 4: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30563, Amsterdam, The Netherlands, 3–6 June
303. Meher-Homji CB, Chaker MA (2013) Power augmentation approaches for mechanical drive turbines. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 5A: industrial and cogeneration; manufacturing materials and metallurgy; marine; microturbines, turbochargers, and small turbomachines, paper GT2013-94526, San Antonio, Texas, USA, 3–7 June
304. Shah PN, Tan CS (2005) Effect of blade passage surface heat extraction on axial compressor performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68815, Reno, Nevada, USA, 6–9 June
305. van Liere J, Laagland GHM, Meijer CG (2002) Leistungssteigerung und NOx-Reduktion der Gasturbinen durch SwirlFlash®-Overspray-Eindüsung. VGB PowerTech, 2/2002
306. Deneve M, De Tandt B, Comelis N, Bultereys C, Gijbels S (2005) Results of the first Application of the Swirl-Flash™ Wet Compression System on a 150MW Heavy-Duty Gas Turbine. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: Power for Land, Sea, and Air, Volume 4: Turbo Expo 2005, Paper GT2005-68726, Reno, Nevada, USA, June 6–9

Der Fan

12

Um die gesteckten Ziele eines umweltfreundlichen Flugtriebwerkes, einen möglichst hohen Vortriebswirkungsgrad bei möglichst niedriger Lärmemission zu erreichen, werden immer höhere Bypassverhältnisse realisiert. Dieser Trend wird auch in naher Zukunft anhalten, um die politischen Vorgaben zu erfüllen. So strebt die EU-Kommission „European Aeronautics: Visio 2020“ in Kooperation mit dem „Advisory Council for Aeronautics Research in Europe" (ACARE) eine Halbierung der Lärm- und CO_2-Emission, sowie eine Absenkung der NOx-Werte um 80 % an.

Die geforderten, extrem hohen Durchsätze führen auf hohe Mach-Zahlen bezogen auf den Umfang an der ersten Laufreihe. Um die verlustbehaftete Wechselwirkung der Verdichtungsstöße mit der Grenzschicht zu minimieren, kommen zunehmend dreidimensional gestaltete, *S*-förmig geschwungene Fan-Schaufeln mit einer Vorwärtspfeilung der Vorderkante an der Blattspitze zum Einsatz, (Abb. 12.1).

Wie in Kap. 6 dargestellt, ergeben sich aufgrund der Auslegungsanforderungen nach verlustarmen Fanbeschaufelungen mit möglichst hohem Pumpgrenzenabstand bei möglichst schwach ausgebildeten Verdichtungsstößen und transsonischen Bedingungen dreidimensionale Schaufeln, die je nach der radialen Belastung rückwärts oder vorwärts gepfeilt, sowie gegen die Radiale geneigt sind (Abb. 12.2 und 12.3).

Die dreidimensionale Gestaltung der Laufbeschaufelung reicht in der Regel nicht aus, die Sekundärströmungen vollständig zu unterdrücken. Deshalb müssen auch die folgenden Leitreihen insbesondere auf der Gehäuseseite entsprechend angepasst werden.

Um den Lärm zu reduzieren, wird sowohl das Verhältnis der Fanschaufelzahl zu den folgenden Nachleiträdern, dem Austrittsleitrad des Fans (OGV) und den Eintrittsleiträdern der folgenden Verdichterstufe (IGV), als auch deren aerodynamische Gestaltung entsprechend angepasst. Um Austrittsdrall aus dem Fan zu vermeiden, werden zum Teil mehrere Reihen an Nachleitgittern eingesetzt.

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_12

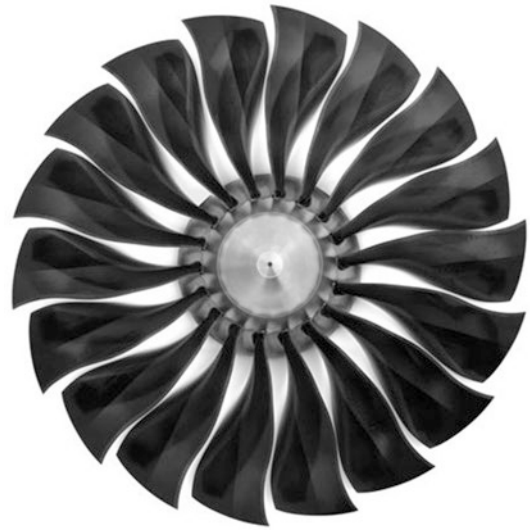


Abb. 12.1 Fanschaufeln des Flugtriebwerkes GEnx aus Verbundwerkstoffen mit Vorderkanten aus Titan (Schubbereich 255 kN bis 321 kN; Fandurchmesser 2,82 m bis 2,67 m) (© GE Aviation)

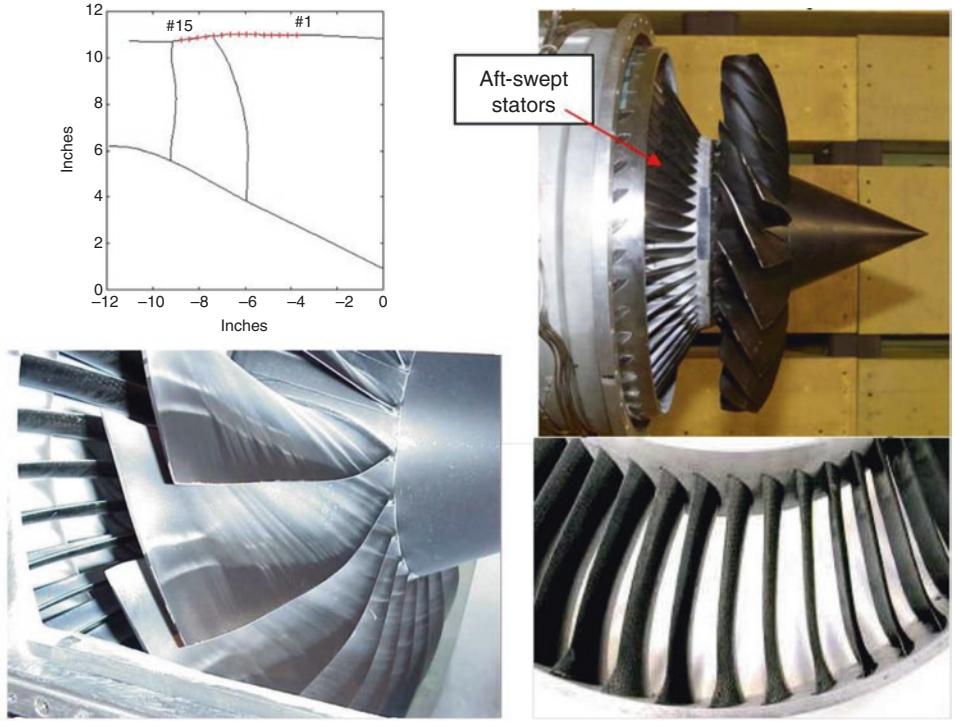


Abb. 12.2 Versuchsaufbau eines rückwärtsgepfeilten, geneigten Fans mit Nachleitreihe [1]

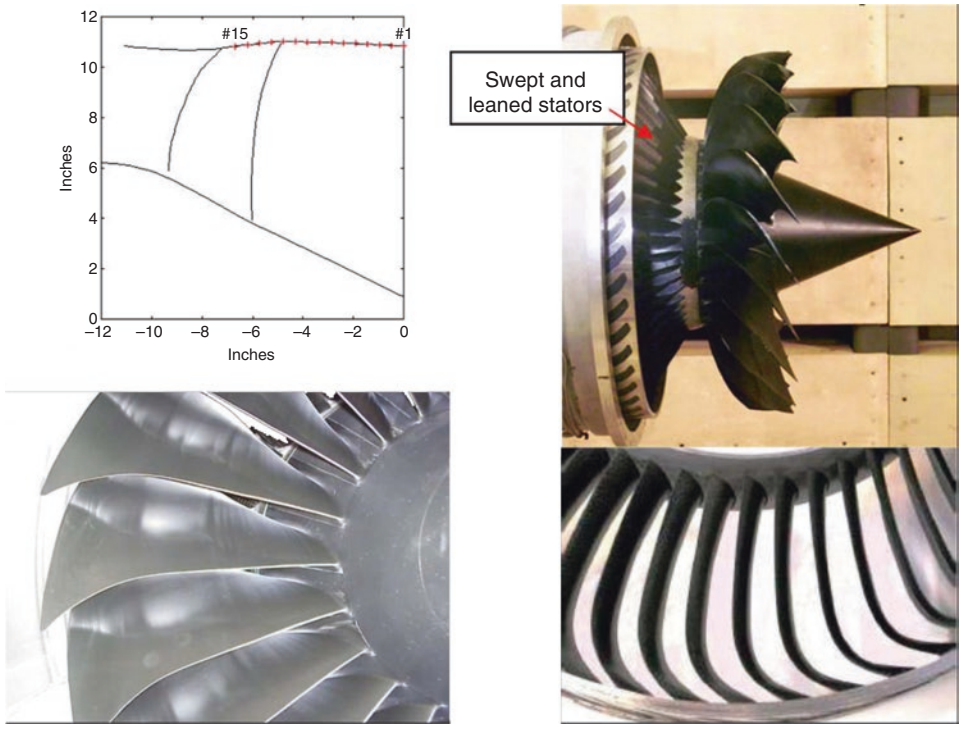


Abb. 12.3 Versuchsaufbau eines vorwärtsgepfeilten, geneigten Fans mit Nachleitreihe [1]

Eine zusätzliche Randbedingung stellt die Festigkeit dar, da nicht nur die Flieh- und Strömungskräfte, sondern auch die Vogelschlagfestigkeit berücksichtigt werden müssen. Die Auslegung eines Fans umfasst die aerodynamische Gestaltung der Profile und des Strömungspfades, so wie die Spannungsverteilung in den Schaufeln und den Scheiben. Dies ist nur in Verbindung mit dem Einsatz von dreidimensionaler Auslegung unter Beachtung der Viskosität des Fluids sowie der Fluid-Strukturwechselwirkung und unter Modellierung der Wechselwirkung mehrerer Gitter möglich.

12.1 Zukünftige Trends

Ein guter Vortriebswirkungsgrad sowie niedrige Lärmemissionen erfordern eine möglichst niedrige Differenz zwischen Fluggeschwindigkeit und Schubstrahlgeschwindigkeit. Diese Forderung führt auch zu niedrigeren Lärmemissionen des Schubstrahls. Um jedoch den benötigten Schub zu erzielen, muss beim Absenken der Schubstrahlgeschwindigkeit die durchgesetzte Masse erhöht werden, was zu immer größeren Bypassverhältnissen führt. Das heißt eine Verbesserung des Vortriebswirkungsgrades erfordert eine Vergrößerung des Fandurchmessers.

Der Vortriebswirkungsgrad als Verhältnis der Antriebsleistung zur aufgewendeten Leistung ergibt eine unübersichtliche Beziehung in Abhängigkeit der Triebwerkseigenschaften und der Eigenschaften des Antriebs. Für eine detaillierte Betrachtung sei auf Bräunling und Grieb [2, 3] verwiesen. Setzt man die geforderte Antriebsleistung näherungsweise als Produkt aus Schubkraft F und Anströmgeschwindigkeit c_{oo}

$$P = F \cdot c_{\infty}, \tag{12.1}$$

sowie die ideal erzielbare Antriebsleistung basierend auf der Strahlgeschwindigkeit entsprechend der Propellertheorie als Fluggeschwindigkeit, die um einen Geschwindigkeitsanteil c_{Pr} erhöht ist,

$$P_{\text{theoretisch}} = F \cdot \left(c_{\infty} + c_{\mathrm{Pr}}\right), \tag{12.2}$$

so ergibt sich als Vortriebswirkungsgrad

$$\eta_{\mathrm{Prop}} = \frac{F \cdot c_{\infty}}{F \cdot \left(c_{\infty} + c_{\mathrm{prop}}\right)} = \frac{1}{1 + \dfrac{c_{\mathrm{prop}}}{c_{\infty}}}. \tag{12.3}$$

Hierbei ist sofort ersichtlich, dass der Vortriebswirkungsgrad eine möglichst niedrige Geschwindigkeitsdifferenz zur Fluggeschwindigkeit verlangt, andererseits jedoch der erforderliche Schub ebenfalls proportional dieser Relativgeschwindigkeit wird.

Betrachtet man den Vortriebswirkungsgrad über der Nominal-Flugmachzahl, so ergeben sich die unterschiedlichen Einsatzdomänen heutiger Flugtriebwerk (Abb. 12.4). Der Turboprop-Antrieb mit Propeller erreicht bei Flugmachzahlen von ungefähr *Ma* = 0,6

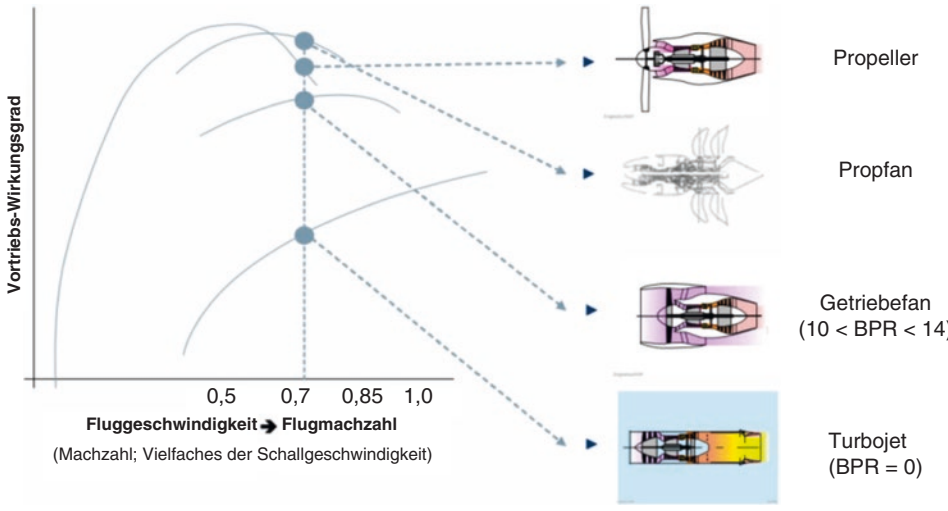


Abb. 12.4 Vortriebswirkungsgrad in Abhängigkeit der Flugmachzahl gebräuchlicher Triebwerksbauformen, (© MTU Aero Engines AG)

höchste Vortriebswirkungsgrade. Durch neue Auslegungsmethoden, Werkstoffe und Bauweisen für den Propeller erschließt sich der Turboprop-Antrieb zunehmend auch Bereiche jenseits von $Ma = 0{,}6$. Der Propfan-Antrieb mit offenem oder ummanteltem Propfan erreicht sehr hohe Vortriebswirkungsgrade bei gegenüber heutigen Verkehrsflugzeugen geringfügig abgesenkten Flugmachzahlen von < 0,8. Die Lücke im Geschwindigkeitsbereich gegenüber dem konventionellen Turbofan-Antrieb wird durch neue Auslegungsmethoden, Werkstoffe und Bauweisen für den Propfan zukünftig verringert werden. Der Turbofanantrieb mit ummanteltem Fan stellt die heutige Standardbauform für hohe Vortriebswirkungsgrade und vorteilhafte Flugmachzahlen im Bereich $0{,}8 < Ma < 0{,}9$ dar. Der Turbofanantrieb kombiniert seinen hohen Vortriebswirkungsgrad mit dem Vorteil der Bauart-bedingt geringsten Lärmemission durch die Möglichkeit, die Schallemission durch den Mantel abzuschirmen und über Dämpfer in den Wänden abzusenken. Besonders hohe Bypassverhältnisse sind durch das Getriebefankonzept zu erreichen, da die Blattspitzengeschwindigkeit des Fans unabhängig von der Turbinendrehzahl eingestellt werden kann. Turbojetantriebe, wie sie bei der Einführung der Strahl-Antriebe verbreitet waren, d. h. mit niedrigem Bypassverhältnis oder ohne kalten Nebenstrom, finden lediglich noch für spezielle militärische Anforderungen Anwendung. Sie haben einen geringen Vortriebswirkungsgrad, eignen sich jedoch für den Transschall- und Überschallflug.

Vor allem durch die Vergrößerung des Bypassverhältnisses konnte in den letzten Jahrzehnten der spezifische Brennstoffverbrauch deutlich abgesenkt werden, (Abb. 12.5).

Ein weiterer Schritt erfordert aus heutiger Sicht eine Technologieänderung, wie beispielsweise gegenläufige ummantelte oder aber nicht-ummantelte Fans. Als Ziel setzt die ACARE eine Reduktion des Brennstoffverbrauchs um 65 % bis zum Jahr 2050 im Vergleich zum Verbrauch des Jahres 2020.

Eine Optimierung des Triebwerks auf niedrigen spezifischen Kraftstoffverbrauch reicht jedoch für sich nicht aus. Das Triebwerk kann seine Aufgabe nur als integrierter

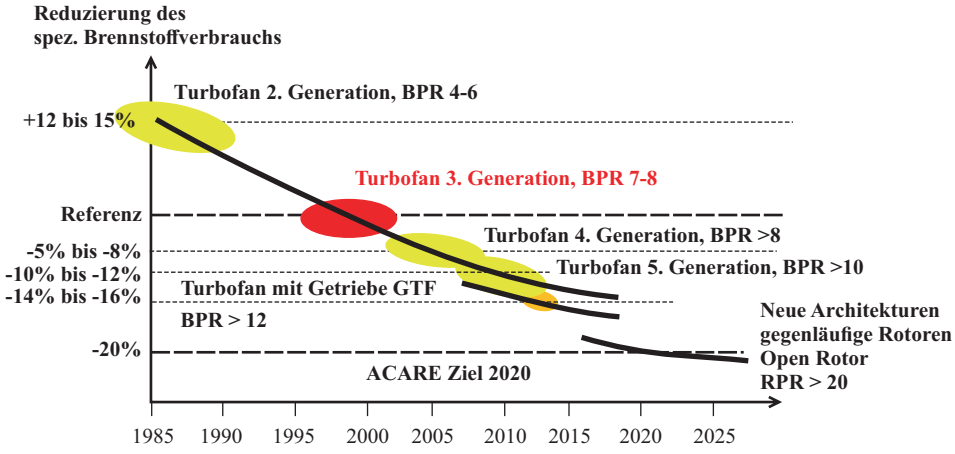


Abb. 12.5 Steigerung der Wirtschaftlichkeit durch fortschrittliche Antriebskonzepte

Systembestandteil des gesamten Flugzeugs erfüllen. Die Optimierung, z. B. des Kraftstoffverbrauchs und der Lärmemission, muss immer in Hinsicht auf die Flugmission des zugehörigen Flugzeugmusters gesehen werden.

12.2 Grundlegende Fan-Aerodynamik

Um den Durchsatz bei tolerierbaren Triebwerksdurchmessern und hohen Wirkungsgraden zu erhöhen, werden bei großen zivilen Flugtriebwerken mit hohem Nebenstromverhältnis, aber auch bei den ersten Verdichterstufen militärischer Triebwerke, transsonische Fans eingesetzt [4]. Die Umfangsgeschwindigkeiten der Fanblattspitzen liegen im Bereich von 380 m/s bis 490 m/s, d. h. bei Umfangsmachzahlen um 1,1 bis 1,7, wobei die Mach-Zahl der Anströmung bei ca. $Ma_\infty \approx 0{,}7$ liegt, da sie durch den Einlass abgesenkt und in der Regel durch den Eintrittsquerschnitt des Triebwerkes beschränkt wird. Aufgrund des niederen Nabenverhältnisses in der Größenordnung $r_{\text{Nabe}}/r_{\text{Spitze}} \approx 0{,}3$ werden die Strömungsverhältnisse komplex, da der radial innere Bereich des Blattes im subsonischen, der äußere Bereich supersonisch betrieben wird. Das Verhältnis des erzielbaren Ruhedruckverhältnisses hängt stark von der Umfangsgeschwindigkeit ab. Es liegt im Bereich 1,5–2,2, wobei der niedere Wert bei den zivilen Triebwerken, der höhere eher bei Triebwerken militärischer Auslegung gewählt wird. Obwohl die Fanstufe unter transsonischen Bedingungen betrieben wird, werden im Laufrad relativ hohe Wirkungsgrade im Bereich 88–92 % erzielt.

Unter transsonischen Bedingungen bildet sich je nach Gegendruck ein typisches Muster an Verdichtungsstößen aus, das in der Regel aus einer Stoßfront besteht, die von der Vorderkante auf die Saugseite der benachbarten Schaufel verläuft, während sie auf der Gegenseite, d. h. auf der Druckseite der benachbarten Schaufel, abgehoben bleibt. Hinter dieser vordersten Stoßfront bildet sich ein Fächer schräger Verdichtungsstöße, die einen wesentlichen Anstieg des Druckes bewirken, da die Skelettlinie des Profils an der Blattspitze kaum gebogen ist (Abb. 12.6). Zusätzlich zeigt sich ein Kanalstoß unter bestimmten Betriebsbedingungen, der sich innerhalb des Strömungskanals von der Saugseite auf die Druckseite der benachbarten Schaufeln erstreckt. Durch Androsseln wandert der Kanalstoß stromauf. Kommt er in die Nähe des Kopfstoßes, tritt Verdichterpumpen auf.

Die Verdichtungsstöße bewirken aufgrund der Entropieerzeugung einen direkten Wirkungsgradverlust in Abhängigkeit der Mach-Zahl vor dem Stoß und dem Stufendruckverhältnis. Bis zu einer Mach-Zahl < 1,5 sind die Stoßverluste in einer tolerablen Größenordnung, insbesondere, da sich meist ein schräges Stoßsystem einstellt, so dass sich unter Berücksichtigung der Reibungsverluste Wirkungsgrade in der Größenordnung von 85 % an der Blattspitze erzielen lassen, die zudem stark von den Leckageverlusten beeinflusst werden.

In Kanalmitte herrschen üblicherweise immer noch Überschallbedingungen bei einer Mach-Zahl um die 1,25. Da die Stöße jedoch deutlich schwächer sind, tragen sie lediglich mit wenigen Prozent zu den Verlusten bei. Da das erzielbare Druckverhältnis dem an der

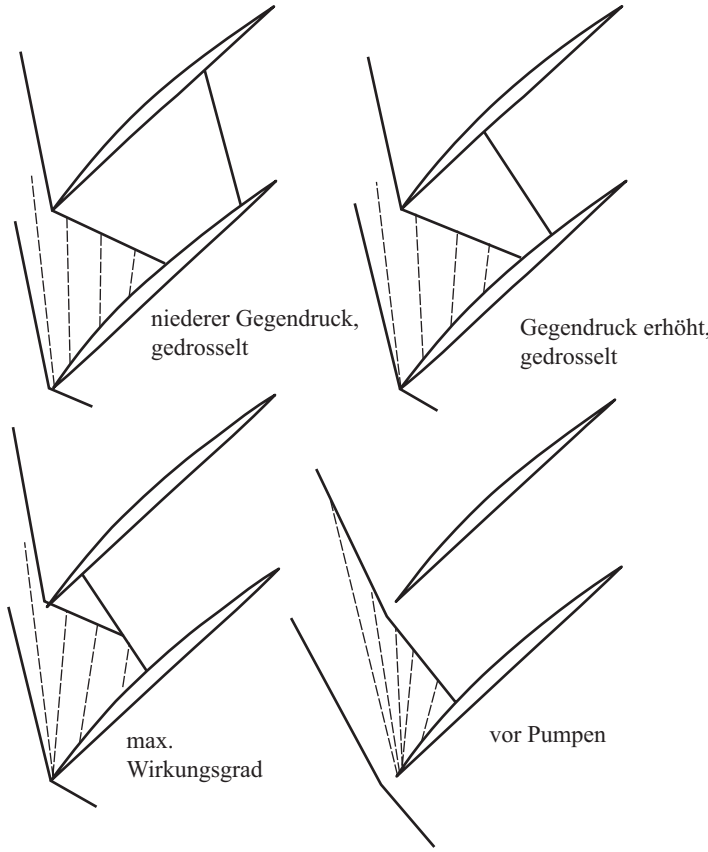


Abb. 12.6 Typische Lage der Stoßfronten eines transsonischen Fans ($Ma_{Umfang} \approx 1{,}5$) unter verschiedenen Betriebsbedingungen

Spitze entspricht, findet eine deutlich erhöhte Verzögerung im Unterschallbereich mit den üblichen Grenzschichtverlusten statt. Die erreichten lokalen Wirkungsgrade liegen im Bereich von 94 %.

Im Nabenbereich hingegen herrschen mit $Ma \approx 0{,}8$ Unterschallbedingungen. Aufgrund der deutlich niedrigeren Umfangsgeschwindigkeit erhöht sich die Profilbelastung, so dass das Druckverhältnis im Nabenbereich in der Auslegung oft reduziert wird. Der Reaktionsgrad im Nabenbereich ist relativ nieder, so dass das statische Druckverhältnis trotz starker Umlenkung ebenfalls relativ gering ist. Um dennoch die hohe aerodynamische Profilbelastung zu erzielen, muss ein relativ großes Teilungsverhältnis gewählt werden, das in Verbindung mit der großen Umlenkung zu signifikanten Grenzschichtverlusten führt. Dennoch können in Nabennähe Wirkungsgrade der Laufschaufel um 95 % erzielt werden [5].

Da inzwischen dreidimensionale Phänomene, sowie Verdichtungsstöße und die Wechselwirkung mit den Grenzschichten mithilfe der numerischen Methoden erfasst werden

können, werden diese Methoden zunehmend bei der Auslegung dreidimensional gestalteter Schaufeln angewandt [6], wie sie auch im vorhergehenden Kap. 6 zusammengestellt sind. Besondere Aufmerksamkeit wird hierbei auf die Beeinflussung der Lage der Stoßfronten gelegt. Durch eine Pfeilung der Schaufelvorderkante soll beispielsweise die Stoßfront gegen die Anströmung geneigt werden, so dass die Anströmkomponente der Geschwindigkeit auf die Stoßfront und damit einhergehend die Stoßverluste reduziert werden [7]. Untersuchungen zeigten, dass dieses Phänomen mit vorwärts gepfeilten Vorderkanten zu besseren Ergebnissen führt als mit rückwärts gepfeilten, wobei bei ähnlichen Wirkungsgraden die Vorwärtspfeilung einen deutlich höheren Pumpgrenzenabstand aufweist, während die Rückwärtspfeilung den Pumpgrenzenabstand gegenüber der ungepfeilten Schaufel sogar verringert. Bei diesen Untersuchungen ergab sich zusätzlich, dass eine Umfangsneigung keine wesentliche Verbesserung der Eigenschaften der Rückwärtspfeilung bewirkt. Um bei gepfeilten und geraden Schaufeln das gleiche Druckverhältnis zu erzielen, muss berücksichtigt werden, dass bei reduziertem Stoß aufgrund der Pfeilung eine höhere Druckerhöhung im Unterschallbereich erzielt werden muss. Dies bedeutet eine Erhöhung der Reibungsverluste bei gepfeilter Beschaufelung mit der zusätzlichen Gefahr der Strömungsablösung aufgrund der Wechselwirkung des Verdichtungsstoßes mit der Grenzschicht.

Diese Wechselwirkung erklärt, dass eine Pfeilung nicht unbedingt mit der Erhöhung des Wirkungsgrades bzw. des Pumpgrenzenabstandes einhergehen muss.

Da die Stoßverluste unter den Bedingungen des Fans nicht besonders hoch ausfallen und andererseits die subsonische Verdichtung höhere Reibungsverluste aufweist, ist der Einfluss der Pfeilung und Neigung auf die Fanverluste relativ gering. Ein bedeutender Einfluss hingegen ist im Pumpgrenzenabstand zu sehen. Da die Stoßfront senkrecht auf der Gehäuseoberfläche steht, bewirkt eine Rückwärtspfeilung ein relatives Wandern der Stoßfront hin zur Vorderkante.

Pumpen tritt auf, sobald die Stoßfront auf der Druckseite die Vorderkante der Blattspitze erreicht. Dies erfolgt bei einer Rückwärtspfeilung bereits bei höheren Durchsätzen und niedrigeren Druckverhältnissen als bei gerader Vorderkante. Im Gegensatz hierzu bewirkt die Vorwärtspfeilung eine vergrößerte Distanz zwischen Stoßfront und Vorderkante, so dass der Pumpgrenzenabstand vergrößert wird [5].

Zudem beeinflusst die Spaltströmung das Strömungsfeld wesentlich. Sie verhindert unter gewissen Bedingungen eine Ansammlung energiearmer Strömung auf der Saugseite, so dass die Versperrung hinter der Stoßfront reduziert wird. Damit vergrößert sich der Pumpgrenzenabstand. Außerdem ist eine Reduktion der Stoßverluste aufgrund der Wechselwirkung mit der Spaltleckage zu beobachten.

Zur Untersuchung der Mechanismen nahe der Pumpgrenze untersuchten Kim et al. [8] zwei Fangeometrien von Triebwerken mit niederem Druckverhältnis von 1,4 und einem Nabenverhältnis von 0,33 einerseits bzw. 0,3 andererseits. Die Rotoren unterscheiden sich durch unterschiedliche Belastung der Blattspitze, einerseits eine höhere Belastung mit $Ma_{tip} = 1{,}2$, andererseits mit $Ma_{tip} = 1{,}1$. Sie weisen dieselbe Spaltweite sowie die dieselbe Kanalgeometrie auf. Beide Fans gehen über den kurzskaligen Modus ("spike-mode") in

das Pumpen. Sie unterscheiden sich jedoch wesentlich im Wachsen und in den Abmessungen der Ablösezellen. Das Pumpen wird einerseits durch die in den Nachbarkanal überströmende Spaltströmung, andererseits durch ein plötzliches Anwachsen des Gehäuse-seitigen Eckenwirbels verursacht. Diese Mechanismen treten bekannterweise auch in Hochdruckverdichtern auf. Im Falle des Fans mit dem niedrigen Nabenverhältnis konnte beobachtet werden, dass der Eckenwirbel stark durch eine Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung beeinflusst wird. Die umfangsmäßige Belastung ("spanwise") des Fans bestimmt, ob das Ablösen in einzelnen Zellen oder auf dem gesamten Umfang erfolgt. Letztendlich bildet der Axialimpuls der Spaltströmung ein Kriterium zur Beurteilung der Spaltanregung.

Im Rigversuch konnten Wadia et al. [9] mit einem zweistufigen, vorwärts gepfeilten Fan beider Stufen den Wirkungsgrad und die Pumpgrenze deutlich anheben. Da die in Rotationsrichtung geneigten Blätter nahe der Pumpgrenze anstreiften, mutmaßten Wadia et al. [9], dass der Raumwinkel der Vorderkante der Blattspitze für ein Kriterium für das Anstreifen herangezogen werden kann.

Um die Auswirkungen des Verdichtungsstoßes auf die Pumpgrenze und die Verluste abzumildern zeigten John et al. [10] anhand einer numerischen Studie eines transsonischen Fans, dass über einzelne lokale Unstetigkeiten oder über eine sich radial erstreckende Erhöhung die Stoßfront fixiert werden kann, wodurch die Stoßstärke abgeschwächt wird.

12.3 Fans mit Eintrittsleitreihen

Um die Einlaufströmung zum Verdichter zu vergleichmäßigen, sind insbesondere bei Installationen mit längeren Einlaufstrecken oder mit zu erwartenden Strömungsstörungen im Einlauf in der Regel verstellbare Vorleitreihen (variabel inlet guide vane, VIGV) gebräuchlich. Sie finden sich bei stationären Gasturbinen zur Leistungsregelung, aber auch bei Flugtriebwerken mit niedrigem Nebenstromverhältnis. Insbesondere bei amerikanischen militärischen Triebwerken sind Vorleitreihen gebräuchlich, da sie aufgrund des Verdichterlagers einfach unterzubringen sind [11]. Im Gegensatz hierzu werden europäische Triebwerke in der Regel ohne Vorleitreihen ausgeführt.

Als Nachteil der Vorleitreihen werden erhöhte Kosten und erhöhtes Gewicht, sowie ein mögliches Androsseln des Durchsatzes bei voller Öffnung angesehen. Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der Vorleitreihen an einem zweistufigen Verdichter mit mehreren Schaufelgeometrien mit Neigung und Pfeilung sowie Gehäusestrukturierung zeigten einen Vorteil, insbesondere unter hohen Lastbedingungen in Anwesenheit einer gestörten Eintrittsströmung bezüglich der Pumpgrenze, obwohl deutliche Einbußen im Wirkungsgrad gemessen wurden [11]. Grundlagen der Vorleitreihen, wie sie innerhalb des Verdichters zu finden sind, sind in Kap. 7 dargestellt.

Wadia und James [12] stellten Maßnahmen zur Erhöhung des Wirkungsrades und des Durchsatzes eines Fans mit Eintrittsleitreihe im Rahmen einer Nachentwicklung zusam-

men und validierten sie im Experiment. Um die Triebwerke austauschbar zu halten, durfte weder der Eintrittsdurchmesser, noch die Triebwerkslänge verändert werden. Auch die Eintrittspartie wurde nicht modifiziert. Die Druck-, und damit einhergehend die Durchsatzerhöhung wurde durch die strömungsgünstigere, verlustärmere Gestaltung der dreistufigen Fanbeschaufelung erzielt.

Die Distanzhalter (Spacer) der ersten Stufe, die in Blattmitte angebracht waren, wurden bei den neuen Profilen entfernt. Ebenfalls wurde die Aufhängung der Laufreihen überarbeitet. Die Laufbeschaufelung der drei Stufen wurden mithilfe von dreidimensionalen Navier-Stokes-Verfahren (CFD) ausgelegt, um durch Reduktion der Verluste durch die Verdichtungsstöße der transsonischen Strömung und der Sekundärströmungen einen möglichst hohen Wirkungsgrad zu erzielen. Die Wide-Core-Beschaufelung wurde in der BLISK ("blade integrated disk") Technik ausgeführt, was stabilere Profile, insbesondere dickere Vorderkanten erlaubte, so dass die Gefährdung durch Vogelschlag ebenfalls reduziert wurde. Zur Erhöhung des Wirkungsgrades wurde zusätzlich der Meridiankanal profiliert.

Zur Erhöhung des Durchsatzes wurde der Wirkungsgrad des Fan in drei Phasen im Umfangsmachzahlbereich von 1,2–1,5 um 2 %-Punkte erhöht. Hierbei stieg das Druckverhältnis von ursprünglich $\pi_{\text{Basis}} = 3{,}4$ auf $\pi_{\text{EFE}} = 4{,}2$ an.

Die Beschaufelung der ersten Laufreihe wurde zudem geneigt ("lean") ausgeführt, um die Eintritts-Mach-Zahl an der Blattspitze zu reduzieren und eine stoßfreie Diffusion entlang der Gehäuseoberfläche zu erzielen.

Um die Maschinenlänge trotz der verlängerten 3-Fan-Stufen zu erhalten, musste die Nachleitreihe (OGV) mit dem nachfolgenden Flowsplitter als Eintrittsquerschnitt zum Kerntriebwerk gekürzt werden. Dessen Strömungsführung wurde ebenfalls dreidimensional mit numerischen Methoden bezüglich minimaler Entropieproduktion optimiert. Deutlich sichtbar sind die in geneigten ("leaned") und gepfeilten ("swept") Schaufeln.

12.4 Fans ohne Eintrittsleitreihen

Zur Erhöhung des Vortriebswirkungsgrades und zur Lärmreduzierung ist eine Tendenz zu einem Nebenstromverhältnis auf 12 bis zukünftig gegen 18 erkennbar, wobei neben der Austrittsgeschwindigkeit auch das Druckverhältnis abgesenkt wird. Die spezifischen Durchsätze (SFR – specific mass flow rate) großer Fans liegen bei bis zu 200–220 kg/s/m^2. Bei axialen Mach-Zahlen der Anströmung um die $Ma \approx 0{,}7$ werden derartige Fans im Auslegungspunkt nahe der Stopfgrenze betrieben.

Für einen Versuchsverdichter legten Kaplan et al. [13] eine Fanstufe mit hohem Bypassverhältnis von 12 aus, um ihn zu optimieren. Tab. 12.1 enthält die Betriebsbedingungen der Auslegungswerte.

Die höchste aerodynamische Belastung entsteht unter Volllastbedingungen, weshalb dieser Betriebspunkt zur Auslegung der Aerodynamik zugrunde gelegt wurde. Die Wechselwirkung zwischen Stoß und Grenzschicht des transsonischen Profils kann, wie bereits

Tab. 12.1 Betriebspunkte eines Hochbypassfans, nach [13]

	Max-climb.		Bucket-cruise		Take off	
	Req.	Com.	Req.	Com.	Req.	Com.
Π_{tot}	1,43	1,47	1,380	1,387	1,33	1,33
Mass flow (kg/s)	102,5	102,8	98,3	100,8	88,1	88,8
η_{is} (%)	90,6	91,9	92,5	92,6	91,6	91,7
BPR	11,39	12,02	12,0	12,24	11,68	12,22

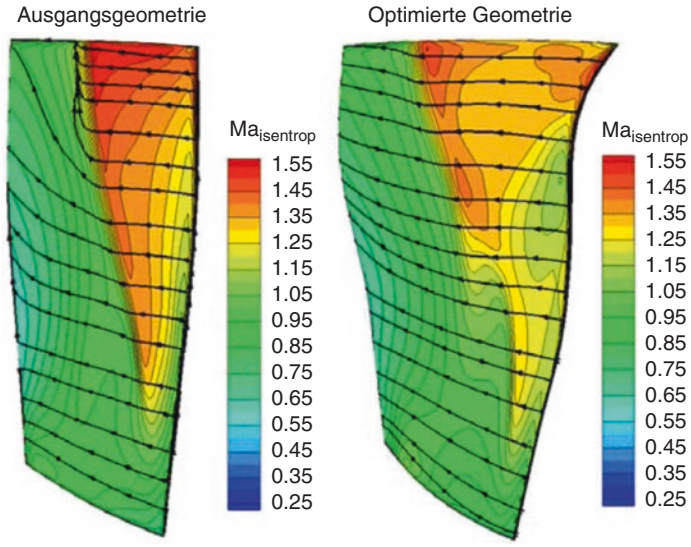


Abb. 12.7 Berechnete Mach-Zahl-Verteilung und Stromlinienverlauf auf der Saugseite einer transsonischen Fan-Schaufel unter Auslegungsbedingungen [13]

dargestellt, dadurch reduziert werden, dass über eine Vorwärtspfeilung an der Vorderkante im äußeren Bereiches des Profils die Belastung reduziert wird (Abb. 12.7). Dies führt auf eine verbesserte aerodynamische Stabilität und geringere Verluste, da weniger energiearmes Grenzschichtmaterial nach außen gelangt, wie Rechnungen der Stromlinien im Vergleich einer geraden Schaufel mit einer gepfeilten deutlich zeigen.

Erkennbar ist die Absenkung des Bereichs mit Mach-Zahlen im Überschallbereich und auch die Abschwächung der Stoßfront. Zusätzlich zu sehen ist, wie die Stoßfront in beiden Geometrien senkrecht zur äußeren Gehäusewand steht. Ohne Wandwechselwirkung würde die Stoßfront hingegen der Geometrie der Schaufel folgen, indem sie an der Stelle des Beginns der Diffusion stehen würde. Bei der vorwärts gepfeilten Anordnung mit Gehäuse tendiert die Lage des Verdichtungsstoßes stromab, was einen erhöhten Pumpgrenzenabstand bewirkt, da die Strömung stärker angedrosselt werden kann, bevor die Stoßfront die Vorderkante erreicht.

Die typischen Leistungskennwerte eines Versuchsfan mit hohem Bypassverhältnis unter Auslegungsbedingungen nach Kaplan et al. [13] sind in (Abb. 12.8) zusammengestellt. Der Totaldruckverlauf steigt von der Nabe ausgehend bis zur mittleren Kanalhöhe kontinuierlich an. In der Kanalhöhenmitte ist ein Sattelpunkt erkennbar, der mit der Lage des leichten Stoßes korrespondiert (Abb. 12.7), um dann bis zur Blattspitze weiter anzusteigen. Das transsonische Gebiet ist auch durch den schlechteren Wirkungsgrad deutlich erkennbar. Die relativ hohe Umlenkung der Strömung, der Winkel ist relativ zur Maschinenachse definiert, ist notwendig, um das geforderte Druckverhältnis zu erreichen, führt jedoch dazu, dass zur Drallreduktion der Anströmung zur folgenden Verdichterstufe ein doppeltes Leitrad erforderlich wird. Die auf die Meridianbedingungen berechnete Mach-Zahl ist in dieser Auslegung mit 0,72 deutlich über den gebräuchlichen Mach-Zahlen, die um 0,65 liegen.

Die hieraus resultierende Fanschaufel zeigt eine Vorwärtspfeilung sowie eine leichte Neigung.

Sowohl an der Nabe als auch am Gehäuse ist die verzögerte Strömung im folgenden Nachleitrad aufgrund der Querströmung ablösegefährdet. Deswegen musste die Nachleitreihe möglichst dreidimensional angepasst werden, um die verlustbehafteten, den Durchsatz beschränkenden Ablösegebiete zu unterbinden. Hier kommen sowohl die Neigung in Wandnähe, Vorwärtspfeilung als auch eine Neigung, die in der Verdichterliteratur auch als „dihedral“ (s. Kap. 6) bezeichnet wird, infrage. Um die Wechselwirkung der Nachläufe des Laufrades auf das Leitrad zu reduzieren, kann das Leitrad rückwärtsgepfeilt ausgeführt werden. Wie beobachtet wurde, reduziert eine Rückwärtspfeilung eines Nachleitrades auch die Lärmemission. Die Ablösungen können wirksam durch eine Neigung der Schaufel in Wandnähe (dihedral) umgangen werden. Selbst Mach-Zahlen um 1,35 der Anströmung sind so stabil und ablösungsfrei beherrschbar.

Typische aerodynamischen Leistungswerte sind in Abb. 12.9 zusammengestellt. Die erzielte Umlenkung zeigt eine drallfreie Abströmung (90°). Der mittlere Verlust liegt bei 4 %, wobei wie erwartet die höchsten Verluste an der Nabe und am Gehäuse aufgrund der Sekundärströmung und der Wandgrenzschicht entstehen.

Besondere Sorgfalt muss aufgrund der hohen Anström Mach-Zahlen um 0,8 und des starken Dralls der Fanabströmung auf die Gestaltung der dem Fan folgenden Leitreihe gelegt werden, um eine ablösungsfreie stabile Strömung zu erzielen. Dies kann durch die Neigung der Schaufel erzielt werden (Abb. 12.10).

12.5 Spitzenspalt

Um das Druckverhältnis und den Wirkungsgrad des Fans möglichst hoch zu halten, wird der Spalt an der Blattspitze so eng wie möglich eingestellt. Aufgrund unterschiedlicher Ausdehnung von Fanblatt und Gehäuse während der Startphase, einer Ovalisierung des Gehäuses während der Flugphase sowie aufgrund von Windböen, die eine

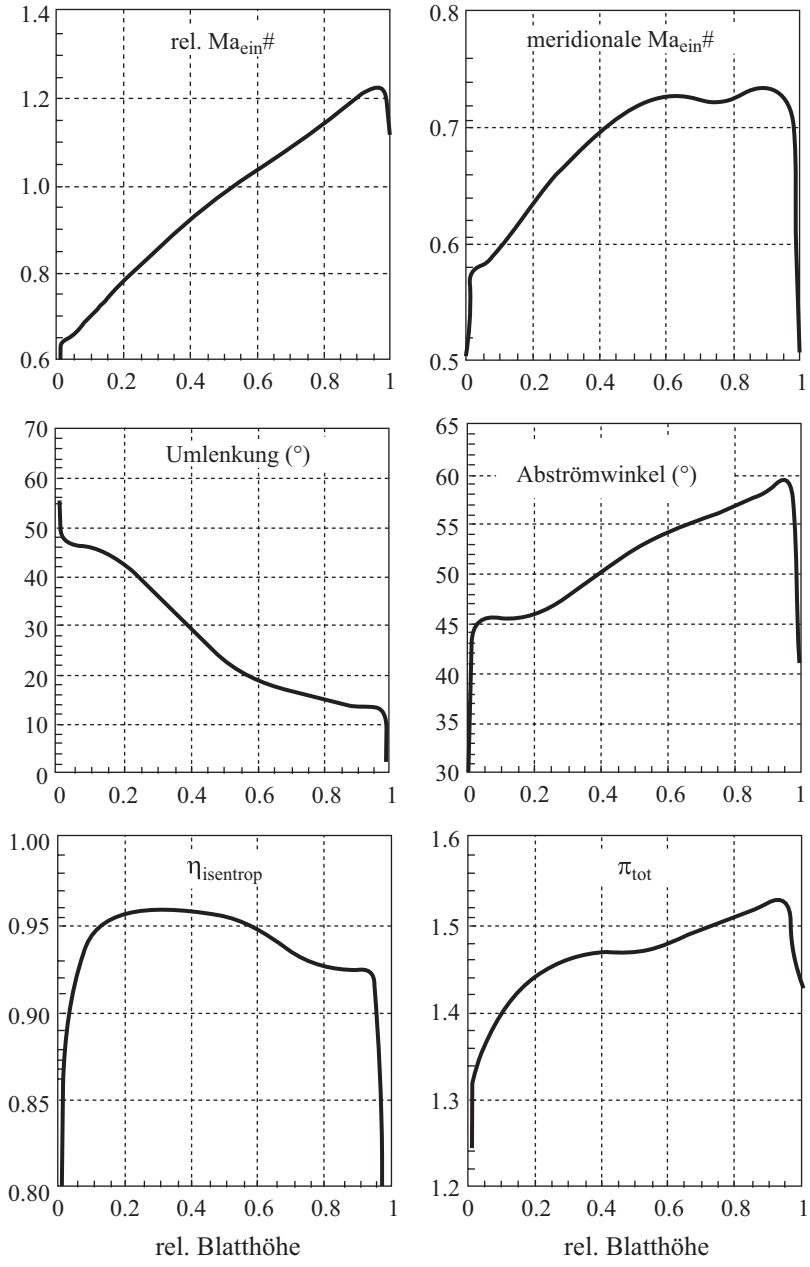


Abb. 12.8 Typische Leistungskennwerte entlang der Schaufelhöhe eines Versuchsfan mit hohem Bypassverhältnis [13]

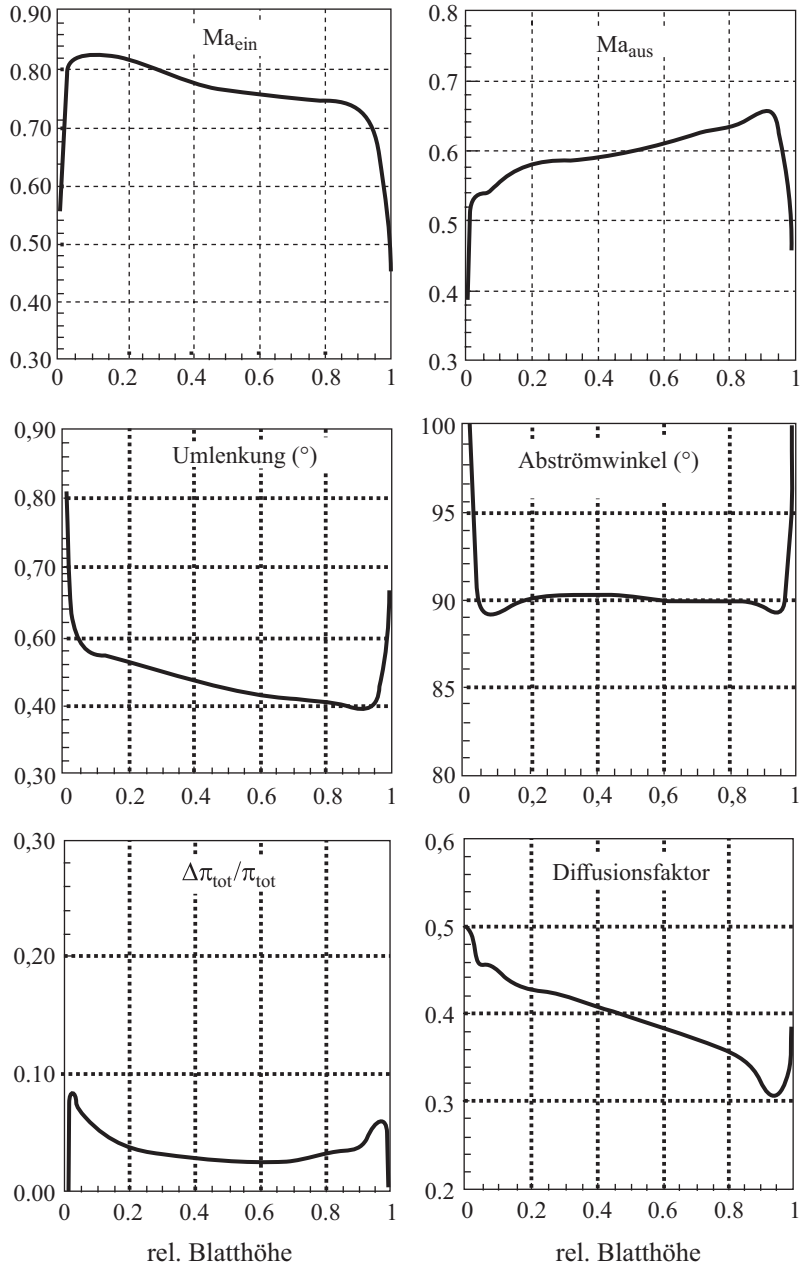


Abb. 12.9 Typische Leistungswerte eines Nachleitrades eines Hochbypassfans unter Auslegungsbedingungen, nach [13]

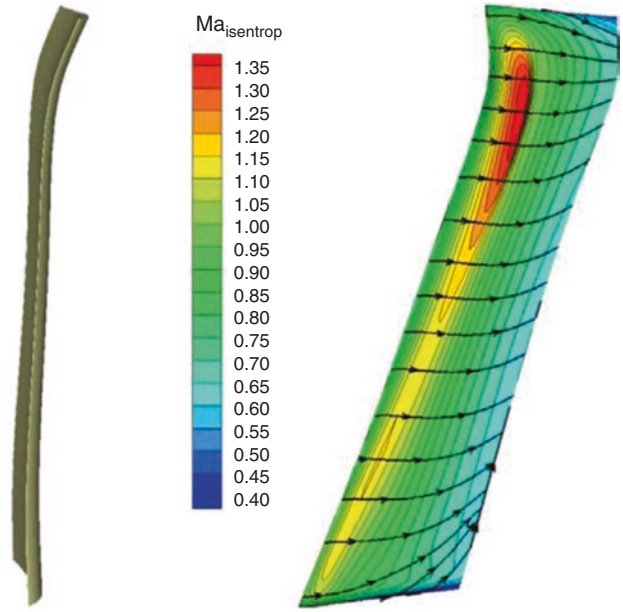


Abb. 12.10 Dreidimensionales Design der Leitreihe hinter einem Hochbypassfan [13]

Relativbewegung des Gehäuses und des Einlaufes verursachen können, kann es gelegentlich zum Anstreifen kommen, so dass sich der Spalt während des Fluges, sowie während der gesamten Lebensdauer ändert.

Eine möglichst geringe Spaltweite soll die Leckage verringern, die den Wirkungsgrad und das erzielbare Druckverhältnis, sowie den Pumpgrenzenabstand reduzieren [14, 15] [16]. Um einen möglichst geringen Spalt zu realisieren und um den Schaden bei einem unvermeidbaren Anstreifen tolerierbar zu gestalten, wird das Gehäuse mit einem Anstreifbelag versehen, der einen Abrieb gefahrlos erlaubt. Unter definierten Betriebsbedingungen wird der Belag durch ein Anstreifen der Schaufel eingefahren. Unter extremeren Umständen wird eine Umfangsnut mit der Breite der Sehnenlänge eingeschliffen, die durchaus einen ungleichmäßigen Spalt bewirken kann. So entsteht eine Umfangsnut im Gehäuse mit der axialen Ausdehnung von der Vorderkante der Schaufel bis zur Hinterkante, die den ursprünglichen Auslegungsspalt erweitert.

Wie von Kammer und Olgac [17] beschrieben, fräst der wiederholte Kontakt der Schaufel mit dem Anstreifbelag des Gehäuses eine Umfangsnut. Die mechanische Wechselwirkung des komplexen Anstreifprozesses inklusive des durch Reibung erzeugten Wärmeeintrages, sowie der dynamischen Koppelung von Blatt und elastischem Gehäuse, werden sowohl unter dem Aspekt des Abriebes als auch der Dynamik untersucht [18, 19][20]. Die aerodynamische Auswirkung der Einlaufnut im Vergleich mit einem vorab eingestellten Spalt wird von John et al. [21] numerisch modelliert. Obwohl der negative Einfluss des vergrößerten Spaltes hinlänglich bekannt ist, wird bei den meisten Untersuchungen die Spaltweite durch einen Abtrag der Blattspitze variiert, während John et al. [21] die Tiefe der entstehenden Nut entsprechend anpassen.

Nach Adamczyk et al. [22] verringert sich der Pumpgrenzenabstand sowie das erzielbare Druckverhältnis und der Wirkungsgrad durch eine Erweiterung des Spitzenspaltes. Nach diesen Untersuchungen ist die Wechselwirkung des Spitzenwirbels mit dem Kanalstoß für den stabilen Betriebsbereich bestimmend. Denton [14] korrelierte die auftretenden Spaltverluste über die Zustandsbeschreibung der Spalt- und Hauptströmung. Nach den Modellvorstellungen ist die Entropieproduktion proportional der Differenz der Hauptströmungsgeschwindigkeit der beiden Fluidströme.

Sakulkaew et al. [23] fanden eine lineare Abhängigkeit des Spaltverlustes von der Spaltweite im Bereich von 1–3 % der Blatthöhe. Weiterhin fanden sie in Übereinstimmung mit Seshadri et al. [24], dass die Abhängigkeit bei kleinen Spaltweiten stark nicht linear wird und eine optimale Spaltweite auftritt, da die Scherkräfte am Gehäuse mit Abnahme des Spaltes an Bedeutung gewinnen.

Weitere Untersuchungen mit in das Gehäuse gezielt eingebrachten Umfangsnuten wurden im Rahmen von Stabilisierungsmaßnahmen vorgenommen, um den Pumpgrenzenabstand, bzw. den Wirkungsgrad zu erhöhen, beispielsweise [25, 26]. Die eingebrachten Umfangsnuten für das sogenannte Casing treatment, das im Kap. 8 zur Wandkonturierung separat beschrieben wird, sind in der Regel tiefer als die Spaltweite bzw. die Riefen durch Anstreifen.

Einen Überblick über die Wirkungsweise dieser Umfangsnuten in Abhängigkeit der Tiefe und des Flankenwinkels geben Qin et al. [27]. Nach Robideau und Niiler [28] sowie Korting und Beacher [29] soll über die Umfangsnuten die Kanalströmung über der gesamten Blattlänge unbeeinflusst von der Spaltströmung werden, die letztendlich über die Nut abgeleitet wird. So wird angenommen, dass die Verluste aufgrund der abgemilderten Wechselwirkung des Spaltwirbels mit der Hauptströmung reduziert werden. Insbesondere Korting und Beacher [29] fanden, dass die Stufe der Nut über der Hinterkante Verluste verursachte, so dass sie einen ausgeglicheneren Übergang von der Nut zum Gehäuse bevorzugten.

Die aerodynamischen Wirkungen der erweiterten Spaltweiten aufgrund des Spitzenrückschnittes aber auch der Umfangsnuten sind grundsätzlich von denen der Anstreifriefen zu unterscheiden. John et al. [21] modellierten die Spaltströmung eines hochbelasteten Fanblattes und untersuchten numerisch mit RANS die Struktur der Spitzenleckage, deren Verteilung über die Spaltbreite sowie die Ausbildung des Spitzenwirbels und dessen Interaktion mit der Hauptströmung. John et al. [21] untersuchten im Detail den Einfluss der Spaltgeometrie, indem sie die Leckageströmung bei einem durch Rückschnitt des Blattes erhöhten Spalt mit einem Spalt, der durch Abtrag im Gehäuse erweitert wurde, verglichen. Sie fanden, dass die starke Beschleunigung nach dem Stoß eine Absenkung des statischen Druckes auf der Druckseite verursachen kann, so dass ein lokales Rückströmen von der Saug- zur Druckseite auftritt. Zusätzlich fanden sie, dass eine Spalterweiterung durch die Anstreifnut geringere Spaltverluste verursacht als ein Zurückschneiden der Blattlänge, da die Verluste durch die Nut geringer sind als durch den weiteren Spalt.

12.6 Distanzhalter, Spacer

Fanblätter werden oft zur Stabilisierung und Dämpfung mit Distanzhaltern gegeneinander abgestützt, insbesondere bei Flugtriebwerken mit einem niedrigen Nebenstromverhältnis. Hierdurch kann das Blatt selbst dünner und leichter gestaltet werden, wobei die unvermeidlichen Reibungsverluste durch den Distanzhalter in Kauf genommen werden.

Der Einfluss des Distanzhalters auf den Verlustbeiwert wurde an vielen Beispielen studiert [30–35]. Koch und Smith [36] geben eine Korrelation des Verlustes in Abhängigkeit des Verlustkoeffizienten an. Roberts [37] korrelierte die experimentell gewonnenen Verlustbeiwerte mehrerer transsonischer Fans mit Druckverhältnissen zwischen 1,5 und 2,0 unter Auslegungsbedingungen.

Die Verluste hängen von der Mach-Zahl, der Dicke des Distanzhalters, von der Kanalhöhe, vom Eintrittswinkel der Strömung sowie von der Lage des Distanzhalters und vom Profil selbst ab. Roberts [37] erkannte bereits, dass sich um den Distanzhalter ein komplexes dreidimensionales Strömungsfeld einstellt, das unter Umständen das radiale Abströmen der Wandgrenzschicht aufgrund der Fliehkraft abschwächt und somit auch positive Auswirkungen haben kann.

Dies wurde auch von Wadia und Szucs [38] bestätigt, die mit Untersuchungen an einem transsonischen Fan zeigten, dass in Abhängigkeit von den jeweiligen Betriebsbedingungen der Distanzhalter Vor- bzw. Nachteile besitzt. Da der Distanzhalter unter gewissen Betriebsbedingungen verhindert, dass die Grenzschicht aufgrund der Zentrifugalkraft nach außen fließt und den Radialwirbel bildet, kann ein Distanzhalter trotz höherer Reibungsverluste den Profilwirkungsgrad erhöhen. Auch die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung ohne Distanzhalter zeigte sich gerade unter Teillastbedingungen verlustreicher als die Reibung am Distanzhalter.

12.7 Störungen am Eintritt, Inlet Distortion

Aufgrund nicht idealer Anströmbedingungen durch die Einbausituation des Einlaufes sowie auch durch Querströmungen, ist davon auszugehen, dass der Fan, aber auch Laufräder mit niedrigem Nabenverhältnis im gesamten Betriebsbereich mit einem inhomogenen Geschwindigkeits-, Temperatur- und Druckfeld am Eintritt betrieben werden müssen (s. auch Kap. 10). Beim Durchgang durch den Fan oder Verdichter wird die Störung des statischen Druckes des Zulaufes abgeschwächt, wobei die Kennlinie steifer wird [39]. Zusätzlich wird die abströmseitige, umfangsmäßige sowie die Wechselwirkung mit abströmseitigen Einbauten wie der Nachleitreihe ausgeglichener.

Ursachen der Störungen im Einlauf von Fans basieren überwiegend in einer Störung der Grenzschicht. Da Einlaufstörungen in der Regel instationär mit einem 360°-Modell untersucht und berechnet werden müssen, sind die Untersuchungen sehr aufwändig, so dass oft lediglich eine einzelne Störung beobachtet wird. Dies trifft auch auf die

Experimente zu. So wird man letztendlich Aufschluss über die Wirkung einer Störung auf das Verhalten des Fans erhalten, ohne jedoch genau die Änderung des Wirkungsgrades auf das Auftreten mehrerer Störungen extrapolieren zu können.

Eine experimentelle Studie des Einflusses einer Störung des Totaldruck- und Temperaturfeldes am Eintritt in einen Turbofan auf die Stabilität und auf den Beginn des Abreißens wurde bereits von Mehalic [40] durchgeführt. Er fand, dass die Ungleichförmigkeit im Temperaturfeld die Instabilität in der Nähe der Pumpgrenze beeinflusst. Der Verdichter kam kurz vorher oder gleichzeitig mit dem Fan zum Pumpen. Einen deutlich stärkeren Einfluss im Abreißverhalten des Fans zeigte die Störung des Totaldruckes.

Jiang et al. [41] beobachteten an einem Niedergeschwindigkeits-Niederdruckverdichter, dass durch die Störung am Einlass asymmetrische Felder entstanden, die zu Ablösungen führten, die auch die Leistung des Kompressors beeinträchtigen. Detaillierte experimentelle Untersuchungen der Wechselwirkung einer Einlaufstörung mit einem einstufigen Fan auf das Strömungsfeld mit einer Absenkung des Wirkungsgrades wurden von Gunn et al. [42] publiziert.

Die Anzahl der Störungen im Zuströmfeld zum Verdichter ist in der Regel deutlich geringer als die Schaufelzahl. Deswegen ist im ersten Ansatz der Einfluss der Störung auf das Verhalten der Fanbeschaufelung transient im Vollring zu berechnen. Eine ähnliche Fragestellung ergibt sich bei der Berechnung einer Stufe mit unterschiedlicher Schaufelzahl von Lauf- und Leitrad. Auch in diesem Fall kann keine Rotationssymmetrie angenommen werden. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, werden unterschiedliche Transformationen durchgeführt, so dass die transiente Berechnung des Vollrings auf einen bzw. auf wenige Strömungskanäle reduziert werden kann. Hierbei können die beschreibenden Bilanzgleichungen, die Lösung der Gleichungen oder aber die Randbedingungen transformiert werden, so dass es genügt, einen oder wenige Kanäle zu betrachten und zur Gesamtlösung des vollständigen Schaufelrings zusammenzusetzen.

Connell et al. [43] vergleichen einige Transformationsmethoden mit Rechnungen des Vollrings einer Turbinendurchströmung. Die einfachste Methode, als Profil-Transformation (PT) bezeichnet, skaliert die Strömungsprofile des vorangehenden Gitters auf das folgende Gitter, mit transformierter gleicher Teilung. Die Fourier-Transformation (FT) nutzt Phasen verschobene Randbedingungen. Um nicht die gesamte zeitliche Entwicklung der periodischen Randbedingung abspeichern zu müssen, wird eine Fourier-Reihenentwicklung mit der Vorbeistreichfrequenz und deren Harmonische des Rotorblattes durchgeführt. Alternativ wird eine Zeittransformation (TT), die sich auf eine Teilung beschränkt, berechnet, so dass sichergestellt ist, dass die Randbedingung im transformierten Raum periodisch wird.

Die Zeittransformation nach Giles [44] korrigiert quasi die Profiltransformation, indem die Strömungsgleichungen in den Zeitraum transformiert werden, um zu gewährleisten, dass die Randbedingungen jeder Teilung tatsächlich periodisch sind [45], so dass die Vorbeistreichfrequenz des Rotors korrekt simuliert wird. Als Nachteil kann angesehen werden, dass mit dieser Methode lediglich ein einziger Strömungskanal gerechnet werden

kann und dass sie bei zu großen Unterschieden in der Teilung von Stator zu Rotor numerisch instabil wird.

Die Fourier-Transformations-Methode basiert auf den Arbeiten von He und Gerolymos et al. [46, 47]. In der Rotor-Stator-Übergangsebene wird das Strömungsfeld in einer Fourier-Reihenentwicklung abgespeichert, indem das Profil in eine zeitliche und eine azimuthale Entwicklung zerlegt wird. Auf jeder Seite der Übergabeebene wird dann das Strömungsfeld anhand der Fourier-Koeffizienten der Gegenseite rekonstruiert. Zur Erhöhung der Qualität kann dieses Verfahren auch auf mehrere Strömungskanäle ausgeweitet werden. Das FT-Verfahren benötigt zwar mehrere Zyklen bis zur Konvergenz als das TT-Verfahren, hat aber den Vorteil, dass es bei allen Drehzahlen stabil ist und auch die Berechnung großer Unterschiede in der Teilung von Stator zu Rotor erlaubt, was für die Bearbeitung von Einlassstörungen von ausschlaggebender Bedeutung ist.

Unterschiedliche Fankonfigurationen wurden als Vollringmodel [48–51] numerisch untersucht, um den Einfluss der Einlaufstörung auf die Leistungsdaten zu bestimmen. Den Transport- und Entstehungsmechanismus von Störungen in mehrstufigen Fans unter Auslegungsbedingungen und nahe der Pumpgrenze beschreiben Yao et al. [52] numerisch. Sie erkannten, dass eine Störung der statischen Temperatur kritischer ist als diejenige der Totaltemperatur. Sowohl die Druck- als auch Dichtevariation über den Umfang ergeben die Auswirkung der Temperaturstörung.

Durch eine Fourier-Transformation mit Phasen-verschobenen periodischen Randbedingungen kann die Berechnung der Eintrittsstörung auf die Berechnung zweier Strömungskanäle reduziert werden. Mit der FT-Methode können weite Einlassstörungen auch unter transsonischen Bedingungen berechnet werden. Sharma et al. [53] analysieren die transsonische Durchströmung eines Fans mit hohem Bypassverhältnis aufgrund einer Totaldruckstörung am Einlass. Hierbei wird das Druckverhältnis über den Fan in einer Umdrehung bei unterschiedlichen Betriebszuständen im Betriebsbereich von Take off zu Leerlauf variiert. Die FT-Lösung von zwei Strömungskanälen stimmt gut mit einer Berechnung des vollen Umfangs überein. Die Dynamik der Stoßfront wird korrekt wiedergegeben. Auch der Wirkungsgrad, die viskosen Phänomene und die Belastung des Blattes werden korrekt wiedergegeben, obwohl die CPU-Zeit lediglich 10 % und der Speicherbedarf 10 % der Rechnung des gesamten Umfangs betragen.

Anhand von numerischen Untersuchungen wurde der Einfluss der gestörten Grenzschicht auf die Betriebseigenschaften analysiert und von Florea et al. [54] eine Blattgeometrie vorgeschlagen, die die Anfälligkeit bei einer Wirkungsgradeinbuße von 1–2 % deutlich reduziert.

In ihren numerischen und experimentellen Untersuchungen der NASA Stage 67, die mit einer Störung eines 120° Sektors beaufschlagt wurde, fanden Fidalgo und Colin sowie Gunn et al. [55, 56], dass eine Umverteilung der Strömung vor dem Rotor dazu führt, dass die Stufe eine unerwartet starke Störung verarbeiten kann. Der durch die Umverteilung induzierte Drall reduzierte allerdings die lokal umgesetzte Arbeit aufgrund der Fehlanströmung. Sowohl Lauf- als auch Leitrad wurden hoch aufgelöst instationär berechnet, obwohl die Störung sowie Ein- und Ausströmung selbst als stationär angenommen wurden.

Experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der Grenzschichtstörung unter Reiseflugbedingungen führten Gunn et al. sowie Gunn und Hall [56, 57] an einem Niedergeschwindigkeits-Fan mit einem Profil entsprechend dem Versuchsaufbau von Madani und Hynes [58] durch. Sie fanden eine Reduktion des Wirkungsgrades aufgrund der Störung um 1–2 %. Numerisch konnten sie zeigen, dass sowohl am Niedergeschwindigkeits-Fan als auch an einem transsonisch gerechneten Fan dieselben physikalischen Phänomene für diesen Wirkungsgradabfall verantwortlich waren, so dass gefolgert wurde, dass unabhängig von der Mach-Zahl transsonische Einlaufströmungen auch im nahezu inkompressibel betriebenen Niedergeschwindigkeitsverdichter untersucht werden können. Mit demselben Versuchsaufbau fanden Perovic et al. [59], dass die Durchflusszahl der Pumpgrenze durch die Grenzschichtstörung lediglich um 1–2 % absank. Die Störungen, die zu Ablösungen führen können, wurden in Gebieten mit lokal zu geringer Anströmungsrichtung abgeschwächt.

Hall et al. [60, 61] nutzen eine Methode zur Untersuchung einer nicht-achsensymmetrischen Störung, basierend auf Arbeiten von Marble, Horlock sowie Horlock und Marsh [62–64], die die dreidimensionale Geometrie des Blattes in einer Durchflussrechnung durch Impuls- und Energiequellen ersetzt, die die Änderung der Strömungsrichtung sowie die Druckerhöhung auf die Teilung gemittelt simuliert. Die Verteilung der Quellen wird aus der Kanalströmung durch das Gitter hergeleitet, die mit einer gleichförmigen Randbedingung bestimmt wird. Auf diese Weise kann die Anordnung vereinfacht stationär gerechnet werden. Gong et al. [65] analysierten mit dieser Methode die Stabilität eines Verdichters bei ungleichförmiger Anströmung, Peters et al. [66] einen Fan bei umfangsmäßig ungleichförmiger Anströmung sowie Davoe und Spakovszky [67] die Fan-Akustik.

Basierend auf den numerischen Untersuchungen von Hall [60] geben Hall et al. [61] Hinweise, wie der Einfluss der Einlaufstörung auf die Leistung des Fans abgeschwächt werden kann. Bei der Auslegung wird im Allgemeinen zunächst der Wirkungsgrad unter Auslegungsbedingungen betrachtet, gefolgt von Stabilitätsbetrachtungen und Festigkeitsbetrachtungen. Hall et al. [61] konzentrieren sich auf eine Konzeptauslegung mit hohem Wirkungsgrad und geringer Sensitivität auf gestörte Einlaufgrenzschichten, wobei sie ebenfalls von einer Mach-Zahl-Unabhängigkeit ausgehen und eine inkompressible Strömung betrachten. Sie erweitern die Durchflussrechnung auf die Simulation dreidimensionaler Phänomene, um die Auswirkung gestörter Einlaufgrenzschichten auf das Strömungsfeld des Fans zu simulieren, bevor die Blattgeometrie definiert ist. Die Gitter werden durch verteilte Impuls- und Energiequellen simuliert, die als Funktion der lokalen Strömungsbedingung entlang der Skelettlinie definiert werden (Abb. 12.11).

Abgleiche mit 3D-Rechnungen und Messungen zeigen die Validität der Methode. Die Ergebnisse zeigen die Bedeutung der Abschwächung der ankommenden Störung aufgrund von Rückwirkungen auf die Anströmung und beim Durchgang durch den Rotor. Obwohl grundlegende Phänomene der Abschwächung auch zweidimensional erklärt werden können, beschreibt lediglich die dreidimensionale Beschreibung die abschwächende Umverteilung der ankommenden, ungleichförmigen Strömung mit radialer Wechselwirkung, wie

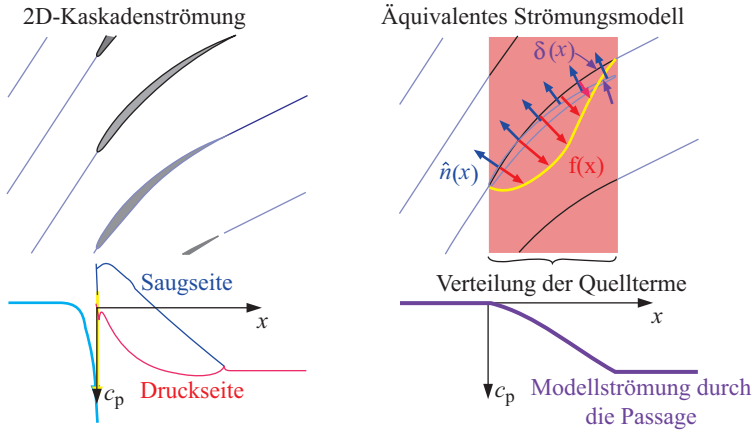


Abb. 12.11 Veranschaulichung der Simulation der Profile durch eine Quellenverteilung der Durchflussrechnung, *n(x)* Normale zur Skelettlinie, *δ(x)* lokale relative Abweichung des Strömungswinkels, *f(x)* spezifische Impulsverteilung [61]

sie vorwiegend in Verdichterrotoren mit kleinen Nabenverhältnissen auftreten. Mit dieser Methode wurden insbesondere der Einfluss der radialen Belastung des Blattes, des Abstandes des Rotors vom nachfolgenden Stator, sowie eine nicht achsensymmetrische Auslegung des Statoraustrittswinkels auf die umfangsmäßige Verteilung der Diffusion analysiert. Achsensymmetrische Modifikationen führten auf einen Ausgleich der Störungen zwischen Rotor und Stator oder zwischen der radialen Verteilung innerhalb eines Gitters. Im Gegensatz hierzu führten nicht-achsensymmetrische Modifikationen des Abströmwinkels des Stators aufgrund der stromauf gerichteten Rückwirkung auf eine Abschwächung der umfangsmäßigen Ungleichmäßigkeit des statischen Druckes und damit auf eine Vergleichmäßigung des statischen Druckes im Rotor. Ein umfangsmäßig modifizierter Eintrittswinkel des Stators kann die Auswirkungen der Ungleichförmigkeit auf den Stator ausgleichen.

Defoe uns Hall [68] untersuchten numerisch einen langsam laufenden axialen Fan mit inkompressibler Strömung bei Beaufschlagung mit einer umfangsmäßig verteilten Störung, deren Abmessung größer als die Teilung war. Wie u. a. von Gunn und Hall [57] gezeigt, reagieren inkompressibel betriebene, wie auch transsonische Fans ähnlich auf Einlaufströmungen. Die die Störung beschreibenden Impuls- und Energiequellen werden nach Hall et al. [61] aus lokalen Strömungsbedingungen und einer angenäherten Blattgeometrie abgeleitet, um den Aufwand einer detaillierten Kanalrechnung zu vermeiden. Ziel ist die Untersuchung der Sensitivität auf die Stärke der Einlaufstörung des Totaldruckes sowie der Totaltemperatur und des Drallwinkels unter der Auslegungsdurchflusszahl φ

$$\varphi = \frac{\dot{m}}{\bar{\rho} \cdot A_1 \cdot u_m}. \tag{12.4}$$

Da viskose Kräfte nicht beschrieben wurden, kann keine Aussage über den Wirkungsgrad getroffen werden. Stattdessen wird der Einfluss auf die Diffusion bewertet. Untersucht wurden Störungen des Dralls, des Totaldruckes, sowie der Totaltemperatur. Die separat aufgegebenen Störungen wirken sich proportional auf die Leistung des Fans aus, wobei jedoch die Änderung des Störungsortes relativ zur Achse des Fans starke nicht lineare Auswirkung auf die Diffusion haben. Als Hauptursache der Verluste wurde die auftretende Fehlanströmung von Lauf- und Leitrad identifiziert.

Neben dem Einfluss auf den Wirkungsgrad und die Pumpgrenze beeinflussen Einlaufströmungen auch die mechanischen Eigenschaften der Fanblätter durch die aeromechanische Wechselwirkung. Um die Wechselwirkung zu beschreiben, müssen alle einwirkenden Kräfte erfasst werden. Guillard [69] untersuchte die Anregungen durch Störungen aufgrund von Querwinden. Er berechnete die Ausschläge aufgrund der Störung und fand im Vergleich mit den Messungen starke Abweichungen, die er auf die vereinfachte Modellgeometrie zurückführte sowie darauf, dass offensichtlich nicht alle Anregungskräfte erfasst worden waren, da die Austrittsleitreihe nicht modelliert worden war.

Die Auswirkungen einer umfangsmäßigen Störung auf den Fan unter Berücksichtigung der Nachleitreihe wurde von Lobo et al. [70] numerisch untersucht, um zeitaufgelöste Anregung des Rotors zu berechnen, angeregt durch die niederfrequente, einmal pro Umdrehung auftretende Einlassstörung, sowie die hochfrequente Rotor-Stator-Wechselwirkung. Kritisch stellte sich die korrekte Überlagerung der niederfrequenten und der hochfrequenten Wechselwirkung dar, da letztendlich ein voller Ringkanal berechnet werden müsste. Anhand des Multiple-mixing-plane-Ansatzes (MMP) (siehe Kap. 14) wurde mit einer stationären Rechnung das statische Druckfeld am Austritt als Randbedingung bestimmt. Das zu berechnende Gebiet konnte auf einen Sektor von zwei Schaufelkanälen reduziert werden, indem die transiente Fourier Transformationsmethode (FT) (siehe auch Kap. 14) zur Anwendung kam. Dies reduzierte den numerischen Aufwand erheblich. Die Ergebnisse wurden an einer transienten Berechnung des vollen Umfangs validiert und ergaben, dass die Transiente Fourier Transformationsmethode die auftretenden anregenden Frequenzen, die axialen Geschwindigkeiten sowie die umfangsmäßige Verteilung der Mach-Zahl, und des statischen Druckes gut wiedergab. Trotz einer gleichförmigen Temperatur am Eintritt entwickelte sich innerhalb der Strömungskanäle ein ungleichförmiges Temperaturfeld aufgrund der Totaldruckänderung, wie auch von Yao et al. [52] beschrieben wurde.

Der Einfluss auf eine Druckstörung am Einlass eines JT15D-1 Flugtriebwerks wurde von Ferrar et al. [71] experimentell mit hochfrequenten Druckmessungen untersucht. Die Ergebnisse korrelieren gut mit stationären Messungen einer 5-Loch Sonde nach Ferrar [72]. Gezeigt werden konnte, dass die Profilbelastung beim Durchgang durch das gestörte Gebiet stark variierte, so dass die Länge und Breite des Nachlaufs beim Durchgang durch das Niederdruckgebiet stark anstiegen. Zusätzlich erhöhte sich die Turbulenz mit einem Maximum im Nachlauf des Rotorblattes. Hierdurch ergibt sich, dass die Auswirkungen des Nachlaufs des Fans durch eine Ablösung an der Hinterkante dominiert wurde, die sich instationär auf der Saugseite zurück und vor bewegte.

12.8 Getriebefan (GTF)

Die Lärmemissionen des Triebwerks lassen sich durch ein hohes Bypassverhältnis mit geringem Fandruckverhältnis absenken. Gleichzeitig erhöht sich der Vortriebswirkungsgrad. Die Blattspitzengeschwindigkeit des Fans ist jedoch mit etwa 450–400 m/s bei Druckverhältnissen über 1,6 auf eine Mach-Zahl um die 1,3–1,5 festgelegt, so dass mit Vergrößerung des Fandurchmessers die maximal mögliche Drehzahl absinkt und die antreibende Niederdruckturbine einen immer größeren Durchmesser erfordert. Eine Möglichkeit sowohl das Bypassverhältnis als auch die Drehzahl der Turbine zu erhöhen, ist der Einbau eines Untersetzungsgetriebes in die Niederdruckwelle, so dass die Drehzahlen von Fan und Niederdruckturbine individuell eingestellt werden können. Hiermit können Blattspitzengeschwindigkeiten des Fans von 350–300 m/s oder sogar niedriger mit Druckverhältnissen um 1,4 realisiert werden. Das erste Triebwerk mit einem Bypassverhältnis von 12, das nach diesem Prinzip 2016 am Markt eingeführt wurde, ist der Getriebefan (GTF) PW1000G (Abb. 12.12). Die Lärmemission liegt etwa 20–24 dB unterhalb der ICAO Chapter 4 Vorschrift. Im Vergleich erreichen ähnliche Triebwerke lediglich ca. 2–4 dB unter diesem Grenzwert.

Durch die individuelle Anpassung der Drehzahl von Fan und Niederdruckturbine lassen sich geringere Fan-Druckverhältnisse und damit höhere Nebenstromverhältnisse verwirklichen sowie alle Komponenten in ihrem jeweiligen Drehzahl-Optimum betreiben. Das verhilft dem Getriebefan nach Angabe des Herstellers zu einem sehr hohen Gesamtwirkungsgrad, verringert den Treibstoffverbrauch und Kohlenstoffdioxidausstoß um je 15 % und verkleinert den Lärmteppich in Flughafennähe um 75 %.

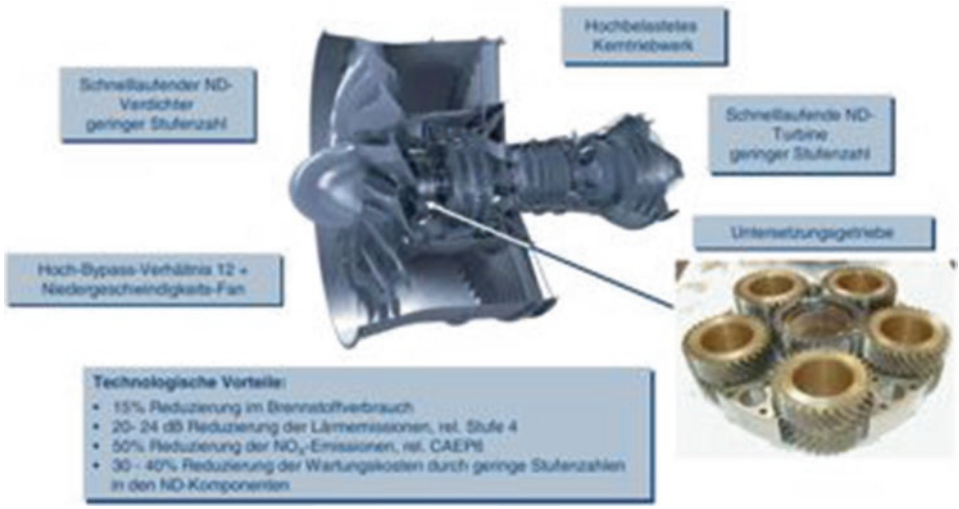


Abb. 12.12 Getriebefan PW1000G, (© P&W Aero Engines)

Das zusätzliche Gewicht des Getriebes kann durch eine Reduzierung der Verdichter- und Turbinenstufen ausgeglichen werden, was zusätzlich die Instandhaltungskosten absenkt. Um die Fliehkräfte der Fanschaufeln zu reduzieren, werden die hohlen Schaufeln aus Titanlegierungen hergestellt. Zunehmend kommen Polymer Composite Materialien (PCM) mit metallgeschützten Vorderkanten zum Einsatz. Die schlanken Schaufeln des Fans des PW1000G wurden mit Abstandshaltern (shroud) stabilisiert, während die widechore Auslegung mit niedrigem Streckungsverhältnis um 1,9 freistehen.

Inzwischen untersuchen auch andere Hersteller die Möglichkeiten des Einsatzes eines Getriebes zur Entkoppelung der Drehzahl von Fan und Niederdruckturbine, beispielsweise Rolls Royce plc. und CIAM. So verglichen Pankov et al. [73] experimentell und numerisch die Auslegung eines langsam laufenden Getriebefans mit einem direkt angetriebenen. Sie kommen zu dem Schluss, dass die Auslegungsparameter bezüglich des Meridianprofiles sowie der Gehäuse- und Nabenkontur der reduzierten Fan-Drehzahl und dem erhöhten Bypass-Verhältnis entsprechend angepasst werden müssen.

12.9 Gegenläufiger Fan, CRISP

Liegen die realisierbaren Druckverhältnisse eines einstufigen Fans mit Nachleitrad um 1,6 bei adiabaten Wirkungsgraden von 90 %, so kann mit einem zweistufigen Konzept mit gegenläufig drehenden Laufrädern dieses Druckverhältnis nahezu verdoppelt werden.

Ein Triebwerkskonzept mit einem gegenläufigen ummantelten Fan wurde in den 90er-Jahren u. a. von MTU Aero Engines AG entwickelt. Der Fan sollte über ein Getriebe oder durch eine gegenläufige Niederdruckturbine angetrieben werden. Vorgesehen war ein Bypassverhältnis von 25 (Abb. 12.13).

Aufgrund des hohen Wirkungsgrades wurde eine Brennstoffreduzierung um die 20 % erwartet. Als technische Herausforderungen wurden die Realisierung einer widerstandsarmen Gondel, die Lärmemission, die Realisierung des Umkehrschubes sowie das Gewicht des Getriebes angesehen. Eine zusätzliche Schwierigkeit ergibt sich in der Spaltweite

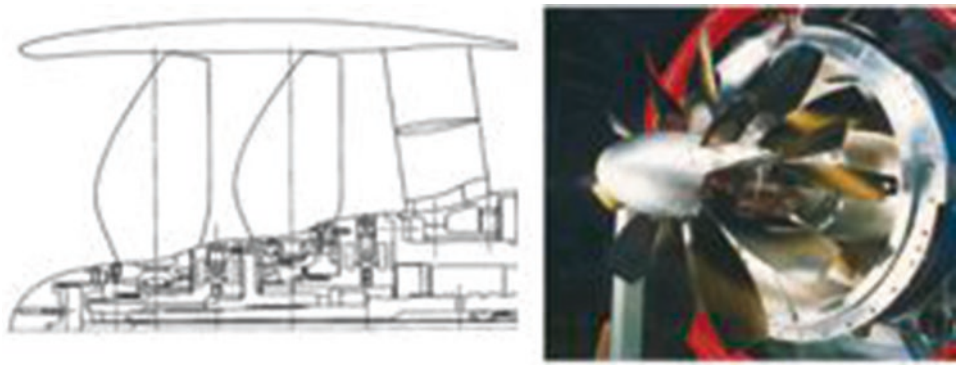


Abb. 12.13 Schnittmodell und Testaufbau mit 1 m Durchmesser, (© MTU Aero Engines AG)

zwischen Blattspitze und Gehäuse, da diese relativ groß gewählt werden muss, um ein Verstellen der Blätter zu gewährleisten. Deswegen tendieren neuere Auslegungen zu ummantelungsfreien Ausführungen.

Kerrebrook et al. [74] legten einen gegenläufigen Fan mit einem Druckverhältnis von 3:1 und einem adiabaten Wirkungsgrad von 87 % aus. Die experimentelle Vermessung lieferte ein Druckverhältnis von 2,9 bei einem adiabaten Wirkungsgrad von 89 %. Das erste Laufrad, das einem Eintrittsleitrad folgte, hatte eine Blattspitzengeschwindigkeit von 442 m/s. Bei der zweiten Stufe wurde die Geschwindigkeit auf 350 m/s zurückgenommen, um die Stoß- und Grenzschichtverluste zu kontrollieren, obwohl die Belastung aufgrund der niedrigen Geschwindigkeit und des geringen Teilungsverhältnisses über der konventionellen Auslegung lag. In die Beschaufelung des zweiten Rotors wurden auf der Saugseite Grenzschichtabsaugeschlitze, ausgehend von der Nabe bis ca. 80 % Kanalhöhe, angebracht (Abb. 12.14). Der Austrittsdrall aus dem zweiten Laufrad liegt unter 15°.

Die Untersuchungen zeigten, dass aufgrund der Stoßverluste der hohen Mach-Zahlen von 1,4–1,6 der Zuströmung auf den zweiten Rotor dessen Drehzahl einen starken Einfluss auf den Wirkungsgrad zeigte, während die Drehzahl des ersten Laufrades bei gemittelten Mach-Zahlen der Zuströmung um 0,95–1,15 kaum einen Einfluss hatte. Die hierbei notwendige Absenkung der Drehzahl des zweiten Laufrades erhöhte die Belastung des Profiles deutlich über konventionelle Auslegungswerte. Durch Aufbringen eines Gegendralls durch ein Leitrad nach dem ersten Laufrad, konnte die Belastung der beiden Stufen ausgeglichen werden (Tab. 12.2).

Der berechnete Einfluss der Grenzschichtabsaugung auf Wirkungsrad und Druckverhältnis ist in Abb. 12.15 dargestellt. Sowohl der Wirkungsgrad als auch das Druckverhältnis können durch eine Absaugung von 0,5–1 % deutlich erhöht werden.

Im Rahmen der Luftfahrtforschung im Projekt Vision 2020, wurde auch die Weiterentwicklung des CRISP-Konzepts auf die aktuellen Anforderungen durch die DLR und MTU Aero Engines AG wieder aufgenommen. Das Projekt CRISP II soll einen signifikanten Beitrag bezüglich der Wirtschaftlichkeit und der Umweltverträglichkeit von Flugtriebwerken

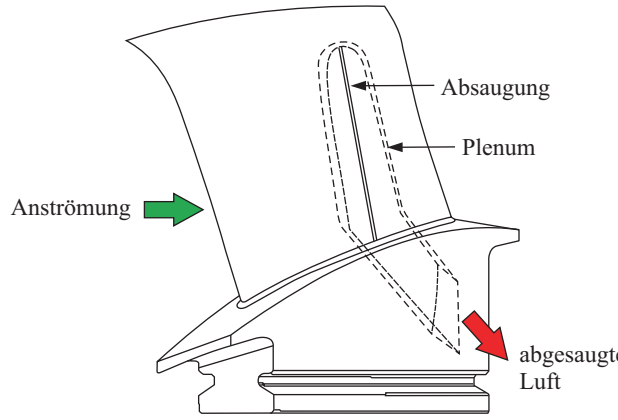


Abb. 12.14 Zweites Laufrad eines gegenläufigen Fans mit Grenzsichtabsaugung [74]

Tab. 12.2 Aerodynamische Auslegungsparameter eines gegenläufigen Fans [74]

Blattspitzengeschwindigkeit	442 m/s	350 m/s
Arbeitsziffer	0,34	0,5
Diffusionsfaktor	0,48	0,55
Ma_{Nabe}	1,0	1,3
Ma_{Spitze}	1,5	1,45
Schaufelzahl	20	29
Mittlere Völligkeit	1,9	1,7
Mittlere Streckung	1,6	1,75
Radiusverhältnis am Eintritt	0,5	0,65

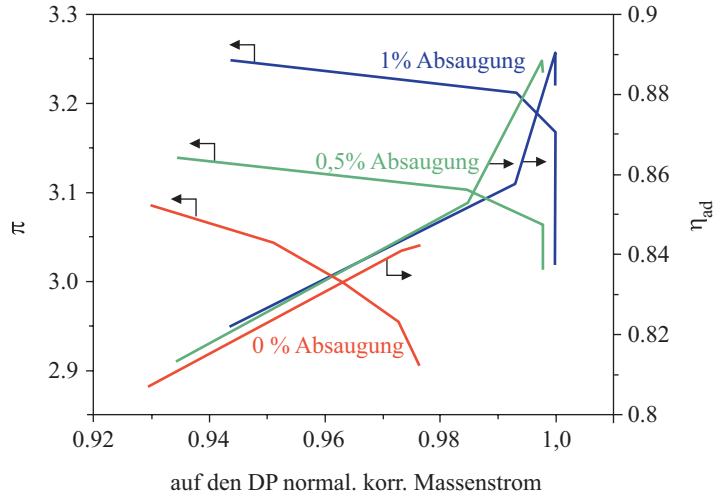


Abb. 12.15 Berechneter Einfluss der Grenzschichtabsaugung auf das Druckverhältnis und den Wirkungsgrad eines gegenläufigen Fans [74]

der nächsten Generation leisten. Ziel ist die Weiterentwicklung des Fankonzeptes, bei dem zwei gegenläufige Rotoren mit höchster Effizienz für den Schub sorgen, wobei ein Bypassverhältnis angestrebt wird, das bisher noch nicht realisierbar war. Das Konzept soll gleichzeitig mit den leisesten Konzepten, die zurzeit existieren, konkurrieren. Das Projektziel beinhaltet einen Beitrag für die anvisierte Reduktion des Treibstoffverbrauches und damit einhergehender CO_2-Emission um die Hälfte bei einer gleichzeitigen Halbierung der Schallabstrahlung.

Angestrebt wird in einer ersten Phase eine Steigerung des Wirkungsgrades um 2 % gegenüber dem einstufigen ("single rotating") Fan sowie eine 30 %ige Gewichtseinsparung (Strukturgewicht) mit modernen CFK-Schaufeln. Die Schallemission sollte nicht höher sein als die eines Turbofans gleicher Schubklasse.

In einer zweiten Phase des Claire Programms wird das Etappenziel von 20 % Kohlenstoffdioxid-Reduzierung im Jahr 2025 angepeilt. Erreicht werden soll es im Wesentlichen durch die Ausstattung des Getriebefans mit einem zweistufigen, gegenläufigen Propfan, der ummantelt ist, d. h. der Weiterentwicklung des CRISP-Konzepts.

Man geht, wie bereits dargestellt, davon aus, dass die Konzepte der nächsten Generation luftatmender Triebwerke auf einem stetig steigenden Bypassverhältnis basieren und zu immer größer werdenden Fandurchmessern führen. Als Nachteile dieses Trends werden hohe Volumina des Fans und der diesen umgebenden Bauteile und Baugruppen erwartet. Zusätzlich ergeben sich komplexere Wechselwirkungen zwischen dem Fan, der diesen antreibenden Turbine sowie des gesamten Wellensystems. Der zunehmende Aufwand bei der Integration des Triebwerkes an das System Flugzeug wird auf eine neue Flugzeugkonfiguration führen.

Deshalb sollen die physikalischen Grenzen ausgelotet und technisch mit der gebotenen Zuverlässigkeit umgesetzt werden, um den vergrößerten Fandurchmesser möglichst klein zu halten, d. h. maximale Axialmachzahl, minimales Nabenverhältnis sowie ein von der Flugmissionsphase abhängiges, variables Bypassverhältnis. Als Maßnahmen zum Erreichen dieser Ziele werden neue Leichtbauwerkstoffe und Bauweisen, Drehzahlentkoppelung von Fan und Turbine, eine optimale Gestaltung des Triebwerkseinlaufs, dessen Ummantelung sowie der Düse als integraler Teil des gesamten Flugzeuges gesehen. Zusätzlich könnten aktive und adaptive Elemente zur optimalen Schubregelung eingesetzt werden. Dies erfordert die Entwicklung von Optimierungsstrategien für ein aerodynamisch effizientes und gleichzeitig lärmarmes Fandesign, wobei genaue Kenntnisse über die Wechselwirkungen zwischen den Baugruppen und Triebwerkskomponenten sowie der Flugzeugkonfiguration erforderlich sind.

12.10 Open Rotor, Propfan

Der Propfan, bzw. Open Rotor, wie diese Triebwerksbauform zunehmend bezeichnet wird, vereint den hohen Wirkungsgrad des Propellers mit den hohen Flugmachzahlen um 0,8 des Turbofans. In der Regel ist das Propfantriebwerk aufgrund seiner verdrehbar einstellbaren Schaufeln nicht ummantelt. Daher rühren auch die Bezeichnungen „Unducted fan – UDF“, „Open Rotor“ bzw. „Ultra-High-Bypass (UHB) Turbofan“. Die Europäische Luftfahrtbehörde (EASA) definiert den Propfan als „A turbine engine featuring contra rotating fan stages not enclosed within casing.“ Bekannt geworden sind aber auch Ausführungen mit Ummantelung, wie beispielsweise der CRISP ("counter rotating integrated shrouded propfan"), die allerdings den Vorteil der Wirkungsgradsteigerung durch die Ummantelung nur bedingt nutzen können, siehe Abschn. 12.9. Die verdrehbaren Schaufeln, die zur Leistungsanpassung erforderlich sind, benötigen einen großen Spalt am Gehäuse, so dass die Spaltströmung kaum behindert wird. Es bleibt jedoch der Vorteil der Schalldämmung und des Containements als Sicherheit gegen einen Schaufelabwurf sowie dennoch geringere Blattspitzenverluste im Vergleich mit einem nicht-ummantelten Entwurf.

Bereits 1946 wurde der erste Propfan der Fa. Metrovic F.5 mit gegenläufigem Rotor getestet. 1975 wurde das Propfankonzept von United Technology (UT) als Reaktion auf die Ölkrise der 70er-Jahre wieder aufgegriffen. 1983, wenige Jahre später präsentierte auch GE unter der Bezeichnung „Unducted fan“ einen gegenläufigen Antrieb ohne

Ummantelung [75]. In Zusammenarbeit mit der NASA betrieb UT eine Gulfstream II sowie eine Mc Douglas DC-9 als fliegenden Prüfstand. Während das Triebwerk von UT den gegenläufigen Fan über ein Untersetzungsgetriebe antrieb, ergänzte GE ihr Triebwerk GE36 mit einer langsam laufenden gegenläufigen Turbine, die die Fanblätter direkt antrieb. Dieses Triebwerk wurde 1986 an einer Boeing 727-100 installiert und im Flug getestet. Durch das erhöhte Bypassverhältnis, was letztendlich einen höheren Vortriebswirkungsgrad durch das geringere Druckverhältnis und die niedrigere Relativgeschwindigkeit zwischen Schubstrahl und Fluggeschwindigkeit ermöglichte, erwartete man eine Treibstoffersparnis im zweistelligen Prozentbereich [76]. Zudem wird durch den zweiten, gegenläufigen Rotor der Abströmdrall stark reduziert, was ebenfalls zu einer Wirkungsgraderhöhung führt [77]. Die GE36 zeigte an einer MD-80 eine Reduktion des Kraftstoffes um 30 %. Aufgrund der hohen Lärmemission des gegenläufigen Rotors und wegen des fallenden Ölpreises wurden die Programme eingestellt. Das in der Sowjetunion entwickelte Triebwerk Progress D-27 hingegen treibt die Antonov An-180 an, die 1995 in Betrieb ging. Auch die An-70 war seit ihrem Erstflug 1994 mit gegenläufigen Rotoren ausgestattet.

Durch das Ansteigen der Kraftstoffpreise und des damit einhergehenden Bedürfnisses der Kraftstoffeinsparung rückte der Propfan seit Anfang der 2000er-Jahre erneut ins Interesse, nun meist als Open Rotor bezeichnet. Ziel unterschiedlicher Programme ist eine Treibstoffeinsparung und dementsprechend auch eine CO_2-Reduktion von 30 % gegenüber dem derzeitigen Standard, beispielsweise zum CFM56 Turbofan. Angestrebt werden Bypassverhältnisse von 20–40. Da der Lärm der gegenläufigen Rotoren als ein Hauptproblem angesehen wird, werden derzeit große Anstrengungen und nennenswerte Fortschritte gemacht, die Lärmquellen zu identifizieren und numerisch zu modellieren. Derzeit geht man davon aus, dass die zu erwartende Lärmemission einem derzeit aktuellen Turbofan entsprechen werden und somit kein unüberwindbares Hindernis mehr darstellen werden. Eine weitere Herausforderung dürfte die Mechanik und Haltbarkeit der großen, verstellbaren Fanblätter sein. Ein zusätzlicher kritischer Punkt ist in der Anbringung der Propfans am Flugzeug zu sehen, aufgrund des deutlich vergrößerten Durchmessers gegenüber einem herkömmlichen Turbofan. Dies wird dazu führen, dass die neuen Propfans trotz der möglichen Treibstoffersparnis erst mit der nächsten Generation an Flugzeugentwürfen realisierbar werden.

Der geschätzte Trend des Vortriebwirkungsgrades und des Druckverhältnisses über den Fan ist in Abb. 12.16 bei einer Mach-Zahl von 0,8 dargestellt. Das niedere Druckverhältnis des Propfans von etwa 1,1 unter Reiseflugbedingungen führt auf einen hohen Vortriebswirkungsgrad von ca. 95 %, der heutigen Turbofans mit einem Wirkungsgrad von etwa 78 % deutlich überlegen ist. Der Wirkungsgrad des Turbofans ist letztendlich beschränkt, da bei steigendem Rotordurchmesser das Gewicht der Ummantelung sowie der Reibungsverlust stark ansteigen (Abb. 12.16). Aufgrund des zu erwartenden höheren Triebwerksgewichtes, aufgrund weiterer Reibungsverluste und eventueller Schallreduktionsmaßnahmen könnten letztendlich die unter den Idealbedingungen prognostizierten 26 % Brennstoffersparnis nicht vollständig realisiert werden.

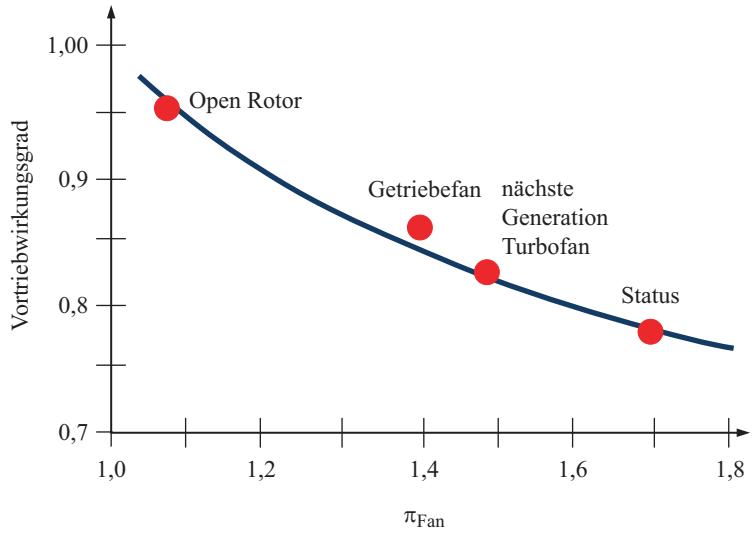


Abb. 12.16 Vortriebwirkungsgrad und Druckverhältnis über den Fan bei einer Flugmachzahl von 0,8

Neben dem Vortriebswirkungsgrad müssen jedoch auch Verluste des Nachlaufes und eventuell auftretende Verdichtungsstöße, sowie Drallverluste aufgrund von Austrittsdrall und Blattspitzenwirbel berücksichtigt werden. Deswegen wird der Vortriebswirkungsgrad gelegentlich durch den Netto-Propellerwirkungsgrad ersetzt.

Die aerodynamische Herausforderung bei der Auslegung des Propfans besteht darin, unter Startbedingung einen hohen Wirkungsgrad bei niedriger Lärmemission zu gewährleisten und gleichzeitig den hohen Wirkungsgrad unter Reisebedingungen zu erhalten. Im Gegensatz zu den Bedingungen des ummantelten Turbofans, variieren die Anströmbedingungen zum Open Rotor während der unterschiedlichen Flugphasen stark. Aufgrund des fehlenden Einlaufes, der unter Startbedingungen als Düse und unter Reiseflugbedingungen als Diffusor wirkt und die stark variierende Anströmmachzahl in einem gewissen Maß ausgleicht, ist die axiale Anströmmachzahl des Open Rotors unter Startbedingungen deutlich niedriger als im Reiseflug. Da Propellermaschinen in der Regel mit konstanter Drehzahl betrieben werden, führt diese Mach-Zahl-Abhängigkeit zu einer erforderlichen großen Variation des relativen Anströmwinkels, weshalb ein Verstellmechanismus unumgänglich wird, um die Anströmwinkel und den erforderlichen Schub einzustellen.

Die Aerodynamik des Open Rotors im Betriebsbereich wurde sowohl theoretisch als auch experimentell detailliert untersucht, u. a. [78]. Detaillierte experimentelle Vermessungen des Strömungsfeldes sind eher selten, wie sie von Neumann et al. [79] für einen Einzelrotor und von Podboy und Krupar sowie Shin et al.[80, 81] für einen gegenläufigen Doppelrotor publiziert wurden. Numerische Studien mit Lösung der Euler-Gleichungen zum Verständnis des Strömungsfeldes führten Celestina et al. [82] durch.

Die Auslegung der Propfans der 80er- und 90er-Jahre wurden unter Take-off-Bedingungen mit einem großen Fehlanströmwinkel ausgelegt, da die Drehzahl in etwa konstant gehalten wurde und der geforderte Schub durch das Verdrehen der Schaufelblätter angepasst werden musste. Dies ergab unter Startbedingungen die starke Fehlanströmung im äußeren Bereich des Blattes, was in diesem Betriebszustand zu einem niederen Wirkungsgrad aufgrund großer Ablösegebiete führte. Diese Ablösungen bewirkten auch eine hohe Lärmentwicklung.

Durch die weiterentwickelten numerischen Navier-Stokes-Verfahren sowie durch die inzwischen ausgereifte Messtechnik kann das Verhalten des Strömungsfeldes inzwischen dreidimensional instationär berechnet sowie vermessen werden (s. Kap. 13), wobei durch zusätzliche akustische Modelle auch die Lärmentwicklung vorhersagbar ist. Zachariadis und Hall [83] berechneten das dreidimensionale Strömungsfeld unter Berücksichtigung der viskosen Kräfte und implementierten ein Modell zur Berücksichtigung der Lärmquellen. Auch Schnell et al. sowie Peters und Spakovszky [84, 85] untersuchten die Lärmquellen im Detail und optimierten das Blattdesign.

Um den Wirkungsgrad und die Lärmentwicklung unter Startbedingungen zu verbessern, führten Zachariadis et al. [86] eine Studie durch, indem die Strömungszustände und die Lärmemission numerisch optimiert und an einem Rigmodell experimentell validiert wurden. Der gegenläufige Open Rotor wurde mit geraden Blättern ausgestattet, um die Abhängigkeit des Rotors von den Betriebsbedingungen besser von den dreidimensionalen Auslegungseigenschaften moderner Blattgestaltung zu unterscheiden [87]. Die Rechnungen wurden mit einem CFD-Code nach Moinier und Giles [88] mit dem Turbulenzmodell nach Spalart-Allmaras durchgeführt. Die implementierte Lärmberechnungsmethode [89] wurde von Whitfield et al. [90] validiert.

Der radiale Verlauf des Totaldruckes unter Reisebedingungen zeigt deutlich den Einfluss der den Blattspitzenwirbel erzeugenden Ausgleichsströmung (Abb. 12.17). Der Totaldruck erholt sich erst ab einem Abstand von ca. 20 % von der Blattspitze.

Der radiale Verlauf der Fehlanströmung der Ausgangsgeometrie unter Take-off-Bedingungen ist in Abb. 12.18 dargestellt.

Unter den berechneten Take-off-Bedingungen stellt sich ein stark dreidimensionales Strömungsfeld ein, mit Ablösungen, die sich ähnlich den Ablösungen eines Delta-Flügels zu einem Wirbel einrollen, sowie mit den Blattspitzenwirbeln, die nach dem Abströmen vom ersten Rotor mit dem zweiten Rotor wechselwirken, so dass sich hohe Verluste und starke Lärmquellen ergeben. Aufgrund der geringeren Fehlanströmung des zweiten Rotors werden dort schwächere Wirbelsysteme erzeugt. Durch die Wechselwirkung mit den Wirbeln des ersten Rotors ergeben sich jedoch hohe Verluste und starke Lärmquellen. Da für die Rechnungen die Wirbelsysteme in der Mischebene umfangsmäßig ausgemischt werden, ist diese Wechselwirkung nur schwer korrekt erfassbar.

Um die Aerodynamik unter Take-off-Bedingungen zu verbessern, wurde von Zachariadis et al. [86] der Anströmwinkel des ersten Rotors reduziert, wobei die Drehzahl erhöht werden musste, um den geforderten Schub zu erzielen. Durch diese Maßnahmen konnten

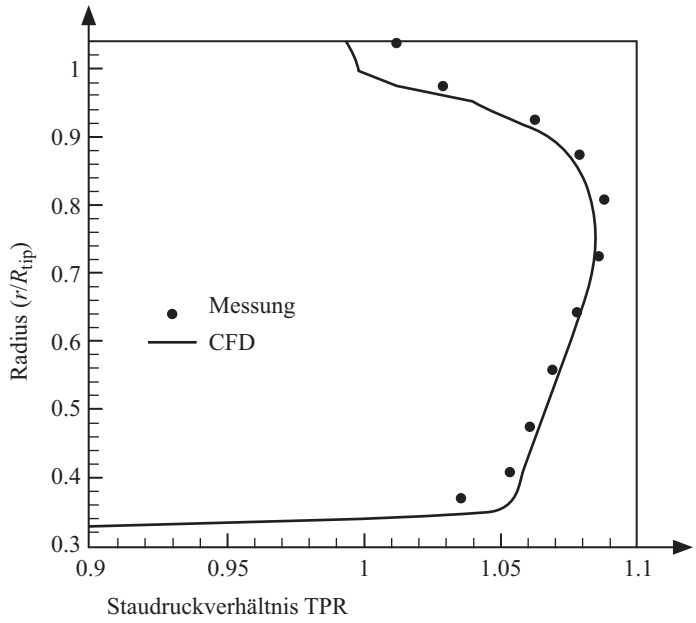
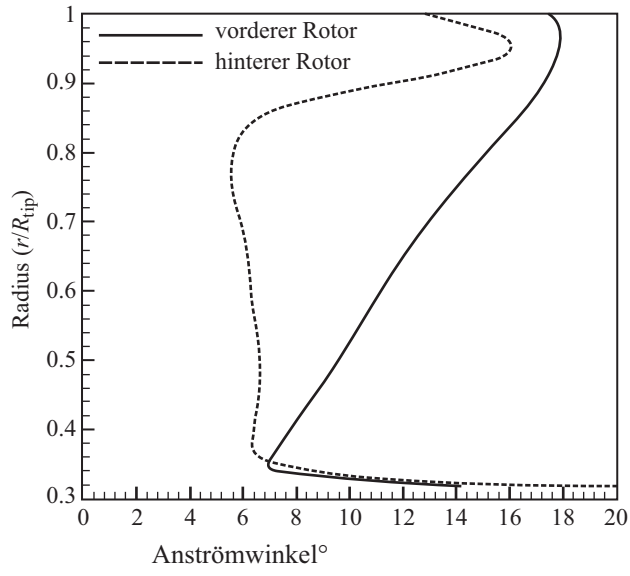


Abb. 12.17 Radialer Totaldruckverlauf am vorderen Rotorblatt unter Reiseflugbedingungen [86]

Abb. 12.18 Radialer Verlauf des Anströmwinkels des ersten und zweiten Rotors der Ausgangsgeometrie unter Take-off-Bedingungen [86]



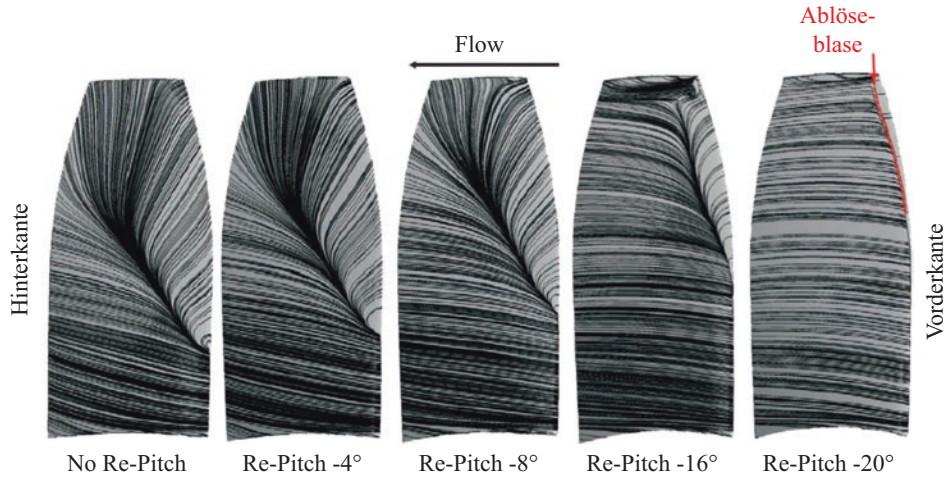


Abb. 12.19 Stromlinien auf der Saugseite des ersten Rotors unter Take-off-Bedingungen bei unterschiedlicher Korrektur des Anströmwinkels [86]

die Ablösegebiete drastisch verkleinert (Abb. 12.19), die Blattspitzenverluste des ersten Rotors stark abgeschwächt und die Kontraktion der abströmseitigen Stromröhre verringert werden.

Der Auftriebsverlust durch die Änderung des Anströmwinkels kann durch die Erhöhung der Drehzahl ausgeglichen werden, da der Einfluss der Umfangsgeschwindigkeit auf den Auftriebsbeiwert in etwa quadratisch zur Strömungsgeschwindigkeit und linear zum Anströmwinkel einhergeht. Bei optimierter Anströmung und Drehzahl konnten die Verluste in der Nähe der Blattspitze sowohl unter Take-off- als auch unter Reiseflugbedingungen stark reduziert werden. Da die Nachläufe des ersten Rotors mit geringerem Geschwindigkeitsdefizit aufgeweitet wurden, wurde die Wechselwirkung mit dem zweiten Rotor und damit auch die Lärmerzeugung abgeschwächt. Allerdings führte die Erhöhung der Drehzahl wieder zu einem leichten Ansteigen der Lärmerzeugung aufgrund der höheren Blattspitzenmachzahl.

Khalid et al. [91] zeigten in ihren Untersuchungen eines Unducted fans, dass, basierend auf heutigen Auslegungsmethoden, ein Lärmpegel erreicht werden kann, der in etwa 15–17 EPNdB unterhalb der CAEP-Norm (Committee on Aviation Environmental Protection, Chapter 4) liegt und dabei etwa 26 % Brennstoffersparnis gegenüber einem aktuellen CFM56-7B Triebwerk zu erwarten ist. Hierbei wurde eine Mach-Zahl von 0,8 zugrunde gelegt, die Anströmwinkel optimiert und der Durchmesser des zweiten Rotors um 5 % zurück geschnitten, um die Wechselwirkung mit den Wirbelnachläufen des ersten Rotors abzuschwächen. Als zusätzliche Möglichkeiten zur Erhöhung des Wirkungsgrades wurde eine Optimierung des Anstellwinkels, die Wechselwirkung mit der Triebwerksaufhängung und eine Verbesserung der Profilierung der Blätter identifiziert.

Zur Realisierung von Hochgeschwindigkeitspropellern, wie sie einerseits beim Propellerflugzeug A400M und prinzipiell auch beim Propfan eingesetzt werden, führte die NASA eine numerische und experimentelle Studie durch, die optimale Profile sowohl für einfache als auch gegenläufige Rotoren umfasste [92]. Die möglichen Brennstoffeinsparungen werden wie erwartet durch größeren Lärm und durch strukturelle Probleme erkauft, so dass diese neuen Konzepte erst bei höheren Treibstoffpreisen und höheren Umweltanforderungen, beispielsweise zur Reduktion der CO_2-Emissionen, attraktiv werden. Nach der Untersuchung der NASA liegen die Vortriebswirkungsgrade aktueller Auslegungen um die 86 % bei einer Flugmachzahl von 0,78. Sie unterschreiten die Lärmvorschriften der CEAP Chapter 4 Norm um ca. 15 EPNdB.

Trotz der Fortschritte im Wirkungsgrad und in der Lärmreduktion bleiben noch Probleme bei der Installation der Hochgeschwindigkeitspropellersysteme zu lösen. Zum einen dürfte der große Durchmesser eine Montage unter den Tragflächen nicht erlauben. Man rechnet mit einem Durchmesser von ca. 4,30 m für ein Flugzeug der Klasse mit einem Mittelgang, Eine Montage unter den Tragflächen könnte auch aufgrund der Schallemission in der Propellerebene kaum möglich sein. Eine Heckmontage der Triebwerke ist besser für die Anströmung der Propeller geeignet, bietet aber mehr Schwierigkeiten bei der Konstruktion einer späteren Weiterentwicklung der Flugzeugzelle. Der im Test erzielte Verbrauchsvorteil muss mit einer Flugzeugkonfiguration, die für das Triebwerk konstruiert wurde, noch nachgewiesen werden.

Zum zweiten zeigen Analysen der ICAO eine erhöhte Empfindlichkeit gegenüber Lärm in Abhängigkeit des Abfluggewichts für Flugzeuge, die mit Open Rotor angetrieben werden [93]. Der derzeitig prognostizierte Lärmpegel könnte für schwerere Flugzeuge nicht interessant sein, wenn sich das Abfluggewicht erhöht, so dass weitere Lärmreduktionsmaßnahmen erforderlich würden.

Drittens könnten Zertifikationsauflagen die Auswahl in der Flugzeugkonstruktion stark einschränken. Die derzeitigen Regelungen für einen Triebwerksausfall und für den Schutz des Rumpfes sind anzuwenden [94]. Beispielsweise hatten alle fliegenden Testflugzeuge in den 80er-Jahren die Triebwerke am Heck, so dass die beiden Triebwerke durch den Rumpf gegeneinander abgeschirmt waren. Eine Beschädigung des Heckes würde auch nicht zu einem Druckabfall in der Kabine führen. Der Rumpfdurchmesser dürfte aber nicht groß genug sein, um die aktuell geplanten sehr großen Triebwerke gegeneinander abzuschirmen. Eine Montage unter der Tragfläche dürfte eine zusätzliche Abschirmung des Rumpfes im Kabinenbereich erfordern.

12.11 Windmilling

Unter Windmilling versteht man die spontane Eigenrotation des Rotors eines Turboverdichters aufgrund einer Anströmung. Von besonderer Bedeutung ist dieser Zustand zur Bewertung der Wiederzündeigenschaft eines Flugtriebwerkes, sowie bei der Abschätzung

dessen Strömungswiderstandes. Neben vielen möglichen Betriebsbedingungen ist Windmilling ohne Arbeitsabgabe des Triebwerks der am meisten betrachtete Fall. Unter dem Aspekt der weiteren Elektrifizierung des Flugzeuges könnten auch Kühlgebläse des Luftsystems als potenzielle Stromerzeugungsaggregate unter Windmilling-Bedingungen angesehen werden.

Unter Windmilling-Bedingungen arbeitet der Fan und der Verdichter als Turbine unter extremer Fehlanströmung, was zu Ablösungen in Rotor und Stator führen kann [95]. Aufgrund der Fehlanströmung des verwundenen Blattes, das nicht unter Auslegungsbedingungen mit nicht angepasster Drehzahl betrieben wird, kann das Profil in Nabennähe als Verdichter und in Gehäusenähe als Turbine arbeiten. Inwieweit Profile um den mittleren Radius verzögert oder beschleunigt arbeiten, hängt stark von der Fädelung des Fanblattes ab [96, 97][98]. Grieb [3] gibt einen fundierten Überblick über die Abschätzung der herrschenden Betriebszustände des Triebwerks unter Windmilling-Bedingungen.

In der Regel wird der frei drehende Windmilling-Betrieb mit dem Auslegungspunkt verglichen, da die Abweichungen am Rotoraustritt aufgrund der nahezu schaufelkongruenten Abströmung von tolerierbarer Größenordnung sind [96]. So untersuchten Prasad und Lord [98] numerisch verschiedene, frei drehende Betriebszustände mit unterschiedlichen Durchsätzen und zeigten, dass sich die Abströmbedingungen nur unwesentlich ändern. Dies kann nach Binder et al. [99] dahingehend interpretiert werden, dass sich die Strömungsbedingung entsprechend der Lieferzahl $\phi = c_{2ax}/u$ einstellt. Nach Grieb [3] liegt die Lieferzahl im Auslegungspunkt von Verdichtern verschiedener Klassen in der weit überwiegenden Mehrzahl bei ϕ =0,4 bis 0,7, d. h. im Mittel bei ϕ = 0,5, für den Fan zwischen 0,6 und 0,65, während bei „Booster-Stufen“ mit Rücksicht auf die Integration mit dem vorausgehenden Fan höhere Werte im Bereich ϕ = 0,6 … 0,9 unausweichlich sind.

Die Strömungsbedingungen des Rotors werden zudem durch die Durchströmung des Stators nach [96] beeinflusst, da Ablösungen im Stator zu Blockierung mit starker Auswirkung auf das radiale Geschwindigkeitsprofil bei geringem Abstand zum Rotor führen. Unter diesen Bedingungen herrschen zur Nabe hin hohe Geschwindigkeiten [100].

Betriebszustände unter frei drehenden Bedingungen im Windmilling-Betrieb können generell numerisch berechnet werden, wenn auch lokal Differenzen bestehen [96]. Insbesondere die Störung am Einlass durch unsymmetrische Anströmung müssen zur korrekten Rechnung des Strömungsfeldes möglichst realitätsnah berücksichtigt werden [95, 99].

Ortolan et al. [101] untersuchen den Übergang vom freien Drehen zum hochbelasteten Windmilling-Betrieb des Fans, wobei ein konventioneller axialer Fan mit nachfolgendem Leitrad mit einem optimierten Design verglichen wird, das [102] detailliert beschrieben ist. Zum Vergleich der Teillastbedingungen werden die Kennzahlen herangezogen

$$\hat{\psi} = \frac{\Delta h_{i23}}{\hat{U}_2}, \tag{12.5}$$

$$\hat{\phi} = \frac{V_{x2}}{\hat{U}}, \tag{12.6}$$

$$\hat{r} = \sqrt{\frac{r_{\text{shroud}}^2 + r_{\text{hub}}^2}{2}}, \tag{12.7}$$

$$\hat{U} = \omega \hat{r}. \tag{12.8}$$

Zum Vergleich der modifizierten mit der Ursprungsgeometrie wird die Lieferzahl auf den Ursprung bezogen

$$\hat{\phi}^* = \frac{\hat{\phi}}{\hat{\phi}_P}. \tag{12.9}$$

Die zur Auslegung relative Lieferzahl unter Windmilling-Bedingungen ergab sich nach Ortolan et al. [102] zu

$$\hat{\phi} = 0{,}946 \tag{12.10}$$

für den konventionellen und zu

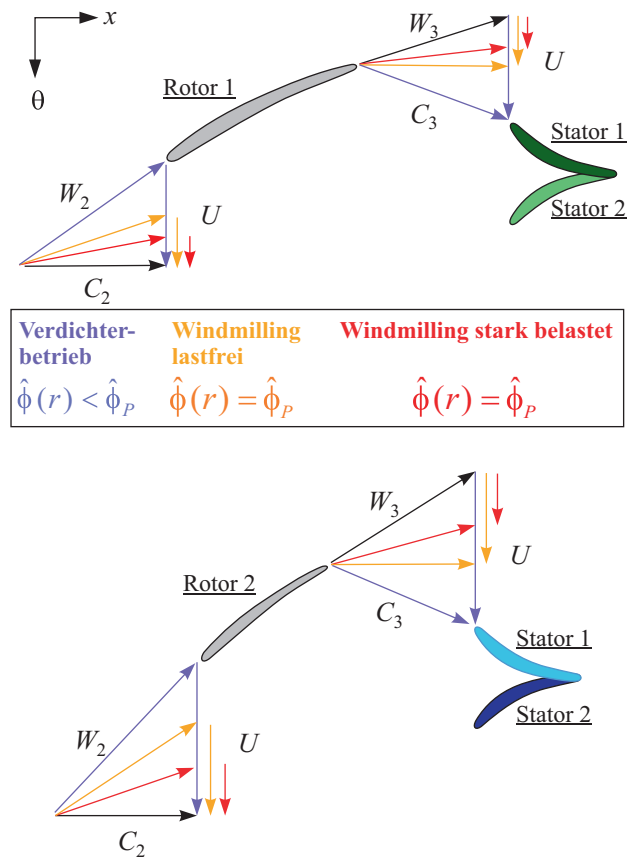


Abb. 12.20 An- und Abströmbedingungen im Kompressorbetrieb, im freien Windmilling und belasteten Windmilling der Ausgangsgeometrie (*oben*) und der modifizierten Geometrie (*unten*) [102]

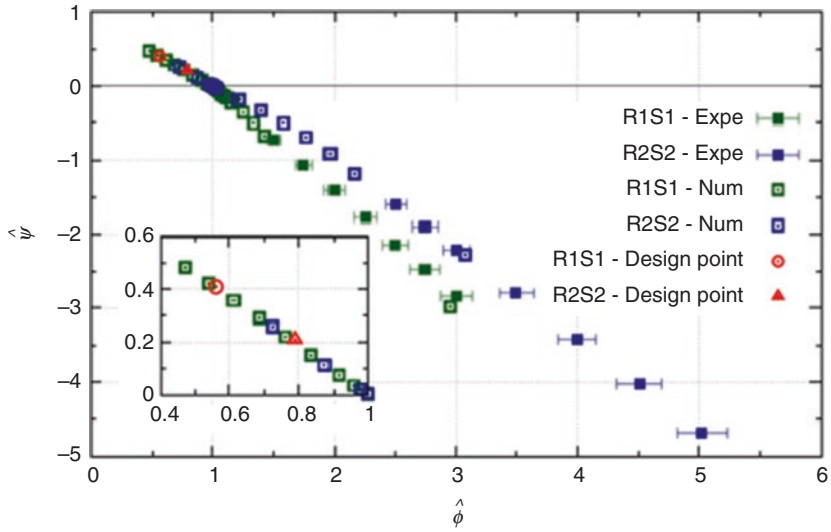


Abb. 12.21 Kennlinie der untersuchten Geometrien, Ursprungsgeometrie (*Rotor 1, Stator 1*), optimierten Geometrie (*Rotor 2, Stator 2*) [102]

$$\hat{\phi} = 0{,}496 \tag{12.11}$$

für den optimierten Fan, was auf eine hohe Drehzahl des optimierten Designs hinweist.

In Abb. 12.20 sind die Strömungsbedingungen unter den untersuchten Betriebsbedingungen dargestellt. Die Distanz des Stators zum Rotor beträgt 0,65 Sehnenlängen des Rotors.

Deutlich erkennbar ist die Änderung der Anströmung des Nachleitrads (*Stator 1, S1*) aufgrund der reduzierten Drehzahl unter Windmilling und die damit verbundene Ablösegefahr. Deshalb untersuchten Ortolan et al. [102] experimentell und numerisch auch die Möglichkeit einer variablen Geometrie des Stators auf Position (*Stator 2, S2*) bei angepasstem Rotor (*Rotor 2, R2*) in einem Prüfstand mit einem Rotordurchmesser von 200 mm. In Abb. 12.21 ist die Kennlinie der Ursprungsgeometrie (*Rotor 1, Stator 1*) mit der optimierten Geometrie (*Rotor 2, Stator 2*) verglichen. Der Vorzeichenwechsel der Druckzahl zeigt den Übergang vom Verdichterbetrieb ($\Psi > 1$) zum Turbinenbetrieb ($\Psi > 1$). beim Übergang vom Verdichter- zum Turbinenbetrieb ist eine Änderung der Steigung der beiden Versionen erkennbar. Im Verdichterbetrieb liegen beide Kennlinien beieinander, während der Turbinenbetrieb der optimierten Version eine höhere Druckzahl liefert.

Die detaillierte Analyse der Verluste und Abströmbedingungen zeigen, dass die Belastung des Rotors stark vom Stator beeinflusst wird. Die Statorverluste konnten durch die Anpassung des Eintrittswinkels auf Windmilling-Bedingungen für diese Bedingungen stark reduziert werden. Der starke Einfluss des Stators wird auf den relativen kurzen Abstand zum Rotors zurückgeführt.

Zur Beschreibung des Windmilling ist die Kenntnis der sich einstellenden Rotationsgeschwindigkeit sowie die Stufenverluste von ausschlaggebender Bedeutung. Prasad und Lord [103] stellen Untersuchungen zum Windmilling vor, die Prasad [104] der Entwicklung eines Models der Verluste, der Drehzahl und der Abströmung zugrunde legt.

Literatur

1. Podboy GG, Sutliff DL, Krupar MJ, Horvath C (2007) Shock charakteristics measured upstream of both a forward-swept and aft-swept Fan. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27338, Montreal, Kanada, 14.–17. Mai 2007
2. Bräunling WJG (2015) Flugzeugtriebwerke, 4. Aufl. Springer Vieweg, Berlin/Heidelberg
3. Grieb H (2009) Verdichter für Turboflugtriebwerke. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
4. Calvert WJ, Ginder RB (1999) Transonic fan and compressor design. Proc Inst Mech Eng C J Mech Eng Sci 213(5):419–436
5. Denton JD, Xu L (2002) The effects of lean and sweep on transonic fan performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30327, Amsterdam, Niederlande, 3.–6. Juni 2002
6. Neubert RJ, Hobbs DE, Weingold HD (1990) Application of sweep to improve the efficiency of a transonic fan. In: Proceedings Pts 1 & 2. AIAA 26th joint propulsion conference. Orlando, Juli 1990
7. Wadia AR, Szucs PNB, Crall DW (1997) Inner workings of aerodynamic sweep. In: Proceedings of ASME 1997 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 97-GT-401, Orlando, Florida, Vereinigte Staaten von Amerika, 2.–5. Juni 1997
8. Kim S, Pullan G, Hall CA, Grewe RP, Wilson MJ, Lane M, Gunn E (2018) Stall inception in low pressure ratio fan. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-75153, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018
9. Wadia AR, Niedermeier JD, Szucs PN, Cormier NG, Crall DW, Rabe DC (2018) Aerodynamic design and testing of an imbedded forward swept rotor in a two-stage transonic fan. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-75562, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018
10. John A, Qin N, Shahpar S (2018) Using shock control bumps to improve transonic fan/compressor blade performance. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-77065, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018
11. Wadia AR, Szucs PN, Crall DW, Rabe DC (2002) Forward swept rotor studies in multistage fans with inlet distortion. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30326, Amsterdam, Niederlande, 3.–6. Juni 2002
12. Wadia AR, James FD (2000) F110-GE-129 EFE – enhanced power through low risk derivative technology. In: ASME Turbo Expo 2000: power for land, sea, and air, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 2000-GT-0578, München, Deutschland, 8.–11. Mai 2000

13. Kaplan B, Nicke E, Voss C (2006) Design of a highly efficient low-noise fan for ultra-high bypass Engines. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90363, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
14. Denton JD (1993) Loss mechanisms in turbomachines. In Proceedings of ASME 1993 international gas turbine and aeroengine congress and exposition, Bd 2: combustion and fuels; oil and gas applications; cycle innovations; heat transfer; electric power; industrial and cogeneration; ceramics; structures and dynamics; controls, diagnostics and instrumentation; IGTI Scholar Award, Cincinnati, Ohio, Vereinigte Staaten von Amerika, 24.–27. Mai 1993
15. Storer J, Cumpsty N (1994) An approximate analysis and prediction method for tip clearance loss in axial compressors. ASME J Turbomach 116(4):648–656
16. Sieverding C (1985) Tip clearance effects in axial Turbomachines, April 15–19, 1985. Von Karman Institute for Fluid Dynamics
17. Kammer AS, Olgac N (2016) Blade/casing rub interaction in turbomachinery: structural parameters influence on stability. J Propulsion Power 32(1):1–10
18. Ma H, Yin F, Guo Y, Tai X, Wen B (2016) A review on dynamic characteristics of blade–casing rubbing. Nonlinear Dynam 84(2):437–472
19. Fois N, Watson M, Marshall M (2016) The influence of material properties on the wear of abradable materials. Proc Inst Mech Eng J J Eng Tribol 231(2):240–253
20. Legrand M, Batailly A, Pierre C (2012) Numerical investigation of abradable coating removal in aircraft engines through plastic constitutive law. ASME J Comput Nonlinear Dynam 7(1):11
21. John A, Qin N, Shahpar S (2017) Fan blade tip aerodynamik with realistic operational casing geometries and clearances. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-64403, Charlotte, North Carolina, Vereinigte Staaten von Amerika, 26.–30. Juni 2017
22. Adamczyk J, Celestina M, Greitzer E (1991) The role of tip clearance in high-speed fan stall. In: Proceedings of ASME 1991 international gas turbine and aeroengine congress and exposition, Bd 1: turbomachinery, paper 91-GT-083, Orlando, Florida, Vereinigte Staaten von Amerika, 3.–6. Juni 1991
23. Sakulkaew S, Tan C, Donahoo E, Cornelius C, Montgomery M (2013) Compressor efficiency variation with rotor tip gap from vanishing to large clearance. ASME J Turbomach 135(3):10
24. Seshadri P, Shahpar S, Parks GT (2014) Robust compressor blades for desensitizing operational tip clearance variations. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2014-26624, Düsseldorf, Deutschland, 16.–20. Juni 2014
25. Shabbir A, Adamczyk JJ (2005) Flow mechanism for stall margin improvement due to circumferential casing grooves on axial compressors. ASME J Turbomach 127(4):708–717
26. Houghton T, Day I (2012) Stability enhancement by casing grooves: the importance of stall inception mechanism and solidity. ASME J Turbomach 134(2):8
27. Qin N, Carnie G, Wang Y, Shahpar S (2014) Design optimization of casing grooves using zipper layer meshing. ASME J Turbomach 136(3):031002
28. Robideau BA, Niiler J (1980) Blade tip seal for an axial flow rotary machine, December 9. US Patent 4,238,170
29. Korting P, Beacher B (1989) Improved compressor performance using recessed clearance (trenches). J Propulsion Power 5(4):469–475
30. Esgar GM, Sandercock DM (1973) Some observed effects of part span dampers on rotating blade row performance near design point. NASA-TM X-2696
31. Benser WA, Bailey EE, Gelder TF (1975) Holographic studies of shock waves within transonic fan rotors. ASME Trans J Eng Power 97:75–84

32. Reid L, Tysl ER (1974) Performance of a transonic rotor with an aspect ratio of 6.5. NASA TN D-7662
33. Lewis GW, Urasek DC (1972) Comparison of the effect of two damper sizes on the performance of a low solidity axial flow transonic compressor rotor. NASA TMX-2536
34. Messenger HE, Keenan MJ (1974) Two stage fan 2: data and performance with redesigned second stage rotor uniform and distorted inlet flows. NASA CR-134710
35. Ware TC, Kobayashi RJ, Jackson RJ (1974) High tip speed low loading transonic fan stage. Part 3: final report, NASA CR-121263
36. Koch CC, Smith LH Jr (1975) Loss sources and magnitudes in axial-flow compressors. ASME paper no. 75-WA/GT-6
37. Roberts WB (1978) A design point correlation for losses due to part span dampers on transonic rotors. ASME paper no. 78-GT-153
38. Wadia AR, Szucs PN (2006) Inner workings of shrouded and un-shrouded transonic fan blades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90992, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
39. Longley JP, Greitzer EM (1992) Inlet distortion effects in aircraft propulsion system integration. In: Steady and transient performance prediction of gas turbine engines, Vol. 183 of AGARD Lecture Series. Chapter 7
40. Mehalic C (1988) Effect of spatial inlet temperature and pressure distortion on turbofan engine stability. NASA-TM-100850 (AIAA-88-3016)
41. Jiang H, Lu Y, Yuan W, Li Q (2009) Experimental investigation of the influence of inlet distortion on the stall inception in a low speed axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A and B, paper GT2009-59139, Orlando, Florida, Vereinigte Staaten von Amerika, 8.–12. Juni 2009
42. Gunn E, Tooze S, Hall C, Colin Y (2012) An experimental study of loss sources in a fan operating with continuous inlet stagnation pressure distortion. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 8: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2012-68888, Kopenhagen, Dänemark, 11.–15. Juni 2012
43. Connell S, Braaten M, Zori L, Steed R, Hutchinson B, Cox G (2011) A comparison of advanced numerical techniques to model transient flow in turbomachinery blade rows. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2011-45820, Vancouver, Kanada, 6.–10. Juni 2011
44. Giles M (1988) Calculation of unsteady wake/rotor interaction. J Propulsion Power 4(4):356–362
45. Biesinger T, Cornelius C, Rube C, Schmid G, Braune A, Campregher C, Godin P, Zori L (2010) Unsteady CFD methods in a commercial solver for turbomachinery applications. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2010-22762, Glasgow, Großbritannien, 14.–18. Juni 2010
46. He L (1990) An Euler solution for unsteady flows around oscillating blades. ASME J Turbomach 112(4):714–722
47. Gerolymos G, Michon G, Neubauer J (2002) Analysis and application of chorochronic periodicity in turbomachinery rotor/stator interaction computations. J Propulsion Power 9(6):1139–1152
48. Brailko I, Mileshin V, Volkov A, Korznev V (2010) Numerical and experimental investigations of CRF with simulation of flow non-uniformity in the basic flight conditions. In: Proceedings of 27th congress of international council of the aeronautical sciences, ICAS 2010-4.2.2, Nizza, Frankreich, 2010
49. Lesser A, Iseler J, Niehuis R (2011) Numerical investigation of a highly loaded axial compressor stage with inlet distortions. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2011-45457, Vancouver, Kanada, 6.–10. Juni 2011

50. Fidalgo V, Hall C, Colin Y (2010) A study of fan- distortion interaction within the NASA Rotor 67 transonic stage. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2010-22914, Glasgow, Großbritannien, 14.–18. Juni 2010
51. Herrick G (2011) Effects of inlet distortion on aeromechanical stability of a forward-swept high-speed fan. NASA TM-2011-216959 (AIAA-2010-6711)
52. Yao J, Gorrell S, Wadia A (2008a) High-fidelity numerical analysis of per-rev-type inlet distortion transfer in multistage fans – Part I: simulations with selected blade rows. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2008-50812, Berlin, Deutschland, 9.–13. Juni 2008
53. Sharma G, Zori L, Connel S, Godin P (2013) Efficient computation of large pitch ratio transonic flow in a fan with inlet distortion. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 6C: turbomachinery, paper GT2013-95059, San Antonio, Texas, Vereinigte Staaten von Amerika, 3.–7. Juni 2013
54. Florea RV, Matalanis C, Hardin LW, Stucky M, Shabbir A (2015) Parametric analysis and design for embedded engine inlets. J Propulsion Power 31(3):851–860
55. Fidalgo VJHCA, Colin Y (2012) A study of fan-distortion interaction within the NASA rotor 67 transonic stage. ASME Turbomach 134(5):051011
56. Gunn EJ, Tooze SE, Hall CA, Colin Y (2013) An experimental study of loss sources in a fan operating with continuous inlet stagnation pressure distortion. ASME J Turbomach 135(5):051002–051002–10. https://doi.org/10.1115/1.4007835
57. Gunn EJ, Hall CA (2014) Aerodynamics of boundary layer ingesting fans. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition. Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 1A: aircraft engine; fans and blowers, paper GT2014-26142, Düsseldorf, Deutschland, 16.–20. Juni 2014
58. Madani V, Hynes T (2009) Boundary layer ingesting intakes: design and optimization. In: Presented at the 19th ISABE conference, ISABE paper 2009-1346, 7.–11. Sept. 2009, Montreal, Canada
59. Perovic D, Hall CA, Gunn EJ (2015) Stall inception in a boundary layer ingesting fan. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition. Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-43025, Montreal, Quebec, Kanada, 15.–19. Juni 2015
60. Hall DK (2015) Analysis of civil aircraft propulsors with boundary layer ingestion. PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology
61. Hall DK, Greitzer EM, Tan CS (2016) Analysis of fan stage design attributes for boundary layer ingesting propulsion. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57808, Seoul, Südkorea, 13.–17. Juni 2016
62. Marble F (1964) Three-dimensional flow in turbomachines. High Speed Aerodynam Jet Propulsion 10:83–166
63. Horlock J (1971) On entropy production in adiabatic flow in turbomachines. ASME J Fluids Eng 93(4):587–593
64. Horlock J, Marsh H (1971) Flow models for turbomachines. J Mechan Eng Sci 13(5):358–368
65. Gong Y, Tan C, Gordon K, Greitzer E (1999) A computational model for short-wavelength stall inception and development in multi-stage compressors. ASME J Turbomach 121(4):726–734
66. Peters A, Spakovszky ZS, Lord WK, Rose B (2015) Ultrashort nacelles for low fan pressure ratio propulsors. ASME J Turbomach 137(2):021001
67. Defoe JJ, Spakovszky ZS (2013) Effects of boundary-layer ingestion on the aero-acoustics of transonic fan rotors. ASME J Turbomach 135(5):051013

68. Defoe JJ, Hall DK (2016) Fan performance scaling with inlet distortions. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-58009, Seoul, Südkorea, 13.–17. Juni 2016
69. Guillard V (2014) Study of the fan forced response due to crosswind. University essay from KTH/Aerodynamik
70. Lobo B, Zori L, Galpin P (2016) Efficient modeling strategy of an axial compressor fan-stage under inlet distortion. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57467, Seoul, Südkorea, 13.–17. Juni 2016
71. Ferrar AM, Schneck III W, Wicks A, O'Brien W (2016) Effects of total pressure inlet distortion on transonic fannn blade wake properties. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57703, Seoul, Südkorea, 13–17 Juni 2016
72. Ferrar AM (2015) Measurement and uncertainty analysis of transonic fan response to total pressure inlet distortion. PhD thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University
73. Pankov SV, Mileshin VI, Orekhov IK, Fateev VA (2017) Development of direct-driven and geared fan stages with reduced speed. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2006-90582, Charlotte, North Carolina, Vereinigte Staaten von Amerika, 26.–30. Juni 2017
74. Kerrebrook JL, Epstein AH, Merchant AA, Guenette GR, Parker D, Onnee J-F, Neumayer F, Adamcyk JJ, Shabbir A (2006) Design and test of an aspirated counter-rotating fan. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90582, Barcelona, Spanien, 8.–11. Mai 2006
75. Sullivan TJ (1990) Aerodynamic performance of a scale-model, counterrotating unducted fan. ASME J Turbomach 112(4):579–586
76. Smith LH Jr (1987) Unducted fan aerodynamic design. ASME J Turbomach 109(3):313–324
77. Hager RD, Vrabel D (1988) Advanced turboprop project. NASA SP-495
78. Mitchell GA (1988) Experimental aerodynamic performance of advanced 40-Swept, 10-Blade Propeller Model at Mach 0.6 to 0.85, NASA TM-88969
79. Neumann HE, Bober LJ, Serafini JS, Chang L-K (1983) An analytical and experimental comparison of the flow field of an advanced swept turboprop. In: Proceedings of 21st aerospace sciences meeting, paper AIAA-1983-189, Reno, Nevada, Vereinigte Staaten von Amerika, 10.–13. Januar 1983
80. Podboy GG, Krupar MJ (1989) Laser velocimeter measurements of the flow field generated by an advanced counterrotating propeller. In: Proceedings of 27th aerospace sciences meeting, paper AIAA-1989-434, Reno, Nevada, Vereinigte Staaten von Amerika, 9.–12. Januar 1989
81. Shin H-W, Whitfield CE, Wisler DC (1994) Rotor-rotor interaction for counter-rotating fans, part 1: three-dimensional flowfield measurements. AIAA J 32(11):2224–2233
82. Celestina ML, Mulac RA, Adamczyk JJ (1986) A numerical simulation of the inviscid flow through a counter-rotating propeller. ASME J Turbomach 108(2):187–193
83. Zachariadis A, Hall CA (2009) Application of a navier-stokes solver to the study of open rotor aerodynamics. In: ASME Proceedings of ASME Turbo Expo 2009: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A and B, paper GT2009-59332, Orlando, Florida, Vereinigte Staaten von Amerika, 8.–12. Juni 2009
84. Schnell R, Yin Y, Voss C, Nicke E (2010) Assessment and optimization of the aerodynamic and acoustic characteristics of a counter rotating open rotor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2010-22076, Glasgow, Großbritannien, 14.–18. Juni 2010

85. Peters A, Spakovszky ZS (2010) Rotor interaction noise in counter-rotating propfan propulsion systems. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2010: power for land, sea, and air, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, GT2010-22554, Glasgow, Großbritannien, 14.–18. Juni 2010
86. Zachariadis A, Hall CA, Parry AB (2011) Contra-rotating open rotor operation for improved aerodynamics and noise at take off. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2011-45205, Vancouver, Kanada, 6.–10. Juni 2011
87. Kirker TJ (1990) Procurement and testing of a 1/5 scale advanced counter rotating propfan model. In: Proceedings of 13th aeroacoustics conference, paper AIAA-1990-3975, Tallahassee, Florida, Vereinigte Staaten von Amerika, 22.–24. Oktober 1990
88. Moinier P, Giles MB (1998) Preconditioned Euler and navier-stokes calculations on unstructured grids. In 6th ICFD conference on numerical methods for fluid dynamics, Oxford, Großbritannien, 1998
89. Whitfield CE, Mani R, Gliebe PR (1990a) High speed turboprop acoustic study (counterrotation), Bd II, computer programs. Technical report, NASA CR-185242
90. Whitfield CE, Mani R, Gliebe PR (1990b) High speed turboprop acoustic study (counterrotation), Bd I, model development. Technical report, NASA CR-185241
91. Khalid SA, Wojno JP, Breeze-Stringfellow A, Lurie DP, Wood TH, Ramakrishnan K, Paliath U (2013) Open rotor designs for low noise high efficiency. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 6C: turbomachinery, paper GT2013-94736, San Antonio, Texas, Vereinigte Staaten von Amerika, 3.–7. Juni 2013
92. Van Zante DE (2015) Progress in open rotor research: a US perspective. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 1: aircraft engine; fans and blowers; marine, paper GT2015-42203, Montreal, Quebec, Kanada, 15.–19. Juni 2015
93. ICAO (2013) Final report, noise technology Independent Expert Panel (IEP2), ICAO CAEP/9-WP16
94. EASA (2011) Open rotor engine & installation, terms of reference. EASA-ToR-MDM.092
95. Courty-Audren S-K (2015) Identification et compréhension des mecanismes aerodynamiques lies au potentiel de recuperation d'energie. Application a un ventilateur axial subsonique en autorotation. PhD thesis, ISAE-SUPAERO
96. Gunn EJ, Hall CA (2015) Loss and deviation in windmilling fans. In: Proceedings of the 11th European conference on turbomachinery, paper ETC2015-061, Madrid, Spanien, 23.–27. März 2015
97. Garcia Rosa N, Pilet J, Lecordix J-L, Barenes R, Lavergne G (2013) Experimental analysis of the flow through the fan stage of a high-bypass turbofan in windmilling conditions. In: Proceedings of the 10th European conference on turbomachinery, paper ETC2013-162, Lappeenranta, Finnland, 15.–19. April 2013
98. Prasad D, Lord WK (2010) Internal losses and flow behavior of a turbofan stage at windmill. ASME J Turbomach 132(3):031007–10
99. Binder N, Courty-Audren S-K, Duplaa S, Dufour G, Carbonneau X (2015) Theoretical analysis of the aerodynamics of low-speed fans in free and load controlled windmilling operation. ASME J Turbomach 137(10):101001–101012
100. Gill A (2011) Four quadrant axial flow compressor performance. PhD thesis, Stellenbosch University
101. Ortolan A, Courty-Audren S-K, Challas F (2016) Experimental and numerical flow analysis of low-speed fans at highly loaded windmilling conditions. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56577, Seoul, Südkorea, 13.–17. Juni 2016

102. Ortolan A, Carbonneau X, Binder N, Challas F, Meauze G (2015) Innovative fan design for both high compressor and windmilling performance. In: Proceedings of the 12th international symposium on experimental and computational aerothermodynamics of internal flows, paper ISAIF12-068, Lerici, Italien, 13.–16. Juli 2015
103. Prasad D, Lord WK (2010) Internal losses and flow behavior of a turbofan stage at windmill. ASME J Turbomach 132(3):031007
104. Prasad D (2018) Aerodynamic similarity principles and scaling laws for windmilling fans. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2018: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2018-76640, Oslo, Norwegen, 11.–15. Juni 2018

Verdichterlärm

13

Die starke Zunahme des Flugverkehrs, verbunden mit der Urbanisierung der Nachbarschaften vieler Flughäfen, führt auf ein zunehmendes Lärmempfinden, so dass der Lärmreduktion eines Flugzeuges und insbesondere der Triebwerke schon während der Entwicklungsphase eine große Bedeutung zukommen. Prinzipiell besteht für die Verdichter im stationären Einsatz dieselbe Problematik, obwohl in diesem Fall durch Kapselung und Schalldämpfer in der Ansaugleitung eine bedeutende Absenkung des Schallpegels erzielbar ist.

Durch die vielfältige Anwendung von Gebläsen bei der Klimatisierung sowie bei der Kühlung elektrischer Geräte wurden umfangreiche Lärmreduktionsmaßnahmen durchgeführt, deren Grundlagen auch für die Reduktion von Verdichterlärm interessant sind, obwohl sie niedrige Mach-Zahlen bei inkompressibler Strömung voraussetzen.

Unter Lärm versteht man einerseits ein breitbandiges Rauschen, das beispielsweise durch hohe Turbulenz verursacht werden kann, sowie andererseits Töne, die durch Resonanzen sowie fremd- und selbsterregte Quellen angeregt werden können. Das Empfinden der Schallstärke ist in gewissem Maße individuell unterschiedlich, u. a. abhängig vom Alter des Hörenden. Es wird in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt, siehe Abb. 13.1.

Da die Amplitude des Schalldrucks $\tilde{p}$ einen sehr weiten Bereich umfasst, wird der Schalldruck als logarithmischer Schalldruckpegel in dB angegeben

$$L_{\mathrm{p}} = 10 \cdot \log_{10}\left(\frac{\tilde{p}^{2}}{p_0^{2}}\right) dB = 20 \cdot \log_{10}\left(\frac{\tilde{p}}{p_0}\right) dB. \tag{13.1}$$

Der Bezugswert ist auf $p_0 = 20\ \mu\mathrm{Pa} = 2\ 10^{-5}$ Pa festgelegt. Die Schallintensität beträgt

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_13

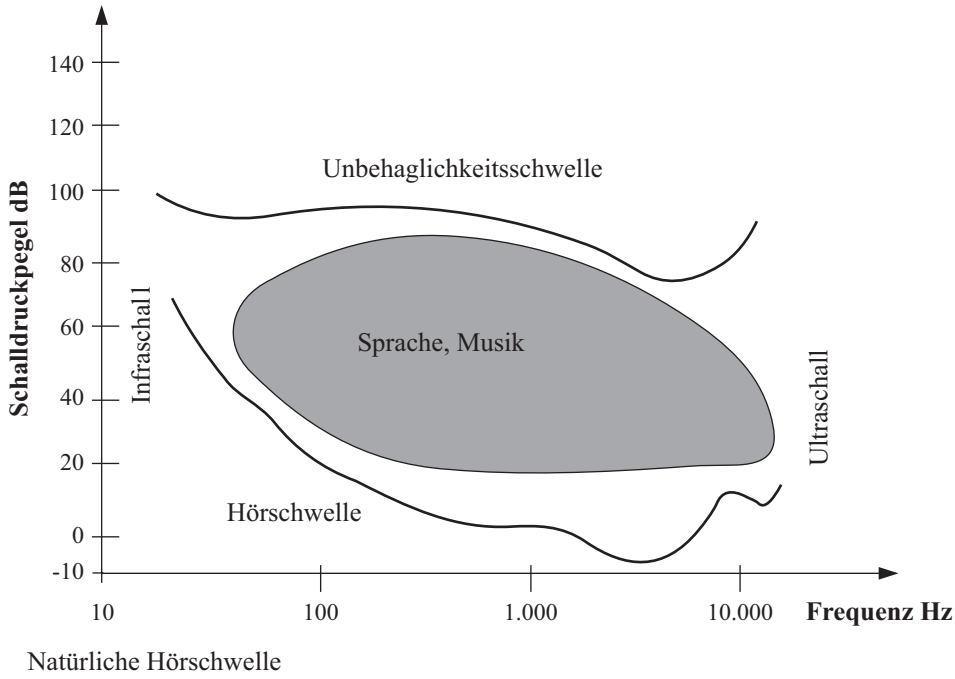


Abb. 13.1 Darstellung des hörbaren Schalles

$$J_S = \tilde{p} \cdot \tilde{c} = \frac{\tilde{p}^2}{\bar{\rho} \cdot a} \tag{13.2}$$

mit der Schallschnelle $\tilde{c}$, der mittleren Dichte $\bar{\rho}$ und der Schallgeschwindigkeit a. Somit berechnet sich die pro Flächeneinheit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ausgestrahlte Leistung des Schalls

$$P_S = \int_A J_S \cdot dA. \tag{13.3}$$

Auch die Schallleistung wird aufgrund ihres weiten Bereichs als Schallleistungspegel (SPWL, „sound power watt leven“) logarithmisch

$$SPWL = 10 \ \log_{10}\left(\frac{P_S}{P_{S,\mathrm{ref}}}\right) \tag{13.4}$$

mit dem Referenzwert $P_{S,\mathrm{ref}} = 10^{-12}$ W angegeben.

Für die grundsätzliche Behandlung der Akustik sei auf die einschlägige Literatur verwiesen.

13.1 Lärmemission

In ihrer Vision zukünftiger Flugzeuge setzt die Vereinigte ACARE (Advisory Council forAeronautics Research in Europe) Ziele für die Lärmreduktion um 50 % bis zum Jahr 2020 [1]. Bis 2035 soll der Fluglärm um 55 %, bis 2050 um 65 % reduziert werden, jeweils bezogen auf den Wert des Jahres 2000.

Der Hauptanteil der Lärmemission eines Triebwerkes verursacht der Schubstrahl. Da dieser bei einem Fantriebwerk hauptsächlich durch den Fan erzeugt wird, kommt dem Fan ein bedeutender Beitrag der Lärmemission zu [2, 3]. Der Fan strahlt sowohl in Flugrichtung, als auch entgegen der Flugrichtung akustische Wellen ab. Unter Reiseflugbedingungen emittiert er sogar den Hauptteil des Triebwerkslärms. Akustische Dämpfer reduzieren den Lärm um 3–5 dB an der Düse des Fans und um ca. 2 dB am Einlass. Zur Reduktion des Strahllärms ist es erforderlich, das Bypassverhältnis zukünftig weiter anzuheben, d. h. die Bedeutung des Fans im Vortrieb, aber auch in der Lärmentwicklung nimmt weiterhin zu. Beispielsweise reduziert eine Verringerung der Strahlgeschwindigkeit um 25 % den Lärmpegel um 10 dB.

Obwohl die Lärmemission der Triebwerke in den letzten Jahrzehnten stark reduziert werden konnte, ist ein Technologiesprung notwendig, um die gesteckten Ziele zu erreichen (Abb. 13.2).

Die Messpunkte für den seitlichen Fluglärm, dem Seitenlinienpegel, liegen auf einer Linie in einer Entfernung von 450 Metern parallel zur Mittellinie der Start- und Landebahn.

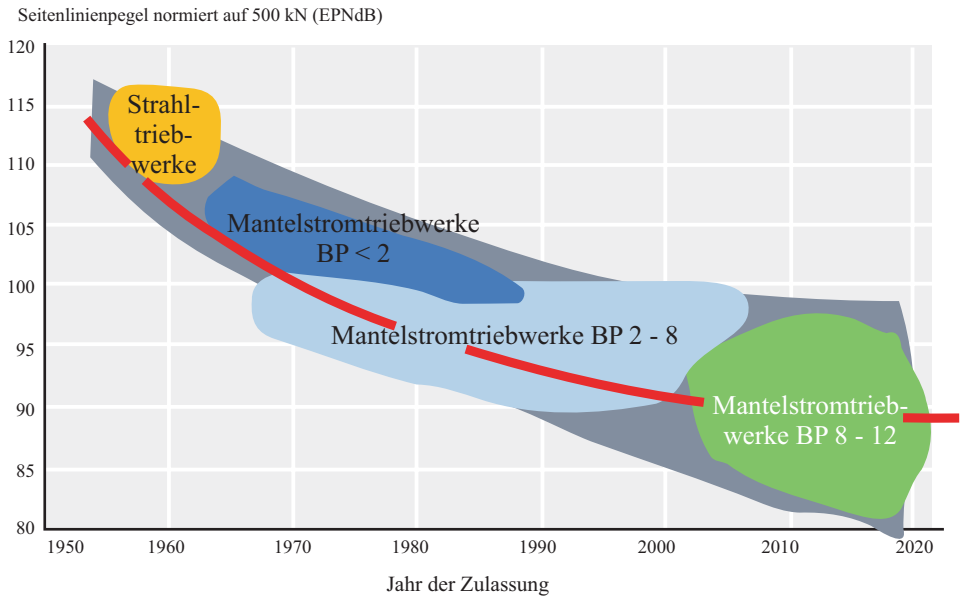


Abb. 13.2 Entwicklung der Lärmemission von Flugtriebwerken bezogen auf den Schub. (Copyright www.fluglaerm-portal.de)

Ein zusätzlicher Messpunkt befindet sich 6,5 Kilometer entfernt vom Beginn des Startpunktes auf der verlängerten Startbahn-Mittellinie. Der Messpunkt für Anflüge liegt 2 Kilometer vor dem Aufsetzpunkt der Landebahn auf der Startbahn-Mittellinie. Dort beträgt die Flughöhe noch etwa 120 Meter.

Für stationäre Anlagen setzt die TA-Lärm „Allgemeine Verwaltungsvorschrift zur Änderung der Sechsten Allgemeinen Verwaltungsvorschrift zum Bundes-Immissionsschutzgesetz (Technische Anleitung zum Schutz gegen Lärm – TA-Lärm)“ mit letzter Änderung vom 1. Juni 2017 enge Grenzen der Lärm-Immission, die beispielsweise die Immission in Wohngebieten auf tagsüber 50 dB und nachts auf 35 dB einschränkt. Diese Grenzen erfordern niedrige Lärmemissionen des Verdichters sowie einen effektiven Schalldämpfer im Ansaugtakt eines Gasturbinenkraftwerks.

Die Turbulenz der Verdichterströmungen im hohen subsonischen bis transsonischen Mach-Zahl-Bereich sowie die Scherschichten, die kleinen lokalen Ablösungen und die Stoßfronten sind mit Lärmerzeugung verbunden. Die Reduktion des Lärms von Flugtriebwerken, stationären Gasturbinen oder Industrieverdichtern erfordern Maßnahmen, die in der Regel zulasten des Wirkungsgrades, des Druckaufbaus oder des Durchsatzes gehen, wie die einfachste Maßnahme, das Absenken der Drehzahl anschaulich zeigt. Zur Reduktion des Verdichterlärms ist die Kenntnis der physikalischen Ursachen der Lärmquellen unumgänglich. Die stärksten Lärmquellen liegen in der Wechselwirkung mit Nachläufen vorangehender bzw. mit Rückwirkungen folgender Gitter oder Streben durch Turbulenzen, Verdichtungsstöße bzw. Ablösungen auf den Profilen, Abströmbedingungen der Hinterkante und an der Spitzenumströmung. Die Optimierung sowohl des Wirkungsgrades als auch des Lärms gehört zu den Hauptaufgaben der Verdichter- und Gebläseentwicklung.

13.2 Lärmquellen

Das typisch emittierte Schallspektrum eines Verdichters besteht aus reinen Tönen, überlagert mit einem breitbandigen Rauschen über dem gesamten akustischen Frequenzbereich. Die reinen Töne werden durch viskose Kräfte und durch Wechselwirkung von Lauf- und Leitradbeschaufelung hervorgerufen. Letztere sind deshalb leicht als Mehrfaches der Drehzahl, basierend auf dem gemeinsamen Vielfachen der Schaufelzahlen zu bestimmen [4–7]. In Abb. 13.3 sind verschiedene Möglichkeiten der tonalen und breitbandigen Lärmerzeugung in Verdichtern zusammengestellt.

Die einzelnen Mechanismen können in akustischer Analogie durch idealisierte Näherungsmodelle, wie den Monopolstrahler, Dipol oder Quadropol charakterisiert werden.

Monopolstrahler

Wechseldruckbehaftete Volumenströme werden im Allgemeinen durch Monopolstrahler repräsentiert. Ein Monopolstrahler strahlt in alle Richtungen gleich ab. Der Mechanismus besteht darin, dass durch die Bewegung des Rotorblattes das Strömungsmedium transient lokal verdrängt wird und so periodische Druckschwankungen entstehen. Bei niedrigen

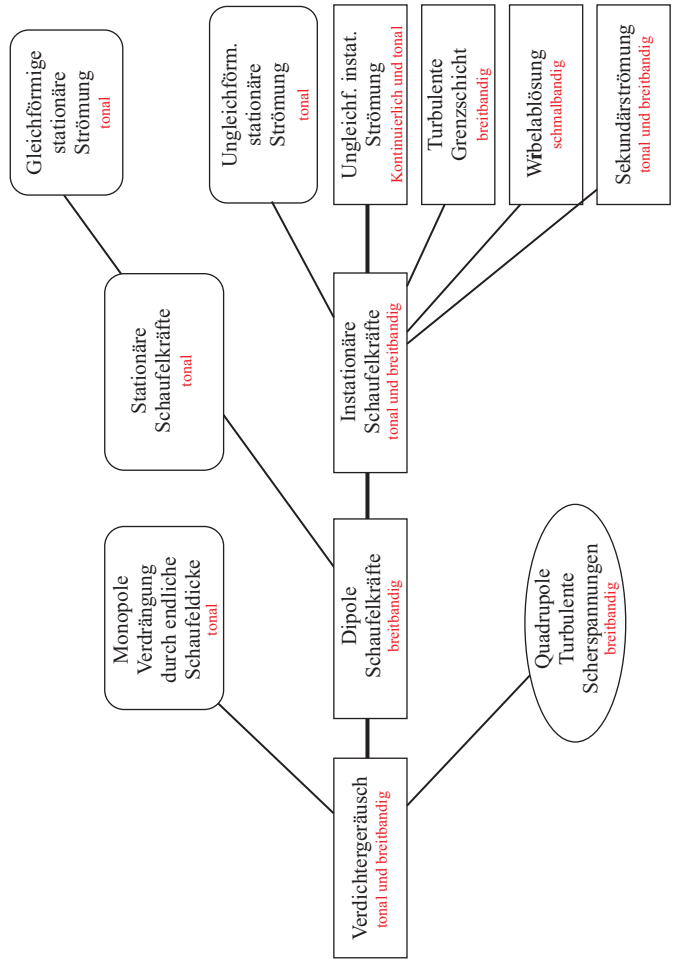


Abb. 13.3 Ursachen des Verdichterlärms

Strömungsgeschwindigkeiten (Mach-Zahlen kleiner als 1) ist die Monopolquelle am effektivsten. Die Intensität des Monopolstrahlers ist proportional der Mach-Zahl und der Strömungsgeschwindigkeit v

$$J_{\text{Monopol}} \sim \frac{\rho}{a} \cdot v^4 = \rho \cdot Ma \cdot v^3. \tag{13.5}$$

Dipolstrahler

Die Geräuschabstrahlung als Dipol tritt auf, wenn eine freie oder abgelöste Strömung auf eine Oberfläche auftrifft, d. h. beispielsweise, wenn der Nachlauf der Laufschaufel auf die nachfolgende Leitschaufel oder die Gehäusewände trifft. Die auftretenden Kräfte können sowohl periodisch aufgrund der Rotorumdrehung (d. h. tonal) als auch stochastisch im Zeitverlauf sein, was zu einem breitbandigen Rauschen führt. Der akustische Effekt der Wechseldruckbeaufschlagung einer festen Oberfläche wird durch einen Dipolstrahler beschrieben. Die Intensität des Dipolstrahlers ergibt sich zu

$$J_{\text{Dipol}} \sim \frac{\rho}{a^3} \cdot v^6 = \rho \cdot Ma^3 \cdot v^3. \tag{13.6}$$

Quadrupolstrahler

Die geringste Energie wird von Quadrupolquellen abgestrahlt. Sie können in der Aeroakustik in den meisten Fällen vernachlässigt werden. Turbulente Scherspannungen der freien Strömung erzeugen Quadrupolstrahler. Solche Strahler entstehen beispielsweise in turbulenten Scherschichten des Nachlaufs und ergeben ein breitbandiges Geräusch. Die Intensität beträgt

$$J_{\text{Quadrupol}} \sim \frac{\rho}{a^5} \cdot v^8 = \rho \cdot Ma^5 \cdot v^3. \tag{13.7}$$

Der Vergleich der Intensitäten zeigt, dass bei niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten (Mach-Zahlen kleiner als 1) die Monopolquelle am effektivsten ist, gefolgt von der Dipolquelle. Wenn eine Monopolquelle vorhanden ist, wird diese also in der Regel die lauteste Quelle sein. Nur wenn alle Monopolquellen eliminiert werden, kann eine der verbleibenden Dipolquellen dominieren (Abb. 13.4).

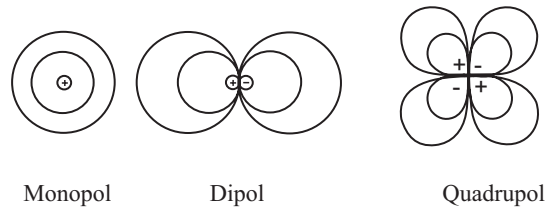


Abb. 13.4 Schematische Darstellung der Strahlertypen

13.2.1 Schallentstehung an umströmten Profilen

Die turbulente Zuströmung sowie die turbulente Grenzschicht und die Wirbelablösungen an den Hinterkanten der Profile wirken aufgrund der Relativgeschwindigkeit zur ruhenden Oberfläche als Schallquellen.

Ist die Sehnenlänge kürzer als die Längenskala der turbulenten Struktur, so induziert die Anströmung einen oszillierenden Anströmwinkel, auf den das Profil als Ganzes mit Schwankungen der Auftriebs- und Widerstandskraft reagiert. Ist die Sehnenlänge hingegen wesentlich länger als die Längenskala der anströmenden Fluktuation, dann verteilt sich die Schallquelle lokal auf Vorder- und Hinterkante sowie auf der Profiloberfläche (Abb. 13.5).

Die Druckfluktuationen der turbulenten Grenzschicht sind breitbandig. Sie strahlen in der Profilmitte mit relativ geringer Intensität ab. Turbulente Strukturen hingegen, die über die Hinterkante hinaus in den Scherschichten erzeugt werden, sind eine sehr effektive Schallquelle durch die Interaktion der turbulenten Grenzschicht mit der Hinterkante. Hierbei lässt sich feststellen, dass die Intensität der Schallemission mit der Schärfe der Hinterkante zunimmt. Treten Wirbelablösungen auf, so bewirkt die kohärente Struktur totalen Schall durch die Rückkopplung zwischen Nachlauf und Umströmung. Ist der von der Vorderkante abgestrahlte Schall eher niederfrequent, so wird durch die Wechselwirkung der turbulenten Grenzschicht mit der Hinterkante hochfrequenter Lärm erzeugt (Abb. 13.6).

13.2.2 Interaktion Rotor-Stator

Durch die Wahl der Schaufelzahl kann die Wechselwirkung zwischen Rotor und Stator beeinflusst werden. Als angeregte Kreisfrequenz ω stellt sich bei z_{Rotor} Rotorschaufeln und einer Drehzahl von Ω nach Tyler und Sofrin [4]

$$\omega = h \cdot z_{Rotor} \cdot \Omega, \quad h = 1,2,3,\ldots \tag{13.8}$$

ein, wobei die m'te azimuthale Ordnung bei z_{Stator} Statorschaufeln

$$m = h \cdot z_{\text{Rotor}} - k \cdot z_{\text{Stator}}, \quad k = \ldots,-1,0,1,\ldots \tag{13.9}$$

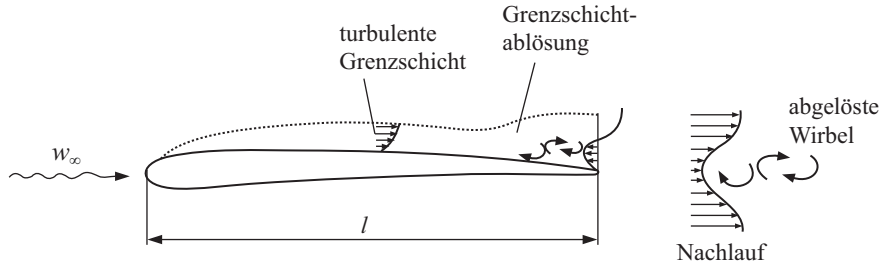


Abb. 13.5 Schallquellen am umströmten Profil

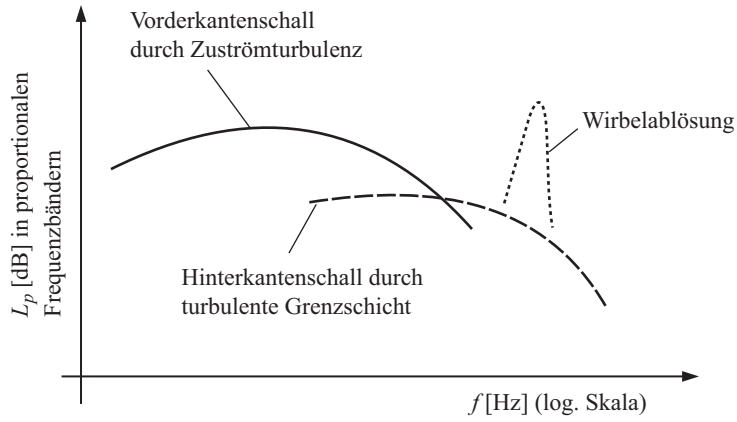


Abb. 13.6 Schematische Spektren strömungsinduzierten Schalls an ruhenden Tragflügeln

ergibt. Bei äquidistanter Anordnung der Schaufeln am Umfang ergibt sich eine Druckamplitude von

$$p'(\vartheta,t)=\sum_{j=1}^{\infty}p_{\mathrm{j}}^{'}=\sum_{j=1}^{\infty}\sum_{m=-\infty}^{\infty}z_{\mathrm{Stator}}\cdot a_{\mathrm{mj}}\cdot\cos\left[m\cdot\left(\vartheta-\frac{j\cdot z_{\mathrm{Rotor}}}{m}\cdot\Omega\cdot t\right)+\Phi_{\mathrm{mj}}\right]. \quad (13.10)$$

Es stellen sich somit eine Summe von harmonischen Druckschwingungen $p_j^{'}$ ein, wobei sich jede Harmonische aus einer Reihe von rotierenden Druckfeldern der Umfangsordnung m zusammensetzt, die mit der Winkelgeschwindigkeit

$$\frac{j\cdot z_{\mathrm{Rotor}}}{m}\cdot\Omega \quad (13.11)$$

umlaufen und in Umfangsrichtung mit $\dfrac{2.\pi}{m}$ periodisch sind.

Dies bedeutet, dass in der Blattfolgefrequenz nur Moden der Umfangsordnung m auftreten. Somit kann die Rotor-Stator-Interaktion als entscheidender Mechanismus der Geräuschentstehung durch die Zerlegung des Schallfeldes in die Umfangsmoden der Vorbeistreichfrequenz (BPF) gut beurteilt werden.

13.2.3 Schallausbreitung in zylindrischen Rohren

Mit Ausnahme des Propellers bzw. des Open Rotors befindet sich die Strömungsmaschine in einem mehr oder weniger zylindrischen Rohr, wie es Einlauf und Düse darstellen, durch das der Lärm zur Austrittsfläche geleitet und dort in das Freifeld abgestrahlt wird. Die Beschreibung der Schallausbreitung in Rohren ist u. a. bei Stahl [8] detailliert dargestellt. Die Schallausbreitung in zylindrischen Rohren ohne überlagerte Strömung kann durch die linearen Wellengleichungen der linearen Akustik beschrieben werden.

Sowohl im ruhenden als auch im bewegten Fluid des Rohres ergeben sich umfangreiche Eigenfrequenzen in Axial- bzw. Umfangsmoden (Abb. 13.7).

Bei gegebener Mach-Zahl erfolgt die Wellenausbreitung mit Frequenzen, die höher als die sogenannte Cut-off-Frequenz f_c sind

$$f_c = \frac{\sigma_{mn}}{2\pi R} a_0 \sqrt{1 - Ma^2}. \tag{13.12}$$

σ_{mn} sind die Eigenwerte der Wellengleichung. Für $\sigma_{mn} = 0$ ergibt sich die Cut-off-Frequenz der ebenen Welle $f_c(m = n = 0) = 0$ Hz. Höhere Moden mit $m > 0$ breiten sich oberhalb der Frequenz f_c auf Schraubenlinien als fortschreitende Zylinderwellen aus.

Liegen die Frequenzen nur geringfügig über der Cut-off-Frequenz f_c, ist lediglich eine Schallausbreitung entgegen die Strömung möglich. Erst ab der Blockierfrequenz f_B, d. h. für $k\,R = \sigma_{mn}$, ist auch eine Schallausbreitung in Strömungsrichtung möglich.

Xu et al. [9] analysierten den breitbandigen Lärm in den durchströmten Zu- und Abströmgehäusen eines einstufigen axialen Fans, indem sie die Moden des vermessenen akustischen Feldes identifizierten. Speziell wurde auf die Blattstreichfrequenz geachtet. Die Rotor-Stator-Wechselwirkung dominierte das abgestrahlte akustische Feld, während Moden mit niedriger azimuthaler Ordnung im reflektierten Schallfeld vorherrschten.

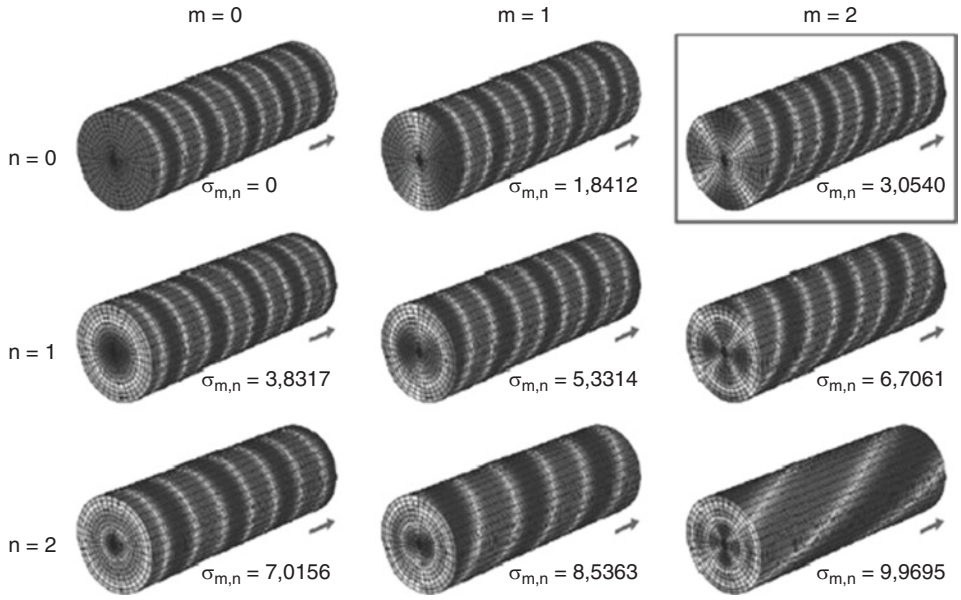


Abb. 13.7 Akustische Moden gleicher Frequenz in einem durchströmten zylindrischen Rohr

13.2.4 Lärmemission durch den Fan

Im Folgenden soll unter Fan das Eintrittsrotorgitter eines Gasturbinenverdichters verstanden werden, das typischerweise transsonisch und partiell supersonisch betrieben wird. In der Literatur findet man die Bezeichnung Fan auch für Gebläse, die allerdings im Unterschall unter inkompressiblen Bedingungen arbeiten.

Werden die Blattspitzen mit Überschallgeschwindigkeiten betrieben, kommt die Wechselwirkung der Vorderkante mit dem Nachlauf des vorangehenden Blattes insbesondere in Zusammenwirken mit den Verdichtungsstößen als zusätzliche Lärmquelle hinzu. Die Frequenz ist ein Vielfaches der Drehzahl. Da kleinste Geometrieabweichungen der Fanblätter, aber auch die momentane Einspannlage, wie sie sich beispielsweise beim Hochfahren verklemmte, die Frequenz beeinflussen, weisen die Spektren gewisse Schwankungen in der Frequenz auf, so dass bei der Analyse die Harmonischen erkennbar werden (multiple pure tones MPTs).

Sowohl im sub- als auch im supersonischen Mach-Zahl-Bereich stellt der Fan, wie einführend gezeigt, die Hauptquelle der Lärmentwicklung des Verdichters dar. Zur Lärmreduzierung muss bei der Entwicklung der Fanbeschaufelung also darauf geachtet werden, dass insbesondere im Blattspitzenbereich die Lärmentwicklung minimiert wird. Dies bedeutet, dass das Druckverhältnis der Fanstufe niedrig gehalten werden sollte, wobei darauf geachtet wird, dass dennoch insbesondere in der Startphase ein hoher Wirkungsgrad erzielt wird. Unter supersonischen Betriebsbedingungen muss die Beschaufelung so ausgelegt werden, dass die Verdichtungsstöße, innerhalb des Strömungskanals positioniert sind, was eine akustische Abschirmung bewirkt [10].

Die Lärmemission variiert über den Betriebsbereich, wie [11] am Beispiel eines transsonischen Fans zeigte (Abb. 13.8). Wie bereits dargestellt, wird der Seitenlinienpegel in

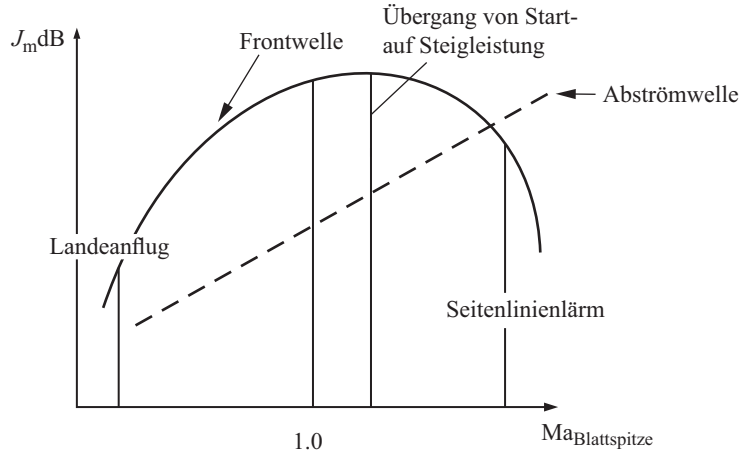


Abb. 13.8 Typischer Fanlärm in Abhängigkeit der Blattspitzen Mach-Zahl im Betriebsbereich, nach [11]

einem Abstand von 450 m zur Startbahnmitte während des Starts gemessen. Der Startlärm (Take-off noise) wird in einer Entfernung von 6,5 km (21,325 ft) direkt im Überflug ermittelt, während der Anfluglärm zur Landung (Approach noise) in 2 km vor dem Aufsetzpunkt (6500 m) gemessen wird.

Wie erwartet, steigt der nach hinten emittierte Lärmpegel mit steigender Mach-Zahl der Blattspitze an, während der nach vorne abgestrahlte Schalldruckpegel bei einer Mach-Zahl um eins ein Maximum erreicht und dann wieder abfällt. Dieses Verhalten lässt sich anhand des Kennfeldes (Abb. 13.9) unter Beachtung der Struktur der Verdichtungsstöße (Abb. 13.10) veranschaulichen.

Unter Auslegungsbedingungen ist die Mach-Zahl relativ hoch. Es stellt sich ein schwacher schräger Verdichtungsstoß vor der Vorderkante ein, so dass ein starker Kanalstoß den Druckanstieg bewirkt. Wenn jedoch der Betriebspunkt zu Teillastbedingungen verschoben wird, wandert der Betriebspunkt auf der Kennlinie konstanter Drehzahl näher zur Pumpgrenze und der Kanalstoß bewegt sich stromauf. Teilweise verbindet sich der Kanalstoß mit dem Kopfwellenstoß, so dass beide eine starke Stoßfront bilden, bevor das Stoßsystem den Kanal verlässt. Diese Situation ergibt sich insbesondere, wenn sich der Betriebspunkt über das Maximum der Kennlinie hinwegbewegt. Das Maximum des abgestrahlten Lärms (Abb. 13.8) korrespondiert in diesem Fall mit dem Betriebspunkt der 85-%-Linie (Abb. 13.9). Eine weitere Absenkung der Drehzahl senkt die Blattspitzengeschwindigkeit unter die $Ma = 1$ Grenze und der Lärmpegel sinkt monoton ab. Dieses Verhalten wurde von Xu und Denton [12] anhand von Messungen im Einlauf vor einem Fan bestätigt. Solange der starke Kanalstoß innerhalb der Beschaufelung abgeschirmt ist, ist der abgestrahlte Schalldruckpegel niedrig. Erst wenn sich der Kanalstoß der Kopfwelle überlagert, erhöht sich der hörbare Lärm deutlich um ca. 10 dB.

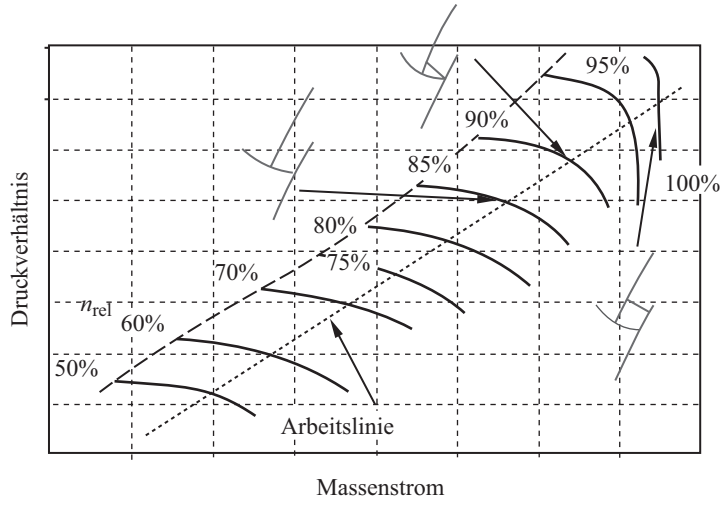


Abb. 13.9 Typisches Kennfeld eines Fans

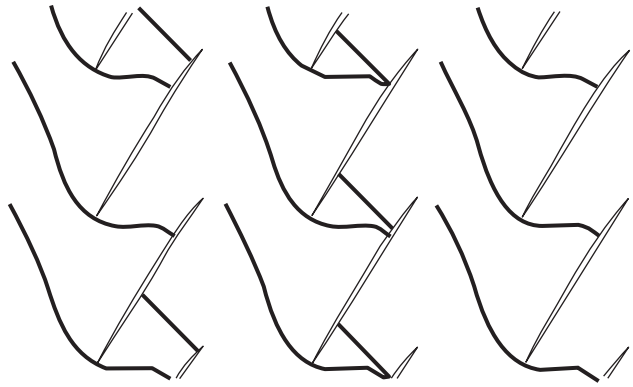


Abb. 13.10 Stoßlage beim transsonischen Fan

Ein Modell zur Vorhersage des breitbandigen Spektrums wurde von Ginder und Newby [13] publiziert. Heidmann [14], der die Lärmerzeugung in einem weiten Bereich generisch untersuchte, fasst sowohl tonalen als auch breitbandigen Lärm über eine Korrelation zusammen

$$SPL(f) = 20 \cdot \log_{10}(\Delta T_0) + 10 \cdot \log_{10}(\dot{m}) + F_1(M_{rel}) + F_2(RSS) + F_3(\theta) + F_4(f / BPF) + C. \quad (13.13)$$

Hierin bedeuten RSS den Abstand von Rotor zu Stator und BPF die Frequenz des Vorbeistreichens der Rotorschaufel.

Gewöhnlich geht man davon aus, dass die turbulente Grenzschicht, Störungen an der Einströmung sowie Wirbelablösungen die Hauptursache der breitbandigen Lärmentstehung des axialen Fans darstellen [15]. Für einen nicht ummantelten Niedriggeschwindigkeitsfan mit Drehzahlen im Bereich von 2400 U/min bis 7200 U/min stellt das Wirbelablösen die Hauptlärmquelle dar, für das Sharland [15] eine Korrelation angibt. Für einen langsam laufenden Fan mit geraden Schaufeln entwickelte Fukano [16] eine Beziehung für die Schalleistung, die häufig zur Anwendung kommt

$$E = \frac{B \cdot \pi \cdot \rho}{1200 \cdot a^3} \cdot \int_{Schaufelhöhe} D \cdot w^6 \cdot dr, \quad (13.14)$$

mit der Schaufelanzahl B, der Luftdichte ρ, der Schallgeschwindigkeit a, der Sehnenlänge b, der Relativgeschwindigkeit w und der Abmessung der abgelösten Wirbel D ($D = D_t + \sigma_{tp} + \sigma_{ts}$). D_t gibt die Länge der Schaufelhinterkante an, während σ_{tp} bzw. σ_{ts} die Dicke der Grenzschicht auf der Druck-, respektive der Saugseite darstellen. Näherungsweise gilt

$$\sigma_{tp} \approx \sigma_{ts} = \frac{0{,}37 \cdot b}{8 \cdot \mathrm{Re}^{0{,}2}}, \quad (13.15)$$

so dass die Wirbelabmessung zu

$$D = D_t + \frac{0{,}37 \cdot b}{4 \cdot \mathrm{Re}^{0{,}2}} \tag{13.16}$$

abgeschätzt werden kann.

Xian-Jun und Jian-Hua [17] übertragen diese Beziehung auf gepfeilte Fanblätter eines Gebläses, indem sie annehmen, dass der Wirbel nicht in Richtung der Rotationsbewegung ablösen wird, sondern senkrecht zur gepfeilten Schaufelkante.

Da nach dieser Annahme die Ablösung immer senkrecht zur Hinterkante erfolgt, ergibt sich für die gepfeilte Schaufel mit der Geometrie nach (Abb. 13.11)

$$E = \frac{B \cdot \pi \cdot \rho}{1200 \cdot a^3} \int\limits_{Schaufelhöhe} D \cdot w^6 \cdot \cos^5\left(\Psi_k'\right) dr \cdot (x). \tag{13.17}$$

Das heißt, die Schallleistung des breitbandigen Lärms kann anhand der Annahme einer dipolaren Schallquelle hergeleitet werden. Im sphärischen Koordinatensystem ($\varphi = \pm \pi/2$) ergibt sich der Schalldruck als proportional zu $p \cdot |\sin \varphi|$. Die Schallintensität $l_S = \frac{\left(p \cdot \sin\varphi\right)^2}{\rho \cdot a}$ integriert über die sphärische Oberfläche ergibt die gesamte Schallleistung zu

$$\begin{aligned} E &= \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} l_S \cdot R^2 \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi \cdot d\theta \\ &= R^2 \cdot \int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\left(p \cdot \sin\varphi\right)^2}{\rho \cdot a} \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi \cdot d\theta \\ &= \frac{4 \cdot \pi \cdot R^2}{3} \cdot \frac{p^2}{\rho \cdot a}. \end{aligned} \tag{13.18}$$

Somit ergibt sich der Schalldruckpegel im Abstand R vom Fan zu

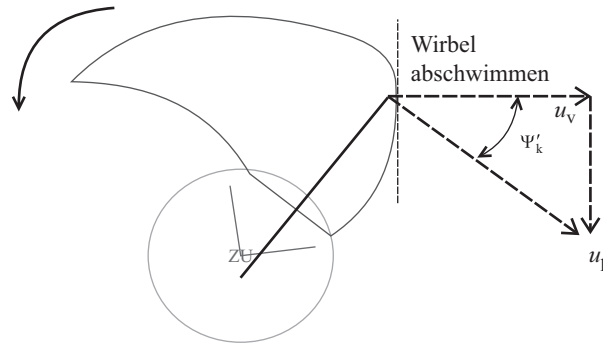


Abb. 13.11 Geometrie einer vorwärtsgepfeilten Schaufel

$$p_{\mathrm{dB}} = 10 \cdot \log \frac{p^2}{p_0^2} = 10 \cdot \log \frac{3 \cdot \rho \cdot a \cdot E}{4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot p_0^2}. \tag{13.19}$$

Da in Gl. 13.17 und Gl. 13.19 das Spektrum nicht berücksichtigt wird, kann jedoch der gewichtete Schallpegel hiermit nicht angegeben werden.

Basierend auf den Verteilungen der abgelösten Wirbel der Karman'schen Wirbelstraße nach Schewe [18] postulierten Xian-Jun und Jian-Hua [17], dass sich die Verteilung der abgelösten Wirbel entsprechend einer Gauß'schen Verteilung, aufgeteilt in einen Bereich mit niedrigen Reynolds-Zahlen, in einen Bereich des turbulenten Übergangs sowie unter hochturbulenten Bedingungen darstellen lassen. Mit dieser Annahme leiten sie ein Leistungsspektrum in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl und des Energiespektrums her. Im Vergleich mit Messungen zeigt es sich, dass im mittleren Frequenzbereich eine gute Übereinstimmung erzielt werden kann, während die tiefer und höher frequenten Anteile jedoch deutlich zu niedrig vorausgesagt werden.

13.2.5 Lärmentstehung durch die Spaltströmung

Der Spalt der Blattspitze zum Gehäuse beeinflusst sowohl die Stabilität als auch den aerodynamischen Wirkungsgrad [19, 20][21]. Zusätzlich beeinflusst die Spaltströmung auch das Lärmspektrum des Rotors. Einerseits bilden sich durch die Wechselwirkung des Spaltwirbels mit den Blattspitzen diskrete Frequenzen aus. Andererseits stellt sich ein breitbandiges, hochfrequentes Spektrum über selbsterregte Schwingungen der turbulenten Grenzschicht der Blattoberfläche und den äußeren Wänden [22–24] ein. Somit unterscheiden sich die Anregungsmechanismen des breitbandigen Lärms in sub- und supersonischen Fans nicht wesentlich. Lediglich der niederfrequente Lärm hängt von den Rotorkräften direkt ab [25].

Zur Detektion der Lärmquellen können die Wirbelstrukturen der Spaltströmung numerisch berechnet und analysiert werden. Bereits Powell [26] modellierte diese Wirbelstrukturen als Lärmquelle in der Strömung. Er fand, dass die Bildung oder Bewegung von Wirbeln in turbulenter Strömung für die Lärmemission verantwortlich ist. Für Strömungen mit hoher Reynolds-Zahl und ohne Wärmezufuhr können nach Lighthill [5, 6] der Entropieterm und die viskosen Spannungen im akustischen Tensor vernachlässigt werden. Somit dominiert der Reynolds-Spannungsterm $\nabla \cdot \left(\vec{\omega} \mathrm{x} \vec{u} \right)$ bei der Lärmerzeugung. Powell [27] berechnet entsprechend $\vec{\omega}$ über die Wirbelstärke der Spaltströmung und $\vec{u}$ als Konvektionsgeschwindigkeit. Der Term zeigt die stärksten aerodynamisch erzeugten Lärmquellen in einer Strömung mit niedrigen Geschwindigkeiten. Hiermit erzeugte Karten der Lärmquellen nutzten Arakawa et al. [28] direkt zur Suche dominierender Lärmquellen.

Auch der Lärm der turbulenten Grenzschicht stellt eine der Hauptquellen dar [29].

13.2.6 Lärm des Open Rotors

Die Erhöhung des Bypassverhältnisses zur Verbesserung des Vortriebswirkungsgrades führt zu Fandurchmessern, die aufgrund des Gewichtes des Mantels sowie dessen Strömungswiderstandes nicht mehr zu ummanteln sind. Bereits in den 80er- und 90er-Jahren wurden offene, gegenläufige Fans, CROR („contra rotating open rotor“) entwickelt und im Flug erprobt, siehe Kap. 12. Die Interaktion der beiden Rotoren führte jedoch zu einer nicht akzeptablen Lärmentwicklung, so dass sich dieses Design nicht durchsetzen konnte. Die stark erhöhten Kraftstoffpreise und die Diskussion der CO_2-Reduktion weckten erneut das Interesse an den ultra-hohen Bypassverhältnissen. Eine zusätzliche Wirkungsgraderhöhung wird durch den zweiten gegenläufigen Rotor erreicht, der eine drallfreie Abströmung ermöglicht. Allerdings fehlt durch den nicht mehr installierbaren Mantel die Möglichkeit der Schalldämpfung sowie der Abstimmung mit einer cut-off-Frequenz zur Reduktion der Gitterinteraktion. Die hohe Belastung der transsonisch betriebenen Blätter erzeugt insbesondere beim Abheben und Steigflug eine zusätzliche starke Lärmquelle. Aufgrund des großen Durchmessers sowie der Lärmentwicklung benötigt die Installation eines nicht ummantelten gegenläufigen Fans eine neue Flugzeugzelle. Eine Nachrüstung bestehender Flugzeugmodelle ist nicht möglich. Deshalb wird die Einführung erst nach dem Ersatz der gegenwärtigen Modelle mit den Flugzeugen der nächsten Generation ab den 2030er-Jahren erwartet.

Bei der Berechnung akustischer Fernfelder, die durch Nahfelder der umströmten Rotoren und Statoren induziert werden, haben direkte akustische Berechnungsverfahren Nachteile, da das strömungsmechanische Rechengebiet erheblich vergrößert werden muss. Der numerische Fehler der relativ kleinen akustischen Größen wächst beim Transport der akustischen Größen. Der hohe Rechenaufwand kann mit akustischen Integralverfahren vermieden werden. Hierbei ist jedoch erforderlich, das quellenbehaftete Nahfeld über eine feste oder durchlässige Oberfläche mit dem quellfreien Fernfeld zu koppeln.

Stuermer und Yin [30] vergleichen das Fernfeld eines gegenläufigen Open Rotors unter Take-off-Bedingungen einer durchlässigen mit einer undurchlässigen, festen Formulierung der Ffowcs-Williams- und Hawkings-Gleichungen. Die Übereinstimmung des Schalldruckpegels war innerhalb 5 dB. In der Nähe der Rotorebene war der Schalldruckpegel der durchlässigen Formulierung höher als die feste Wand. Im Fernfeld drehte sich dieses Verhältnis um. Zu ähnlichen Resultaten kommen Schnell et al. [31]. Auch Yin et al. [32] vergleichen die Berechnung des Fernfeldes unter Modellierung einer durchlässigen bzw. undurchlässigen Ebene um den Rotor und kommen zu demselben Resultat, während Busch et al. [33] den Unterschied als vernachlässigbar darstellen.

Guerin et al. [34] geben Hinweise aufgrund ihrer Untersuchungen unterschiedlicher Bilanzoberflächen an einem gegenläufigen offenen Fan, indem sie die einzelnen Frequenzen analysieren. Während der Rotorlärm weitgehend übereinstimmt, hängt der Lärm durch die Wechselwirkung einzelner Frequenzen stark von der Lage der kuppelnden Oberfläche ab. Dies wurde ebenfalls von Deconinck et al. [35] beschrieben, die das Strömungsfeld anstelle von URANS mit einem nicht linearen harmonischen Ansatz bereitstellen. Die Diskrepanz stieg mit höheren Frequenzen und niedrigem Schalldruckpegel.

Weckmueller und Guerin [36] variierten systematisch die Position der Trennmembran der Nahfeldberechnung zur Extrapolation des Fernfeldes. Es zeigt sich, dass das akustische Feld nicht auf die Lage der Einströmposition, wohl aber sehr sensitiv auf die Ausströmoberfläche ist. Auch hier waren die ausgeprägten Töne, wie beispielsweise die Blattstreichfrequenz, deutlich weniger sensitiv gegenüber dem Lärm aus überlagerten Tönen.

Aufgrund der verbesserten Messtechnik und insbesondere der numerischen akustischen Feldberechnungsmethoden wurden in den letzten Jahren sowohl in Europa im EU-Programm Clean Sky [37, 38] als auch in den USA [39–41][42] erhebliche Anstrengungen unternommen, die Mechanismen der Lärmerzeugung zu verstehen. Dies führte auf eine deutliche Reduzierung der Lärmemission durch die Anpassung des axialen Abstandes der beiden Rotoren sowie durch die Reduktion des Durchmessers des hinteren Rotors [43] [44]. Aufgrund ihrer Bedeutung muss die Lärmemission bereits während der Auslegung als Kriterium betrachtet werden.

13.3 Lärmberechnungsverfahren

Zur Berechnung des aerodynamisch erzeugten Lärms einer Windturbine klassifizierte Lowson [45] unterschiedliche Verfahren zur Berechnung der Lärmerzeugung.

Die Verfahren der Klasse I beruhen in der Regel auf empirischen Ansätzen zur Berechnung der akustischen Leistung P_{ak} in Abhängigkeit von Parametern der Strömungsmaschine. So entwickelte bereits Madison [46] den Ansatz

$$P_{ak} \sim u_a^{\alpha} \cdot D_a^2 \sim \dot{V} \cdot \Delta p_t^2, \tag{13.20}$$

der durch logarithmieren auf den Schallpegel

$$L_{w\ ges} = L_{w\ spez\ M} + 10 \cdot \log \frac{\dot{V}}{\dot{V}_0} + 20 \cdot \log \frac{\Delta p_t}{\Delta p_0} \ / dB / \tag{13.21}$$

mit den Bezugsgrößen $\dot{V}_0 = 1\, m^3 / s$ und $\Delta p_0 = 1\ Pa$ normiert wird. Der spezifische Schallleistungspegel $L_{w\ spez\ M}$ muss empirisch bestimmt werden.

Ein weiterer Einsatz, der auf Regenscheit zurückgeht und bei Eck [47] aufgeführt ist, wird auch der VDI-Richtlinie 3731 zugrunde gelegt.

Eine bessere Beschreibung ergibt sich, wenn die unterschiedlichen Schallquellen getrennt modelliert werden. Zur Vereinfachung wird nach den Verfahren der Klasse II die spezifische Geometrie der Schaufeln als ebene Platte betrachtet. Nach dem Verfahren von Sharland [15] wird die Gesamtleistung ohne nähere Auflösung der Spektren berechnet. Die Schallentstehung durch die turbulente Zuströmung, durch die turbulente Grenzschicht sowie durch Wirbelablösungen im turbulenten Nachlauf werden berücksichtigt. Diese Vorgehensweise wird durch eine spektrale Betrachtungsweise von Mugridge [48] erweitert und von Carolus [49] für die Abschätzung der Lärmemission von Ventilatoren zusammengestellt.

Auf die numerischen Verfahren der Klasse III wird im folgenden Abschn. 13.3.3 näher eingegangen.

13.3.1 Akustische Moden

Als weitere Lärmquelle kann sich ergeben, dass der Ringraum des Verdichters oder damit verbundene Volumina in Resonanz geraten. In diesem Fall wird die auftretende Frequenz nicht durch die Drehzahl bestimmt, sondern durch das Resonanzvolumen. Ursache kann unter anderem darin liegen, dass eine Wirbelablösefrequenz in der Nähe der Eigenfrequenz der beteiligten Volumina besteht, wobei durchaus mehrdimensionale stehende Wellen auftreten können, die nicht einfach abzuschätzen sind, da sie in Verbindung mit durchströmten Blenden stehen, die die akustische Impedanz maßgeblich beeinflussen.

13.3.2 Verdichterlärm

Grundlegende Untersuchungen zu Resonanzen in Axialverdichtern führten Legerton et al., Parker und Stoneman [50–52] sowie Parker [53–55] durch. Versuche an ebenen Platten in einem Windkanal zeigten, dass Resonanzerscheinungen mit dem Kanalvolumen bei Strömungsgeschwindigkeiten auftreten, bei denen die Ablösefrequenz der Resonanzfrequenz entspricht. Mithilfe der akustischen Wellengleichungen konnten die Eigenfrequenzen der Volumina zwischen den Platten und die des Windkanals berechnet werden. Hierbei zeigte es sich, dass sich innerhalb des Strömungskanals zwischen den Platten eine stehende Welle ausbildet. Auch Cumpsty und Whitehead [56] wiesen in einer ähnlichen Versuchsanordnung nach, dass das akustische Feld die Wirbelablösung entlang der gesamten Kante kohärent korreliert, während die Ablösung ohne Resonanzerscheinungen kurzskalig stattfindet.

Das Übertragen dieser Erkenntnisse auf die Geometrie eines realen, drehenden Verdichters ist komplex, da sich innerhalb des Verdichters eine instationäre Drallströmung ausbildet und verschiedene Querschnittsprünge vorhanden sind, die die akustischen Eigenschaften des Ringkanals verstimmen. Zusätzlich beeinflussen die Druckgradienten bei hohen Belastungen der Beschaufelungen sowie die Strömungsgeschwindigkeiten, die im Bereich der Schallgeschwindigkeit liegen, das akustische Feld wesentlich [57]. Dies bedeutet, dass die Resonanzfrequenzen mit entsprechenden 3-D Verfahren berechnet werden müssen. Lediglich mit starken Einschränkungen sind unter vereinfachenden Annahmen Abschätzungen möglich.

Kameier [58] untersuchte Resonanzerscheinungen im Verdichter eines Flugtriebwerks der mittleren Schubklasse. Camp [59] fand an einem niedrig mehrstufigen Axialverdichter helikale Mode, die durch Wirbelablösungen an der Beschaufelung induziert wurden. Beeinflusst durch die Schaufeldicke der Hinterkante traten die Resonanzen bei Strouhal-Zahlen von 0,8 auf, weit oberhalb der für zylindrische Ablösungen bekannten Strouhal-Zahl von 0,21. Dies wurde auf hohe Belastung der Schaufel zurückgeführt, so dass ein äquivalenter aerodynami-

scher Durchmesser der Schaufel im Vergleich zum geometrischen Durchmesser der Hinterkante als größer angesehen wurde. Ziada et al. [60] behoben eine akustische Resonanz eines Kompressors, die durch Wirbelablösungen an der Hinterkante der Streben ausgelöst wurde, durch Modifikation von deren Abströmkante. Von Kielb [61] wurden Anregungen der Beschaufelung eines mehrstufigen Verdichters untersucht, die nicht über die Drehzahl synchronisierbar waren und somit auf akustische Ursachen zurückgeführt werden können. Aufgrund detaillierter Messungen in einem dreistufigen Versuchskompressor analysierten Vignau-Tuquet und Girardeau [62] Druckschwingungen und führten sie auf umfangsmäßige akustische Moden zurück, da sie nicht mit der Drehzahl korrelierten. Auch Cyrus et al. [63] führten einen Kompressorschaden auf einen Anregungsmechanismus mit Frequenzen der Strömungsablösung zurück, da sie nicht mit der Drehzahl korrelierten. Hellmich und Seume [64] fanden bei ihren Untersuchungen zum rotierenden Ablösen an einem mehrstufigen Versuchskompressor Druckschwingungen, die auf akustische helikale Moden, unabhängig von der Verdichterdrehzahl, zurückzuführen sind. Basierend auf den gemessenen Resonanzfrequenzen, der mittleren Mach-Zahl und den axialen sowie umfangsmäßig gemessenen Phasen der Drucksignale konnte nachgewiesen werden, dass eine akustische Resonanz eine Umfangsmode mit einer Wellenlänge eines Drittels des Umfangs induzierte [65]. Das Androsseln des Verdichters und Ändern der Drehzahl beeinflusste die angeregte Frequenz nicht. Unter gewissen Bedingungen wurden Amplituden weit über den üblichen Amplituden der angeregten Mehrfachen der Drehzahl von über 180 dB in der Kompressormitte gemessen.

13.3.2.1 Gebläselärm

Akustische Resonanzerscheinungen in Gebläsen wurden verschiedentlich beobachtet, wie beispielsweise von Rizk und Seymour [66], die eine durch Wirbelablösung in einem Gasumlaufgebläse induzierte Resonanz beschreiben. Von Heesen [67] berichtet von einer Anregung der helikalen Resonanzfrequenz in Gebläsen eines Straßentunnels unter bestimmten Strömungsgeschwindigkeiten. Die Resonanzerscheinungen konnten abgestellt werden, indem einzelne Statorbleche verlängert wurden, um die Ausbildung des helikalen Resonanzfeldes zu unterbinden. Carolus [49] beschreibt die Schallausbreitung rotierender Druckfelder von Axialventilatoren.

13.3.2.2 Ringgitterkaskaden

Auch in Ringgitterkaskaden wurden helikale akustische Moden beobachtet [64][68], wobei die Geschwindigkeit der umfangsmäßigen Phasen typischerweise über der Schallgeschwindigkeit liegt. Weidenfeller und Lawerenz [69] fanden eine helikale akustische Anregung eines hochbelasteten Ringgitters bei einer Mach-Zahl von 0,482.

13.3.3 Numerische Berechnungsverfahren

Die Berechnung der Lärmerzeugung erfordert einerseits die Berücksichtigung der sich bewegenden Fanblätter, andererseits die Auflösung der akustischen Wellenausbreitung. die numerische Berechnung des akustischen Feldes geht auf Lighthill [5–7] zurück, der

die strömungsmechanischen Grundgleichungen für Massen- und Impulserhaltung unter akustischen Annahmen erweiterte. Die Herleitung ist u. a. bei Heckel [70] oder Neise [71] zu finden. Lighthills Herleitung basiert auf den nicht lineasierten Gleichungen. Er führt einen Schwankungsanteil der betrachteten Größe (Druck p oder Dichte ρ) um den Ruhewert für ein Schallfeld mit einer kleinen Amplitude ein. Das Schallfeld, das in einem begrenzten Gebiet einer turbulenten Strömung erzeugt wird, breitet sich in einem homogenen Medium aus, das sich ohne Strömung im Ruhezustand befindet. Die erhaltene Wellengleichung für die Dichteänderung ergibt sich somit zu

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - a_0^2 \cdot \frac{\partial^2 p'}{\partial x_\mathrm{i} \cdot \partial x_\mathrm{i}} = \frac{\partial^2 T_\mathrm{ij}}{\partial x_\mathrm{i} \cdot \partial x_\mathrm{j}} \tag{13.22}$$

mit dem sogenannten Lighthill'schen Spannungstensor

$$T_\mathrm{ij} = \rho \cdot v_\mathrm{i} \cdot v_\mathrm{j} - \tau_\mathrm{ij} + \left(p' - a_0^2 \cdot \rho'\right) \cdot \delta_\mathrm{ij} \tag{13.23}$$

mit $\partial_\mathrm{ij} = 1$ für $i = j$ und $\delta_\mathrm{ij} = 0$ falls $i \neq 0$ sowie dem Schubspannungsvektor τ_ij für ein Newton'sches Fluid. Entsprechend ergibt sich die Lighthill-Wellengleichung für den Schalldruck

$$\frac{1}{a_0^2}\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x_\mathrm{i} \cdot \partial x_\mathrm{i}} = \frac{\partial^2}{\partial x_\mathrm{i} \cdot \partial x_\mathrm{j}}\left(\rho' \cdot v_\mathrm{i} \cdot v_\mathrm{j} - \tau_\mathrm{ij}\right) + \frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\rho' - \frac{p'}{a_0^2}\right) =: q \tag{13.24}$$

Diese Gleichung stellt eine inhomogene Wellengleichung für kleine Druckamplituden dar, die auf der rechten Seite, als q zusammengefasst, Quellterme aufweist. Ohne Schallquellen, d. h. falls $q = 0$ wird, beschreibt die Gleichung die Schallausbreitung mit der Schallgeschwindigkeit a_0 in einem ruhenden Fluid.

Bei turbulenter Strömung sind alle Terme von $q \neq 0$, so dass q als Quellverteilung interpretiert wird, die die Schallentstehung im Gebiet turbulenter Strömung beschreibt. Für eine ruhende Umgebung hingegen verschwindet dieser Term aufgrund seiner quadratischen Abhängigkeit, da er vernachlässigbar klein wird.

Um feste Begrenzungsflächen zu beschreiben, fassten Ffwocs Williams et al. [72], basierend auf der Theorie der Schallerzeugung der Turbulenz nach Lighthill [5, 6] unter Zuhilfenahme einer generalisierten Funktionentheorie, wie sie in [73] beschrieben ist, die Terme q in Anteile von Mono-, Di- und Quadropolen zusammen

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - a_0^2 \cdot \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_\mathrm{i} \cdot \partial x_\mathrm{i}} = T_1 + T_2 + T_3. \tag{13.25}$$

Die Quellterme repräsentieren die unterschiedlichen Möglichkeiten der Schallquelle. Der Monopol beschreibt den Lärm eines beschleunigenden Festkörpers, der Dipol eines Festkörpers konstanter Geschwindigkeit und der Quadropol den Anteil der Scherspannung unter isothermen Bedingungen

$$T_1 = \frac{\partial}{\partial t}\left[\rho_0 \cdot u_\mathrm{i} \cdot \delta(f) \cdot \frac{\partial f}{\partial x_i}\right] \qquad (\text{Monopol}), \tag{13.26}$$

$$T_2 = -\frac{\partial}{\partial x_\mathrm{i}}\left[\left(p' \cdot \delta_\mathrm{ij}\right) \cdot \delta(f) \cdot \frac{\partial f}{\partial x_\mathrm{i}}\right] \qquad (\text{Dipol}), \tag{13.27}$$

$$T_3 = \frac{\partial^2 T_\mathrm{ij}}{\partial x_\mathrm{i} \cdot \partial x_\mathrm{j}} \qquad (\text{Quadropol}). \tag{13.28}$$

Hierbei sind $\rho' = \rho - \rho_0$ sowie $p' = p - p_0$ die akustischen Schwankungen der Dichte respektive des Druckes,

$$n_\mathrm{i} = \frac{\partial f_\mathrm{i}}{\partial x_\mathrm{i}} \tag{13.29}$$

die Normalkomponenten zur Oberfläche $f = 0$ des sich bewegenden Körpers und

$$T_{ij} = \rho \cdot u_\mathrm{i} \cdot u_\mathrm{j} \tag{13.30}$$

der Lighthill-Tensor für isotherme Strömungen, bzw. Strömungen niedriger Mach-Zahl. Üblicherweise werden als Randbedingung eine vollständig reflektierende, feste Wand

$$\left(\frac{\partial \rho'}{\partial n} = 0\right) \tag{13.31}$$

oder eine vollständig nicht reflektierende durchlässige Oberfläche

$$\left(\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{1}{Ma} \cdot \frac{\partial \rho'}{\partial n} = 0\right) \tag{13.32}$$

bzw. eine Kombination beider verwendet.

Eine weitere Möglichkeit besteht nach Heinemann et al. [74] darin, die Zeitableitung des Massenerhalts und die Divergenz des Impulserhalts mit akustischer Störgrößenzerlegung $\Phi = \Phi_0 + \Phi'$ in die Lighthill'sche Analogie zu überführen. Geschieht dies mit der Heaviside-Gewichtung für ein durch eine Hilfsfunktion f definiertes Gebiet V mit der Oberfläche S, so lässt sich eine integrale Lösung, die sogenannte Farassat'sche Formulierung [75] finden, in der das Volumenintegral über das Volumen außerhalb des Quellgebietes V für viele Fälle vernachlässigbar ist. Es beinhaltet dann nur noch die turbulenten Quadrupolquellen außerhalb von V

$$\begin{aligned} 4 \cdot \pi \cdot \left\{p' \cdot H(f)\right\}\left(x_\mathrm{j}, t\right) &= \frac{\partial^2}{\partial x_\mathrm{i} x_\mathrm{j}} \int_{\mathbb{R}^3/V} \left[\frac{T_\mathrm{ij}}{r\left|M_\mathrm{r} - 1\right|}\right]_\tau d^3\eta_\mathrm{j} \\ &+ \frac{\partial}{\partial t}\int_S \left[\frac{Q \cdot c_0 + L_\mathrm{j} r_\mathrm{j}^\mathrm{n}}{c_0 \cdot r\left|M_r - 1\right|}\right]_\tau dS\left(\eta_\mathrm{j}\right) + \int_S \left[\frac{L_\mathrm{j} r_\mathrm{j}^\mathrm{n}}{r^2\left|M_\mathrm{r} - 1\right|}\right]_\tau dS\left(\eta_\mathrm{j}\right) \end{aligned} \tag{13.33}$$

mit

$$Q = \left(\rho\left(u_i - v_i\right) + \rho_0 v_i\right) n_i, \tag{13.34}$$

$$L_j = \left(\rho u_j \left(u_i - v_i\right) + p'\delta_{ij} - \tau_{ij}\right) n_i. \tag{13.35}$$

Neben den Strömungsgrößen beinhaltet die Gleichung die Mach-Geschwindigkeit der Quelle zum Beobachter M_r und deren Abstand $r = \|x_i(t) - y_i(\tau)\|$. Der Index τ impliziert, dass das Integral zum Quellzeitpunkt ausgewertet werden muss, der sich zur Beobachterzeit t als die Lösung der implizierten Gleichung

$$g\left(x_j, t; y_j, \tau\right) t - \tau - \frac{\left\|x_i\left(t\right) - y_i\left(\tau\right)\right\|}{c_0} = 0 \tag{13.36}$$

ergibt. Bei einer Formulierung für bewegte Oberflächen S ist es nach Brès et al. [76] rechnerisch meist günstiger, einheitliche Quellzeitpunkte τ_i zu definieren und individuelle Beobachterzeitpunkte t_i^e zu berechnen, abzuspeichern und bei Bedarf zu interpolieren bzw. numerisch zu differenzieren.

Kendall-Torry und Danner [77] entwickelten eine hybride Methode, um basierend auf dem berechneten Nahfeld auf das akustische Fernfeld zu schließen. Über die Berechnung verschiedener Kopplungsbedingungen der Ebene zwischen Nah- und Fernfeld analysieren sie deren Auswirkungen auf das Fernfeld.

Die integrierte Berechnung des schallquellenbehafteten Nahfeldes mit dem quellfreien Fernfeld ist nicht möglich, da die beschreibenden Gleichungen des Nahfeldes zu hohe dispersive und dissipative Anteile beschreiben und deshalb die sich ausbreitende Schallwelle zu stark gedämpft wird. Deshalb wird das Schallfeld oft in einem hybriden Modell in Nah- und Fernfeld aufgeteilt und berechnet [78]. Oft werden diese Gleichungen zur Ausbreitung der Schallwellen im Fernfeld kombiniert mit CFD-Rechnungen des Strömungsfeldes in Blattnähe. Ein umfassender Überblick über die Lärmerzeugung sowie die Ausbreitung des Lärms ist bei Brentner und Farassat [79] zusammengestellt.

Eine besondere Schwierigkeit der akustischen Rechnungen stellen die Reflektionen an Ein- und Auslässen sowie durchströmte Querschnitte dar. Die akustischen Randbedingungen müssen sorgfältig abgestimmt werden, um unrealistische Reflektionen auszuschließen. Die durchströmten Querschnitte können über eine Korrektur der akustischen Impedanz angepasst werden.

Werden als mittlere Größen die zeitlich gemittelten Werte der RANS-Rechnung zur Berechnung der Quellterme benutzt, so ergibt sich insbesondere in Gebieten mit starken Fluktuationen, wie beispielsweise in Scherschichten, eine Unterbrechung der Quellterme. Hier zeigt sich der starke Einfluss des verwendeten Turbulenzmodells zur Berechnung der turbulenten Schwankungen. LES bzw. DNS-Berechnungen des Strömungsfeldes können diese Schwachstelle beheben.

Eine alternative Modellierung der Schallenergie wird von Prasad und Feng [80] implementiert, um die Dämpfung und Ausbreitung der Schallwellen im Einlauf eines

transsonischen Fans numerisch zu untersuchen. Basierend auf dem Modell von Morfey [81] zur Ausbreitung einer akustischen Störung in einer inhomogenen Strömung wird ein Vektor der akustischen Intensität $\vec{I}$ eines von der Zeit abhängigen Strömungsfeldes definiert

$$\vec{I} = \left[\vec{v}\cdot\vec{u}' + \frac{p'}{\bar{\rho}}\right]\cdot\left[\bar{\rho}\cdot\vec{u}' + \left(\frac{\vec{v}\cdot\bar{\rho}}{\kappa\cdot\bar{p}}\right)\cdot p'\right], \tag{13.37}$$

wobei die überstrichenen Größen und $\vec{v}$ zeitlich gemittelte Werte und die gestrichenen Größen entsprechend deren Schwankungsanteile darstellen. $\vec{u}'$ ist der wirbelfreie Anteil der Geschwindigkeitsschwankung. Diese Beschreibung der akustischen Intensität lässt sich für isentrope Strömung auf die Beschreibung nach Goldstein [82] zurückführen. Außerdem ist die Darstellung konsistent mit der Vorstellung [83]. Die akustische Leistung einer Oberfläche ergibt sich aus dem zeitlich gemittelten Intensitätsvektor $\bar{I}$ zu

$$P = \int_S \bar{I}\cdot dS. \tag{13.38}$$

Im Falle, dass die zeitlichen Störungen im stationären System durch die Rotorfrequenz moduliert werden, wird die Intensität umfangsmäßig im rotierenden System gemittelt. Die zeitlichen Störungen können dann als Modifikationen des umfangsmäßigen Mittels entlang azimutal projizierten Linien angesehen werden.

Erfolgt die Wellenausbreitung linear durch eine oberflächenfreie, gleichförmige Strömung, so kann die derart definierte Intensität als konservative Größe betrachtet werden [81, 82]. In nicht gleichförmigen Strömungen hingegen kann die Energie der Welle in akustische Energie, in Entropie und kinetische Energie gewandelt werden, so dass die Intensität in diesem Fall keine konservative Größe darstellt. Treten Verdichtungsstöße auf, so wird die akustische Energie entlang der Ausbreitung gedämpft. Zusätzlich zur Dämpfung können jedoch die Stöße auch Wirbel erzeugen. Die Kopfwellen bilden in der Regel nur schwache Stöße aus und werden in kurzem Abstand zur Vorderkante eben. Parallel zur Stoßfront variiert die Strömung kaum, so dass sich hier kaum Wirbel ausbilden. Somit kann in diesem Fall der wirbelfreie Anteil der Schwankung $\vec{u}'$ durch die gesamte Geschwindigkeitsschwankung $\vec{v}'$ ersetzt und die Berechung der akustischen Leistung P vereinfacht werden.

Die akustische Leistung einer axialen Oberfläche an der Stelle x im polaren Koordinatensystem *(x, θ, r)* ergibt sich somit zu

$$P(x) = B\cdot\int_0^{2\pi} d\theta\cdot\int_0^{R(x)} dr\cdot r\cdot\left[\left[\vec{v}\cdot\vec{v}' + \frac{p'}{\bar{\rho}}\right]\cdot\left[\bar{\rho}\cdot\vec{v}' + \left(\frac{\vec{v}\cdot\bar{\rho}}{\kappa\cdot\bar{p}}\right)\cdot p'\right]\right], \tag{13.39}$$

mit der Schaufelanzahl B und dem lokalen äußeren Radius R(x). Bei identischen Fanschaufeln erfasst P die Schallleistung, die mit den Harmonischen der Blattstreichfrequenz (BPF) abgestrahlt wird.

In ihren numerischen Rechnungen mit dem vorangehend dargestellten akustischen Modell finden Prasad und Feng [80] eine Optimierung der Einlassgeometrie, um im Flugfall die Schallemissionen, die durch die Verdichtungsstöße der Fanschaufeln induziert werden, zu reduzieren. Sie fanden in ihren numerischen Studien mit einem transsonischen Fan, dass die geneigten Nachleitreihen des Fans sowie die Eintrittsleitreihen in den Niederverdichtern einen vernachlässigbaren Einfluss auf den abgestrahlten Lärm des stromauf befindlichen Fans ausüben.

Durch die Koppelung eines 3D-Navier-Stokes Strömungsfeldprogramms, das ein Eingleichungs-Turbulenzmodell enthielt, mit einem akustischen Wellenausbreitungsmodell berechneten Rumsey et al. [84] die Entstehung und Ausbreitung des Lärms eines ummantelten Fans unter Berücksichtigung der Rotor-Stator-Wechselwirkung. Das Turbulenzmodell basierte auf der Kirchhoff'schen Formulierung sowie auf der Potenzialgleichung des Geschwindigkeitsfeldes. Der berechnete Schalldruckpegel lag im Bereich von 10 dB, vergleichbar mit Messungen, bei denen ein starker Einfluss des Turbulenzmodells festgestellt wurde.

Um die Schallausbreitung und die Reflektion innerhalb des Einlaufes besser zu erfassen, kombinierten Polacsek und Debois-Lavergne [85] ihre 2D-RANS-Rechnungen mit einer integralen Formulierung des Ansatzes von Ffwocs Williams und Hawkings [72] mit zusätzlichen akustischen Randbedingungen. Maaloum et al. [86] untersuchen die Lärmentstehung in Abhängigkeit von der Profilform mit einem Wirbel-Oberflächenmodell zur Bestimmung des Strömungsfeldes. Die Lärmentwicklung wurde wiederum mit dem Ansatz von Ffwocs Williams und Hawkings [72] modelliert. Da das Wirbel-Oberflächenmodell auf der Potenzialtheorie beruht, konnte lediglich der Quellterm der Profilbelastung erfasst werden, was zu einer starken Unterbrechung der Lärmquelle führte.

Die linearisierten, achsensymmetrischen Euler-Gleichungen wurden von Ozyoruk et al. [87] zur Berechnung des Nahfeldes der Lärmentstehung eines kleinen Turbofans genutzt, während das Fernfeld basierend auf dem Kirchhoff'schen Ansatz berechnet wurde.

Bei niederen und mittleren Mach-Zahlen kann das Strömungsfeld entkoppelt vom Schallfeld berechnet werden. Moroianu et al. [88] bestimmen das Strömungs- und das Schallfeld in unterschiedlichen Gittern aufgrund der unterschiedlichen Längen- und Zeitskalen. Die niedere Mach-Zahl erlaubt zudem eine inkompressible Strömungsfeldberechnung. Das Strömungsfeld wurde mittels LES-Rechnung ermittelt, wobei die feinskalige Turbulenz lediglich durch Sub-Grid-Scale-Modelle (SGS) modelliert wurde. Die Hauptschallquellen zeigen sich an den Kanten der Fanblätter und insbesondere an der Blattspitze. Der Lärm, der als Quadropol abstrahlenden Wirbelsysteme des Einlaufes ist deutlich schwächer als der durch den Spitzenspalt erzeugte. Im Nahfeld ist der Lärm durch die Blattstreichfrequenz (blade passage frequency – BPF) dominiert. Eine Variation der Fanachse ergab, dass aufgrund der Reflektion mit der Umgebung ein aufwärts orientierter Fan höhere Schalldruckamplituden im Fernfeld erzeugt im Vergleich mit einem horizontal oder abwärts gerichteten.

Numerische Untersuchungen zum Durchqueren einer akustischen Welle durch eine ebene Verdichterkaskade führten Boncinelli et al. [89] durch. Die nicht stationäre

Wechselwirkung der einfallenden Welle mit der Beschaufelung erfordert nicht reflektierende Randbedingungen im Fernfeld aufgrund der Wechselwirkung mit benachbarten Schaufelreihen. Die Autoren stellten fest, dass ein zentrales Differenzenschema bei der Diskretisierung eine starke künstliche Dämpfung besitzt, so dass ein Matrizen-Mischungsmodell [90, 91, 92, 93, 94, 95] benötigt wurde. Außerdem wurde ein Modell zur korrekten Wellenausbreitung implementiert [96].

In den Berechnungen der Spaltströmung eines Fans eines Industrieverdichters von Corsini et al. [97], die nach Powell ausgewertet wurden, ist deutlich die Reduktion der Lärmquellen bei den optimierten Versionen im Vergleich zur Ausgangsgeometrie zu bemerken. Die Labyrinthe des Deckbandes reduzieren die Leckageströmung beträchtlich und tragen hiermit zur Reduktion des Lärms bei Spitzenwirbeln bei. Außerdem erhöht sich durch die verminderte Leckage der Wirkungsgrad der Fanstufe.

Mocket et al. [98] berechneten das Fernfeld eines Strahllärms mit dem Grey-Area-Delayed-Detached-Eddy-Simulation- (DDES) Verfahren in guter Übereinstimmung mit Messungen.

13.4 Lärmreduktionsmaßnahmen

Aufgrund der Komplexität und des bisher fehlenden vollständigen physikalischen Verständnisses der Lärmquellen wird dem Strömungsfeld der Schaufelspitze nicht die nötige Aufmerksamkeit geschenkt. An sich sind Konzepte, die den Spaltlärm ohne Wirkungsgradbeeinträchtigung reduzieren, notwendig. Hauptsächlich werden zur Lärmreduzierung von Fans und Verdichtern passive wie auch aktive Methoden angewandt, um die Spaltströmung zu reduzieren, bzw. um den Impulsaustausch zu verbessern.

13.4.1 Fan

Bereits in den 70er-Jahren zeigten Woodward und Lucas [99], dass bei einem Fan mit dem Druckverhältnis von 1,25 durch die Vergrößerung der durchströmten Fläche um 20 % bei Beibehaltung des Schubs der Lärm reduziert werden konnte. Da der emittierte Lärm einer Dipolquelle proportional der dritten Potenz der Ma ($\sim Ma^3$) ist und zudem der starke Reinton des Verdichtungsstoßes entfällt, wenn die Blattgeschwindigkeit an der Spitze unterhalb des Schalldurchganges $Ma = 1$ liegt, ist die Absenkung der Drehzahl eine wirksame Methode zur Lärmreduktion.

Passive Lärmreduktionsmaßnahmen des Fans beruhen einerseits darauf, durch Pfeilung Ablösungen an der Blattspitze zu vermeiden [100] und dadurch die Pumpgrenze zu erweitern [101]. Die Gehäusestrukturierung durch Nuten und Schlitze [102, 103] sowie durch gestufte Spitzenspalte [104] wird seit den 70er-Jahren zur Stabilisierung der Spaltströmung und zur Lärmreduzierung eingesetzt. Auch Kanäle zur Rückführung von verdichtetem Fluid vor den Fan wurden zur Verbesserung der Pumpgrenze vorgeschlagen [105]. In

letzter Zeit wurden zunehmend Geometriemodifikationen an der Blattspitze zur Reduktion der Spaltströmung durchgeführt. Blattformen wurden beispielsweise durch Quinlan und Bent [24] oder Corsini et al. [106] untersucht. Verschiedene Konfigurationen sind für Industrieverdichter patentiert worden [105, 107, 108][109].

Über eine vereinfachte zweidimensionale Modellierung leiten Morfey und Fisher [110] den Abfall der Stoßstärke

$$\left(f \cdot \frac{d}{s} \right) \tag{13.40}$$

in Abhängigkeit vom axialen Abstand zur Schallquelle s und dem Abstand der Schaufeln d ab. Die dämpfende Funktion F ergibt sich zu

$$F = \frac{\left(Ma_{\text{rel}}^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}}}{Ma_{\text{rel}}^2} \cdot \left[Ma_x \cdot \left(Ma_{\text{rel}}^2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}} - Ma_{\text{t}} \right]^2 . \tag{13.41}$$

Hierbei bezeichnet Ma_{t} die tangentiale Geschwindigkeit der untersuchten Schaufelsektion bezogen auf die Schallgeschwindigkeit, Ma_{x} die absolute Mach-Zahl der Anströmung sowie

$$Ma_{\text{rel}} = \sqrt{\left(Ma_{\text{t}} + Ma_{\text{x}}^2 \right)} \tag{13.42}$$

die hieraus resultierende relative Mach-Zahl.

Eine weitere Möglichkeit, die Amplituden der reinen Töne zu reduzieren, besteht darin, Dämpfungsmaßnahmen vorzusehen, indem im Liner des Einlaufes akustische Absorber installiert werden. Allerdings bewirken die Absorber zusätzliches Gewicht und eventuell eine zusätzliche Länge des Einlaufes auf Kosten des Wirkungsgrades. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Einlauf so zu gestalten, dass die entstehenden Verdichtungsstöße abgeschirmt werden, bevor sie den Eintrittsquerschnitt erreichen, beispielsweise durch hohe Mach-Zahlen [84]. Zusätzlich kann die Anzahl der Rotor- und Statorschaufeln derart gewählt werden, dass die Überlagerung der entstehenden Reintöne eine Auslöschung bewirkt [11].

Andererseits können die Verdichtungsstöße durch die Gestaltung des Fanblattes abgeschwächt werden, so dass sie nicht in den Einlauf ausbreiten. Die von Corsini et al. [106] entworfenen Vorderkanten (compound sweep) waren so geneigt, dass die Anströmung senkrecht zur Vorderkante im Unterschallbereich blieb, so dass die meisten Stöße vermieden werden konnten.

Eine weitere Lärmquelle stellt die Wechselwirkung der Abströmung des Fans mit der folgenden Nachleitreihe (OGV) dar. Insbesondere die in die Nachleitreihe integrierten Streben beeinflussen den tonalen Lärm und erschweren die Dämpfung durch Überlagerung [111, 112]. Yuri und Victor [113] vermessen das Nah- und Fernfeld eines Fan-Modells. Streben hinter den OGV erzeugen nach deren Untersuchungen deutlich weniger Lärm als in die OGV integrierte. Rossikhin et al. [114][115] untersuchten den Einfluss der

integrierten Streben in das OGV numerisch und beschreiben die Strömungspulsationen im Nahfeld sowie den Schalldruck des Fernfeldes, der sowohl in polarer als auch azimuthaler Richtung stark unsymmetrisch ist.

Die höchste Lärmbelastung wird während des Startvorgangs emittiert. Der erste Schritt zur Reduktion ist die Absenkung der Geschwindigkeit an der Blattspitze unter Beibehaltung des Schubs. Durch eine Erweiterung der Düsenfläche des Fanstroms um 12,9 % erreichten Hughes et al. [116] neben der Reduktion des breitbandigen Lärms einen Schubgewinn mit einem modernen, wide chord beschaufelten Fan. Woodward et al. [111] zeigten in experimentellen Untersuchungen den Zusammenhang der subsonischen Umfangsgeschwindigkeit des Fans mit den Abmessungen der lokalen Ablösungen mit der Lärmerzeugung.

Die Optimierung der Blattspitze des Fans eines Industrieverdichters mithilfe von Deckbändern, die nicht unbedingt geschlossen sein müssen, schlagen Corsini et al. [97] vor, um den Lärm eines Industrieverdichters zu reduzieren. Xu [11] stellt eine Reduktion des Reintones um 5 dB fest, wenn der Verdichtungsstoß als Kanalstoß innerhalb des Strömungskanals der Schaufeln steht und somit die Lärmausbreitung abgeschirmt ist.

Vorwärts gepfeilte Schaufeln unterstützen diesen Effekt, da sie den Stoß stromab verlagern. Weir [117] untersuchte einen vorwärts- und einen rückwärts gepfeilten Fan bezüglich der Möglichkeit, die entstehenden Verdichtungsstöße zu minimieren. Xu [11] stellte anhand von Messungen und Rechnungen an einem transsonischen Fan fest, dass eine vorwärts gepfeilte Vorderkante von 30° auf 29 % der radialen Blattlänge den Lärm um 2–4 dB gegenüber einem ungepfeilten Fan reduzierte. Allerdings zeigte sich die Reduktion im Fernfeld lediglich bei niedrigeren Drehzahlen. Podboy et al. [118] wiesen mit LDV-Messungen sowie mit Druckmessungen nach, dass die Verdichtungsstöße bei einem vorwärts gepfeilten Fan im Vergleich zum rückwärts gepfeilten deutlich schwächer ausfallen.

Um den Spaltwirbel abzuschwächen, der wie dargestellt ebenfalls als mögliche Schallquelle in Betracht kommt, untersuchten Corsini et al. [97] Deckbänder zur Lärmreduktionmit Erfolg. Shah et al. [119] schlagen ein Drallgitter in der Schubdüse vor, um den Austrittslärm des Fans zu minimieren, während Meslioui et al. [120] das Einmischen des Fanstromes in den Abgasstrahl des Kerntriebwerkes optimieren.

Um den Lärm eines Gebläses zu reduzieren, untersuchten Teixeira et al. [121] den Einfluss einer Hinterkantenkonturierung und eines äußeren Deckbandes. Die Berechnungen zeigten, dass die Verluste durch die Hinterkantenstrukturierung den Gewinn an Lärmreduktion nicht aufwiegen, insbesondere weil die Hauptlärmquelle in dieser Konfiguration im Spitzenwirbel bestand, der durch Anbringen eines äußeren Deckbandes deutlich reduziert werden konnte.

13.4.2 Dämpfersysteme

Zur Dämpfung der Lärmabstrahlung des Fans wird der Einströmkanal mit einem Dämpfersystem ausgestattet. Die Dämpferstruktur besteht aus einer perforierten Wand zur Strö-

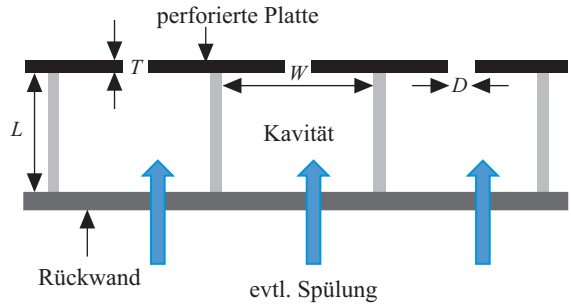


Abb. 13.12 Dämpferstruktur der Wand des Einströmkanals des Fans

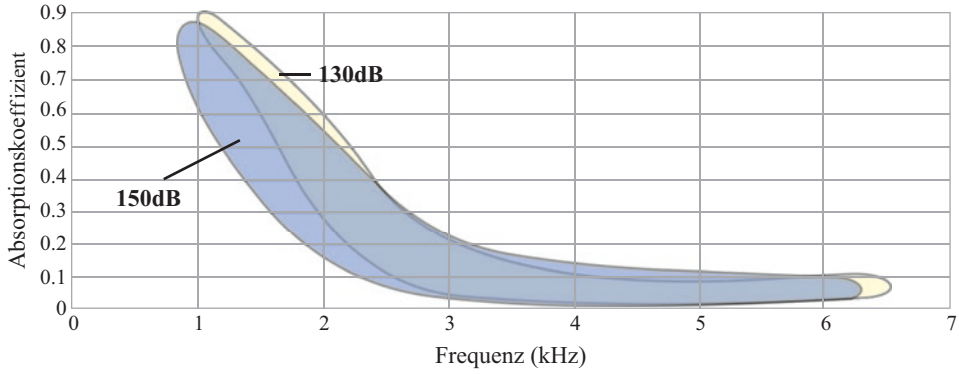


Abb. 13.13 Gemessene und numerische bestimmte Absorptionskoeffizienten unterschiedlicher Schalldrücke, nach [127]

mungsseite hin und einer Wabenstruktur, die auf einer festen Wand aufgebracht ist. Zur akustischen Abstimmung der so entstehenden Volumina können diese auch von der Rückseite her durchströmt sein (Abb. 13.12).

Fanlärm, als einer der Hauptemittenten des Triebwerks, zeichnet sich sowohl durch breitbandiges Rauschen, wie auch durch tonale Komponenten aus. Das Dämpfersystem im Verdichtereinlauf dissipiert die akustische Energie über Wirbelbildung beim Durchströmen der perforierten Wand bei hohen Schallpegeln, sowie durch viskose Reibung in den Öffnungen [122]. Zhang und Bodoni [123] simulierten einen zweidimensionalen Resonator mithilfe von DNS in guter Übereinstimmung mit Messungen. Auch mittels LES konnte das Verhalten eines 3D-modellierten Resonators von Mendez und Eldredge [124] nachvollzogen werden, indem das Strömungsfeld um die Öffnung auf die Dissipationsmechanismen schließen lässt. Für hohe Schalldrücke deutlich über 80 dB fanden Roche et al. [125] über eine DNS-Simulation, dass in der akustischen Beschreibung die Nichtlinearität berücksichtigt werden muss. Der erzielbare Dämpfungsfaktor hängt vom Durchmesser der Öffnung und deren Rundungsradius, der Wanddicke sowie einer eventuell vorhandenen Durchströmung ab. Eine zusätzliche Durchströmung wird allerdings eher in der

Anwendung in der Brennkammerwand zur Dämpfungsverstärkung eingesetzt als bei Verdichtereinläufen.

Ramdani et al. [126] bestimmen den Absorptionskoeffizienten einerseits über die mit zwei Mikrofonen gemessenen Übertragungsfunktion der akustischen Impedanz [127], andererseits über die Bestimmung der viskosen Dissipation durch numerische Rechnungen als Verhältnis der absorbierten akustischen Leistung der die Öffnung durchquerenden Welle zur gesamten akustischen Leistung, die sich in der Impedanz der akustischen Röhre befindet, Abb. 13.13.

Literatur

1. ACARE (2000) European Aeronautics: a vision for 2020. Advisory Council for Aeronautics Research in Europe
2. Borradaile JA (1988) Towards the optimum ducted UHBR engine. In: Proceedings 24th joint propulsion conference, paper AIAA-88-2954, Boston, Massachusetts, Vereinigte Staaten von Amerika, 11–13. Juli 1988
3. Crow DE (2011) A comprehensive approach to engine noise reduction technology. Presented at: ISABE-2001, Bangalore, Indien 2011
4. Tyler J, Sofrin T (1962) Axial flow compressor noise studies. Trans Soc Automot Eng 70:309–332
5. Lighthill MJ (1952) On sound generated aerodynamically. I: general theory. Proc R Soc A221:564–587
6. Lighthill MJ (1954) On sound generated aerodynamically. II: turbulence as a source of sound. Proc R Soc A222:1–32
7. Lighthill MJ (1978) Waves in fluids. Cambridge University Press, Cambridge, UK. ISBN 0-521-29233-6
8. Stahl B (1986) Experimenteller Beitrag zur Schallerzeugung durch die Turbulenz in einer Rohrströmung hinter einer unstetigen Querschnittserweiterung, Dissertation, DFVLR-Fortschrittsbericht 86-06, Köln
9. Xu K, Qiao W, Tong W, Wie R (2017) Radial mode analysis of broadband noise in flow ducts using azimuthal sensory array. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2C: turbomachinery, paper GT2017-64524, Charlotte, North Carolina, Vereinigte Staaten von Amerika, 26–30. Juni 2017
10. Chrichton D, Xu L, Hall CA (2006) Preliminary fan design for a silent aircraft. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90564, Barcelona, Spanien, 8–11. Mai 2006
11. Xu L (2004) Shockwave and noise abatement of transonic fan. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53545, Wien, Österreich, 14–17. Juni 2004
12. Xu L, Denton JD (2003) Aero-acoustics of modern transonic fans – fan noise reduction from its sources. J Therm Sci 12(2):104–113
13. Ginder RB, Newby DR (1977) An improved correlation for the broadband noise of high speed fans. J Aircraft 4(9):844–849
14. Heidmann MF (1979) Interim prediction method for fan and compressor source noise. NASA TM X-71773
15. Sharland IJ (1964) Source of noise in axial flow fan. J Sound Vib 1(3):302–322

16. Fukano T (1977) Noise generated by low pressure axial flow fans. Modeling of the turbulent noise. J Sound Vib 50(8):63–74
17. Xian-Jun W, Jian-Hua C (2006) An improved calculation model of axial flow fan's vortex noise. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90047, Barcelona, Spanien 2006
18. Schewe G (1983) On the force fluctuations acting on a circular cylinder in cross flow from subcritical up to transcritical reynolds numbers. J Fluid Mech 133:265–285
19. Fukano T, Takamatsu Y, Kodama Y (1986) The effects of tip clearance on the noise of low-pressure axial and mixed flow fans. J Sound Vib 105(2):291–308
20. Storer JA, Cumpsty NA (1991) Tip leakage flow in axial compressors. J Turbomach 113(2):252–259
21. Furukawa M, Inoue M, Koroumaru M, Saiki K, Yamada K (1999) The role of tip leakage vortex breakdown in compressor rotor aerodynamics. J Turbomach 121(3):469–480
22. Fukano T, Jang C (2004) Tip clearance noise of axial flow fans operation at design and off-design condition. J Sound Vib 275(2-3):1027–1050
23. Jang C, Fukano T, Furukawa M (2003) Effects of the tip clearance on vertical flow and its relation to noise in axial flow fan. JSME Trans B 46:356–365
24. Quinlan DA, Bent PH (1998) High frequency noise generation in small axial flow fans. J Sound Vib 218(2):177–204
25. Cumpsty NA (1977) A critical review of turbomachinery noise. ASME J Fluid Eng 99(2):278–293
26. Powell A (1964) The theory of vortex sound. J Acoust Soc Am 33:177–195
27. Powell A (1963) Mechanisms of aerodynamic sound production. AGARD Rep. No. 466
28. Arakawa C, Fleig O, Makoto I, Masakazu S (2005) Numerical approach for noise reduction of wind turbine blade tip with earth simulator. J Earth Simul 2:11–33
29. Wright SE (1976) The acoustic spectrum of axial flow machines. J Sound Vib 45(2):165–223
30. Stuermer A, Yin J (2009) Low-speed aerodynamics and aeroacoustics of cror propulsion systems. In: Proceedings of the 15th AIAA/CEAS aeroacoustics conference, 11.–13. May 2009, Miami Florida US, paper AIAA 2009-3134
31. Schnell R, Yin J, Voss C, Nicke E (2012) Assessment and optimization of the aerodynamic and acoustic characteristics of a counter rotating open rotor. J Turbomach 134(6):061016
32. Yin J, Stuermer A, Aversano M (2009) Coupled urans and fw-h analysis of installed pusher propeller aircraft configurations. In: Proceedings of the 15th AIAA/CEAS aeroacoustics conference, 11.–13. May 2009, Miami Florida US, paper AIAA 2009-3332
33. Busch ER, Kessler M, Kramer E (2012) Numerical investigation of counter-rotating open rotor noise emission in different flight conditions. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 1: aircraft engine; ceramics; coal, biomass and alternative fuels; controls, diagnostics and instrumentation, paper GT2012-68625, Kopenhagen, Dänemark, 11–15. Juni 2012
34. Guerin S, Moreau A, Menzel C, Weckmueller C (2012) Open-rotor noise prediction with a rans informed analytical method. In: Proceedings of the 18th AIAA/CEAS aeroacoustics conference, paper AIAA 2012-2303, Colorado Springs, Colorado, Vereinigte Staaten von Amerika, 4–6. Juni 2012
35. Deconinck T, Capron A, Barbieux V, Hirsch C, Ghorbaniasl G (2011) Sensitivity study on computational parameters for the prediction of noise generated by counter-rotating open rotors. In: Proceedings of the 17th AIAA/CEAS aeronautics conference, paper AIAA 2011-2765, Portland, Oregon, Vereinigte Staaten von Amerika, 5–8. Juni 2011
36. Weckmueller C, Guerin S (2012) On the influence of trailing-edge serrations on open-rotor total noise. In: Proceedings of the 18th AIAA/CEAS aeroacoustics conference, paper AIAA 2012-2124, Colorado Springs, Colorado, Vereinigte Staaten von Amerika, 4–6. Juni 2012

37. Richaud J, Julliard E, Omais M, Regnier V, Parry A, Baralon S (2010) Installation effects on contra-rotating open rotor noise. AIAA/CEAS aeroacoustics conference, paper AIAA2010-3795, Stockholm, Schweden, 7–9. Juni 2010
38. Tormen D, Giannattasio P, Zanon A, Kühnelt H, De Gennaro M (2017) Application of a RANS-informed analytical model for fast noise prediction of contra rotating open rotors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2C: turbomachinery, paper GT2017-64162, Charlotte, North Carolina, Vereinigte Staaten von Amerika, 26–30. Juni 2017
39. Zacharias A, Hall C (2011) Application of a Navier-Stokes solver to the study of open rotor aerodynamics. ASME J Turbomac 133(3):11
40. Zacharias A, Hall C, Parry A (2013) Contrarotating open rotor operation for improved aerodynamics and noise at takeoff. J Turbomach 135(3):031010
41. Delattre G, Falissard F (2015) Influence of torque-ratio on counter-rotating open-rotor interaction noise. AIAA J 53(9):2726–2738
42. Stapelfeldt S, Parry A, Vahdati M (2015) Validation of time domain single-passage methods for the unsteady simulation of contra-rotating open rotor. Proc Inst Mech Eng A 229(5):443–453
43. Peters A, Spakovszky ZS (2011) Rotor interaction noise in counter-rotating propfan propulsion systems. ASME J Turbomac 134(1):011002
44. Akkermans RAD, Stuermer A, Delfs JW (2016) Active flow control for interaction noise reduction of contra rotating open rotors. AIAA J 54(4):1413–1423
45. Lowson MV (1992) Assessment and prediction of wind turbine noise, flow solution resort 92/19. ETSU W/13/00284/REP, S 1–59
46. Madison RD (1949) Fan engineering (handbook), 5. Aufl. Buffalo Forge Company, New York
47. Eck B (1991) Ventilatoren. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
48. Mugridge BD (1973) Broadband noise generation by airfoils and axial flow fans. AIAA paper 73-1018
49. Carolus T (2003) Ventilatoren. Teubner, Stuttgart/Leipzig/Wiesbaden
50. Legerton ML, Stoneman SAT, Parker R (1991) An experimental investigation into flow induced acoustic resonances in an annular cascade. ImechE 1991:C416/060
51. Parker R, Stoneman SAT (1987) An experimental investigation of the generation and consequences of acoustic waves in an axial-flow compressor: The effect of variations in the axial spacing between blade rows. J Sound Vib 116(3):509–525
52. Parker R, Stoneman SAT (1989) The excitation and consequences of acoustic resonances in enclosed fluid flow around solid bodies. Proc Inst Mech Eng C J Mech Eng Sci 203(1):9–19
53. Parker R (1966) Resonance effects in wake shedding from parallel plates: some experimental observations. J Sound Vib 4(1):62–72
54. Parker R (1967) Resonance effects in wake shedding from parallel plates: calculation of resonant frequencies. J Sound Vib 5(2):330–343
55. Parker R (1984) Acoustic resonances and blade vibration in axial flow compressors. J Sound Vib 92(4):529–539
56. Cumpsty NA, Whitehead DS (1971) The Excitation of acoustic resonances by vortex sheeding. J Sound Vib 18(3):353–369
57. Hellmich B, Seume JR (2006) Causes of acoustic resonance in a high-speed axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90947, Barcelona, Spanien, 8–11. Mai 2006
58. Kameier F (2001) Experimentelle Untersuchungen strömungserregter Schaufelschwingungen bei Axialverdichtern. Abschlussbericht AIF FKZ 1700599
59. Camp TR (1999) A study of acoustic resonance in a low-speed multistage compressor. ASME J Turbomac 121(1):36–43

60. Ziada S, Oengören A, Vogel A (2002) Acoustic resonance in the inlet scroll of a turbocompressor. J Fluid Struct 16(3):361–373
61. Kielb RE (2003) Blade Excitation by aerodynamic instabilities – a compressor blade study. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 4: Turbo Expo 2003, paper GT2003-38634, Atlanta, Georgia, Vereinigte Staaten von Amerika, 16–19. Juni 2003
62. Vignau-Tuquet F, Girardeau D (2005) Aerodynamic rotating vortex instability in a multi-stage axial compressor. 17th ISABE, München, Deutschland 2005
63. Cyrus V, Rehak K, Polansky J (2005) Aerodynamic causes of stator vanes damage of the Alstom gas turbine compressor in the gasification combined cycle using brown coal. In: OPE – 094 03 / 15, proceedings of ETC 6, 6th conference on turbomachinery, fluid dynamics and thermodynamics, Lille, France 2005
64. Hellmich B, Seume JR (2004) Acoustic resonance in a four stage high-speed axial compressor. In: Proceedings of ISRROMAC, international symposium on transport phenomena and dynamics of rotating machinery, paper ISROMAC10-2004-004, Honolulu, Vereinigte Staaten von Amerika, März 2004
65. Hellmich B, Braun M, Fischer A, Seume JR (2003) Observations on the causal relationship between blade count and developing rotating stall in a four stage axial compressor. In: Proceedings of the 5th European conference on turbomachinery, Prag, Tschechien 2003
66. Rizk W, Seymour DF (1964) Investigations into the failure of gas circulators and circuit components at Hinkley Point Nuclear Power Station. Proc Inst Mech Eng 179(1), No. 21:627–703
67. Von Heesen W (1997) Experimentelle Untersuchungen nicht-drehklangbezogener tonaler und breitbandig-rauschartiger Störgeräusche bei Radial- und Axialventilatoren. Abschlussbericht zum Forschungsvorhaben AiF 1004768
68. Ulbricht I (2001) Stabilität des stehenden Ringgitters. Dissertation, TU Berlin. http://edocs.tu-berlin.de/diss/2001/ulbricht_iris.pdf. Zugegriffen am 05.11.2019
69. Weidenfeller J, Lawerenz M (2002) Time resolved measurements in an annular compressor cascade with high aerodynamic loading. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30439, Amsterdam, Niederlande, 3–6. Juni 2002
70. Heckl M (1969) Strömungsgeräusche. VDI Fortschrittsberichte, Reihe 7, Nr. 20
71. Neise W (1986) Lärm und Lärmbekämpfung bei Ventilatoren – Eine Bestandsaufnahme. DFVLR-Fortschrittbericht 80–16, Köln
72. Ffwocs Williams JE, Hawkings D (1969) Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion. Philos Trans R Soc Lond 264(1151):321–342
73. Farassat F (1996) Introduction to generalized functions with applications in aerodynamics and aeroacoustics. NASA Technical Paper 3428
74. Heinemann T, Scheit C, Müller S, Springer M, Becker S (2012) Implementierung einer Ffowcs Williams and Hawkings Methode für bewegte Oberflächen. DAGA 2012, Darmstadt
75. Farassat F (2007) Derivation of formulations 1 and 1A of Farassat. Technical Report NASA/TM-2007-214853, NASA Langley Research Centre
76. Brès GA, Brentner KS, Perez G, Jones HE (2004) Maneuvering rotorcraft noise prediction. J Sound Vib 275(3:5):719–738
77. Kendall-Torry C, Danner F (2016) Investigations on direct and hybrid sound predictions. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57612, Seoul, Südkorea, 13–17. Juni 2016
78. Singer BA, Lockard DP, Lilley GM (2003) Hybrid acoustic predictions. Comput Math Appl 46(4):647–669

79. Brentner KS, Farassat F (2003) Modelling aerodynamically generated sound of helicopter rotors. Prog Aerosp Sci 39(2-3):83–120
80. Prasad D, Feng J (2004) Propagation and Decay of Shock Waves in Turbofan Engine Inlets. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-53949, Wien, Österreich, 14–17. Juni 2004
81. Morfey CL (1971) Acoustic energy in nonuniform flows. J Sound Vib 14(2):159–170
82. Goldstein ME (1976) Aeroacoustics. McGraw-Hill, New York
83. Dowling AP (1996) Acoustic of unstable flows. In: Tatsumi T, Watanabe E, Kambe T (Hrsg) Theoretical and applied mechanics. Elsevier, Amsterdam
84. Rumsey C, Biedron R, Farassat F (1998) Ducted fan engine acoustic predictions using a Navier-Stokes code. J Sound Vib 213(4):643–664
85. Polacsek C, Debois-Lavergne F (2003) Fan interaction noise reduction using a wake generator: experiments and computational aeroacoustics. J Sound Vib 265(4):725–743
86. Maaloum A, Kouidri S, Rey R (2004) Aeroacoustic performance evaluation of axial flow fans based on unsteady pressure field on the blade surface. Appl Acoust 65(4):367–384
87. Ozyoruk Y, Alpman E, Ahuja V, Long L (2004) Frequency-domain prediction of turbofan noise radiation. J Sound Vib 270(4–5):933–950
88. Moroianu D, Karlsson A, Fuchs L (2005) LES of the flow and acoustics generated by an aircraft fan running in the vicinity of the ground. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68397, Reno, Nevada, Vereinigte Staaten von Amerika, 6–9. Juni 2005
89. Boncinelli P, Marconcini M, Poli F, Arnone A, Schipani C (2006) Time-Linearized quasi-3D tone noise computations in cascade flows. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90080, Barcelona, Spanien, 8–11. Mai 2006
90. Giles MB, (1988) Non-reflecting boundary conditions for the Euler Equations. Technical Report CFDL-TR-88-1
91. Martinelli L, Jameson A (1988) Validation of a multigrid method for the Reynolds averaged equations. In: Proceedings of AIAA 26th aerospace sciences meeting, AIAA paper 88-0414, Reno, Nevada, Vereinigte Staaten von Amerika, 11–14. Januar 1988
92. Swanson R, Turkel E (1987) Artificial dissipation and central difference schemes for the Euler and Navier-Stokes equations. In: Proceedings of AIAA 8th computational fluid dynamic conference, AIAA paper 87.1107.CP, Honolulu Hawaii, 9–11. Juni 1987
93. Swanson R, Turkel E (1993) Aspects of a high-resolution scheme for the Navier-Stokes equations. In: Proceedings of AIAA 11th computational fluid dynamics conference, AIAA paper 93.3372.CP, Orlando, Florida, 6–9. Juli 1993
94. Turkel E (1988) Improving the accuracy of central difference schemes. Technical Report ICASE 88-53
95. Turkel E, Vatsa V (1994) Effect of artificial viscosity on three-dimensional flow solution. AIAA J 31(1):39–45
96. Whitehead DS (1987) Classical two-dimensional methods. In: Platzer M, Carta F (eds) AGARD manual on aeroelasticity in axial flow in turbomachines, Vol 1, Unsteady turbomachinery aerodynamics, Volume AGARD-AG-298
97. Corsini A, Perugini B, Rispoli F, Sheard AG, Kinghorn IR (2007) Aerodynamic workings of blade tip end-plates designed for low-noise operation in axial flow fans. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27465
98. Mocket Ch, Fuchs M, Kramer F, Michel U, Thiele F, Steger M (2017) Further development and initial Validation of innovative DES-based approaches for prediction of jet noise installation

effects. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2C: turbomachinery, paper GT2017-65253, Charlotte, North Carolina, Vereinigte Staaten von Amerika, 26–30. Juni 2017
99. Woodward RP, Lucas JG (1976) Acoustic and aerodynamic performance of a 1.83 meter diameter 1.25 pressure ratio fan (QF-8). NASA TN D-8130 TN D-8130, Februar 1976
100. Wadia AR, Szucs PN, Crall DW (1998) Inner workings of aerodynamic sweep. ASME J Turbomac 120(4):671–682
101. Corsini A, Rispoli F (2004) Using sweep to extend stall-free operational range in sub-sonic axial fan rotors. Proc Inst Mech Eng A 218(3):129–139
102. Takata H, Tsukuda Y (1977) Stall margin improvement by casing treatment – its mechanism and effectiveness. ASME J Eng Power 99(1):121–133
103. Smith GDJ, Cumpsty NA (1984) Flow phenomena in compressor casing treatment. ASME J Eng Gas Turb Power 106(3):532–541
104. Thompson DW, King PI, Rabe DC (1998) Experimental and computational investigation on stepped tip gap effects on the flowfield of a transonic axial-flow compressor rotor. ASME J Turbomac 120:477–486
105. Jensen CE (1986) Axial-flow fan. US Patent No. 4,630,993
106. Corsini A, Perugini B, Rispoli F, Kinghorn I, Sheard AG (2006) Investigation on improved blade tip concept. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90592, Barcelona, Spanien, 8–11. Mai 2006
107. Longet CML (2003) Axial flow fan with noise reducing means. US Patent 2003/0123987 A1
108. Mimura M (2003) Axial flow fan. US Patent 6,648,598 B2
109. Uselton RB, Cook LJ, Wright T (2005) Fan with reduced noise generation. US Patent 2005/0147496 A1
110. Morfey CL, Fisher MJ (1970) Shock-wave radiation from a supersonic ducted rotor. Aero J Roy Aero Soc 74:579–585
111. Woodward RP, Gazzaniga JA, Bartos LJ (2002) Acoustic benefits of stator sweep and lean for a high tip speed fan. In: Proceeding of the 40th AIAA aerospace sciences meeting and exhibit, paper AIAA-2002-1034, Reno, Nevada, Vereinigte Staaten von Amerika, 14–17. Januar 2002
112. Bonneau V, Polacsek C, Barrier R, Lewy S (2014) Prediction of harmonic sound power generated by a modern turbofan with heterogeneous OGV and internal bifurcations. In: Proceedings of the 20th AIAA/CEAS aeroacoustics conference, paper AIAA 2014-3054, Atlanta, Georgia, Vereinigte Staaten von Amerika, 16–20. Juni 2014
113. Yuri K, Victor M (2013) Experimental study of 700 mm fan model noise at CIAM anechoic chamber. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 6C: turbomachinery, paper GT2013-94454, San Antonio, Texas, Vereinigte Staaten von Amerika, 3–7. Juni 2013
114. Rossikhin A, Pankov S, Mileshin V (2016) Numerical investigation of the first booster stage noise of a high bypass ratio turbofan. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57352, Seoul, Südkorea, 13–17. Juni 2016
115. Rossikhin A, Druzhinin L, Khaletskii I, Mileshin V (2017) Numerical and experimental investigation of acoustic characteristics of a fan model with struts integrated in a stator. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2C: turbomachinery, paper GT2017-63449, Charlotte, North Carolina, Vereinigte Staaten von Amerika, 26–30. Juni 2017
116. Hughes CE, Woodward RP, Podboy GG, Jeracki RJ (2005) The effect of bypass nozzle exit area on fan aerodynamic performance and noise in a model turbofan simulator. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2005: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2005, parts A and B, paper GT2005-68573, Reno, Nevada, Vereinigte Staaten von Amerika, 6–9. Juni 2005

117. Weir DS (2003) Design and test of fan/Nacelle models, quiet high speed fan. NASA CR-2003-212370
118. Podboy GG, Sutliff DL, Krupar MJ, Horvath C (2007) Shock characteristics measured upstream of both a forward-swept and an aft-swept Fan. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27338, Montreal, Kanada, 14–17. Mai 2007
119. Shah PN, Mobed DD, Spakovszky ZS (2007) A novel turbomachinery air-brake concept for quiet aircraft. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27635, Montreal, Kanada, 14–17. Mai 2007
120. Meslioui S-A, Cunningham M, Germain P (2007) Determination of CFD turbulence scales for lobed mixer jet noise prediction. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-28334, Montreal, Kanada, 14–17. Mai 2007
121. Teixeira A, Naylor E, Ivey PC, Sheard AG, Kinghorn IR (2006) Numerical analysis of an industrial fan fitted with noise reduction devices. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90845, Barcelona, Spanien 2006
122. Tam CKW, Kurbatskii KA, Ahuja KK, Gaeta RJ Jr (2001) A numerical and experimental investigation of the dissipation mechanisms of resonant acoustic liners. J Sound Vib 245(3):545–557
123. Zhang Q, Bodony DJ (2011) Numerical simulation of two-dimensional acoustic liners with high-speed grazing flow. AIAA J 49(2):365–382
124. Mendez S, Eldredge JD (2009) Acoustic modeling of perforated plates with bias flow for Large-Eddy-Simulations. J Comput Phys 228(13):4757–4772
125. Roche JM, Leylekian L, Delattre G, Vuillot F (2009) Aircraft fan noise absortion: DNS of the acoustic dissipation of resonant liners. In: Proceedings of 15th AIAA/CEAS aeroacoustics conference, 11.–13. May 2009, Miami Florida US, paper no. AIAA 2009-3146, S 1–16
126. Ramdani S, Yamasaki N, Inokuchi Y, Ishii T (2017) Large Eddy simulation of conventional and bias flow acoustic liners. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2C: turbomachinery, paper GT2017-63693, Charlotte, North Carolina, Vereinigte Staaten von Amerika, 26–30. Juni 2017
127. ISO 10534-2 (1998) International standard organization – acoustics – determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes – part 2: transfer-function method

Numerische Feldverfahren, Navier-Stokes-Verfahren

14

Die Schaufelgitter, die als Zylinderschnitte durch Axialmaschinen aufzufassen sind, sollten so konzipiert sein, dass sie die gewünschten Strömungsumlenkungen optimal erreichen. Ihre Geometrie ist entsprechend zu gestalten. Da die Strömungsumlenkung durch Druckkräfte über die Schaufeln bewirkt wird, ist es naheliegend, aus vorgegeben Drücken bzw. Druckverteilungen ein Schaufelprofil auszurechnen (direkte Methode, inverses Verfahren). Für diese Berechnungen müssen jedoch die Bilanzgleichungen nach ihren Randbedingungen, die ja die Berandungen definieren, aufgelöst werden. Dieser Weg führt aber neben mathematischen Problemen häufig zu konstruktiv nicht realisierbaren Konturen. Deshalb löst man die Aufgabe meist nach dem umgekehrten Verfahren (indirekte Methode). Man gibt eine Profilkontur vor und prüft nach, ob sie günstig genug ist. Wenn die Anforderungen nicht gut genug erfüllt werden, wird die Kontur geändert und nochmals überprüft. Dieser Vorgang wird solange wiederholt, bis das Ergebnis befriedigt.

Für diese Nachrechnungsaufgabe existieren eine Reihe von Verfahren verschiedener Qualität und verschiedener Zielrichtung. Da die Güte eines Schaufelprofils durch die Verluste bestimmt wird, ist zur endgültigen Auslegung die Kenntnis der wirklichen verlustbehafteten Strömung um die Schaufeln notwendig. Die Verluste entstehen primär in den Grenzschichten der wandnahen Strömungspartien. Über das allgemeine Verhalten von Grenzschichten ist ein breites Wissen vorhanden, so dass auch mit Berechnungsergebnissen für reibungsfreie, ja sogar inkompressible Strömung weitgehend sichere Aussagen über die Profilgüte zu treffen sind. Es ist dies besonders bedeutungsvoll, weil der Aufwand für die Berechnung der reibungsfreien, inkompressiblen Strömung vergleichsweise gering ist, während er schon zur Berücksichtigung der Kompressibilität stark ansteigt und nochmals zunimmt, wenn man die Reibung innerhalb der Strömung und an den Wänden einschließt. Die Sekundärströmungen lassen sich jedoch nur unter Berücksichtigung der Reibung und der Kompressibilität mit dreidimensionalen, transienten Verfahren vollständig erfassen.

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_14

Man unterscheidet je nach Komplexität folgende Verfahren

- Reibungsfreie inkompressible Strömung: die Verfahren basieren meist auf der Potenzialtheorie der Strömungsmechanik, wie beispielsweise das auf Singularitäten basierende Verfahren
- Die Kompressibilität berücksichtigende Methoden, sog. Euler-Verfahren
- Die Reibung und Kompressibilität mit einschließende Methoden, die sogenannten Navier-Stokes-Verfahren

Mit der Einführung kommerziell vermarkteter (z. B. CFX, Fluent, StarCD, u. a.) bzw. offen zugänglicher (z. B. OpenFOAM u. a.) Navier-Stokes-Verfahren wird bei neueren Entwicklungen das Strömungsfeld nicht nur des Gitters, sondern der kompletten Stufe, manchmal auch mehrerer gekoppelter Stufen, dreidimensional und instationär berechnet. Die erzielbare Genauigkeit hängt stark von den eingesetzten physikalischen Modellen, insbesondere von der Turbulenzmodellierung und der Auflösung der Grenzschicht ab.

Exakte Berechnungen, insbesondere von Strömungsablösungen, sind mit einfachen Modellen, wie sie in der Regel eingesetzt werden, um den numerischen Aufwand zu vermindern, noch nicht zuverlässig möglich. Die Ergebnisse müssen anhand von Versuchen validiert werden. Turbulenz- und Transitionsmodelle sind derzeit Gegenstand intensiver Forschung.

Ziel der Berechnung ist der Verlauf der Profilbelastung, d. h. des statischen Druckes und der Geschwindigkeit entlang des Profils zur Beurteilung, inwieweit Strömungsablösungen auftreten, bzw. ob der Druckaufbau stetig und ohne ablösungsgefährdete Wendepunkte erfolgt.

Die Gitterberechnungsverfahren, die den Einfluss der Kompressibilität und der Zähigkeit des Strömungsmediums mitberücksichtigen, erfordern die Berechnung der Strömung im gesamten Strömungsfeld vor, in und nach dem Gitter. Aufgrund der Relativbewegung zwischen Lauf- und Leitrad ist die Durchströmung mehrerer Gitter immer transient. Eine quasistationäre Betrachtung erfordert somit immer eine Mittelung, deren Konsequenzen bei der Interpretation der Ergebnisse zu berücksichtigen sind.

14.1 Grundlegendes

Eine chemisch nicht-reagierende Strömung wird durch die sechs unabhängigen Variablen

- Geschwindigkeitsvektor $\vec{v}\left(u,v,w\right)$,
- Druck p,
- Temperatur T,
- Dichte ρ und eventuell
- dem Stoffgesetz der Viskosität $v = f(T)$

in einem Koordinatensystem x, y, z bestimmt. Die sechs Unbekannten müssen durch fünf Bilanzgleichungen,

- der Kontinuitätsgleichung (Massenerhaltung),
- dem Impulserhaltungssatz,
- der Energieerhaltungsgleichung,

und dem Stoffgesetz des Fluids, im Allgemeinen

- durch die ideale Gasgleichung

beschrieben werden.

Zur Formulierung der Grundgleichungen wird ein infinitesimal kleines Volumenelement, dessen linke vordere untere Ecke sich an einer beliebigen Stelle im Strömungsfeld mit den Koordinaten (x, y, z) befindet und dessen Kanten jeweils parallel zu den entsprechenden Koordinatenachsen stehen, betrachtet. Das Volumenelement ist Raum-fest, d. h. seine Begrenzungen bewegen sich nicht mit der Strömung mit. Man setzt voraus, dass das Gas ein homogenes Kontinuum ist.

Die Bilanzierung erfolgt durch die Aufteilung des gesamten Strömungsgebietes in kleine Bilanzelemente ohne im Einzelnen zu berücksichtigen, dass sich unterschiedliche Strömungsbereiche wie z. B. Grenzschichten, laminare Anlaufströmungen oder ausgeprägte turbulente Bereiche im Strömungsfeld befinden.

Zur übersichtlicheren Darstellung werden im Folgenden folgende mathematischen Abkürzungen verwendet:

Unter dem Operator ∇ (Nabla- bzw. Hamilton-Operation) angewandt auf einen Vektor $\vec{v}$ versteht man die Divergenz dieses Vektors auf den der Operator angewendet wird. Der Nabla-Operator ∇ erhält somit die folgenden Komponenten

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)^{\mathrm{T}} \; Nabla - Operator. \tag{14.1}$$

Durch die formale Multiplikation dieses Vektors im kartesischen Koordinatensystem

- mit einem Skalar u der Richtung x, (x•∇)u ergibt sich der Gradient z. B. $\partial u/\partial x$
- mit einem Vektor $\vec{v} = (u,v,w)$ muss zwischen dem skalaren und vektoriellen Produkt unterschieden werden, es ergibt sich
  - beim *skalaren* Produkt

$$\nabla \vec{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = div(\vec{v}) \tag{14.2}$$

die *Divergenz*, ein Skalar, bzw. im Skalarprodukt mit umgedrehten Faktoren

$$\nabla p = \left(\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}, \frac{\partial p}{\partial z} \right)^{\mathrm{T}}, \vec{v} \cdot \nabla = u \cdot \frac{\partial}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial}{\partial z}, \tag{14.3}$$

– beim Vektorprodukt

$$\nabla x \vec{v} = \left(\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} \right), \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right), \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right) = rot \vec{v} \tag{14.4}$$

die *Rotation* ein Vektor, der nach dem Integralsatz von Stokes für Potenzialströmungen zu Null wird.

Ein zusätzlich in der folgenden Impulserhaltungsgleichung angewandter Operator ist der Laplace-Operator $\Delta \vec{v}$ der ebenfalls einen Skalaren definiert

$$\Delta \vec{v} = \nabla \cdot \nabla \vec{v} = \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{v}}{\partial z^2} = div\left(grad\left(\vec{v} \right) \right). \tag{14.5}$$

Die Herleitung der beschreibenden Gleichungen aus den Bilanzen soll im Folgenden nicht im Detail dargestellt werden. Zur Interpretation numerischer Ergebnisse ist die Kenntnis der bei der Herleitung getroffenen Annahmen und mathematischen Modelle unabdingbar. Die detaillierte Herleitung der Gleichungen ist der einschlägigen Literatur der Strömungsmechanik, beispielsweise Oertel und Laurien [1], zu entnehmen.

14.2 Die Erhaltung der Masse (Kontinuitätsgleichung)

Aus der Bilanz der ein- und austretenden Massenströme sowie dem im Bilanzvolumen gespeicherten Massenanteil ergibt sich die auf das Volumen bezogene *Kontinuitätsgleichung*

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \left(\rho \cdot u \right)}{\partial x} + \frac{\partial \left(\rho \cdot v \right)}{\partial y} + \frac{\partial \left(\rho \cdot w \right)}{\partial z} = 0 \; kompressibel. \tag{14.6}$$

Für ein inkompressibles Fluid ($\rho = const.$) vereinfacht sie sich zu

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \, inkompressibel. \tag{14.7}$$

In Koordinaten-freier Vektorschreibweise lauten die Gleichungen

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \left(\rho \cdot \vec{v} \right) = 0 \;\; \text{bzw.} \;\; \nabla \cdot \vec{v} = 0. \tag{14.8}$$

14.3 Die Erhaltung des Impulses, Navier-Stokes-Gleichungen

Die Impulsbilanz erfordert zur Lösung die stärksten Annahmen. Die detaillierte Herleitung ist in der Literatur, beispielsweise bei Oertel und Laurien [1] dargestellt. Bilanziert wird die zeitliche Änderung des Impulsstromes in einem Volumenelement, die ein- und austretenden Impulsströme sowie die auf die im Volumenelement befindliche Masse wirkenden Kräfte.

14.3.1 Dreidimensionale, instationäre, kompressible und reibungsbehaftete Strömung

Der Impuls innerhalb des Volumens wird neben den ein- und ausströmenden Impulsströmen zusätzlich durch die am Volumen angreifenden Kräfte geändert. Zu diesen Kräften gehören die Normal- und Schubspannungen sowie die Volumenkräfte. Hierunter versteht man die Kräfte, die auf die im Volumen befindliche Masse wirken, z. B. die Schwerkraft oder elektrische und magnetische Kräfte. Die Impulsbilanz in x-Richtung ergibt

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot w)}{\partial z} = k_x + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z}. \tag{14.9}$$

Für die *y*- und *z*-Richtung lassen sich die entsprechenden Gleichungen herleiten. Die Gleichungen beinhalten bereits die gesamte Physik bezüglich der Änderung des Impulses im Volumenelement.

In diesen Gleichungen müssen noch der in der Strömungsmechanik gebräuchliche Flüssigkeitsdruck, bzw., wenn ein Gas als Fluid betrachtet wird, der thermodynamische Druck, sowie der Zusammenhang zwischen den Spannungen τ und den Geschwindigkeitskomponenten u, v und w eingeführt werden.

In der eindimensionalen Betrachtung verbindet das bekannte Newton´sche Reibungsgesetz die Schubspannung $\tau = \mu \cdot \partial u/\partial z$ mit dem orthogonal dazu vorhandenen Geschwindigkeitsgradienten über eine Stoffkennzahl, der dynamischen Viskosität μ.

Betrachtet man eine reibungslose Strömung, verschwinden alle Schubspannungen (τ_{xy}, τ_{yx}, τ_{xz}) und es wirken nur noch die Normalspannungen (τ_{xx}, τ_{yy}, τ_{zz}), die jedoch alle gleich sind. Sie entsprechen dem Flüssigkeitsdruck bzw. im Falle eines Gases dem thermodynamischen Druck. Deshalb wird der Druck definiert zu

$$p = -\frac{\tau_{xx} + \tau_{yy} + \tau_{zz}}{3}. \tag{14.10}$$

Das Minuszeichen berücksichtigt, dass der Druck als negative Normalspannung wirkt.

In strömenden Fluiden setzen sich die drei Normalspannungen aus zwei Anteilen zusammen. Der eine Anteil wird wie dargestellt als Druck p bezeichnet ((hydro-)statischer Druck), der andere Anteil entsteht aus den Reibungseffekten des Fluids. Somit ergibt sich für die Normalspannungen der Ansatz

$$\tau_{xx} = \sigma_{xx} - p, \tau_{yy} = \sigma_{yy} - p, \tau_{zz} = \sigma_{zz} - p. \tag{14.11}$$

Setzt man die Normalspannungen gemäß der Gl. 14.9 in die Impulsbilanz ein, so erhält man für die Bilanz der drei Richtungen

$$\frac{\partial(\rho \cdot u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot u \cdot w)}{\partial z} = k_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \tag{14.12}$$

$$\frac{\partial(\rho \cdot v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot v \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot v \cdot w)}{\partial z} = k_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \tag{14.13}$$

$$\frac{\partial(\rho \cdot w)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \cdot w \cdot u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot w \cdot v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho \cdot w^2)}{\partial z} = k_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z}. \tag{14.14}$$

Der Zusammenhang zwischen den reibungsbedingten Normalspannungen σ, bzw. den Schubspannungen τ und den Geschwindigkeitskomponenten u, v und w stellt der dreidimensionale Stokes'sche Reibungsansatz dar, der das dreidimensionale Newton'sche Reibungsgesetz beinhaltet

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx} &= 2 \cdot \mu \cdot \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\sigma_{yy} &= 2 \cdot \mu \cdot \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\sigma_{zz} &= 2 \cdot \mu \cdot \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \cdot \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
\tau_{yx} &= \tau_{xy} = \mu \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right), \tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\
\tau_{zx} &= \tau_{xz} = \mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right).
\end{aligned} \tag{14.15}$$

Der Stokes'sche Reibungsansatz erfüllt die Symmetriebedingung

$$\tau_{yx} = \tau_{xy}, \tau_{yz} = \tau_{zy}, \tau_{zx} = \tau_{xz}. \tag{14.16}$$

Eine Möglichkeit zum Nachweis dieser Symmetrie kann mit dem Aufstellen eines Momentengleichgewichts für die im Volumenelement enthaltene Masse erfolgen [2].

Setzt man die Normal- und Schubspannungen in die Impulsgleichungen (Gl. 14.10, 14.11 und 14.12) ein und schreibt die linke Seite unter Beachtung der Kontinuitätsgleichung noch um, so erhält man die Impulsgleichungen einer instationären, dreidimensionalen und kompressiblen Strömung in Form der Navier-Stokes-Gleichungen. Der Ausdruck $\nabla \cdot \vec{v}$ entspricht wie erwähnt der Divergenz des Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}$, d. h.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla\left(\rho \cdot \vec{v}\right) = 0, \tag{14.17}$$

$$\begin{aligned}
&\rho \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \right) = k_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \\
&\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu \cdot \left(2 \cdot \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \cdot \left(\nabla \cdot \vec{v}\right) \right) \right] + \\
&\quad \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right], \\
&\rho \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial v}{\partial z} \right) = k_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \\
&\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \\
&\quad \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu \cdot \left(2 \cdot \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \cdot \left(\nabla \cdot \vec{v}\right) \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right], \\
&\rho \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial w}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} \right) = k_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \\
&\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \\
&\quad \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu \cdot \left(2 \cdot \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \cdot \left(\nabla \cdot \vec{v}\right) \right) \right].
\end{aligned} \tag{14.18}$$

Die Navier-Stokes-Gleichungen bilden zusammen mit der Kontinuitätsgleichung (Gl. 14.4) und der Energiegleichung die Grundgleichungen der Strömungsmechanik. Sie wurden bereits 1827 von M. Navier und G. G. Stokes publiziert. Da sie stark nichtlinear und gekoppelt sind, lassen sie sich nicht geschlossen analytisch lösen. Im Laufe der Zeit wurden aus ihnen vereinfachte Gleichungen zur Berechnung von technisch interessierenden Strö-

mungen abgeleitet. Zur Beschreibung der dreidimensionalen, kompressiblen und viskosen Strömung werden die Gleichungen mit entsprechenden Parametrisierungen numerisch gelöst.

14.3.2 Die Impulsbilanz inkompressibler Newton'scher Medien

Für inkompressible Strömungen Newton'scher Medien, d. h. für ($\mu \neq f(\tau)$), vereinfachen sich die Gl. 14.16. Die Kontinuitätsgleichung Gl. 14.4 ergibt sich zu

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \; \textit{Kontinuitätsgleichung, inkompressibel} \tag{14.19}$$

und die Impulserhaltung zu

$$\begin{aligned}
&\rho \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \right) = k_x - \frac{\partial p}{\partial x} \\
&+ \mu \cdot \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \\
&\rho \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial v}{\partial z} \right) = k_y - \frac{\partial p}{\partial y} \\
&+ \mu \cdot \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right), \\
&\rho \cdot \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial w}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} \right) = k_z - \frac{\partial p}{\partial y} \\
&+ \mu \cdot \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right).
\end{aligned} \tag{14.20}$$

Sie wird in koordinatenfreier Schreibweise der Vektoranalysis zusammengefasst

$$\rho \cdot \left(\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \left(\vec{v} \cdot \nabla \right) \vec{v} \right) = \vec{k} - \nabla p + \mu \cdot \Delta \vec{v} \;\; \textit{Impulserhaltung, inkompressibel.} \tag{14.21}$$

In Gl. 14.19 steht wie erwähnt ∇p und $\left(\vec{v} \cdot \nabla \right)$ für das Skalarprodukt aus Geschwindigkeitsvektor und Nabla-Operator. Dies ergibt einen Vektoroperator, der auf jede Komponente des Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}$ angewandt wird. $\Delta \vec{v}$ steht für den auf $\vec{v}$ angewandten Laplace-Operator.

14.4 Die Energieerhaltungsgleichung

Zur Herleitung der Energieerhaltung wird die zeitliche Änderung der inneren und der kinetischen Energie im Volumenelement mit den durch die Strömung ein- und ausfließenden Energieströmen, den durch die Wärmeleitung ein- und ausfließenden Energieströmen, den

durch die Druck-, Normalspannungs- und Schubspannungskräften am Volumenelement geleisteten Arbeiten pro Zeit sowie der Energiezufuhr von außen und der Arbeit pro Zeit (Leistung), die durch das Wirken der Volumenkräfte verursacht wird, bilanziert. Die Ableitung ist von Oertel und Laurien [1] detailliert dargestellt.

Man erhält die Energiegleichung in der Form

$$\begin{aligned}&\rho\cdot\left(\frac{\partial e}{\partial t}+u\cdot\frac{\partial e}{\partial x}+v\cdot\frac{\partial e}{\partial y}+w\cdot\frac{\partial e}{\partial z}\right)=\\&\left(\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\cdot\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\cdot\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\cdot\frac{\partial T}{\partial z}\right)\right)-\\&p\cdot\left(\nabla\cdot\vec{v}\right)+\vec{k}\cdot\vec{v}+\rho\cdot\dot{q}_s+\mu\cdot\Phi\end{aligned}\tag{14.22}$$

mit

$$\begin{aligned}\Phi=2\cdot&\left[\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2\right]+\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2+\\&\left(\frac{\partial w}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2+\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x}\right)^2-\frac{2}{3}\cdot\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2.\end{aligned}\tag{14.23}$$

Φ wird als Dissipationsfunktion bezeichnet. Sie enthält nur quadratische Glieder und ist deshalb an jeder Stelle im Strömungsfeld positiv. Bei der Herleitung dieser Gleichung wurden bisher noch keine Einschränkungen gemacht. Sie gilt allgemein für einphasige Fluide und beschreibt den Energiehaushalt in einem kleinen Volumenelement auch für Strömungen, in denen z. B. chemische Prozesse ablaufen oder, was gleichbedeutend ist, Verbrennungsprozesse stattfinden. Vorausgesetzt wurde lediglich, dass die Strömung homogen ist, d. h. es dürfen beispielsweise keine Rußpartikel oder Flüssigkeitströpfchen in der Strömung vorhanden sein, und dass das Fluid ein Newton'sches Medium ist. Die Energiegleichung kann speziell für kalorisch perfekte Gase (ideales Gas) vereinfacht werden (Gl. 14.22)

$$\begin{aligned}&\rho\cdot c_{\mathrm{p}}\cdot\left(\frac{\partial T}{\partial t}+u\cdot\frac{\partial T}{\partial x}+v\cdot\frac{\partial T}{\partial y}+w\cdot\frac{\partial T}{\partial z}\right)+\\&\left(\frac{\partial p}{\partial t}+u\cdot\frac{\partial p}{\partial x}+v\cdot\frac{\partial p}{\partial y}+w\cdot\frac{\partial p}{\partial z}\right)+\\&\left(\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\cdot\frac{\partial T}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\cdot\frac{\partial T}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\cdot\frac{\partial T}{\partial z}\right)\right)+\\&\vec{k}\cdot\vec{v}+\rho\cdot\dot{q}_{\mathrm{s}}+\mu\cdot\Phi.\end{aligned}\tag{14.24}$$

14.5 Die dimensionslosen Grundgleichungen in der Erhaltungsform

Für die numerische Lösung der Grundgleichungen führt man sie in eine dimensionslose Darstellung über. Um dies zu verdeutlichen, sind in den Gl. 14.23–14.27 die dimensionslosen Größen mit einem Stern gekennzeichnet. Sie wurden auf die Eingangsgrößen bzw. auf eine typische Abmessung L bezogen.

Die Kontinuitätsgleichung (Gl. 14.4), die Impulsgleichungen (Gl. 14.10, 14.11 und 14.12) und die Energiegleichung (Gl. 14.20) sind nachfolgend in der dimensionslosen Form angegeben. Sie entsprechen der sogenannten Erhaltungsform, d. h. dass in den Gleichungen die Divergenz einer physikalischen Größe auftritt. So enthält die Kontinuitätsgleichung als Divergenz den Ausdruck $\nabla\cdot\left(\rho\cdot\vec{v}\right)$ (Massenstrom pro Fläche), die Impulsgleichungen als Divergenz den Ausdruck $\nabla\cdot\left(\rho\vec{v}\vec{v}\right)$ (Impulsströme pro Fläche) und letztlich die Energiegleichung als Divergenz den Ausdruck $\nabla\cdot\left(\rho\cdot e_{\text{ges}}\cdot\vec{v}\right)$ (Energiestrom pro Fläche, $e_{\text{ges}} = e + V^2/2$, $[e_{\text{ges}}] = J/kg$).

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial\rho^*}{\partial t^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot u^*\right)}{\partial x^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot v^*\right)}{\partial y^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot w^*\right)}{\partial z^*}=0 \tag{14.25}$$

Navier-Stokes-Gleichungen:

$$\frac{\partial\left(\rho^*\cdot u^*\right)}{\partial t^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot u^{*2}\right)}{\partial x^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot u^*\cdot v^*\right)}{\partial y^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot u^*\cdot w^*\right)}{\partial z^*}= k_x^*-\frac{\partial p^*}{\partial x^*}+\frac{1}{\text{Re}_\infty}\cdot\left(\frac{\partial\sigma_{xx}^*}{\partial x^*}+\frac{\partial\tau_{yx}^*}{\partial y^*}+\frac{\partial\tau_{zx}^*}{\partial z^*}\right), \tag{14.26}$$

$$\frac{\partial\left(\rho^*\cdot v^*\right)}{\partial t^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot v^*\cdot u^*\right)}{\partial x^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot v^{*2}\right)}{\partial y^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot v^*\cdot w^*\right)}{\partial z^*}= k_y^*-\frac{\partial p^*}{\partial x^*}+\frac{1}{\text{Re}_\infty}\cdot\left(\frac{\partial\tau_{xy}^*}{\partial x^*}+\frac{\partial\sigma_{yy}^*}{\partial y^*}+\frac{\partial\tau_{zy}^*}{\partial z^*}\right), \tag{14.27}$$

$$\frac{\partial\left(\rho^*\cdot w^*\right)}{\partial t^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot w^*\cdot u^*\right)}{\partial x^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot w^*\cdot v^*\right)}{\partial y^*}+\frac{\partial\left(\rho^*\cdot w^{*2}\right)}{\partial z^*}= k_z^*-\frac{\partial p^*}{\partial z^*}+\frac{1}{\text{Re}_\infty}\cdot\left(\frac{\partial\tau_{xz}^*}{\partial x^*}+\frac{\partial\sigma_{yz}^*}{\partial y^*}+\frac{\partial\tau_{zz}^*}{\partial z^*}\right). \tag{14.28}$$

Energiegleichung:

$$\frac{\partial \rho^* \cdot e^*_{ges}}{\partial t^*} + \left(\frac{\partial \left(\rho \cdot e^*_{ges} \cdot u^* \right)}{\partial x^*} + \frac{\partial \left(\rho^* \cdot e^*_{ges} \cdot v^* \right)}{\partial y^*} + \frac{\partial \left(\rho^* \cdot e^*_{ges} \cdot w^* \right)}{\partial z^*} \right) =$$

$$(\kappa - 1) \cdot Ma^2_\infty \cdot \left(\vec{k}^* \cdot \vec{v}^* + \rho^* \cdot \dot{q}^*_s \right) +$$

$$\frac{1}{\mathrm{Re}_\infty \cdot \mathrm{Pr}_\infty} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x^*} \left(\lambda^* \cdot \frac{\partial T^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\lambda^* \cdot \frac{\partial T^*}{\partial y^*} \right) + \frac{\partial}{\partial z^*} \left(\lambda^* \cdot \frac{\partial T^*}{\partial z^*} \right) \right) +$$

$$(\kappa - 1) \cdot Ma^2_\infty \cdot \left(- \frac{\partial \left(p^* \cdot u^* \right)}{\partial x^*} + \frac{1}{\mathrm{Re}_\infty} \cdot \left[\frac{\partial \left(\sigma^*_{xx} \cdot u^* \right)}{\partial x^*} + \frac{\partial \left(\tau^*_{xy} \cdot v \right)}{\partial x^*} + \frac{\partial \left(\tau^*_{xz} \cdot w^* \right)}{\partial x} \right] \right) + \tag{14.29}$$

$$(\kappa - 1) \cdot Ma^2_\infty \cdot \left(- \frac{\partial \left(p^* \cdot v^* \right)}{\partial y^*} + \frac{1}{\mathrm{Re}_\infty} \cdot \left[\frac{\partial \left(\tau^*_{yx} \cdot u^* \right)}{\partial y^*} + \frac{\partial \left(\sigma^*_{yy} \cdot v^* \right)}{\partial y^*} + \frac{\partial \left(\tau^*_{yz} \cdot w^* \right)}{\partial y^*} \right] \right) +$$

$$(\kappa - 1) \cdot Ma^2_\infty \cdot \left(- \frac{\partial \left(p^* \cdot w^* \right)}{\partial z^*} + \frac{1}{\mathrm{Re}_\infty} \cdot \left[\frac{\partial \left(\tau^*_{zx} \cdot u^* \right)}{\partial z^*} + \frac{\partial \left(\tau^*_{zy} \cdot v^* \right)}{\partial z^*} + \frac{\partial \left(\sigma^*_{zz} \cdot w^* \right)}{\partial z^*} \right] \right).$$

κ steht für den Isentropenexponenten der Zuströmung. Die Größen Re_∞, Pr_∞ und Ma_∞ entsprechen der Reynolds-, Prandtl- bzw. Mach-Zahl

$$\mathrm{Re}_\infty = \frac{\rho_\infty \cdot U_\infty \cdot L}{\mu_\infty}, \mathrm{Pr}_\infty = \frac{c_p \cdot \mu_\infty}{\lambda_\infty}, Ma_\infty = \frac{U_\infty}{a_\infty}. \tag{14.30}$$

Aus den dimensionslosen Gleichungen erkennt man:

- Inkompressible reibungsbehaftete Strömungen, für deren Berechnungen man nur die Kontinuitätsgleichung (Gl. 14.23) und Navier-Stokes-Gleichungen (Gl. 14.24, 14.25 und 14.26) benötigt, werden ausschließlich durch die Reynolds-Zahl charakterisiert.
- Kompressible reibungsbehaftete Strömungen dagegen, für deren Berechnung man zusätzlich die Energiegleichung benötigt, werden durch die Mach-, Reynolds- und Prandtl-Zahl bestimmt.
- Für den Fall, dass die Reynolds-Zahl gegen unendlich geht, verschwinden die Reibungsterme in den Gleichungen, d. h. die Gleichungen beschreiben dann das Verhalten eines reibungslosen Fluids. In einem reibungslosen Fluid tritt weiterhin keine Wärmeleitung auf.

In diesem Abschnitt über die Herleitung der dimensionslosen Grundgleichungen in Erhaltungsform wurde zur Verdeutlichung für die dimensionslosen Größen ein eigener Index * eingeführt, um sie von den dimensionsbehafteten Größen gleicher Bezeichnung

unterscheiden zu können. In der Regel wird jedoch dieser Index weggelassen. Meist gilt, dass diejenigen Gleichungen in denen die dimensionslosen Kenngrößen Re_∞, Pr_∞, Ma_∞ etc. auftreten, per Definitionen dimensionslos sind.

Die dimensionslosen Gleichungen werden in einer Vektordarstellung zusammengefasst, so dass lediglich eine Vektordifferenzialgleichung, bestehend aus fünf gekoppelten, nicht linearen, partiellen Differenzialgleichungen, zu lösen ist

$$\frac{\partial U}{\partial t}+\frac{\partial F}{\partial x}+\frac{\partial G}{\partial y}+\frac{\partial H}{\partial z}=S \tag{14.31}$$

mit

$$U=\begin{pmatrix}\rho\\ \rho\cdot u\\ \rho\cdot v\\ \rho\cdot w\\ \rho\cdot e_{\mathrm{ges}}\end{pmatrix},\ S=\begin{pmatrix}0\\ k_{\mathrm{x}}\\ k_{\mathrm{y}}\\ k_{\mathrm{z}}\\ (\kappa-1)\cdot Ma_\infty^2\cdot\left(\vec{k}\cdot\vec{v}+\rho\cdot\dot{q}_s\right)\end{pmatrix}, \tag{14.32}$$

$$F=\begin{pmatrix}\rho\cdot u\\ \rho\cdot u^2+p-\dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty}\cdot\sigma_{\mathrm{xx}}\\ \rho\cdot u\cdot v-\dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty}\cdot\tau_{\mathrm{xy}}\\ \rho\cdot u\cdot w-\dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty}\cdot\tau_{\mathrm{xz}}\\ \left\{\left(\rho\cdot e_{\mathrm{ges}}+(\kappa-1)\cdot Ma_\infty^2\cdot p\right)\cdot u-\right.\\ \left.\dfrac{(\kappa-1)\cdot Ma_\infty^2}{\mathrm{Re}_\infty}\left(\sigma_{\mathrm{xx}}\cdot u+\tau_{\mathrm{xy}}\cdot v+\tau_{\mathrm{xz}}\cdot w\right)-\dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty\cdot\mathrm{Pr}_\infty}\cdot\lambda\cdot\dfrac{\partial T}{\partial x}\right\}\end{pmatrix}, \tag{14.33}$$

$$G=\begin{pmatrix}\rho\cdot v\\ \rho\cdot u\cdot v-\dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty}\cdot\tau_{\mathrm{yx}}\\ \rho\cdot v^2+p-\dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty}\cdot\sigma_{\mathrm{yy}}\\ \rho\cdot w\cdot v-\dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty}\cdot\tau_{\mathrm{yz}}\\ \left\{\left(\rho\cdot e_{\mathrm{ges}}+(\kappa-1)\cdot Ma_\infty^2\cdot p\right)\cdot v-\right.\\ \left.\dfrac{(\kappa-1)\cdot Ma_\infty^2}{\mathrm{Re}_\infty}\left(\sigma_{yy}\cdot v+\tau_{\mathrm{yz}}\cdot w+\tau_{\mathrm{yx}}\cdot u\right)-\dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty\cdot\mathrm{Pr}_\infty}\cdot\lambda\cdot\dfrac{\partial T}{\partial y}\right\}\end{pmatrix}, \tag{14.34}$$

$$H = \begin{pmatrix} \rho \cdot w \\ \rho \cdot u \cdot w - \dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty} \cdot \tau_{zx} \\ \rho \cdot v \cdot w - \dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty} \cdot \tau_{zy} \\ \rho \cdot w^2 + p - \dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty} \cdot \sigma_{zz} \\ \left\{ \left(\rho \cdot e_{\mathrm{ges}} + (\kappa - 1) \cdot Ma_\infty^2 \cdot p \right) \cdot w - \right. \\ \left. \dfrac{(\kappa - 1) \cdot Ma_\infty^2}{\mathrm{Re}_\infty} \left(\sigma_{zz} \cdot w + \tau_{zy} \cdot v + \tau_{zx} \cdot u \right) - \dfrac{1}{\mathrm{Re}_\infty \cdot \mathrm{Pr}_\infty} \cdot \lambda \cdot \dfrac{\partial T}{\partial z} \right\} \end{pmatrix} \tag{14.35}$$

Die dimensionslosen Bestimmungsgleichungen für die Normalspannungen σ_{ii} und die Schubspannungen τ_{ij} ergeben sich zu

$$\sigma_{ii} = \mu \cdot \left(2 \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \cdot \left(\nabla \cdot \vec{v} \right) \right), \tau_{jj} = \mu \cdot \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \tag{14.36}$$

14.6 Das Quasi-3D-Verfahren

Vor der kompletten numerischen Lösung der dreidimensionalen Gleichungen hat sich schon frühzeitig ein Verfahren durchgesetzt, in dem das dreidimensionale Strömungsfeld in zwei zweidimensionale Felder zerlegt wird. Dieses Verfahren wird als Quasi-3D-Verfahren (Q3D) bezeichnet.

Die Anwendung numerischer Methoden zur Auslegung von Turbomaschinen geht zurück in die 40er-Jahre des 20. Jahrhunderts. Die Methoden der iterativen Berechnung des dreidimensionalen Strömungsfeldes durch die näherungsweise Lösung der schon seit langem bekannten Navier-Stokes'schen Gleichungen in zwei Ebenen wurden bereits formuliert, als noch keine digitalen Computer zur Verfügung standen. Die Definition der Schaufel-zu-Schaufel-Rechnung („blade to blade" S1-Ebene, Abb. 14.1 links) und der Nabe-zu-Gehäuse-Methode („hub to tip", S2-Ebene, Abb. 14.1 Mitte) wurde von Wu [3] eingeführt. Diese Methode dominierte als quasi-dreidimensionale Methode (Q3D) bis in die frühen 80er-Jahre, bis durch die damals zur Verfügung stehende Rechnerleistung die numerische Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen in dreidimensionaler Formulierung möglich wurde.

Die S1/S2-Methode als dreidimensionales Berechnungsverfahren war ihrer Zeit weit voraus. Obwohl diese Theorie die dreidimensionale Strömung in vielen Fällen zufriedenstellend beschreibt, kommt diese Methode aufgrund ihrer Komplexität selten vollständig

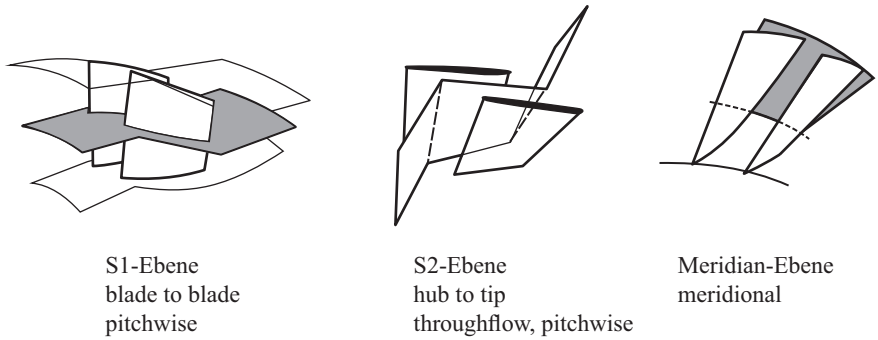


Abb. 14.1 Lage der Rechenebenen des Q3D-Verfahrens

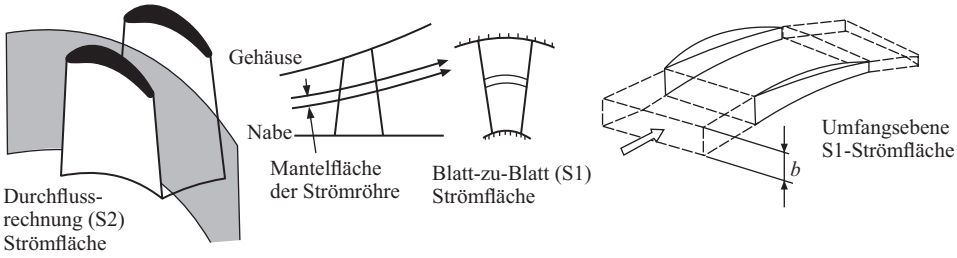


Abb. 14.2 S1- und S2-Strömungsoberflächen

zur Anwendung. Sie kann vereinfacht werden, indem angenommen wird, dass die umströmten Oberflächen im S2-Schnitt unverwunden sind, während der S1-Strömungskanal ein einfacher rotationssymmetrischer Kanal ist (Abb. 14.2). Die Genauigkeit dieses Modells kann nur durch Erfahrung im Vergleich mit Messungen abgeschätzt werden.

Die rotationssymmetrische S2-Rechnung, auch Durchflussrechnung (through-flow calculation) genannt, wird zur Auslegung des Verlaufes des Strömungskanals verwandt, während die S1-Rechnung die Grundlage der Berechnung der Profile darstellt.

Als Startbedingung der Auslegung werden anhand eindimensionaler Betrachtungsweisen (Stromfaden) der Verlauf des Strömungskanals und der Abströmwinkel bestimmt. Daraufhin wird die S1-Rechnung benutzt, um die Ein- und Austrittswinkel jeder Schaufelreihe zu berechnen. Hierbei wird zwischen der indirekten Methode (inversen Methode), bei der der Geschwindigkeitsverlauf und die Ein- und Austrittswinkel aus der vorgegebenen Verteilung der Arbeit berechnet werden, und der direkten Methode (Analyse), bei der anhand der Abströmbedingung die Eintrittsbedingung und der Strömungsverlauf berechnet werden, unterschieden.

Die nun vorliegenden Kenntnisse der Strömung im Mittenschnitt dienen der Berechnung des Strömungskanals im S2-Schnitt als Grundlage. Aufgrund von Sekundärströmungen, Grenzschichten und der Blockierung durch die Profile, kann die S2-Methode jedoch nur eine Näherungslösung bieten.

Um diese zu verfeinern, werden insbesondere bei der Berechnung von Verdichtern sogenannte radiale Blockierungsfaktoren in die S2-Rechnung eingeführt, die die erwähnte Verengung des Strömungskanals durch die Beschaufelung anhand von Erfahrungswerten simulieren. Werden derartige Faktoren, die letztendlich Verluste modellieren, durch Messwerte bestimmt, so kann das Strömungsprofil über der Schaufelhöhe relativ gut berechnet werden. Allerdings ist die Berechnung der Profilverluste und Abströmwinkel mit einer gewissen Unsicherheit belastet. Werden die Strömungsverluste der Grenzschicht durch die Blockierungsfaktoren berücksichtigt, so ergibt sich durch die erhöhte Arbeit des Fluids in den Grenzschichten eine unrealistische Temperaturverteilung, so dass zusätzlich die Mischung durch Turbulenz und Sekundärströmung berücksichtigt werden muss (Abb. 14.3).

Nach der Festlegung des Strömungskanals mit Hilfe der S2-Schnitte, werden die Profile durch eine S1-Rechnung definiert, (siehe Abb. 14.1). Eine genaue Definition der Radien des Profils und der Profildicke ist hierbei notwendig, da hierdurch die Druckverteilung an der Profilwand entscheidend beeinflusst wird. Der Konturverlauf beeinflusst auch die Grenzschichtdicke, so dass er auch bei der Grenzschichtberechnung berücksichtigt werden muss.

Zur numerischen Beschreibung der Umströmung des Profils im S1-Schnitt werden die unterschiedlichsten Methoden angewandt. Ursprünglich wurde das Verfahren der Krümmung der Stromlinien oder die Stromfunktion verwendet. Da mit diesen Methoden jedoch keine transsonischen Strömungen berechnet werden können, wurden sie durch Methoden zur Berechnung des Geschwindigkeitspotenzials ersetzt. Mit der heute weit verbreiteten direkten Lösung der Euler-Gleichungen können ebenfalls transsonische Strömungen mit Stoßwellen berechnet werden.

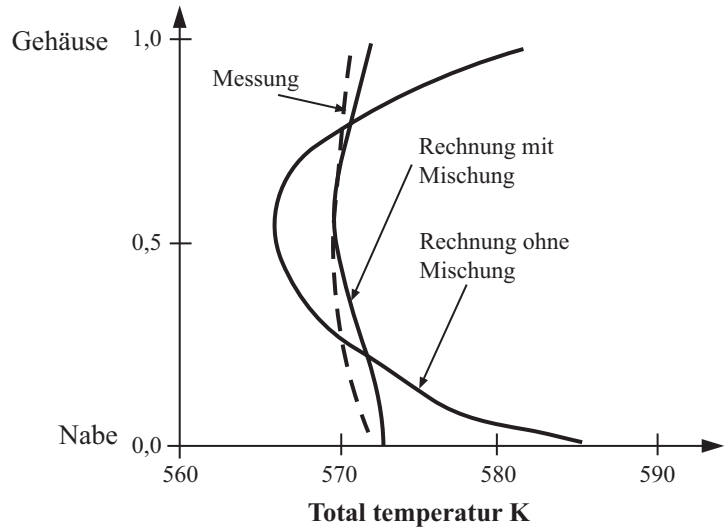


Abb. 14.3 Einfluss der Mischungsmodellierung bei der Durchflussrechnung (schematisch)

Die S2-Rechenmethoden wurden inzwischen durch die Verfügbarkeit der Rechenkapazität perfektioniert, indem die Methode der gekrümmten Stromlinien mit dem Euler-Verfahren verbunden und zusätzlich mit einem Grenzschichtverfahren gekoppelt wurde. Die Lösung ist sowohl mit dem direkten als auch mit inversen Verfahren möglich. Wenn die numerischen Methoden auf der Beschreibung reibungsfreier Strömungen beruhen, müssen sie immer mit einer Grenzschichtrechnung gekoppelt werden, um die Schaufelverluste zu berechnen. Bei der Berechnung von Verdichterprofilen muss aufgrund ihrer signifikanten Bedeutung in den verzögerten Strömungen die Schaufeldicke über Blockierungsfaktoren berücksichtigt werden. In den meisten Schaufelströmungen ist jedoch die Grenzschicht so dünn, dass sie erst in einer der reibungsfreien Strömung nachfolgenden Rechnung separat berechnet zu werden braucht.

Die gebräuchliche Alternative zur getrennten Berechnung der reibungsfreien Kernströmung und der Grenzschicht bietet die direkte Lösung der Navier-Stokes'schen Gleichungen. Hierzu ist ein deutlich feineres Gitter an der Profiloberfläche notwendig. Entwicklungsbedarf besteht allerdings noch in der Turbulenzmodellierung, insbesondere in der Transition und in der Auflösung der Grenzschicht in Wandnähe.

Die Genauigkeit der Berechnung der Verlustfaktoren hängt stark vom Reynolds-Zahl-Bereich ab. Bei hohen Reynolds-Zahlen mit voll turbulenten Grenzschichten und dünnen Hinterkanten wird der Strömungsverlust vor allem durch die Wandreibung dominiert und kann mit einer Genauigkeit von ca. +- 10 % berechnet werden. Liegt jedoch die Grenzschicht im derzeit noch ungenügend berechenbaren laminar/turbulenten Umschlagbereich, so ist mit einer Genauigkeit von lediglich um die 50 % zu rechnen.

14.7 Die direkte numerische Simulation, DNS

Solange die turbulenten Skalen größer als die molekularen Abstände sind, gibt es keinen Hinweis gegen die Allgemeingültigkeit der Navier-Stokes-Gleichungen. Wenn also die Gitterauflösung entsprechend fein gemacht wird, können die turbulenten Längen aufgelöst werden. Erfassen die Zeitschritte die turbulenten Frequenzen, lässt sich das turbulente Strömungsfeld ohne weitere Turbulenzmodelle berechnen. Eine derartige hochauflösende Navier-Stokes-Rechnung wird als direkte numerische Simulation (DNS) bezeichnet. Derzeit besteht jedoch das Problem einer derartigen Berechnung mit relevanten Geometrien in der erforderlichen Rechenkapazität [4]. Rechnungen und Vergleiche liegen lediglich für einfache Geometrien bei niedrigen Reynolds-Zahlen vor. Mit derartigen Rechnungen werden unter anderem Turbulenzmodelle, wie sie im Folgenden dargestellt werden, überprüft [5]. Da eine DNS ohne zusätzliche Modelle auskommt, ist sie sicherlich vorzuziehen, wenn der numerische Aufwand zu bewältigen ist. Allerdings können derzeit lediglich Strömungen mit niedriger Reynolds-Zahl berechnet werden. Zur Darstellung der Ergebnisse, die hochaufgelöst auch in der Zeit vorliegen, ist jedoch zumindest ein zeitliches Mittelungsverfahren notwendig, da in der Regel lediglich die Mittelwerte sowie die ersten Momente interessieren.

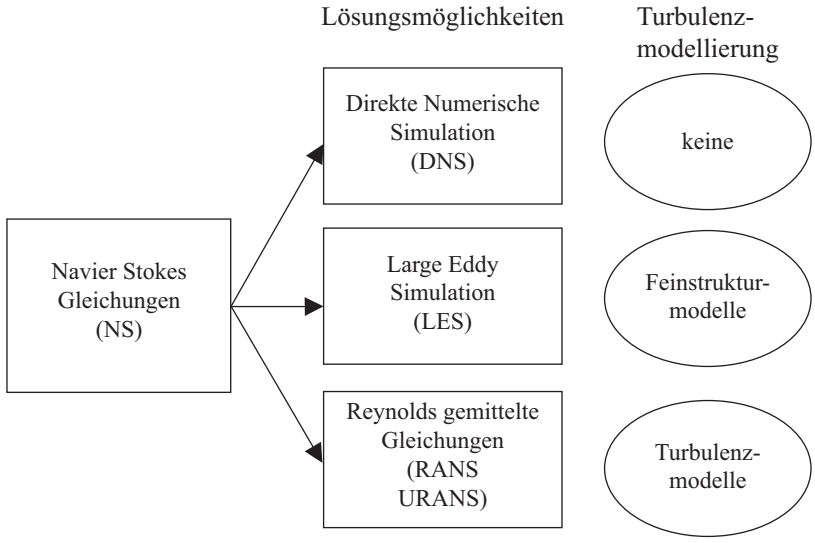


Abb. 14.4 Lösungsmöglichkeiten der Navier-Stokes'schen Gleichungen mit den erforderlichen Modellen zur Beschreibung der Turbulenz

Komplexere Strömungen können jedoch in der Regel nicht fein genug aufgelöst werden, so dass die turbulenten Skalen, die nicht auflösbar sind, modelliert werden müssen. Je nach der erforderlichen Beschreibung der Turbulenz werden die Navier-Stokes'schen Gleichungen mit unterschiedlicher Turbulenzmodellierung numerisch gelöst, (siehe Abb. 14.4). Die direkte numerische Simulation (DNS) löst, wie beschrieben, alle Zeit- und Raumskalen auf, die Large Eddy Simulation (LES) modelliert lediglich die feinskaligen Anteile der Turbulenz, während die energiereichere Grobstruktur aufgelöst wird. Die am weitesten verbreitete Methode (RANS) modelliert die turbulenten Phänomene vollständig.

14.8 Die Reynolds-Gleichungen für turbulente Strömungen, RANS, URANS

Die vorangehend dargestellten Gleichungen sind, zumindest aus der Sicht des Ingenieurs, als vollkommen exakt anzusehen. Sie sind jedoch für die Mehrzahl der technischen Probleme aufgrund der komplexen Geometrie nicht geschlossen analytisch lösbar. Deshalb gibt es eine Reihe von modifizierten und vereinfachten Gleichungen, mit denen man das Wesentliche der Strömungsphysik erfassen und berechnen kann. Zur bestmöglichen Beschreibung muss ein Strömungsproblem beurteilt werden, so dass die geeigneten vereinfachten Gleichungen zur Anwendung kommen können.

Bei der Umströmung eines Profils treten beispielsweise unterschiedliche Strömungszustände auf (Abb. 14.5). Nach dem Auftreten der Strömung hinter dem vorderen Staupunkt bildet sich eine laminare Grenzschicht aus, die nach einer gewissen Lauflänge (l) in eine



Abb. 14.5 Profilumströmung bei Überschallanströmung

turbulente Schicht umschlägt und unter Bildung von kohärenten Strukturen abschwimmt. Erfolgt die Anströmung mit genügend hoher Mach-Zahl, so beschleunigt die Strömung im vorderen Teil des Profils auf Überschall. Bei einer Verzögerung stellt sich ein Verdichtungsstoß ein. Bei der Überschallanströmung steht der Verdichtungsstoß bereits vor dem vorderen Staupunkt des Profils und bildet ein komplexes Stoßsystem aus.

Das instationäre Verhalten der turbulenten Strömung um ein Profil zeigt an verschiedenen Stellen ein grundsätzlich verschiedenes Verhalten (Abb. 14.5). Im hinteren turbulenten Teil der Grenzschicht (*1*), schwankt die Geschwindigkeit um einen konstanten Mittelwert, die Strömung ist quasi-stationär, während sich stromab des Profils kein stationärer Mittelwert einstellt, sondern sich aufgrund des großräumigen Wirbelablösens auch der mittlere Geschwindigkeitswert zeitlich ändert (Abb. 14.6).

Obwohl beide Strömungen als instationär anzusehen sind, besitzt die Strömung an der Stelle *1* einen zeitlichen Mittelwert $\overline{f}$, der über der Zeit konstant ist, und die betrachtete Strömungsgröße f schwankt mit kleinen Ausschlägen f' um diesen gemittelten Wert. Der zeitliche Mittelwert $\overline{f}$ wird mit

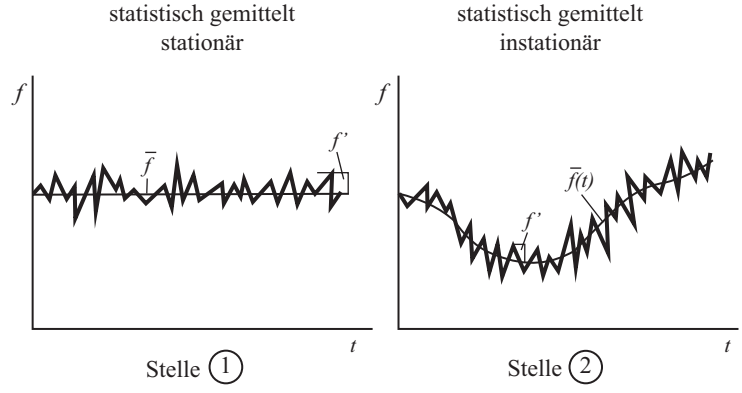


Abb. 14.6 Zeitlich gemittelte Größen

$$\overline{f} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \cdot \int_0^T f \cdot dt \tag{14.37}$$

berechnet. Für die Schwankungskomponente gilt

$$\lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \cdot \int_0^T f' \cdot dt = 0. \tag{14.38}$$

Ändert sich jedoch auch der interessierende Mittelwert mit der Zeit, als turbulent und instationär bezeichnet, so wird eine analoge Definition

$$\overline{f} = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T f \cdot dt \tag{14.39}$$

angewandt. Nun muss jedoch das Mittelungsinterall $[0,T]$ geeignet groß gewählt werden. Wird es zu groß gewählt, so geht die Information des instationären Verlaufs verloren. Wird es zu klein gewählt, so repräsentiert der berechnete Wert nicht den repräsentativen, sich zeitlich ändernden Mittelwert.

Da in der Regel die zeitlichen Mittelwerte, höchstens ergänzt um den Betrag der Schwankungsbewegungen ausreichen, um das Strömungsproblem zu beschreiben, ist es einfacher, bereits die Ausgangsgleichungen zu mitteln. Die hierbei gemittelten turbulenten Schwankungsbewegungen müssen in geeigneter Form modelliert und den Ausgangsgleichungen beigefügt werden, da sie einen entsprechenden Anteil an Strömungsenergie enthalten, der im weiteren Verlauf dissipiert wird.

Bei inkompressiblen Strömungen genügt eine einfache zeitliche Mittelung, um die Ausgangsgleichungen zu vereinfachen. Bei kompressiblen Fluiden hingegen ergeben sich durch die einfache zeitliche Mittelung Produkte höherer Ordnung aus Schwankungen der unabhängigen Variablen und der Dichte, die lediglich komplex aufzulösen sind. Deswegen werden mit Ausnahme von Druck p und Dichte ρ die folgenden massegemittelten Größen eingeführt

$$\tilde{u} = \frac{\overline{\rho \cdot u}}{\overline{\rho}}, \tilde{v} = \frac{\overline{\rho \cdot v}}{\overline{\rho}}, \tilde{w} = \frac{\overline{\rho \cdot w}}{\overline{\rho}}, \tilde{T} = \frac{\overline{\rho \cdot T}}{\overline{\rho}}, \tilde{e} = \frac{\overline{\rho \cdot e}}{\overline{\rho}}. \tag{14.40}$$

Mit dem Überstreichen der Produkte, z. B. $\overline{\rho \cdot u}$, ist gemäß Gl. 14.35 bzw. Gl. 14.37 die zeitliche Mittelung

$$\overline{\rho \cdot u} = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \cdot \int_0^T (\rho \cdot u) \cdot dt \tag{14.41}$$

gemeint, die auch als *Favre-Mittelung* bezeichnet wird.

Die Ausgangsgrößen u, v usw. lassen sich aus den zeitlichen Mittelwerten und einer Schwankungsgröße, die bei dichtegewichteter Mittelung (Favre-Mittelung) mit zwei Strichen gekennzeichnet wird, zusammensetzen. Die Schwankungsgrößen des einfach gemittelten Drucks p und der Dichte ρ werden mit nur einem Strich gekennzeichnet.

$$\begin{aligned} &\rho = \bar{\rho} + \rho', \; p = \bar{p} + p', \\ &u = \tilde{u} + u'', \; v = \tilde{v} + v'', w = \tilde{w} + w'', \\ &T = \tilde{T} + T'', e = \tilde{e} + e''. \end{aligned} \tag{14.42}$$

Die zeitlich gemittelten Größen von f' (f' steht für eine beliebige Schwankungsgröße um $\tilde{u}$, $\tilde{v}$ usw.), also $\overline{f''}$, sind nicht null. Hingegen wird die Größe $\overline{\rho \cdot f''}$ definitionsgemäß zu null.

Die zeitlich gemittelten Gleichungen beschreiben anstelle eines kurzen Zeitpunktes t ein Zeitintervall von *0* bis *T*. Die Favre-Mittelung wurde aus rein mathematischen Gründen eingeführt, nicht aus physikalischer Notwendigkeit.

Zwischen Reynolds- und Favre-Mittelwerten können beträchtliche Unterschiede bestehen, was bei einem Vergleich experimenteller und numerischer Daten berücksichtigt werden muss. Die Zusammenhänge zwischen Reynolds- und Favre-gemittelten Größen q lassen sich einfach herleiten

$$\tilde{q} = \bar{q} + \frac{\overline{\rho' q'}}{\bar{\rho}}. \tag{14.43}$$

Die zeitlich Favre-gemittelte Kontinuitätsgleichung ergibt sich zu

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \bar{u}\right)}{\partial x} + \frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \bar{v}\right)}{\partial y} + \frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \tilde{w}\right)}{\partial z} = 0. \tag{14.44}$$

Sie entspricht funktionsmäßig der ursprünglichen Kontinuitätsgleichung. Allerdings enthält sie nicht mehr die zeitlich abhängigen Größen ρ und u_i, sondern deren gemittelte Größen $\bar{\rho}$ und $\tilde{u}$.

Die zeitliche Mittelung der Impulserhaltung führt für die x-Richtung auf

$$\begin{aligned} &\frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \tilde{u}\right)}{\partial t} + \frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \tilde{u}^2\right)}{\partial x} + \frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \tilde{u} \cdot \tilde{v}\right)}{\partial y} + \frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \tilde{u} \cdot \tilde{w}\right)}{\partial z} = k_x - \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + \\ &\frac{\partial \bar{\sigma}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\tau}_{zx}}{\partial z} - \\ &\underline{\left(\frac{\partial\left(\overline{\rho \cdot u''^2}\right)}{\partial x} + \frac{\partial\left(\overline{\rho \cdot u'' \cdot v''}\right)}{\partial y} + \left(\frac{\partial \overline{\rho \cdot u'' \cdot w''}}{\partial z} \right) \right)}, \end{aligned} \tag{14.45}$$

wobei sich für die zeitlich gemittelten Normal- und Schubspannungen σ_{xx}, τ_{yx} und τ_{zx} die Gleichungen

$$\bar{\sigma}_{xx} = \mu \cdot \left(2 \cdot \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} - \frac{2}{3} \cdot \left(\nabla \cdot \tilde{\vec{v}} \right) \right) + \underbrace{\mu \cdot \left(2 \cdot \frac{\partial u''}{\partial x} - \frac{2}{3} \cdot \left(\nabla \cdot \vec{v}'' \right) \right)}_{\text{wird meist vernachlässigt}}, \tag{14.46}$$

$$\bar{\tau}_{ij} = \mu \cdot \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) + \underbrace{\mu \cdot \left(\frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_i} \right)}_{\text{wird meist vernachlässigt}}. \tag{14.47}$$

ergeben [1].

Die Gl. 14.43 enthält im Vergleich zu der Navier-Stoke- Gleichung die auf der rechten Seite unterstrichenen zusätzlichen Glieder, mit denen die Schwankungsbewegungen der Strömung berücksichtigt werden. Diese Glieder sind physikalisch gesehen Trägheitsglieder, denn sie rühren von den konvektiven, nichtlinearen Termen her. Die durch die Schwankungen verursachten Trägheitskräfte in der Strömung erwecken den Eindruck, dass in der Strömung eine zusätzliche Reibung wirksam ist. Deshalb werden diese Schwankungsterme auch als zusätzliche Reibungsglieder interpretiert, obwohl sie direkt nichts mit den Reibungseffekten gemeinsam haben. Man spricht in diesem Zusammenhang auch von turbulenter Scheinreibung.

Weiterhin haben die Schwankungsbewegungen einen Einfluss auf die zeitlich gemittelten Normal- und Schubspannungen, wie wir jeweils an dem zweiten Summanden der Gl. 14.44 und 14.45 erkennen können. Diese zuletzt genannten Summanden werden jedoch bei der Berechnung von Strömungsfeldern vernachlässigt, da ihr Einfluss auf die Ergebnisse der Strömungsberechnungen erfahrungsgemäß gering ist.

Die zusätzlichen Terme der turbulenten Scheinreibung in der Gl. 14.43 müssen für turbulente Strömungen geeignet modelliert werden. Dazu werden Turbulenzmodelle entwickelt, von denen einige im Folgenden dargestellt werden. Für laminare Strömungen sind diese Terme verständlicherweise null.

Letztendlich ergeben sich die drei gemittelten, instationären Reynolds-Gleichungen für die x-, y- und z-Richtung (TRANS, URANS)

$$\begin{aligned} &\frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \tilde{u}\right)}{\partial t} + \frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \tilde{u}^2\right)}{\partial x} + \frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \tilde{u} \cdot \tilde{v}\right)}{\partial y} + \frac{\partial\left(\bar{\rho} \cdot \tilde{u} \cdot \tilde{w}\right)}{\partial z} = \\ &k_x - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\sigma}_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{\tau}_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{\tau}_{zx}}{\partial z} - \\ &\left(\frac{\partial \overline{\left(\rho \cdot u''^2\right)}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{\left(\rho \cdot u'' \cdot v''\right)}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\left(\rho \cdot u'' \cdot w''\right)}}{\partial z} \right), \end{aligned} \tag{14.48}$$

$$\frac{\partial\left(\overline{\rho}\cdot\tilde{v}\right)}{\partial t}+\frac{\partial\left(\overline{\rho}\cdot\tilde{v}\cdot\tilde{u}\right)}{\partial x}+\frac{\partial\left(\overline{\rho}\cdot\tilde{v}^{2}\right)}{\partial y}+\frac{\partial\left(\overline{\rho}\cdot\tilde{v}\cdot\tilde{w}\right)}{\partial z}=$$
$$k_{y}-\frac{\partial\overline{p}}{\partial y}+\frac{\partial\overline{\tau}_{xy}}{\partial x}+\frac{\partial\overline{\sigma}_{yy}}{\partial y}+\frac{\partial\overline{\tau}_{zy}}{\partial z}- \tag{14.49}$$
$$\left(\frac{\partial\overline{\left(\rho\cdot v''\cdot u''\right)}}{\partial x}+\frac{\partial\overline{\left(\rho\cdot v''^{2}\right)}}{\partial y}+\frac{\partial\overline{\left(\rho\cdot v''\cdot w''\right)}}{\partial z}\right),$$

$$\frac{\partial\left(\overline{\rho}\cdot\tilde{w}\right)}{\partial t}+\frac{\partial\left(\overline{\rho}\cdot\tilde{w}\cdot\tilde{u}\right)}{\partial x}+\frac{\partial\left(\overline{\rho}\cdot\tilde{w}\cdot\tilde{v}\right)}{\partial y}+\frac{\partial\left(\overline{\rho}\cdot\tilde{w}^{2}\right)}{\partial z}=$$
$$k_{z}-\frac{\partial\overline{p}}{\partial z}+\frac{\partial\overline{\tau}_{xz}}{\partial x}+\frac{\partial\overline{\tau}_{yz}}{\partial y}-\frac{\partial\overline{\sigma}_{zz}}{\partial z}- \tag{14.50}$$
$$\left(\frac{\partial\overline{\left(\rho\cdot w''\cdot u''\right)}}{\partial x}+\frac{\partial\overline{\left(\rho\cdot w''\cdot v''\right)}}{\partial y}+\frac{\partial\overline{\left(\rho\cdot w''^{2}\right)}}{\partial z}\right)$$

mit

$$\overline{\sigma}_{ii}=\mu\cdot\left(2\cdot\frac{\partial\tilde{u}_{i}}{\partial x_{i}}-\frac{2}{3}\cdot\left(\nabla\cdot\tilde{\vec{v}}\right)\right)+\mu\cdot\left(2\cdot\frac{\partial\overline{u_{i}''}}{\partial x_{i}}-\frac{2}{3}\cdot\left(\nabla\cdot\overline{\vec{v}''}\right)\right), \tag{14.51}$$

$$\overline{\tau}_{ij}=\mu\cdot\left(\frac{\partial\tilde{u}_{i}}{\partial x_{j}}+\frac{\partial\tilde{u}_{j}}{\partial x_{i}}\right)+\mu\cdot\left(\frac{\partial\overline{u_{i}''}}{\partial x_{j}}+\frac{\partial\overline{u_{j}''}}{\partial x_{i}}\right). \tag{14.52}$$

14.9 Die Large Eddy Simulation, LES

Bei der Darstellung der Eigenschaften der Turbulenz wurde aufgezeigt (Abb. 14.6), dass in quasistationären (*1*) Strömungsgebieten, die zeitliche Mittelung auf einen konstanten Mittelwert mit stochastischen Schwankungen führt, in anderen Gebieten (*2*) die zeitliche Mittelung jedoch lediglich über ein geeignetes, kurzes Zeitintervall zu bewerkstelligen ist, damit die instationären groben Strukturen nicht gemittelt werden. Die Turbulenz besteht aus mehreren, separierbaren Skalen. Große Skalen werden durch die Geometrie bestimmt, da die großräumigen Wirbelsysteme von der mittleren Strömung generiert werden. Es bilden sich stark geordnete, kohärente Strukturen aus, die inhomogen und anisotrop sind. Diese Wirbelsysteme sind energiereich und langlebig.

Die feinskaligen Anteile der Turbulenz hingegen sind als Zerfallsprodukte der grobskaligen Skalen universell und unabhängig von der Geometrie des Strömungsraumes, sie sind homogen und ungeordnet. Da sie auf einem dissipativen Weg entstanden sind, sind sie energieärmer, kurzlebig und isotrop. Es liegt somit nahe, eine Separierung der Skalen derart durchzuführen, dass die grobskalige Turbulenzstruktur, die im Allgemeinen durchaus zur Beschreibung des Strömungsverhaltens von Interesse ist, aufgelöst und lediglich die feinskalige Turbulenz über sogenannte Feinstrukturmodelle modelliert wird. Da die grobskaligen, energiereichen Turbulenzstrukturen schwerer modellmäßig zu erfassen sind, und die feinstrukturige Turbulenz nur einen geringen Anteil der Energie besitzt, ist die aufgelöste Berechnung der großen Skalen bei Modellierung der Feinstruktur erheblich genauer im Vergleich zu den URANS, bei denen alle turbulenten Skalen modelliert werden. Der sogenannten Grobstruktursimulation, der Large-Eddy Simulation (LES) liegt somit die Trennung der turbulenten Skalen zugrunde.

In der Literatur sind unterschiedlichste Verfahren verbreitet, die Skalen zu separieren, wie beispielsweise die homogene räumliche Filterung [6] oder die inhomogene Filterung [7]. Die LES liefert im Gegensatz zur Methode der RANS die qualitative Erfassung der kohärenten Strukturen, die ein grundlegendes Verständnis der jeweiligen Strömung erlaubt. Allerdings ist der numerische Aufwand bedeutend höher, so dass derzeit lediglich Rechnungen von Umströmungen von Profilen anhand der LES bekannt wurden, die Berechnung von gesamten Verdichterstufen oder gar von kompletten Verdichtern ist derzeit jedoch auf RANS bzw. URANS beschränkt.

14.10 Die Turbulenzmodellierung

Je nach Anwendungsfall und Problem wurden die unterschiedlichsten Turbulenzmodelle entwickelt. Hier soll neben einem kurzen Abriss über die grundlegenden Überlegungen die zur jeweiligen Modellierung führen, schwerpunktmäßig lediglich diejenigen Modelle aufgeführt werden, die bei der numerischen Berechnung von Turbomaschinen derzeit zum Einsatz kommen. Naturgemäß enthält eine derartige Aufstellung von allem bewährte, einfach zu handhabende Modelle, während die aktuellsten Modelle der gegenwärtigen Turbulenzforschung sich erst noch im täglichen Einsatz bewähren müssen.

14.10.1 Klassifizierung

Es gibt einige grundsätzlich unterschiedliche Ansätze der Turbulenzmodellierung, (Abb. 14.7). Als vereinfachender Ansatz wird oft angenommen, dass die turbulenten Schwankungen in allen Raumrichtungen gleich, d. h. isotrop sind. Dies führt auf die klassischen Wirbelviskositätsansätze, die davon ausgehen, dass die turbulenten Schwankungsbewegungen großräumige Wirbel erzeugen, die durch eine sogenannte Scheinviskosität beschrieben werden können. Die Scheinviskosität wird in den RANS der physikalischen

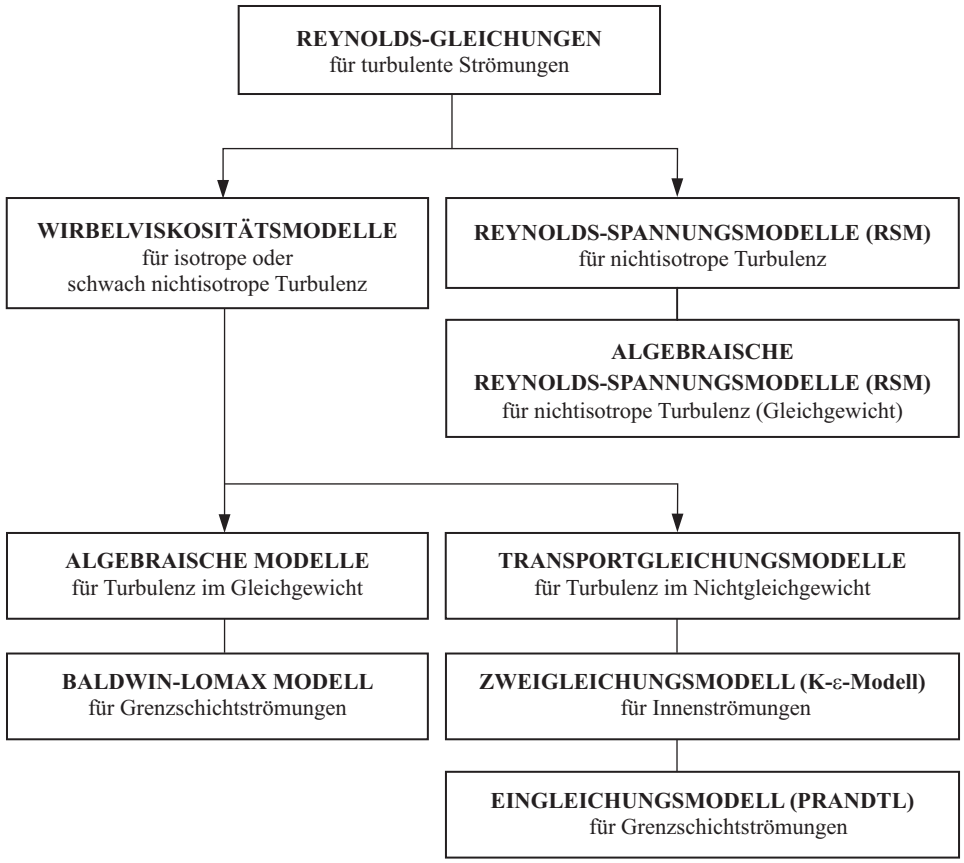


Abb. 14.7 Klassifizierung der Turbulenzmodelle

Viskosität additiv überlagert. Sie ist in technisch relevanten turbulenten Strömungen meist etwa um den Faktor 1000 größer als die physikalische Viskosität.

Bei Schichtströmungen, wie beispielsweise bei Scherschichten, Grenzschichten und Drallströmungen ist jedoch die Turbulenz nicht isotrop, sondern in einer bevorzugten Richtung stärker ausgebildet (anisotrop). Dies führt gerade in technisch relevanten Strömungen zu größeren Abweichungen, weswegen Ansätze höherer Ordnung gewählt werden müssen.

Wird die Turbulenz entsprechend ihrem Charakter als dreidimensionales Phänomen modelliert, so erhält man aus dem Stokes'schen Reibungsansatz die dreidimensionale Beschreibung der sogenannten Reynolds-Spannungsmodelle, die im Allgemeinen rechenaufwendiger sind und zu schlechterem Konvergenzverhalten führen.

14.10.2 Die turbulente Energiekaskade

Die Wirbelviskositätsmodelle basieren auf der Modellvorstellung der turbulenten Energiekaskade. Turbulente Prozesse spielen sich auf verschiedenen Längenskalen ab. Die größten Längenskalen entsprechen hierbei den geometrischen Abmessungen des Systems (integrales Längenmaß l_0). Durch Störungen großer Wellenlänge, d. h. niedere Frequenz im Strömungsfeld werden primär große Wirbel induziert, während Störungen kleinerer Wellenlänge höhere Frequenzen anregen. Man bezeichnet das Vorhandensein von Wirbeln unterschiedlicher Größe, die vor allem ausgehend von größeren energiereichen zu den kleineren, aufgrund der Dissipation energieärmeren, übergehen, als Energiekaskade.

Der größte Anteil der kinetischen Energie steckt in Prozessen großer Wellenlänge, also in der Bewegung großer Wirbelstrukturen (Abb. 14.8). Die Energiekaskade endet damit, dass die kinetische Energie sehr kleiner Wirbel unterhalb der Größe des Kolmogorov-Längenmaßes l_K durch viskose Reibungskräfte in thermische Energie dissipiert.

In diesem Fall dissipieren die kleinsten Wirbelelemente gerade mit der Zeitskala, mit der die molekulare Diffusion abläuft. Es gibt deshalb keine kleineren turbulenten Skalen als die Kolmogorov-Länge l_K, (Abb. 14.9).

Die Verteilung der kinetischen Energie auf die verschiedenen Längenskalen des Gesamtprozesses lässt sich anhand des turbulenten Energiespektrums darstellen, (Abb. 14.10). Dabei wird die Abhängigkeit der mittleren spezifischen turbulenten kinetischen Energie pro Masseneinheit, hier als q bezeichnet, von der Wellenzahl k, d. h. dem reziproken Wert des turbulenten Längenmaßes (k = 1/l) durch die spektrale Energiedichte $e(k)$ beschrieben,

$$q\left(\vec{r},t\right)=\int_0^\infty e\left(k;\vec{r};t\right)dk. \tag{14.53}$$

Das Energiespektrum beginnt beim integralen Längenmaß l_0, das durch die charakteristische Länge des Strömungskanals bestimmt wird, und bricht bei dem Kolmogorov-Längenmaß l_K ab. Bei der Kolmogorov-Länge entspricht die halbe Umdrehungszeit eines Wirbels der Zeit für die Diffusion über den Durchmesser l_K. Im Längenbereich unterhalb von l_K ist die Diffusion, d. h. der molekulare Transport schneller als der turbulente Transport. Deshalb findet man unterhalb des Kolmogorov-Längenmaßes keine turbulenten Prozesse.

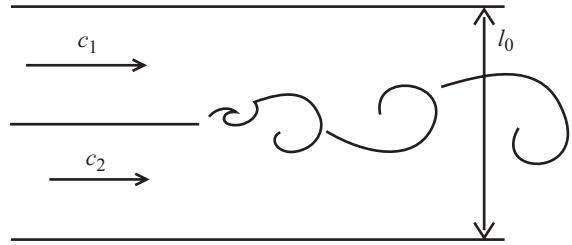


Abb. 14.8 Bildung der großräumigen Strukturen mit maximalem Durchmesser l_0 am Beispiel der Scherschicht

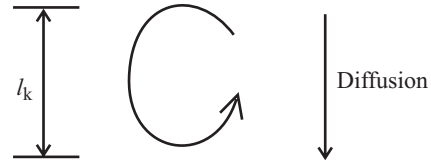


Abb. 14.9 Zerfall der großräumigen Wirbel bis zum kleinsten, mit dem Durchmesser des Kolmogorov-Längenmaßes l_K

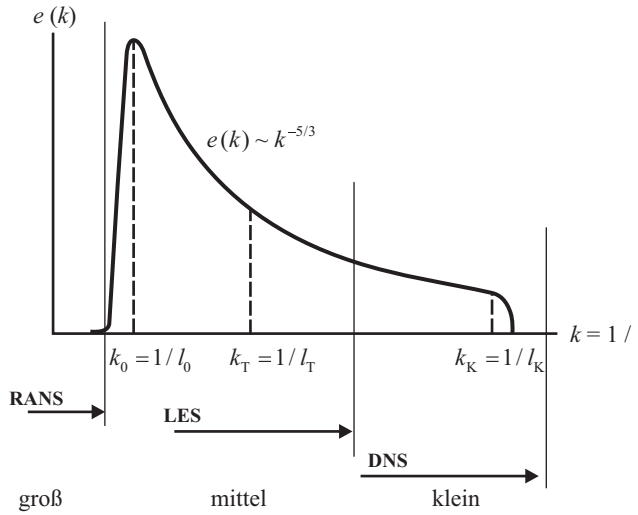


Abb. 14.10 Turbulentes Energiespektrum, l_T = Taylor-Längenmaß mit Auflösungsmöglichkeiten unterschiedlicher numerischer Lösungsverfahren, RANS *Reynolds Avaraged Navier Stokes*, LES *Large Eddy Simulation*, DNS *Direct Numerical Simulation*

Kolmogorov [8] leitete für isotrope Turbulenz ab, dass für die voll entwickelte Turbulenz das Energiespektrum *e(k)* entsprechend der Proportionalität

$$e(k) \sim k^{-5/3} \tag{14.54}$$

von der Wellenzahl abhängt. Zur Beschreibung des Turbulenzgrades wird anstelle der unpräzisen, von der Geometrie abhängigen Reynolds-Zahl (Re) zweckmäßigerweise die Turbulenz-Reynolds-Zahl [9, 10]

$$\mathrm{Re}_t = \frac{\bar{\rho}\sqrt{2q}\cdot l_0}{\mu} \tag{14.55}$$

verwendet, die sich auf das integrale Längenmaß l_0 und die turbulente kinetische Energie q bezieht statt auf die mittlere Geschwindigkeit. Mithilfe der Turbulenz-Reynolds-Zahl lässt sich die Kolmogorov-Länge l_K aus den Beziehungen (Gl. 14.51 und 14.52)

$$l_K = \frac{l_0}{\mathrm{Re}_t^{3/4}}, \quad \text{bzw.} \quad \frac{l_0}{l_K} = \mathrm{Re}_t^{3/4} \tag{14.56}$$

berechnen. Die Turbulenz-Reynolds-Zahl ist demnach ein Maß für das Verhältnis zwischen integralem Längenmaß und Kolmogorov-Länge. Aus diesem Zusammenhang ist ersichtlich, dass die Turbulenz-Reynolds-Zahl Re_t turbulente Strömungen besser charakterisiert als die Reynolds-Zahl Re.

Ein weiteres Längenmaß, das oft bei der Beschreibung der Dissipation verwendet wird, ist das Taylor-Längenmaß $l_T = l_0 / \mathrm{Re}_t^{1/2}$. Es lässt sich eine auf die Taylor-Länge bezogene Turbulenz-Reynolds-Zahl definieren (vgl. Gl. 14.53)

$$\mathrm{Re}_T = \frac{\bar{\rho}\sqrt{2q}\, l_T}{\bar{\mu}}, \tag{14.57}$$

wobei sich der folgende einfache Zusammenhang mit der Turbulenz-Reynolds-Zahl ergibt

$$\mathrm{Re}_T = \sqrt{\mathrm{Re}_t}. \tag{14.58}$$

Im stationären Fall muss die Dissipationsgeschwindigkeit ε der turbulenten kinetischen Energie auf der rechten Seite des Spektrums gleich der Geschwindigkeit der Bildung turbulenter kinetischer Energie auf der linken Seite des Spektrums sein, wenn man voraussetzt, dass die Wirbel lediglich in kleinere zerfallen, und erst ab der Kolmogorov-Länge durch Diffusion vollständig dissipieren. Es ergibt sich durch eine Dimensionsanalyse, dass die Dissipationsgeschwindigkeit von der Energie q des Spektrums und dem integralen Längenmaß l_0 abhängt, gemäß

$$\varepsilon = (2q)^{3/2} / l_0. \tag{14.59}$$

Die Vorstellung der Energiekaskade hat wesentlich zur Entwicklung des k-ε-Modells beigetragen, das im Folgenden noch betrachtet werden wird.

Zusätzlich zur Energiekaskade ist in Abb. 14.10 die Auflösung der Turbulenz unterschiedlicher numerischer Lösungsmethoden der Navier-Stokes'schen Gleichungen skizziert, auf die später noch eingegangen werden wird. Der nicht erfasste Anteil der Turbulenz muss mithilfe der im Folgenden vorgestellten Verfahren jeweils mathematisch modelliert werden.

14.10.3 Turbulenzmodelle

Je nach Anwendungsfall haben sich unterschiedliche, an einer speziellen Strömung validierte Turbulenzmodelle etabliert. Die Komplexität wird in der Regel unter Angabe der

verwendeten Differenzialgleichungen angegeben. So werden Modelle, die lediglich algebraische Ansätze verwenden, als Nullgleichungsmodelle bezeichnet, während die Verwendung von zwei Differenzialgleichungen, wie beispielsweise der Modellierung der kinetischen Energie der Turbulenz und deren Dissipation durch zwei Transportgleichungen als Zweigleichungsmodell geführt werden.

14.10.3.1 Algebraische Modelle

Algebraische Modelle werden auch als Nullgleichungsmodelle bezeichnet, da sie keine Differenzialgleichung beinhalten, sondern nur algebraische Gleichungen für eine turbulente Viskosität μ_T und eine turbulente Prandtl-Zahl Pr_T (für Luft gilt $Pr_T \approx 0{,}9$), welche die entsprechenden laminaren Größen ersetzen. In bestimmten Strömungen herrscht ein lokales Gleichgewicht zwischen der Produktion von turbulenter kinetischer Energie k und ihrer Dissipation ε. Handelt es sich um Grenzschichten, so werden diese als Gleichgewichtsgrenzschichten bezeichnet. In diesen Strömungen kann man die turbulente kinetische Energie vollständig außer Acht lassen und braucht sich nur noch auf die Modellierung der Reynolds-Spannungen zu konzentrieren. Algebraische Turbulenzmodelle sind grundsätzlich Gleichgewichtsmodelle. Als zur Berechnung von Turbomaschinen oft verwendetes Turbulenzmodell soll für diese Ansätze beispielhaft das Baldwin-Lomax-Modell vorgestellt werden.

14.10.3.2 Baldwin-Lomax-Modell

Dieses algebraische Turbulenzmodell für dreidimensionale Grenzschichten und Nachläufe wurde von Baldwin und Lomax [11], angegeben. Es ist das in der Aerodynamik der Turbomaschinen derzeit noch am häufigsten verwendete Turbulenzmodell. Die Zähigkeit μ_{alg} ist die Summe aus der Zähigkeit μ (Stoffwert) und der Wirbelviskosität μ_T als charakteristischer Wert des Strömungszustandes

$$\mu_{alg} = \mu + \mu_T \quad \text{bzw.} \quad \mu_{alg} = \mu_T \quad \text{da} \quad \mu \ll \mu_T. \tag{14.60}$$

Beim Ansatz für die Wirbelviskosität werden beim Baldwin-Lomax-Modell in Wandnähe zwei Schichten unterschieden.

- Die innere Schicht: Sie beinhaltet die wandnahe Schicht, in der ein logarithmisches Wandgesetz angenommen wird und die viskose Unterschicht

$$\mu_{Tinner} = \rho \cdot l^2 \cdot |\bar{\omega}| \tag{14.61}$$

mit dem Prandtl'schen Mischungsweg

$$l = 0{,}4 \cdot z \cdot \left[1 - \exp\left(\frac{-z^+}{A^+}\right)\right]. \tag{14.62}$$

Darin ist z der Wandabstand. z^+ und A^+ berechnen sich zu

$$z^+ = \frac{\sqrt{\rho_W \cdot \tau_W}}{\mu_W} \cdot z, \quad A^+ = 26. \tag{14.63}$$

Der Ausdruck in der eckigen Klammer in Gl. 14.60 heißt *Van Driest'scher Dämpfungsfaktor*, welcher im Wesentlichen eine Korrektur innerhalb der sehr dünnen wandnahen Unterschicht bewirkt.

Der zur Berechnung der turbulenten Spannung verwendete Geschwindigkeitsgradient wird durch den Betrag der Drehung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit

$$\left|\vec{\omega}\right| = \left|\nabla \otimes \vec{u}\right| \tag{14.64}$$

ersetzt (siehe Oertel und Laurien [1]).

- Die *äußere Schicht*: Hier wird der Maximalwert der turbulenten Zähigkeit und das anschließende Abfallen mit dem Wandabstand festgelegt

$$\mu_{\text{Touter}} = K \cdot C_{CP} \cdot \rho \cdot F_{\text{wake}} \cdot F_{\text{Kleb}}(z). \tag{14.65}$$

Die Größen K = 0,0168 und C_{CP} = 1,6 sind Konstanten. F_{wake} legt das Maximum fest und der *Klebanoff'sche Intermittenzfaktor*

$$F_{\text{Kleb}}(z) = \left[1 + 5{,}5 \cdot \left(\frac{0{,}3 \cdot z}{z_{\max}}\right)^6\right]^{-1} \tag{14.66}$$

das Abfallen der Wirbelviskosität im Außenbereich der Grenzschicht. Es ist

$$F_{\text{wake}} = \min\left(z_{\max} \cdot F_{\max}, \quad 0{,}25 \cdot z_{\max} \cdot \frac{U_{\text{dif}}^2}{F_{\max}}\right). \tag{14.67}$$

$F_{\max}$ ist das Maximum der Funktion

$$F_z = z\left|\omega\right|\left[1 - \exp\left(\frac{-z^+}{A^+}\right)\right]. \tag{14.68}$$

Das Maximum wird entlang jeder Position x neu gebildet.

Die Größe U_{dif} berechnet sich nach der Formel

$$U_{\text{dif}} = \left(\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}\right)_{\max} - \left(\sqrt{u^2 + v^2 + w^2}\right)_{\min}. \tag{14.69}$$

Der Index „max“ bzw. „min“ steht für den größten bzw. kleinsten Wert in der Grenzschicht. Der zweite Summand der Gl. 14.67 wird für die Modellierung der Turbulenz in Grenzschichten zu null gesetzt. Für die Modellierung der Turbulenz von Nachläufen muss hingegen die vollständige Gl. 14.67 verwendet werden.

Die Grenze zwischen innerem und äußerem Bereich liegt dort, wo $\mu_{\mathrm{T\,inner}} = \mu_{\mathrm{T\,outer}}$ wird, wobei der kleinste Wandabstand genommen wird, falls diese Bedingung mehrfach erfüllt ist. Im Nachlauf wird nur die äußere Schicht berücksichtigt und die Van Driest'sche Dämpfungsfunktion in *F(z)* wird weggelassen. Das Baldwin-Lomax-Turbulenzmodell ist für die Berechnung von Außenströmungen in der Aerodynamik weit verbreitet.

14.10.3.3 Ein- und Zweigleichungsmodelle

Eingleichungsmodelle, wie beispielsweise von Spalding [12] vorgeschlagen, oder das noch oft benutzte Modell von Spalart und Allmaras [13] verwenden eine zusätzliche Differenzialgleichung für die turbulente kinetische Energie.

Zweigleichungsmodelle beschreiben die isotrope Turbulenz mit zwei zusätzlichen Differenzialgleichungen. Die erste modelliert die turbulente kinetische Energie k und die zweite deren Dissipationsrate ε (k-ε-Modell) bzw. die Wirbelstärke ω als inverses Zeitmaß, d. h. die Frequenz der energieübertragenden Wirbel (k-ω-Modell).

Das k-ε-Modell als Zweigleichungsmodell wurde von Launder und Spalding [14] publiziert. Es beruht auf dem Ansatz für die turbulente Viskosität

$$\mu_{\mathrm{T}} = \rho \cdot c_{\mu} \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{14.70}$$

mit der turbulenten kinetischen Energie k und der Dissipationsrate ε der turbulenten kinetischen Energie ($c_{\mu} = 0{,}09$). Für beide Größen k und ε müssen Transportgleichungen gelöst werden.

Die turbulenzbeschreibenden Variablen k und ε, bzw. k und ω, werden als Skalare in Analogie zum Impuls der Masse, der Enthalpie bzw. anderer Skalare transportiert. Zusätzlich wird die Bildung bzw. Dissipation der nicht konservativen Skalare über Quellterme berücksichtigt.

Die Gleichung für die kinetische turbulente Energie k lautet

$$\begin{aligned} &\frac{\partial k}{\partial t} + \left(\vec{u}^{\,\mathrm{T}} \cdot \nabla\right) k = \\ &\frac{\mu_{\mathrm{T}}}{\rho} \left\{ \left[\left(\nabla \cdot \vec{u}^{\,\mathrm{T}}\right)^{\mathrm{T}} + \left(\nabla \cdot \vec{u}^{\,\mathrm{T}}\right) \cdot \nabla \right] \right\}^{\mathrm{T}} \cdot \vec{u} - \varepsilon + \nabla \left(\frac{\mu + \mu_{\mathrm{T}}}{\rho} \nabla k \right), \end{aligned} \tag{14.71}$$

entsprechend für die turbulente Dissipationsrate ε

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \left(\vec{u}^{\mathrm{T}} \cdot \nabla\right)\varepsilon = \frac{\varepsilon}{k}\frac{\mu_{\mathrm{T}}}{\rho}\left\{\left[\left(\nabla \cdot \vec{u}^{\mathrm{T}}\right)^{\mathrm{T}} + \left(\nabla \cdot \vec{u}^{\mathrm{T}}\right) \cdot \nabla\right]\right\}^{\mathrm{T}} \cdot \vec{u} - c_{\varepsilon 2}\frac{\varepsilon^2}{k}\nabla\left(\frac{\mu_{\mathrm{T}}}{\rho\sigma}\nabla\varepsilon\right) \tag{14.72}$$

mit $c_{\varepsilon 1} = 1{,}44$, $c_{\varepsilon 1} = 1{,}92$ und $\sigma_{\varepsilon} = 1{,}3$.

Die Randbedingung für ε an festen Wänden ist

$$\left.\frac{\partial \varepsilon^+}{\partial y^+}\right|_{\mathrm{Wand}} = 0, \tag{14.73}$$

wobei

$$\varepsilon^+ = \frac{\nu_{\varepsilon}}{u_{\tau}^4}; \quad z^+ = \frac{u_{\tau} z}{\nu} = \left(\frac{\tau_{\mathrm{Wand}}}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{14.74}$$

und z den Wandabstand beschreibt. Die einfachere Bedingung

$$\varepsilon\big|_{\mathrm{Wand}} = 0 \tag{14.75}$$

wird ebenfalls oft verwendet.

Das k-ε-Modell ist vor allem für die Berechnung turbulenter Innenströmungen weit verbreitet. Es hat den Vorteil, dass keinerlei geometriebezogene Parameter in die Modellierung eingehen, wie z. B. der Wandabstand. Für Grenzschichtströmungen können sich allerdings numerische Schwierigkeiten ergeben, wenn im Ansatz für die Wirbelviskosität im laminaren Außenbereich Zähler und Nenner gleichzeitig verschwinden. Ein weiterer Nachteil für numerische Berechnungen ist, dass das mit den Erhaltungsgleichungen gekoppelte Gesamt-Gleichungssystem sehr „steif“ werden kann und Lösungsalgorithmen nur langsam konvergieren.

Für die Berechnung der Wandreibung ist besonders der Geschwindigkeitsgradient an der Wand von Bedeutung. Es hat sich herausgestellt, dass das k-ε-Modell diese Größe ungenauer approximiert als algebraische Modelle. Es sind daher verschiedene Modifikationen hinzugefügt worden. Eine ist die Multiplikation der Zähigkeit mit der Van Driest'schen Dämpfungsfunktion (s. Gl. 14.60)

$$F_{\mathrm{turb}} = 1 - \exp\left(\frac{z^+}{A^+}\right) \tag{14.76}$$

mit $A^+ = 26$, um das Verhalten an der Wand zu verbessern.

Eine weitere Möglichkeit sind Wandfunktionen, d. h. eine Modifikationen der VanDriest'schen Dämpfungsfunktion. Der Ansatz für die Wirbelviskosität wird gegenüber dem ursprünglichen Ansatz um die Wandfunktion f_μ erweitert

$$\mu_T = \rho \cdot c_\mu \cdot f_\mu \cdot \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{14.77}$$

wobei f_μ eine Funktion von k und ε ist. Die Komplexität und die Anzahl der in einem k-ε-Modell enthaltenen Modellierungsparameter macht die Auswahl des „richtigen" k-ε-Modells für eine bestimmte Strömung schwierig.

Wilcox [15], ersetzte in einem k-ε Modell die Dissipationsgeschwindigkeit ε durch die Wirbelstärke ω, so dass sich das sogenannte k-ω-Modell ergibt. Die Wirbelstärke ω kann als inverses Zeitmaß der energietragenden Wirbel interpretiert werden

$$\omega = \frac{1}{C_\mu} \cdot \frac{\varepsilon}{k}. \tag{14.78}$$

Zur ε-Gleichung ergibt sich nun eine äquivalente ω-*Gleichung* über die Gleichung für k (Gl. 14.69)

$$\frac{\partial\left(\bar{\rho}\cdot\tilde{\omega}\right)}{\partial t} + \nabla\cdot\left(\bar{\rho}\cdot\tilde{u}\cdot\tilde{\omega}\right) = \nabla\cdot\left(\bar{\rho}\cdot\left(\nu + \frac{\nu_t}{\mathrm{Pr}_\omega}\right)\right) + \tag{14.79}$$

$$\left(C_{\varepsilon 1} - 1\right)\cdot\frac{\tilde{\omega}}{\tilde{k}}\cdot\mathrm{Pr}_k - C_\mu\cdot\left(C_{\varepsilon 2} - 1\right)\cdot\tilde{\omega}^2.$$

Die turbulente Viskosität ν_t berechnet man analog zum k-ε-Modell zu

$$\nu_t = \frac{\tilde{k}}{\tilde{\omega}}. \tag{14.80}$$

Wilcox [15] setzt die Modellkonstanten zu $C_\nu = 0{,}09$, $Pr_k = 2{,}0$, $Pr_\omega = 2{,}0$, $C_{\varepsilon 1} = 1{,}55$, $C_{\varepsilon 2} = 1{,}83$. Je nach Anwendungsfall werden sie unter Einschränkung der Allgemeingültigkeit verschiedentlich an das jeweilige Problem angepasst. Das k-ω-Modell beschreibt im Gegensatz zum k-ε-Modell den semiviskosen und voll turbulenten Bereich der Wandgrenzschicht konsistent, ist jedoch sehr sensitiv auf die Zuströmbedingung des Längenmaßes. Gerade in Kanalströmungen mit dominierenden Wandgrenzschichten, wie sie Verdichterströmungen darstellen, bietet das k-ω-Modell gegenüber dem k-ε entscheidende Vorteile. Da die Vorgabe des Längenmaßes nicht einfach ist, werden oft beide Modelle kombiniert.

Ausgehend von der Formulierung des k-ω Modells formulierte Menter [16, 17], ein Turbulenzmodell in zwei Strömungsschichten, das als Scherspannungsmodell (shear stress transport model, SST) bekannt wurde. Die wandnahe Strömung wird hierbei von der Kernströmung unterschieden, um so für den Großteil der wandgeführten Strömungen ver-

besserte Ergebnisse zu erhalten. Das Modell wurde später von Menter et al. [18] überarbeitet. Prinzipiell wird das verbreitete und getestete Standard-k-ε-Modell, das für eine voll ausgebildete turbulente Strömung ohne Wandführung hergeleitet wurde, mit dem k-ω-Modell nach Wilcox, das die laminarisierte Strömung in Wandnähe gut beschreibt, kombiniert. Ferner wurden Korrekturen zur besseren Behandlung von Strömungen mit großen Druckgradienten implementiert. Verantwortlich bei der Nutzung des k-ω-SST-Modells für die Ausprägung der Bereiche, in denen das k-ε-, respektive in denen das k-ω-Turbulenzmodell zum Einsatz kommen, ist eine Überblendungsfunktion, deren Wert 0 bis 1 den Übergang stetig vom k-ε-Modell zum k-ω-Modell gewährleistet [16, 18]. Um eine Überproduktion von Turbulenzen in Staupunkten zu reduzieren, muss zusätzlich eine Begrenzungsfunktion des Produktionsterms implementiert werden. Die heute meist verwendete Formulierung des k-ω-SST-Modells weicht nur geringfügig von der ursprünglichen Formulierung nach Menter [17] ab. Inzwischen wird die Schergeschwindigkeit anstelle der Wirbelstärke Ω als Produktionsbegrenzung benutzt.

14.10.3.4 Reynolds-Spannungsmodelle, Reynolds-Stress-Model, RSM

Reynolds-Spannungsmodelle verwenden einen Ansatz für jede Komponente der Reynolds-Spannungen, wie beispielsweise

$$\rho\overline{u_i'' u_j''}. \tag{14.81}$$

Man spricht in diesem Zusammenhang auch vom Tensor (Matrix) der Reynolds-Spannungen. Er besitzt unter Berücksichtigung seiner Symmetrie sechs Komponenten, d. h. bei einem Reynolds-Spannungsmodell treten aufgrund von Symmetrien im Tensor sechs zusätzliche Variablen auf, die modelliert werden müssen und zwar entweder durch Differenzialgleichungen (Differenzialgleichungsmodelle) oder durch algebraische Ansätze (algebraische Reynolds-Spannungsmodelle). Es wird insbesondere der Anisotropie der Turbulenz Rechnung getragen, die in Wandnähe oder in Ablösegebieten eine Rolle spielt. Diese Modelle werden auch als Schließungen zweiter Ordnung bezeichnet. Treten in Strömungen anisotrope Effekte wie beispielsweise Scher- oder Drallströmungen auf, so ist die Sekundärströmung nur mit einem anisotropen Modell korrekt berechenbar. Allerdings sind die Gleichungen sehr steif und somit nur schwer zu lösen, was den Aufwand, eine konvergierte Lösung zu erhalten, erhöht. Die Konvergenz wird erleichtert, wenn als Startlösung eine konvergierte Lösung mit einem Zweigleichungsmodell vorliegt.

14.10.3.5 Modelle mit gewöhnlichen Differenzialgleichungen

In Strömungen mit Grenzschichtcharakter, z. B. auf Flugzeugtragflügeln spielen Nichtgleichgewichtseffekte oft nur in Stromab- und weniger in Wandnormalenrichtung eine Rolle. Der Transport turbulenter kinetischer Energie braucht dann nur in Stromabrichtung durch eine gewöhnliche anstelle einer partiellen Differenzialgleichung (Transportgleichung) berücksichtigt zu werden. Für die Normalenrichtung kann eine algebraische Verteilung angenommen werden. Diese Modelle sind also eine Mischung aus einem

algebraischen und einem Differenzialgleichungsmodell. Sie werden gelegentlich als Halbgleichungsmodelle bezeichnet. Der bekannteste Vertreter ist das Modell nach Johnson und King [19], welches sich vor allem für die Berechnung der Strömung um aerodynamische Profile bewährt hat, die eine durch einen Verdichtungsstoß induzierte Ablöseblase besitzen.

14.10.3.6 Feinstrukturmodelle der Large Eddy Simulation

Die Grobstruktursimulation (Large Eddy Simulation) ist insbesondere für technische Strömungen interessant, wenn die turbulente Strömung großräumige Wirbelstrukturen, sog. kohärente Strukturen aufweist, wie beispielsweise der Nachlauf eines Profils. Man geht davon aus, dass unterhalb einer bestimmten Länge die Turbulenz isotrop ist und relativ einfach modelliert werden kann. Das Turbulenzmodell kann somit auf die Beschreibung der turbulenten Feinstruktur beschränkt werden. Zur Herleitung der Feinstrukturmodelle kommen unterschiedliche Vorgehensweisen zum Einsatz [4]. Basierend auf der Herleitung der Turbulenzmodelle der RANS stellt das Smagorinsky-Modell [20] ein oft verwendetes frühes Modell aus der Meteorologie dar. Auch das dynamische Modell [21] basiert auf diesen Ansätzen. Unter Beachtung der homogenen Turbulenz wurden auch spektrale Wirbelviskositätsansätze bekannt [22]. Die Modellbildung der Feinstrukturmodelle ist noch Gegenstand der Forschung. Die Modelle stehen noch nicht allgemeingültig zur Verfügung, sondern werden dem Problem entsprechend entwickelt und angepasst [4].

14.11 Detached Eddy Simulation (DES) und Delayed Detached Eddy Simulation (DDES)

Die Wirbelstrukturen sowie Ablösungen werden sowohl durch die Geometrie als auch durch die Grenzschicht beeinflusst. Die aufgrund der geforderten Rechenkapazität meist zum Einsatz kommenden RANS-Modelle haben den Nachteil, dass auftretende Wirbel nur rudimentär aufgelöst, meist jedoch lediglich über einen Mittelwert erfasst werden. Eine bessere Beschreibung bei erheblich höherem numerischen Aufwand wird durch LES erzielt, da die größeren Strukturen direkt aufgelöst werden und nur die feinen Strukturen mittels Turbulenzmodell erfasst sind. Allerdings sind für reelle Reynolds-Zahlen hohe CPU-Zeiten erforderlich, insbesondere wenn die Wandgrenzschicht aufgelöst werden muss, um Ablösungen und den laminar-turbulenten Umschlag korrekt darzustellen.

Um die hohen Anforderungen an die CPU-Zeiten zu reduzieren, entwickelten Spalart und Allmaras eine hybride RANS-LES Methode, die als Detached Eddy Simulation (DES) bezeichnet wird [23]. Hierbei wird die Wandgrenzschicht in der Nähe der Oberfläche über instationäre RANS berechnet, während die Strömung in einiger Entfernung zur Wand automatisch mit LES bestimmt wird. Durch die Berechnung der Grenzschicht in Wandnähe können sowohl die benötigte Auflösung als auch die benötigte Rechenzeit stark reduziert werden. Da sowohl Wirbelstrukturen als auch Ablösungen aufgelöst werden, zeigt es sich, dass die DES-Methode auch zur Berechnung der Stallentstehung Vorteile zeigt [23–25].

Die DES-Methode nach Spalart et al. [23] basiert letztendlich auf dem Eingleichungs-Turbulenzmodell von Spalart und Allmaras (S-A-Modell) in der Wandgrenzschicht und schaltet auf eine Subgrid-Formulierung in der freien Strömung zur Berechnung mit LES. Die Koeffizienten c_{t1} und c_{t3} des S-A-Modells werden zu null gesetzt, während die Wand-nächste Distanz d durch

$$\tilde{d} = \min\left(d, C_{\mathrm{DES}}\Delta\right) \tag{14.82}$$

ersetzt wird, wobei Δ die größte Gitterweite aller Richtungen darstellt. Innerhalb der Grenzschicht wird diese Größe zur Wanddistanz d, so dass die Turbulenz nach dem S-A-Modell berechnet wird [13]. In den meisten Fällen im freien Strömungsfeld ergibt sich $C_{\mathrm{DES}}\Delta$ als Distanz, wobei sich im ausgeglichen Zustand des Produktions- und Dissipationsterms eine Wirbelviskosität ähnlich dem Smagorinsky-Modell einstellt. Für homogene Turbulenz wird $C_{\mathrm{DES}} = 0{,}65$ vorgeschlagen [24]. Die turbulente Prandtl-Zahl liegt im RANS-Bereich bei $Pr_t = 0{,}9$ und im LES-Bereich bei $Pr_t = 0{,}5$.

Der Übergang von der mit RANS berechneten Grenzschicht zur freien Strömung, die mit LES berechnet wird, wurde von Spalart et al. [26] durch eine Übergangsfunktion realisiert. Das erweiterte Modell, als Delayed Detached Eddy Simulation (DDES) bezeichnet, limitiert die DES-Längenskala, um den Übergang von RANS zu LES unabhängig vom Gitterabstand zu gewährleisten. Diese Ergänzung bewährte sich in verschiedenen Testfällen [26] auch zur Beschreibung der Stallentstehung.

Nach Spalart et al. [26] wird das Umschalten der Distanz abgeändert zu

$$\tilde{d} = d - f_d \ \max\left(0, d - C_{\mathrm{DES}}\Delta\right), \tag{14.83}$$

hierbei sind

$$f_{\mathrm{d}} = 1 - \tanh\left(\left[8 r_{\mathrm{d}}\right]^3\right), \tag{14.84}$$

$$r_d = \frac{\nu_t + \nu}{\sqrt{U_{i,j}} k^2 d^2 \,\mathrm{Re}}. \tag{14.85}$$

Auch hier stellt Δ den größten Gitterabstand in jeder Richtung dar. $U_{\mathrm{i,j}}$ ist der Tensor der Geschwindigkeitsgradienten und k die Von-Karman-Konstante. Mit der DDES-Methode berechneten Im und Zha [25] die abgelöste Strömung eines NACA0012 Profils in Übereinstimmung mit Experimenten, während eine URANS-Rechnung den Verlustbeiwert um über 33 % zu hoch beschrieb.

Xia und Medic [27] setzen für RANS-Rechnungen das k-ε- bzw. das kombinierte SST-Turbulenzmodell ein. Um die turbulenten Skalen aufzulösen, werden die Längsskalen der RANS (IRANS) mit denen der LES (ILES) verglichen, um die Gitterfeinheit für die LES zur Auflösung der turbulenten Strukturen zu dimensionieren. Entspricht die

Längenskala ILES der IRANS, wird lokal mit LES gerechnet. Das Turbulenzmodell dient als Feinstrukturmodell. Die LES-Längenskala wird über die lokale Gitterweite festgelegt

$$l_{\mathrm{DES}} = \min\left(l_{\mathrm{RANS}}, l_{\mathrm{LES}}\right), \tag{14.86}$$

$$l_{\mathrm{RANS}} = \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega}, \tag{14.87}$$

$$l_{LES} = C_{DES} \max\left(\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z\right) \tag{14.88}$$

mit dem turbulenten Schließungskoeffizienten β^*, dem anzupassenden Koeffizienten C_{DES} und Δ_x, Δ_y, Δ_z den entsprechenden Gitterweiten.

Die Funktionen zum Umschalten am Übergang der Grenzschicht zur Hauptströmung werden durch Xia und Medic [27] modifiziert zu

$$r_{\mathrm{d}} = \frac{\nu + \nu_{\mathrm{t}}}{\kappa^2 d_{\mathrm{w}}^2 \sqrt{\frac{1}{2}\left(S^2 + \Omega^2\right)}}, \tag{14.89}$$

$$f_{\mathrm{d}} = 1 - \tan\ h\left[\left(C_{\mathrm{d1}} r_{\mathrm{d}}\right)^{\mathrm{Cd2}}\right], \tag{14.90}$$

$$l_{\mathrm{DDES}} = l_{\mathrm{RANS}} - f_{\mathrm{d}} \max\left(0, l_{\mathrm{RANS}} - l_{\mathrm{LES}}\right). \tag{14.91}$$

Hiermit wird die Kanalströmung mit LES modelliert, während die Grenzschicht mit RANS gerechnet wird. Sowohl die Verlustkoeffizienten als auch die Strukturen des Eckenwirbels konnten mit diesem Vorgehen sehr gut nachgerechnet werden.

Detaillierte numerische Untersuchungen mit DDES zu den Strukturen des Eckenwirbels führten Liu et al. [28] durch.

14.12 Die numerischen Lösungsmethoden der Navier-Stokes-Gleichungen

Die Grundlagen der numerischen Lösungsmethoden zur näherungsweisen Lösung der strömungsmechanischen Grundgleichungen sollen im Folgenden lediglich soweit skizziert werden, als das prinzipielle Vorgehen dargestellt wird, um das notwendige Verständnis bei der Anwendung zu erhalten. Bewusst wird auf die ausführliche Beschreibung der mathematischen Details der numerischen Algorithmen und der linearen Algebra verzichtet. Der an den mathematischen Einzelheiten interessierte Leser wird auf einschlägige Lehrbücher, u. a. [1, 29, 30], verwiesen.

14.12.1 Grundsätzliches

Grundsätzlich existieren zwei unterschiedliche Klassen numerischer Lösungsmethoden, die sich in der praktischen Anwendung ergänzen. In der einen Klasse wird bereits vor der Durchführung der Näherungsrechnung von einem Lösungsansatz für eine gesuchte Größe ausgegangen. Diese Größe wird dabei in der Form einer endlichen Reihe approximiert, wobei der Reihenansatz nach einer bestimmten Anzahl von Reihengliedern entsprechend der gewünschten Genauigkeit abgebrochen wird. Zu dieser Klasse von Lösungsmethoden gehören z. B. das *Galerkin- und das Spektralverfahren* mit dem besonderen Vorteil, dass die einzelnen Ansatzfunktionen die Randbedingungen des zu lösenden Strömungsproblems exakt erfüllen. Der Nachteil dieser ansonsten sehr genauen Lösungsmethoden liegt darin, dass z. B. für eine Anwendung in Turbomaschinen keine geeigneten Ansatzfunktionen gefunden werden können.

Deshalb haben sich für die Strömungsprobleme der Strömungsmaschinen diejenigen numerischen Lösungsmethoden durchgesetzt, die nach einer Diskretisierung des Integrationsgebietes direkt die partiellen Differenzialgleichungen näherungsweise lösen und dabei ohne vorher auszuwählende Ansatzfunktionen auskommen (z. B. Finite-Elemente-, Finite-Volumen-, Finite-Differenzen-Methode).

Je nachdem, wie die Diskretisierung des Strömungsfeldes erfolgt und wie die Erhaltungssätze für die jeweiligen Volumenelemente erfüllt werden, lassen sich eine Vielzahl numerischer Lösungsalgorithmen ableiten. Abb. 14.11 fasst die numerischen Lösungsmethoden bezüglich ihrer Genauigkeit und Flexibilität zusammen. Die *Galerkin- und Spektralverfahren (SPV)* sind entsprechend den gewählten Ansatzfunktionen und je nach Anzahl der Reihenglieder sehr genau, lassen sich jedoch nicht auf komplexe Konfigurationen anwenden. *Spektralverfahren* beruhen auf global definierten Funktionensystemen, die jedoch nur für sehr einfache Geometrien bekannt sind. So lässt sich der Transitionsprozess in der Grenzschicht an einem ausgewählten Volumenelement mithilfe des Spektralverfahrens sehr genau berechnen. Das *Finite-Differenzen-Verfahren (FDV)* diskretisiert das Strö-

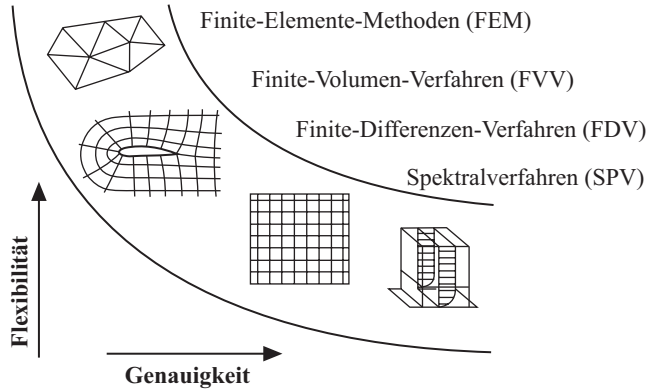


Abb. 14.11 Genauigkeit und Flexibilität numerischer Lösungsmethoden, nach [1]

mungsfeld in orthogonale Gitter und ersetzt die Differenzialquotienten der Grundgleichungen durch die entsprechenden Differenzenquotienten. Für die Berechnung der Strömung um ein Profil ist vor der Anwendung des Differenzialverfahrens jeweils eine aufwendige Transformation der komplexen Konfiguration auf ein Rechteckgebiet erforderlich. Diese Transformation erspart man sich bei einem *Finite-Volumen-Verfahren (FVV)* und bei den *Finite-Elemente-Methoden (FEM)*, die sich inzwischen in der Praxis durchgesetzt haben. Das Finite-Volumen-Verfahren erfüllt die diskretisierten Erhaltungssätze über jedes Volumenelement im Strömungsfeld, während bei den Finite-Elemente-Methoden der numerische Fehler mit geeigneten Ansatzfunktionen und der Formulierung eines Variationsproblems in jedem Volumenelement minimiert wird. Finite-Elemente-Verfahren besitzen die höchste Flexibilität, da sie auf sehr flexiblen, unstrukturierten Netzen aufbauen.

14.12.2 Finite-Differenzen-Verfahren

Das Finite-Differenzen-Verfahren wird derzeit kaum mehr eingesetzt. Es wurde ausnahmslos durch das flexiblere Finite-Volumen-Verfahren ersetzt. Allerdings erfolgt die Diskretisierung der zeitlichen Ableitung in der Regel anhand der Finiten Differenzen.

Zur formalen zeitlichen Diskretisierung eines instationären Strömungsproblems für eine gesuchte Größe $u\ (t, x, y, z)$ geht man von einer kontinuierlichen Zeitachse aus. Abb. 14.12 zeigt diese Zeitachse t beginnend bei $t = 0$, die in eine bestimmte Anzahl von Gitterpunkten unterteilt wird, an denen die Funktionswerte $u\ (t, x, y, z)$ näherungsweise berechnet werden sollen. Die kontinuierliche Zeit t wird in äquidistante Zeitintervalle Δt unterteilt, an deren Intervallgrenzen die gesuchten Funktionswerte zu bestimmen sind. Ein beliebiger diskreter Zeitpunkt t^n auf der Zeitachse ist dann bestimmt durch

$$t^n = n \cdot \Delta t \quad \text{mit} \quad n = 0,\ \ 1,\ \ 2,\ \ 3\ldots. \tag{14.92}$$

Dabei ist n der Zählindex für die Zeit. Δt bezeichnet das vorgegebene Zeitintervall und wird Zeitschrittweite genannt. t^n steht damit für den n-ten diskreten Zeitpunkt, an dem der Funktionswert $u(t^n)$ berechnet wird. Für diesen Funktionswert $u(t^n)$wird die abkürzende Schreibweise $u(t^n) = u^n$ eingeführt. Die kontinuierliche Anfangsbedingung $u(t = 0) = konst.$ eines Anfangswertproblems schreibt sich in der diskretisierten Notation in der Form $u(t_0 = 0) = u_0 = konst.$ Die Bezeichnung u^n stellt den augenblicklichen Funktionswert zum Zeitpunkt t^n dar. u^{n-1}, u^{n-2} etc. sind bekannte Funktionswerte zu früheren vergangenen

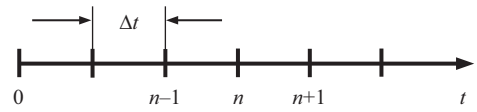


Abb. 14.12 Prinzipskizze der zeitlichen Diskretisierung

Zeitpunkten und u^{n+1} ist der Funktionswert, der für einen zukünftigen Zeitpunkt t^{n+1} zu bestimmen ist.

Nach der Diskretisierung des Integrationsbereiches erfolgt mit der Approximation der Differenzialquotienten durch Differenzenquotienten der zweite Schritt bei der Anwendung eines Finite-Differenzen-Verfahrens. Man beginnt die Approximation der Differenzialquotienten durch Differenzenquotienten mit einer Taylor-Entwicklung in der Zeit t für einen Funktionswert $u(t_0 + \Delta t)$. Es gilt

$$\begin{aligned} u\left(t_0+\Delta t\right) &= u\left(t_0\right)+\Delta t\cdot\left.\frac{\partial u}{\partial t}\right|_{t=t_0}+\left.\frac{\Delta t^2}{2!}\cdot\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}\right|_{t=x_0}+\ldots\ldots \text{bzw.} \\ u\left(t_0+\Delta t\right) &= u\left(t_0\right)+\Delta t\cdot\left.\frac{\partial u}{\partial t}\right|_{t=t_0}+O\left(\Delta t^2\right). \end{aligned} \tag{14.93}$$

Der Ausdruck $O(\Delta t^2)$ macht eine Aussage über die Ordnung des Fehlers, wenn die Taylor-Entwicklung für $u(t_0 + \Delta t)$ nach dem zweiten Summanden abgebrochen wird. In diesem Fall entsteht ein Fehler zweiter Ordnung, da die Größe des Fehlers für $\Delta t \to 0$ von der Größe (Δt^2) bestimmt wird. Gl. 14.91 aufgelöst nach dem Differenzialquotienten ergibt den gesuchten Differenzenquotienten

$$\left.\frac{\partial u}{\partial t}\right|_{t=t_0}=\frac{u\left(t_0+\Delta t\right)-u\left(t_0\right)}{\Delta t}-O\left(\Delta t^2\right). \tag{14.94}$$

Gl. 14.92 führt für einen beliebigen Zeitpunkt t^n auf die Vorwärtsdifferenz

$$\frac{\partial u\left(t^{n}\right)}{\partial t}=\frac{u\left(t^{n+1}\right)-u\left(t^{n}\right)}{\Delta t}=\frac{\partial u^{n}}{\partial t}=\frac{u^{n+1}-u^{n}}{\Delta t}. \tag{14.95}$$

Gl. 14.93 nennt man einen *Vorwärts-Differenzenquotienten*, da die Ableitung an der Stelle $t = t^n$ mit einem Wert u^{n+1} an einem zukünftigen Zeitpunkt t^{n+1} approximiert wird. Der Vorwärts-Differenzenquotient führt bei bekannter Ableitung an der Stelle $t = t^n$ auf ein explizites Finite-Differenzen-Verfahren, da es gelingt, Gl. 14.93 explizit nach dem unbekannten Wert u^{n+1} aufzulösen

$$u^{n+1}=u^{n}+\Delta t\cdot\frac{\partial u^{n}}{\partial t}. \tag{14.96}$$

Ableitungen nach der Zeit werden in der Strömungsmechanik in der Regel mithilfe von Differenzenverfahren approximiert, auch dann, wenn die räumlichen Ableitungen mittels anderer Verfahren diskretisiert werden, wie beispielsweise bei den Finite-Elementen oder den noch folgenden Finite-Volumen-Verfahren. Das liegt darin begründet, dass Differenzen-Verfahren sehr effizient auf Transportvorgänge, die nur in eine Richtung wir-

ken, angewandt werden können. Bei Zeitableitungen ist das der Fall, da Informationen nur in einer Richtung entlang der positiven Zeitkoordinate t von der Vergangenheit in die Zukunft transportiert werden. Im Raum, in dem Transportmechanismen in allen Richtungen möglich sind, eignen sich neben der Vorwärtsdifferenz auch andere Differenzenquotienten.

Es existieren unterschiedliche Finite-Differenzen-Verfahren, deren Bezeichnung sich daran orientiert, welche Methode benutzt wird, um einen unbekannten Wert u^{n+1} zu einem zukünftigen Zeitpunkt, wenn u^n zum gegenwärtigen Zeitpunkt t^n bekannt ist, zu bestimmen. Das explizite Finite-Differenzen-Verfahren wird auch als explizites Euler-Verfahren oder Euler-Vorwärtsverfahren bezeichnet. Im Vergleich dazu erhält man ein Euler-Rückwärtsverfahren, wenn man die zeitliche Ableitung zum Zeitpunkt $t = t^{n+1}$ mit einem Wert u^n des aktuellen Zeitpunktes t^n approximiert. Dies ergibt folglich einen zeitlichen Rückwärts-Differenzenquotienten

$$\frac{\partial u\left(t^{n+1}\right)}{\partial t} = \frac{u\left(t^{n+1}\right) - u\left(t^{n}\right)}{\Delta t} \quad \text{oder auch} \quad \frac{\partial u^{n+1}}{\partial t} = \frac{u^{n+1} - u^{n}}{\Delta t}. \tag{14.97}$$

Gl. 14.95 führt auf ein implizites Finite-Differenzen-Verfahren oder *implizites Euler-Verfahren*. Bei bekanntem Wert u^n zum aktuellen Zeitpunkt t^n gelingt es nicht, Gl. 14.95 explizit nach den Werten u^{n+1} zum zukünftigen Zeitpunkt t^{n+1} aufzulösen. Ein implizites Finite-Differenzen-Verfahren resultiert bei einem Anfangs-Randwert-Problem in einem algebraischen Gleichungssystem. Gl. 14.95 ist dann für jeden diskreten Punkt i der Ortsdiskretisierung aufzustellen, so dass man i Gleichungen für die i Unbekannten u^{n+1} an den i Ortspunkten erhält. Dieses Verfahren erfordert folglich einen höheren Programmieraufwand als ein explizites Verfahren. Die Genauigkeit entspricht derjenigen eines expliziten Verfahrens, jedoch sind die Stabilitätseigenschaften erheblich günstiger, d. h. ein numerischer Fehler verstärkt sich nicht, sondern wird abgeschwächt.

Ein implizites Verfahren, bei dem die Genauigkeit und vor allem die Stabilität erhöht wird, ist das *Crank-Nicholson-Verfahren*. Dieses Verfahren setzt sich aus den Gl. 14.93 und 14.95 zusammen, indem zur Bestimmung des unbekannten Wertes u^{n+1} der arithmetische Mittelwert der jeweiligen linken Seiten der beiden Gleichungen eingesetzt wird. Es ergibt sich

$$\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\partial u^{n+1}}{\partial t} + \frac{\partial u^{n}}{\partial t} \right) = \frac{u^{n+1} - u^{n}}{\Delta t}. \tag{14.98}$$

14.12.3 Finite-Volumen-Verfahren

Bei den Finite-Volumen-Verfahren werden die Erhaltungsgleichungen über das jeweilige Volumenelement in integraler Form erfüllt (Abb. 14.13). Die Grundgleichungen werden in integraler Form diskretisiert. Die Zellen besitzen im Zweidimensionalen die Form allge-

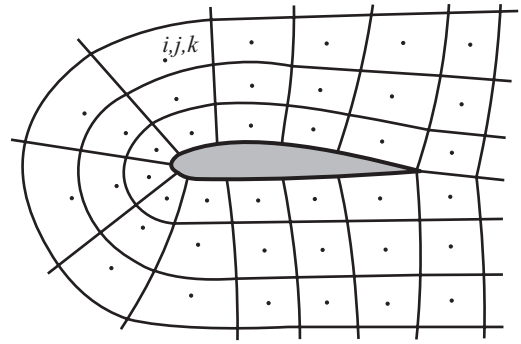


Abb. 14.13 Prinzipskizze der räumlichen Diskretisierung in Finite-Volumen

meiner Vierecke mit vier Seitenflächen bzw. im Dreidimensionalen die Form allgemeiner Körper mit sechs Seitenflächen, sogenannte Hexaeder.

Beim Zellmittelpunkt-Schema wird die Diskretisierung in den Zellmittelpunkten vorgenommen. Die Kontrollvolumina werden um die Zellmittelpunkte gelegt.

Zugrunde gelegt werden die Grundgleichungen in Erhaltungsform nach Gl. 14.29, mit den dort definierten Größen für $\boldsymbol{U}$, $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{G}$ und $\boldsymbol{H}$. Da keine Quellterme für Masse, Impuls und Energie auftreten, wird der Term der rechten Seite $\boldsymbol{S}$ gleich Null gesetzt

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} = \frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial x} + \frac{\partial \boldsymbol{G}}{\partial y} + \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial z} = 0. \tag{14.99}$$

Die Finite-Volumen-Verfahren gehen von einer Diskretisierung des räumlichen Integrationsgebietes V aus, so dass Gl. 14.97 zunächst durch Integration über das gesamte Volumen V des Strömungsfeldes in die entsprechende Integralform der Grundgleichungen gebracht werden muss

$$\int_V \frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} dV + \int_V \left(\frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial x} + \frac{\partial \boldsymbol{G}}{\partial y} + \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial z} \right) dV = 0. \tag{14.100}$$

Mithilfe des Gauß'schen Integralsatzes wird Gl. 14.98 auf die Oberfläche der Volumen umgeformt. $\boldsymbol{F}$ enthält ausschließlich x-Komponenten der Erhaltungsgleichungen, $\boldsymbol{G}$ ausschließlich y-Komponenten und $\boldsymbol{H}$ die z-Komponenten. So lautet der Gauß'sche Integralsatz angewandt auf Gl. 14.98

$$\int_V \frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} dV + \int_O \left(\boldsymbol{F} + \boldsymbol{G} + \boldsymbol{H} \right) \cdot \vec{n}\, dO = 0. \tag{14.101}$$

Da die Grundgleichungen in Erhaltungsform für ein raumfestes Kontrollvolumen aufgestellt wurden, ist das Integrationsgebiet V nicht von der Zeit abhängig. Dies bedeutet, dass die Zeitableitung in Gl. 14.99 vor das Integral gezogen werden kann. Es folgt

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V \boldsymbol{U}\,dV + \int_O \left(\boldsymbol{F}+\boldsymbol{G}+\boldsymbol{H}\right)\cdot\vec{n}\,dO = 0. \tag{14.102}$$

Das kontinuierliche Integrationsgebiet V wird in einzelne diskrete Volumenzellen V_{ijk} mit jeweils sechs Oberflächen $O_\mathrm{l}\cdot\vec{n}_\mathrm{l}$ unterteilt. Daraufhin werden die Grundgleichungen für jede einzelne Volumenzelle V_ijk approximiert

$$\frac{d}{dt}\boldsymbol{U}_\mathrm{ijk}\cdot V_\mathrm{ijk} + \sum_{l=1}^{6}\left(\left(\boldsymbol{F}^{(\mathrm{l})}+\boldsymbol{H}^{(\mathrm{l})}+\boldsymbol{G}^{(\mathrm{l})}\right)\cdot\vec{n}_\mathrm{l}\cdot O_\mathrm{l}\right)_\mathrm{ijk} = 0. \tag{14.103}$$

Die Komponenten der konvektiven und dissipativen Flüsse $\boldsymbol{F}^{(l)}$, $\boldsymbol{G}^{(l)}$ und $\boldsymbol{H}^{(l)}$ durch die sechs Seitenflächen der diskreten Volumenzelle $\boldsymbol{V}_\mathrm{ijk}$ lassen sich auf die Größen in $\boldsymbol{U}_{ijk}$ zurückführen und können somit aus diesen berechnet werden. Jedoch sind hierzu die Werte von $\boldsymbol{U}$ an den Seitenflächen der Volumenzelle nötig, wohingegen $\boldsymbol{U}_\mathrm{ijk}$ die Werte in den Zellenmittelpunkten liefert. Durch eine einfache arithmetische Mittelwertbildung können die Werte auf den Seitenflächen aus den Mittelpunktswerten zweier benachbarter Zellen berechnet werden.

Fasst man die Flussvektoren $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{G}$ und $\boldsymbol{H}$ auf die Werte in den Zellmittelpunkten formal zu einem Diskretisierungsoperator $\boldsymbol{Q}$ ($\boldsymbol{U}_\mathrm{ijk}$) zusammen

$$\boldsymbol{Q}\left(U_\mathrm{ijk}\right) = \frac{1}{V_\mathrm{ijk}}\cdot\left(\sum_{l=1}^{6}\left(\left(\boldsymbol{F}^{(\mathrm{l})}+\boldsymbol{H}^{(\mathrm{l})}+\boldsymbol{G}^{(\mathrm{l})}\right)\cdot\vec{n}_\mathrm{l}\cdot O_\mathrm{l}\right)_\mathrm{ijk}\right), \tag{14.104}$$

so erhält man als Endergebnis der Ortsdiskretisierung ein System von gewöhnlichen Differenzialgleichungen

$$\frac{d}{dt}\boldsymbol{U}_\mathrm{ijk} + \boldsymbol{Q}\left(\boldsymbol{U}_\mathrm{ijk}\right) = 0. \tag{14.105}$$

Die Zeitdiskretisierung basiert auf der Aufteilung der kontinuierlichen Zeit t in gleich große Schritte Δt entlang der Zeitachse. Zur Integration in Zeitrichtung wird in der Regel das klassische explizite Runge-Kutta-Verfahren mit einer Genauigkeit vierter Ordnung ausgewählt.

Es hat sich gezeigt, dass Finite-Volumen-Verfahren für die Berechnung von Profilumströmungen und Kanalströmungen relativ robust sind, d. h. unempfindlich gegenüber unvermeidlichen Unregelmäßigkeiten in der räumlichen Diskretisierung. Ein weiterer Vorteil liegt darin, dass die Programmierung und die notwendige mathematische Vorarbeit weniger Aufwand erfordern als z. B. beim Finite-Differenzen-Verfahren, bei dem eine Koordinatentransformation auf orthogonale Gitter nötig ist. Deshalb haben sich die Finite-Volumen-Verfahren neben den Finite-Element-Verfahren in der Strömungsberechnung durchgesetzt.

14.13 Randbedingungen

Das System von Differenzialgleichungen, das zur Berechnung einer Strömung zu lösen ist, stellt ein sogenanntes Randwert- oder, bei Transienten, zusätzlich ein Anfangswertproblem dar. Nur bei einer Vorgabe der erforderlichen Rand- und Anfangsbedingungen kann die Lösung eindeutig sein.

14.13.1 Klassifizierung der Strömung

In ruhenden, homogenen Fluiden breitet sich eine Druckstörung in alle Richtungen gleich aus. Bei Strömungen hingegen hängt es vom Strömungszustand ab, ob sich eine Störung in alle Richtungen, in eine Richtung oder lediglich innerhalb eines bestimmten Gebietes ausbreitet. Betrachtet man beispielsweise die Strömung durch eine Lavaldüse (Abb. 14.14), so herrschen vor der Düse Unterschallbedingungen. Eine Störung in einer Unterschallströmung breitet sich in alle Richtungen aus. An der engsten Stelle herrscht gerade Schallgeschwindigkeit. Eine Störung kann sich hier nicht gegen die Strömungsrichtung ausbreiten. Unter Überschallbedingungen in der Düse breitet sich eine Störung lediglich innerhalb eines durch den Mach´schen Kegel begrenzten Gebietes aus.

Zur Berechnung einer Strömung ist es zur Auswahl des Diskretisierungsverfahrens und insbesondere zur Definition der Randbedingungen somit erforderlich, dass man den jeweiligen Charakter der Strömung kennt. Die beschriebenen physikalischen Phänomene sind

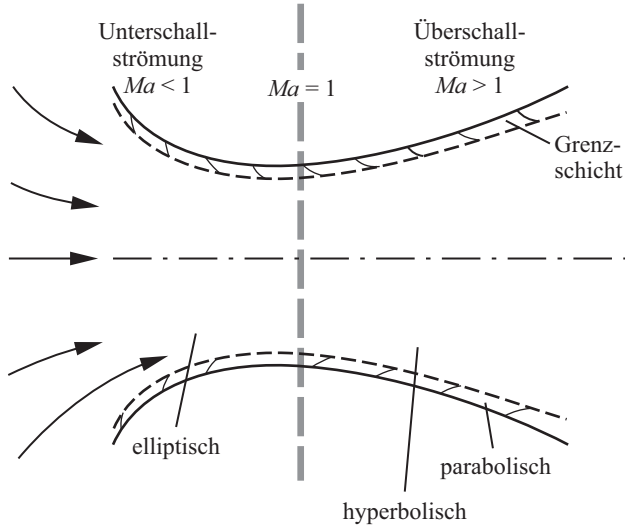


Abb. 14.14 Strömung durch eine Lavaldüse mit Klassifizierung der beschreibenden Differenzialgleichungen

auch an der spezifischen, für den jeweiligen Anwendungsfall spezialisierten Differenzialgleichungen erkennbar. Im ebenen Fall kann eine lineare partielle Differenzialgleichung zweiter Ordnung folgendermaßen geschrieben werden

$$a \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + 2 \cdot b \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \cdot \partial y} + c \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + d \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial x} + e \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial y} + f \cdot \Phi + g = 0. \qquad (14.106)$$

Je nach Wahl der Koeffizienten a, b, c besitzt die Gleichung eine parabolische, eine elliptische oder eine hyperbolische Lösung. Die jeweilige Form wird durch die Diskriminante Δ

$$\Delta = \begin{vmatrix} ab \\ bc \end{vmatrix} = a \cdot c - b^2 \qquad (14.107)$$

bestimmbar. Man bezeichnet die Differenzialgleichung als

- **parabolisch für $\Delta = a \cdot c - b^2 = 0$**
  Eine Störung breitet sich nur in eine Richtung, z. B. stromab aus, bzw. es existiert eine dominierende Koordinate (z. B. Grenzschichten, Zeitkoordinate bei instationären Strömungen). Die Lösung des Strömungsfeldes kann durch sukzessives Fortschreiten in der parabolischen Strömungsrichtung gefunden werden. Es genügt eine einseitige Vorgabe der Randbedingung.
- **hyperbolisch für $\Delta = a \cdot c - b^2 < 0$**
  Es treten Diskontinuiäten in der Verteilung der Strömung-beschreibenden Größen auf. Es existieren durch Kurven bzw. Flächen begrenzte Gebiete im Strömungsfeld, innerhalb derer sich Störungen ausbreiten können, ohne dass diese Grenzen überschritten werden (z. B. Überschallströmungen mit Druckstößen). Die Lösung kann durch Integration entlang der Charakteristiken gefunden werden. Es genügt ebenfalls eine einseitige Vorgabe der Randbedingung.
- **elliptisch für $\Delta = a \cdot c - b^2 > 0$**
  Eine Störung an einem Punkt innerhalb des Strömungsfeldes beeinflusst die gesamte Umgebung, bzw. der Punkt wird durch die gesamte Umgebung beeinflusst (z. B. Unterschallströmungen). Es gibt keine bevorzugten Richtungen bei der Lösung der Differenzialgleichungen. In jedem Iterationsschritt muss das gesamte Strömungsfeld betrachtet werden. An allen Rändern sind Randbedingungen vorzugeben.

14.13.2 Definitionen der Randbedingungen

Für die numerische Simulation von elliptischen Strömungen, wie sie die Navier-Stokes-Gleichungen für Unterschallströmungen im Allgemeinen darstellen, müssen daher an allen Rechenfeldgrenzen für alle interessierenden abhängigen Variablen Randbedingungen

vorgegeben werden. Je nach Art der jeweils gewählten Berandungen des Rechenfeldes kommen folgende Möglichkeiten zur Definition der Randbedingungen in Betracht.

- Dirichlet-Randbedingung: Die abhängige Variable wird auf dem Rand vorgegeben

$$f\left(\text{Rand}\right) = f_{\text{R}}. \tag{14.108}$$

Dirichlet-Randbedingungen, d. h. die Vorgabe des Wertes einer Variablen, werden überall dort eingesetzt, wo die Strömungsgröße selbst gegeben ist. Der Verlauf der Werte einer Strömungsgröße auf einer Berandung ist beispielsweise oftmals aus Messungen bekannt. Weiterhin sollten Dirichlet-Randbedingungen immer dann verwendet werden, wenn aufgrund prinzipieller Überlegungen oder Erfahrungen die Werte einer Strömungsgröße an einen Rechenfeldrand vorhergesagt werden können. Ein Beispiel hierfür ist die Haftbedingung an Wänden, aus der heraus für alle Geschwindigkeitskomponenten an den Wänden der Wert Null gesetzt werden kann.

- Neumann-Randbedingung: Der zur Berandung normale Fluss der abhängigen Variablen wird vorgegeben

$$\frac{\partial f}{\partial x_{\text{i}}} = const. \tag{14.109}$$

Neumann-Randbedingungen, d. h. die Vorgabe des Gradienten einer Variablen, werden beispielsweise an allen Rechenfeldgrenzen verwendet, an denen Symmetrie herrscht, oder an Rändern, an denen nicht die Strömungsgröße selbst, sondern nur deren Richtung angegeben werden kann, beispielsweise als Ausflussbedingung, wie die Geschwindigkeit am Strömungsaustritt oder der Wärmestrom an einer Wand.

- Periodische Randbedingungen: Die Berandungen werden so gewählt, dass die abhängige Variable an den Rechenfeldgrenzen periodisch wiederkehrt

$$f\left(x_{\text{1}}\right) = f\left(x_{\text{n+1}}\right) bzw.\ f\left(1\right) = f\left(x_{\text{n}}\right). \tag{14.110}$$

Symmetrische bzw. zyklische Randbedingungen können dann eingesetzt werden, wenn im Strömungsfeld Ebenen oder Linien gefunden werden können, die paarweise die gleiche Verteilung der Strömungsgrößen aufweisen. Mit dieser Randbedingung kann beispielsweise in verdrallten Strömungen sowie in Strömungen durch Schaufelgitter in Verdichter und Turbinen das Rechenfeld eingegrenzt werden. Allerdings ist dabei zu beachten, dass durch die Vorgabe der Symmetrie in einem Kreisausschnitt das Wirbelzentrum auf der Achse festgelegt wird. Vorhandene Präzisionsbewegungen des Wirbelkerns werden hierbei unterdrückt. Diese können nur mit einem vollen Querschnitt berechnet werden. Eine Symmetrie in der Geometrie muss nicht unbedingt eine Symmetrie des Strömungsfeldes

bewirken. Sowohl die Geometrie als auch das erwartete Strömungsfeld müssen die Symmetrie aufweisen, damit symmetrische Randbedingungen gewählt werden können.

An einer Berandung des Rechenfeldes können für die einzelnen Strömungsgrößen auch Randbedingungen unterschiedlichen Typs vorgesehen werden.

Die Definition von geeigneten Austrittsrandbedingungen ist besonders bei der Berechnung von Drallströmungen, aber auch von Gitterströmungen oft mit Schwierigkeiten verbunden. So haben die Gitterströmungen der Strömungsmaschinen a priori instationäre Randbedingungen, da sich in der Regel zwei aufeinanderfolgende Gitter in Umfangsrichtung gegeneinander bewegen. Aus Experimenten ist bekannt, dass in verdrallten Strömungen in einem sehr weiten Bereich des Strömungsfeldes ein erheblicher Einfluss von stromab liegenden Strömungsgebieten vorherrschen kann. Für die Rechnung bedeutet dies, dass in solchen Drallströmungen mit der üblichen Ausflussrandbedingung die in der realen Strömung herrschenden Zustände oft nicht richtig wiedergegeben werden können. So müssen Querschnittsänderungen oder auch Strömungsumlenkungen, die dem interessierenden Strömungsbereich folgen, auch in der Rechnung berücksichtigt werden. Außerdem kann gerade in Drallströmungen nicht a priori von einer Rotationssymmetrie ausgegangen werden, da sich in der Regel Präzisionsbewegungen des Wirbelkerns einstellen und die Strömung trotz Symmetrie der Geometrie instationär ist. Derartige Strömungen müssen deshalb im gesamten Feld instationär gerechnet werden.

Instationaritäten treten prinzipiell auch für Abströmungen von Profilen oder von anderen stumpfen Köpern auf, wo sich durch die ablösenden Grenzschichten der Ablösepunkt transient bewegt. Die hierdurch entstehenden kohärenten Strukturen, die sich ähnlich der Karman'schen Wirbelstraße verhalten, können anhand einer stationären Rechnung nicht wiedergegeben werden. Das oftmals bei Berechnungen von Ablösegebieten beobachtete schlechte Konvergenzverhalten ist auf derartige instationäre Phänomene zurückzuführen. Hier sind Grobstrukturrechnungen (LES) von Vorteil, wenn der numerische Aufwand bewältigbar ist.

14.13.3 Mittelungsverfahren

Um die entsprechenden Randbedingungen zu definieren, stehen oft lediglich Mittelwerte aus eindimensionalen Abschätzungen zur Verfügung. Andererseits werden Messwerte herangezogen, die oft ebenfalls gemittelt werden. Die Problematik, dass die Mittelwerte nicht so hergeleitet werden können, dass gleichzeitig die Massenerhaltung, die Energieerhaltung und die Impulserhaltung erfüllt werden, stellte sich schon früh bei der Beschreibung des Verhaltens der Turbomaschinen, insbesondere beim Vergleich von Messwerten, die in einer Ebene vorliegen, mit eindimensional berechneten Auslegungswerten. Deshalb sind vielfältige Mittelungsverfahren bekannt, die jeweils diese Schwierigkeit ausgleichen [31]. Diese Problematik stellte sich erneut mit der Einführung der numerischen Verfahren, da hier ebenfalls aus dem dreidimensionalen Rechengebiet Mittelwerte entnommen werden müssen, um die Ergebnisse mit den eindimensionalen Auslege- und Bewertungsver-

fahren zu vergleichen. Andererseits müssen eventuell aus einer Ebene Eintrittsbedingungen als Randbedingungen definiert werden, die beispielsweise in einer rotationssymmetrischen Rechnung lediglich eine radiale Abhängigkeit berücksichtigen können.

Häufig werden die austretenden Geschwindigkeiten des vorangehenden Gitters umfangsmäßig gemittelt, um diese Mittelwerte dann als Eintrittsbedingungen für das nachfolgende Gitter zu verwenden. Diese Mittelung reduziert den erforderlichen Rechenaufwand beträchtlich und ermöglicht oft erst die Berechnung mehrerer Stufen. Allerdings wird zur Mittelung ein Mischprozess angenommen, der voraussetzt, dass die Mischung schlagartig in der Trennebene stattfindet. In der Realität hingegen erfolgt diese Ausmischung sowohl im Zwischenraum als auch noch im nachfolgenden Gitter. Deshalb ist es fraglich, ob die entstehende Mischungsentropie mit der Annahme, dass in einer Ebene ausgemischt wird, der Realität entspricht. Neben der vereinfachten Berechnungsmöglichkeit ist die Erfassung der Mittelwerte erforderlich, um Messungen auszuwerten bzw. Messwerte mit Rechnungen zu vergleichen.

Eine einfache Mittelung geht davon aus, dass über Korrekturen die Kontinuitätsgleichung und die Impulserhaltung in der gemittelten Ebene mit den ungemittelten Werten übereinstimmen muss. Von Adamczyk [32] wurde zur Beschreibung der Mischung eine deterministische Methode (deterministic stress approach) vorgeschlagen. Die Modellvorstellung geht systematisch von der Mittelung einer instationären Strömung aus, allerdings mit dem Aufwand einer stationären Rechnung. Zum Verständnis der Methode sind in Abb. 14.15 zwei einfache Mischungsfälle skizziert. Das erste Beispiel (**a**) zeigt das

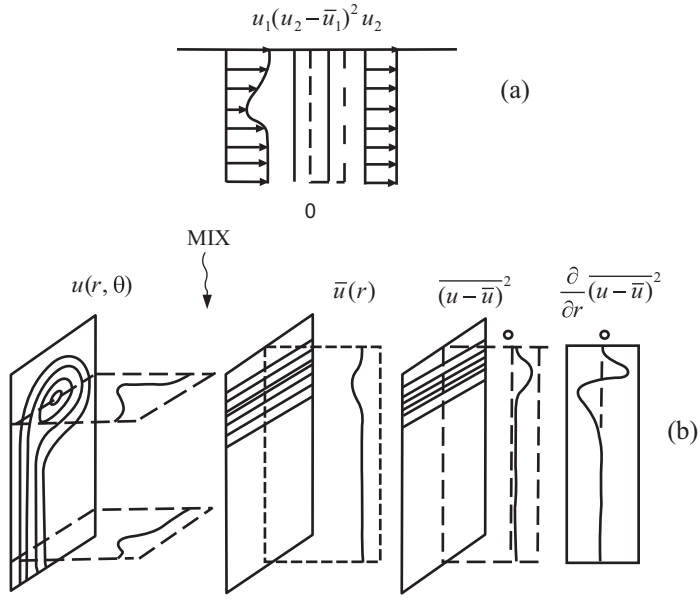


Abb. 14.15 Zweidimensionales (**a**) und dreidimensionales (**b**) Mischungsproblem

Ausmischen eines Strömungsnachlaufes z. B. in der Kanalmitte. Die klassische Annahme fordert eine schlagartige Ausmischung in einer Ebene. Für inkompressible Strömungen ergibt sich die Kontinuitätsgleichung mit dem Umfangswinkel θ zu

$$\int \rho \cdot c_{z1} \cdot d\theta = \rho \cdot \overline{c}_{z2} \tag{14.111}$$

und die Impulserhaltung

$$\int \left(\rho \cdot c_{z1}^2 + p_1 \right) \cdot d\theta = \rho \cdot \tilde{c}_{z2}^2 + \tilde{p}_2 \tag{14.112}$$

mit der Axialgeschwindigkeit c_z und der ausgemischten Geschwindigkeit $\tilde{c}_z$. Der Flächenmittelwert des Druckes, der bei der kompressiblen Strömung Dichte gemittelt wurde, ergibt sich konventionell zu

$$\overline{p}_1 = \int \rho_1 \cdot d\theta; \tag{14.113}$$

somit ergibt sich der mittlere Druck nach dem Ausmischen zu

$$\tilde{p}_2 = \overline{p}_1 + \int \rho \cdot c_{z1}^2 \cdot d\theta - \rho \cdot \left(\int c_{z1} \cdot d\theta \right)^2. \tag{14.114}$$

Da ein signifikanter Unterschied besteht zwischen dem „Mittelwert zum Quadrat“ und „dem Mittelwert der Quadrate“ der Schaufelaustrittsströmung, ergibt sich ein unstetiger Sprung im axialen statischen Druckverlauf, der als Verlust der Nachlaufströmung interpretiert werden kann. Im „deterministic stress approach“ wird diese Unstetigkeitsstelle der Mischungsebene folgendermaßen ausgeglichen

$$\text{Kontigleichung} \int \rho \cdot c_{z1} \cdot d\theta = \rho \cdot \overline{c}_{z2}, \tag{14.115}$$

$$\text{Impulserhaltung} \int \left(\rho \cdot c_{z1}^2 + p_1 \right) \cdot d\theta = \rho \cdot \overline{c}_{z2}^2 + \overline{p}_2 + S. \tag{14.116}$$

Mit der ausgleichenden „deterministischen Spannung“ S

$$S = \int \rho \cdot c_{z1}^2 \cdot d\theta - \rho \left(\int c_{z1} \cdot d\theta \right)^2 \tag{14.117}$$

die man im Vergleich mit Gl. 14.110 als Korrekturterm erhält.

Durch diese Mittelung sind alle Größen über der Mischungsebene flächengemittelt (bzw. bei kompressiblen Strömungen dichtegemittelt), so dass wie bisher gilt

$$\overline{c}_{z2} = \overline{c}_{z1}, \tag{14.118}$$

mit dem Unterschied, dass die „deterministische Spannung“ S so gewählt wurde, dass außerdem die Mittelwerte der Drücke gleich werden

$$\overline{p}_2 = \overline{p}_1. \tag{14.119}$$

Diese Hypothese führt keine falschen Blockagen in der Mischebene ein und erhält deshalb auch die korrekten Geschwindigkeitsdreiecke in der Mischebene.

Die „deterministische Spannung“ S entspricht dem Drucksprung der einfachen Modellannahme. Im Modell von Adamczyk muss der Term S immer ausgewertet werden, wenn die Strömung ungleichförmig ist. Beispielsweise würde S im einfachen Beispiel der Abb. 14.15 stromab der Mischebene abnehmen, so dass die Mischung innerhalb des axialen Verlaufs und nicht plötzlich erfolgt. Bei komplexeren Strömungsfeldern muss entsprechend der Verlauf von S wiederum modelliert werden.

Die von Dring und Oates [33] untersuchten Masse-, Dichte- bzw. Flächen-gemittelten Werte hängen stark von der jeweiligen Bezugsebene ab, da die Mischung wie bereits beschrieben, im Verlauf der Strömung erst später erfolgt und zusätzliche Verluste bewirkt, so dass der Totaldruck allmählich abfällt. Dies zeigt, dass je nach axialer Position der Mittelungsebene der Totaldruck der Mittelung unterschiedliche Werte annimmt. Die Auslegung einer Stufe wird somit mit Werten des Totaldruckes problematisch, der die Mischung stromab nicht berücksichtigt.

Um den axialen Verlauf der Mischung mit zu berücksichtigen, schlägt Prasad [34] eine Methode vor, in der der Gleichgewichtszustand unter Berücksichtigung der Verluste berechnet wird. Unter der Annahme, dass die viskose Strömung im mechanischen und thermodynamischen Gleichgewicht ist, können die Gleichgewichtsbedingungen der Ringkanalströmung einer Stufe dargestellt werden. Hierbei spielt die Wahl der zu definierenden konservativen Skalare zwischen dem Gleichgewichtswert und dem Ausgangswert eine Rolle, wie Greitzer et al. [35] zeigen. Um gemittelte Messwerte zu erhalten, untersuchten Pianko und Wazelt [36] unterschiedliche Mittelungsmodelle, die aufzeigen, dass die Korrelation zwischen Mittelwert und Ausgangswert stark von der Mittelungsmethode abhängt. In der Regel ist bei Messungen die erforderliche Auflösung nicht gegeben, um aus den gemittelten Messwerten die gesuchte Ausgangsverteilung zu gewinnen. Die korrekte Auflösung stellt bei numerisch bestimmten Werten hingegen kein wesentliches Problem dar.

Die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie transformieren die Ausgangswerte in die gesuchten Mittelwerte. Der irreversible Mischprozess, der zugrunde gelegt werden muss, um die Mittelwerte zu erhalten, erfolge in einer infinitesimalen schmalen Schicht, ähnlich einem Verdichtungsstoß, so dass die Ausgangsebene mit den örtlich aufgelösten Werten und die Ebene der Mittelwerte als unmittelbar beruhend angenommen werden kann.

Unter den Annahmen

1. *axiale Invarianz* (Die gemittelten Gleichgewichtswerte können in einem konstanten Ringkanal ohne viskose Wandbedingungen in beliebigem Abstand zur Eintrittsebene bestimmt werden, ohne dass sie sich ändern.),
2. *umfangsmäßige Gleichförmigkeit* (Die gemittelten Gleichgewichtswerte besitzen keine Umfangsabhängigkeit.),
3. *radiale Abhängigkeit* (Die gemittelten Gleichgewichtswerte erlauben eine radiale Auflösung.),
4. *thermodynamisches Gleichgewicht* (Die gemittelten Gleichgewichtswerte werden nicht durch Temperaturgradienten, weder durch Wärmeleitung noch durch Strahlung beeinflusst.),
5. *radiales Gleichgewicht* (Der radiale Gradient des statischen Druckes ist durch Zentrifugalspannungen im Umfangsimpuls ausgeglichen.)

entwickelt Prasad [34], basierend auf dem mechanischen und thermischen Gleichgewicht, eine numerische Methode zur Bestimmung der radial verteilten Mittelwerte aus einem dreidimensionalen Ringraum (Abb. 14.16). Der Massenstrom $\dot{m}$, der axiale Impulsstrom X, der umfangsmäßige Impulsstrom Ω und die Energie E der Ursprungswerte bleiben in den gemittelten Werten erhalten.

Somit lassen sich aus den Ursprungswerten, im Folgenden durch eine Tilde ($\tilde{x}$) gekennzeichnet, gemittelte Gleichgewichtswerte erhalten

$$\dot{m} = \int \tilde{\rho} \cdot \left(\tilde{\vec{V}} \cdot \tilde{\vec{n}} \right) \cdot d\tilde{A}, \tag{14.120}$$

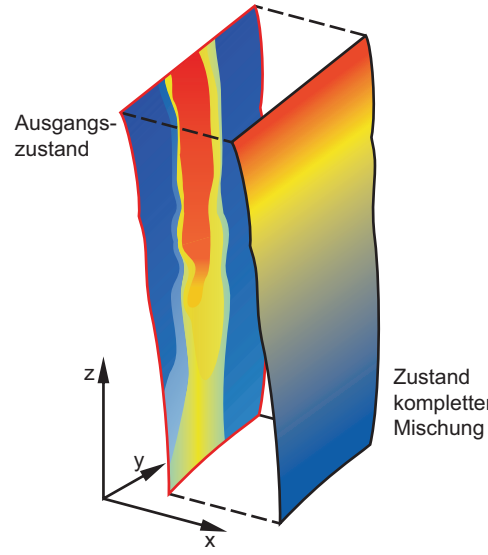


Abb. 14.16 Ausmischen einer dreidimensionalen Verteilung eines Turbomaschinenringraumes in ein umfangsmäßig gemitteltes radiales Profil [34]

$$X = \int \tilde{\rho} \cdot \left(\tilde{\vec{V}} \cdot \tilde{\vec{n}} \right) \cdot v_{\mathrm{x}} \cdot d\tilde{A} + \int \tilde{\rho} \left(\hat{\vec{e}}_{\mathrm{x}} \cdot \tilde{\vec{n}} \right) \cdot d\tilde{A}, \tag{14.121}$$

$$\Omega = \int \tilde{\rho} \cdot \left(\tilde{\vec{V}} \cdot \tilde{\vec{n}} \right) \cdot \tilde{r} \cdot \tilde{v}_{\theta} \cdot d\tilde{A}, \tag{14.122}$$

$$E = \frac{\kappa \cdot R}{\kappa - 1} \cdot \int \tilde{\rho} \cdot \left(\tilde{\vec{V}} \cdot \tilde{\vec{n}} \right) \cdot T \cdot d\tilde{A} + \frac{1}{2} \cdot \int \tilde{\rho} \cdot \left(\tilde{\vec{V}} \cdot \tilde{\vec{n}} \right) \cdot \left(\tilde{v}_{\mathrm{x}}^2 + \tilde{v}_{\theta}^2 + v_{\mathrm{r}}^2 \right) \cdot d\tilde{A}. \tag{14.123}$$

$\tilde{\vec{V}} = \tilde{\vec{V}}\left(x, \theta, r\right) = \left[\tilde{v}_{\mathrm{x}}, \tilde{v}_{\theta}, \tilde{v}_{\mathrm{r}}\right]$ ist der Geschwindigkeitsvektor in Polarkoordinaten *(x, θ, r)*, $\tilde{p}, \tilde{\rho}, \tilde{T}$ sind Druck, Dichte und Temperatur des Ursprungszustandes, die durch das Gesetz des idealen Gases $\tilde{p} = \tilde{\rho} \cdot R \cdot \tilde{T}$ abhängig sind. Der Normalenvektor der Ebene $\tilde{A}$, in der die Ursprungsgrößen definiert sind, wird durch $\tilde{\vec{n}} = \tilde{\vec{n}}\left(x, \theta, r\right)$ beschrieben, $\hat{\vec{e}}_{\mathrm{x}}$ ergibt den Einheitsvektor in axialer Richtung.

Mechanisches und thermisches Gleichgewicht stellen sich ein, wenn die Rate des Spannungstensors *(σ)*, der folgende sechs Komponenten aufweist, verschwindet. Im zylindrischen Koordinatensystem soll zur Übersichtlichkeit die Notation $\partial_{\mathrm{s}}(.) = \partial(.)/\partial s$ verwendet werden [37].

$$\sigma_{\mathrm{xx}} = \partial_{\mathrm{x}} v_{\mathrm{x}}, \tag{14.124}$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{1}{r} \cdot \left(\partial_{\theta} v_{\mathrm{x}} + v_{\mathrm{r}} \right), \tag{14.125}$$

$$\sigma_{\mathrm{rr}} = \partial_{\mathrm{r}} v_{\mathrm{r}}, \tag{14.126}$$

$$\sigma_{\theta x} = \frac{1}{2 \cdot r} \cdot \left(\partial_{\theta} v_{\mathrm{x}} + r \cdot \partial_{\mathrm{x}} v_{\theta} \right), \tag{14.127}$$

$$\sigma_{\mathrm{xr}} = \frac{1}{2} \cdot \left(\partial_{\mathrm{x}} v_{\mathrm{r}} + \partial_{\mathrm{r}} v_{\mathrm{x}} \right), \tag{14.128}$$

$$\sigma_{\mathrm{r}\theta} = \frac{1}{2 \cdot r} \cdot \left(r^2 \cdot \partial_r \left(\frac{v_{\theta}}{r} \right) + \partial_{\theta} v_{\mathrm{r}} \right). \tag{14.129}$$

Axiale und umfangsmäßige Gleichförmigkeit erfordert $\sigma_{\mathrm{xx}} = \sigma_{\theta} = 0$. Die restlichen Spannungen verschwinden für

$$\partial_{\mathrm{r}} v_{\mathrm{r}} = 0, \tag{14.130}$$

$$\partial_{\mathrm{r}} v_{\mathrm{x}} = 0, \tag{14.131}$$

$$\partial_{\mathrm{r}} \left(\frac{v_{\theta}}{r} \right) = 0. \tag{14.132}$$

Dies ist für die Geschwindigkeitsprofile

$$v_{\mathrm{x}} = C_1, \tag{14.133}$$

$$v_{\theta} = C_2 \cdot r, \tag{14.134}$$

$$v_{\mathrm{r}} = 0 \tag{14.135}$$

mit den Konstanten C_1 und C_2 erfüllt. Das thermodynamische Gleichgewicht erfordert die kontante Temperaturverteilung

$$T = C_3. \tag{14.136}$$

Im Weiteren soll von den dimensionslosen Variablen ausgegangen werden, die mit ihrem Wert am Außenradius normalisiert wurden, gekennzeichnet durch die gestrichenen Größen

$$\left[V_{\mathrm{x}}', v_{\theta}', T', \rho' \right]^{\mathrm{T}} = \left[1, r', 1, p' \right]^{\mathrm{T}}. \tag{14.137}$$

Mit den dimensionslosen Größen ergeben sich die Erhaltungsgleichungen in der Mittelungsebene, die senkrecht zur axialen Richtung sich vom Innenradius r_{t} zum Außenradius r_{o} erstreckt zu

$$\dot{m} = r_o^2 \cdot \theta \cdot \rho_o \cdot v_{\mathrm{xo}} \cdot \int_{\mu}^{1} \rho' \cdot r' \cdot dr' \tag{14.138}$$

mit dem Naben zu Spitzenverhältnis $\mu = r_{\mathrm{t}}/r_{\mathrm{o}}$,

$$X = r_o^2 \cdot \theta \cdot \rho_o \cdot v_{\mathrm{xo}}^2 \cdot \int_{\mu}^{1} \rho' \cdot r' \cdot dr' + \int_{\mu}^{1} p' \cdot r' \cdot dr', \tag{14.139}$$

$$\Omega = r_o^3 \cdot \theta \cdot \rho_o \cdot v_{\mathrm{xo}} \cdot v_{\theta \mathrm{o}} \cdot \int_{\mu}^{1} \rho' \cdot v_{\theta}' \cdot r'^2 \cdot dr', \tag{14.140}$$

$$E = r_o^2 \cdot \theta \cdot \rho_o \cdot v_{\mathrm{xo}} \cdot \left[\frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot R \cdot T_o + \frac{v_{\mathrm{xo}}^2}{2} \right] \cdot \int_{\mu}^{1} \rho' \cdot r' \cdot dr' + \frac{1}{2} \cdot r_o^2 \cdot \theta \cdot \rho_o \cdot v_{\mathrm{xo}} \cdot v_{\theta o}^2 \cdot \int_{\mu}^{1} \rho' \cdot v_{\theta}'^2 \cdot r' \cdot dr'. \tag{14.141}$$

Das radiale Gleichgewicht ergibt letztendlich

$$\frac{dp'}{dr'} = \left(\frac{\rho_o \cdot v_{\theta o}^2}{p_o} \right) \cdot \frac{\rho' \cdot v_{\theta}'^2}{r'}. \tag{14.142}$$

Der erste Faktor der rechten Seite kann über die tangentiale Mach-Zahl am Außenradius berechnet werden

$$Ma_{\theta o} = \frac{v_{\theta o}}{a_o} = \frac{v_{\theta o}}{\sqrt{\kappa \cdot \frac{p_o}{\rho_o}}} = \frac{v_{\theta o}}{\sqrt{\kappa \cdot R \cdot T_o}}. \tag{14.143}$$

Die Integration ergibt

$$p' = \rho' = \exp\left(Ma_{\theta o}^2 \cdot \frac{\kappa}{2} \cdot \left(r'^2 - 1 \right) \right). \tag{14.144}$$

Da in der normierten Darstellung gilt, dass $v_{\theta}' = r'$ wird, können die Erhaltungsgleichungen nun integriert werden

$$\int_{\mu}^{1} \rho' \cdot r' \cdot dr' = \frac{1}{\kappa \cdot Ma_{\theta o}^2} \cdot \left(1 - Q \right), \tag{14.145}$$

$$\int_{\mu}^{1} \rho' \cdot r'^3 \cdot dr' = \frac{1}{\kappa \cdot Ma_{\theta o}^2} \cdot \left(1 - \mu^2 - Q \right) - \left(\frac{2}{\kappa^2 \cdot Ma_{\theta o}^4} \right) \cdot \left(1 - Q \right), \tag{14.146}$$

mit der Abkürzung

$$Q = \exp\left(Ma_{\theta o}^2 \cdot \frac{\kappa}{2} \cdot \left(\mu^2 - 1 \right) \right). \tag{14.147}$$

Werden obige Integrale in Erhaltungsgleichungen eingesetzt, so erhält man einen Satz nicht linearer Gleichungen, die numerisch gelöst werden können. Pianko und Wazelt [36] geben ein mögliches Lösungsverfahren an, das von Prasad [34] optimiert, durch ein robusteres Newton-Raphson-Verfahren erweitert wurde, das nicht so sensitiv auf die Anfangs-

werte reagiert. Die Lösung des Verfahrens ergibt die radiale Verteilung des statischen Druckes, der Dichte und der Umfangsgeschwindigkeit v_θ. Wie oben gezeigt, sind die Axialgeschwindigkeit und die statische Temperatur unabhängig vom Radius. Das radiale Profil der Totaltemperatur und des Totaldruckes ergeben sich zu

$$T_t = T + \frac{\kappa - 1}{2 \cdot \kappa \cdot R} \cdot \left(\frac{v_x^2 + v_\theta^2}{T} \right) \text{bzw.} \tag{14.148}$$

$$p_t = p \cdot \left(\frac{T_t}{T} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}. \tag{14.149}$$

Werden auch radiale Mittelwerte benötigt, können Druck und Dichte direkt über die Fläche gemittelt werden

$$\overline{p} = \frac{2}{\kappa \cdot \left(1 - \mu^2\right)} \cdot \frac{p_o}{Ma_{\theta o}^2} \cdot \left[1 - \exp\left(Ma_{\theta o}^2 \cdot \frac{\kappa}{2} \cdot \left(\mu^2 - 1 \right) \right) \right], \tag{14.150}$$

$$\overline{\rho} = \frac{2}{\kappa \cdot \left(1 - \mu^2\right)} \cdot \frac{\rho_0}{Ma_{\theta 0}^2} \cdot \left[1 - \exp\left(Ma_{\theta 0}^2 \cdot \frac{\kappa}{2} \cdot \left(\mu^2 - 1 \right) \right) \right]. \tag{14.151}$$

Somit lässt sich auch die gemittelte Totaltemperatur angeben zu

$$\overline{T}_t = \frac{\kappa - 1}{\kappa \cdot R} \cdot \frac{E}{\dot{m}} \tag{14.152}$$

und der gemittelte Totaldruck zu

$$\overline{p}_t = \overline{p} \cdot \left(\frac{\overline{T}_t}{T_o} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}. \tag{14.153}$$

Für eine drallfreie Strömung, d. h. für eine Strömung mit dem Drallwinkel $\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{Ma_{\theta o}}{Ma_{xo}} \right) = 0$ vereinfacht sich das Gleichungssystem. Da die Umfangsgeschwindigkeit verschwindet ($v_{\theta o} = 0$), ergibt das radiale Gleichgewicht die Lösung trivialerweise $p' = 0$, so dass die Gleichung für den Umfangsimpuls identisch erfüllt wird. Es bleiben

$$\dot{m} = \rho_o \cdot v_{xo} \cdot A\dot{m} = \rho_o \cdot v_{xo} \cdot A, \tag{14.154}$$

$$X = \dot{m} \cdot v_{xo} + p_o \cdot A, \tag{14.155}$$

$$E = \frac{\dot{m} \cdot \kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{p_o}{\rho_o} + \frac{\dot{m}}{2} \cdot v_{xo}^2. \tag{14.156}$$

Die Fläche A bezieht sich auf den Ursprungszustand. Aufgelöst ergibt sich die quadratische Gleichung für die Axialgeschwindigkeit

$$\left[\frac{1}{2} - \frac{\kappa}{\kappa - 1}\right] \cdot v_{xo}^2 + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot \frac{X}{\dot{m}} \cdot v_{xo} + \frac{-E}{\dot{m}} = 0, \tag{14.157}$$

die zwei Lösungen hat. Typischerweise wird die subsonische Lösung gewählt und die restlichen Größen über die oben angegebenen (mit $\alpha = 0$ vereinfachten) Beziehungen berechnet.

Auf die in kartesischen Koordinaten hergeleiteten Mittelwerte soll hier nicht näher eingegangen werden, sie sind bei Prasad [34] zusammengestellt.

Um Vergleiche unterschiedlicher Mittelungsmethoden darzustellen, werden von Prasad [34] Mittelwerte eines numerisch berechneten Verdichters verglichen. Zusätzlich wird ein Mischungsmodell, wie es oben das deterministische ‚Spannungsmodell' von Adamczyk darstellt, mit untersucht. Die gemittelten Profile unterschiedlicher Mittelungsmethoden ergeben alle das gleiche Geschwindigkeitsprofil (Abb. 14.17), während das anhand eines Ausmischmodells erhaltene Profil (durchgezogene Linie) deutlich abweicht.

Dasselbe gilt für die gemittelten Profile des statischen und totalen Druckes und der statischen und totalen Temperatur (Abb. 14.18).

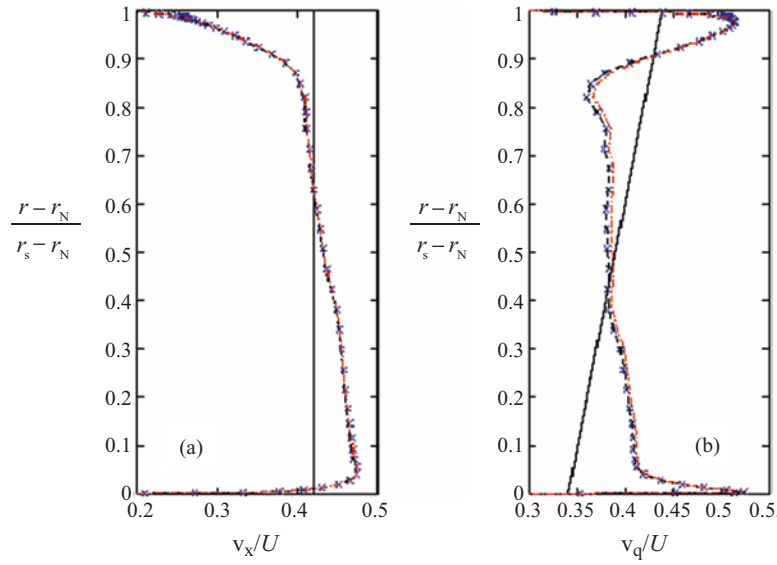


Abb. 14.17 Gemittelte radiale Profile der Axial- (**a**) und Umfangsgeschwindigkeit (**b**), normalisiert auf die Spitzengeschwindigkeit u bei z = 0,2; gemittelte Werte (gestrichelte Linien) im Vergleich zu einem Ausmischmodell (durchgezogene Linie) [34]

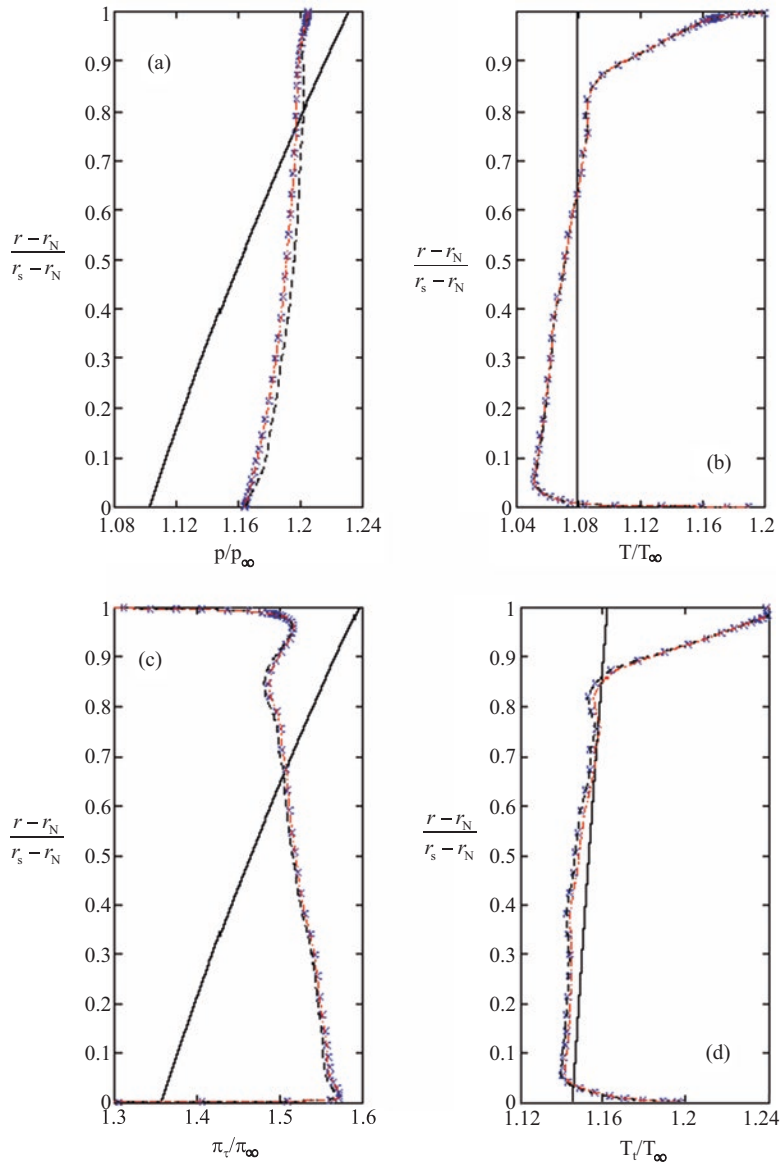


Abb. 14.18 Gemittelte radiale Profile des statischen und des totalen Druckes sowie der statischen und der totalen Temperatur normalisiert auf die Spitzengeschwindigkeit u bei $z = 0{,}2$; gemittelte Werte (*gestrichelte Linien*) im Vergleich zu einem Ausmischmodell (*durchgezogene Linie*) [34]

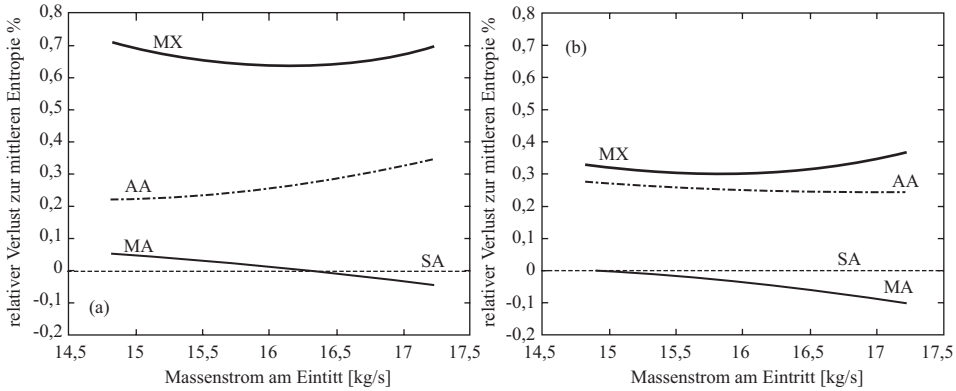


Abb. 14.19 Verlustkoeffizienten unterschiedlicher Mittelungsverfahren bei z = 0,2 (*links*) und z = 0,45 (*rechts*), SA *Entropiemittelung*, MA *Massenmittelung*, AA *Flächenmittelung*, MX *Ausmischmodell* [34]

Deutlich erkennbar ist, dass über die Mittelungsverfahren ein radiales Profil definiert wird, das insbesondere noch Informationen über die Wandgrenzschichten enthält, während das Ausmischmodell einen linearen Verlauf zeigt. Anhand eines aus den einzelnen Mittelwerten berechneten Verlustkoeffizienten lassen sich die unterschiedlichen Mittelungsverfahren in Abhängigkeit des Durchsatzes vergleichen [34]

$$\bar{\omega} = 1 - \pi \cdot \Phi^{\frac{\kappa}{1-\kappa}} = 1 - \left(\frac{\bar{p}_t}{p_\infty}\right) \cdot \left(\frac{\bar{T}_t}{T_\infty}\right)^{\frac{\kappa}{1-\kappa}}. \tag{14.158}$$

An den Positionen ζ = 0,2 und ζ = 0,45 in der Nähe der Abströmkante des Laufrades ergeben sich die Verläufe nach (Abb. 14.19). Erkennbar ist, dass mit größerem Abstand aufgrund der während der Lauflänge nun berücksichtigten Verluste insbesondere das Mischungsmodell aber auch die anderen Mittelungsverfahren sich der Entropiemittelung annähern.

14.13.4 Gitter- bzw. Stufenströmungen

Die Berechnung mehrerer Gitter ist relativ aufwändig, da sich die Gitter zum einen relativ zueinander bewegen, die Berechnung also instationär erfolgen sollte, zum anderen das Verhältnis der Blattanzahl in der Regel kein ganzzahliges Vielfaches ergibt, um Resonanzen zu vermeiden. Dies bedeutet, dass an sich der gesamte Umfang gerechnet werden muss, insbesondere wenn es sich um eine Einlaufstörung handelt. Alternativ wird das Verhältnis der Blattanzahl künstlich auf ein Vielfaches gesetzt, bzw. die Sektoren so gewählt, dass die beiden hintereinander angeordneten Gitter nicht den gleichen Winkelausschnitt überdecken.

Die Interaktion zwischen einem rotierenden und einem stehenden Gitter kann mit Methoden unterschiedlichsten Aufwandes berücksichtigt werden. Die einfachste Annahme ist die Mischebenen-Methode *(Mixing Plane Method, MP)*. Die Rotor-Stator-Wechselwirkung wird bei dieser Methode stationär betrachtet, indem jeweils zwischen der Austrittsebene des vorangehenden Gitters zum Eintritt in das folgende eine umfangsmäßige Ausmischung aller Transportgrößen, z. B. der Masse, des Impulses, der Energie sowie der Turbulenz berechnet wird. Die Mittelungsprozedur wird in der Regel aus Konvergenzgründen implizit formuliert. Eine ungleichmäßige umfangsmäßige Periodizität sowie ein Unterschied in der Teilung der beiden Gitter werden problemlos gemittelt. Diese stationäre Ausmischung wird aufgrund des geringen Rechenaufwandes oft eingesetzt, um das Kennfeld eines Verdichters zu berechnen. Außerdem liefert es die Anfangsbedingung für transiente Rechnungen. Wird die Methode in einer Rechnung mehrmals eingesetzt, um beispielsweise verschiedene Skalen bei der Mittelung einer Störung oder eines Profils, die lediglich einmal bei einer Umdrehung auftritt, aufzulösen, spricht man von einer mehrfachen Mischebene *(Multiple Mixing Plane, MMP)* [38]. In diesem Fall wird der Umfang in mehrere Mischebenen aufgeteilt, so dass durch unterschiedliche Mischebenen die umfangsmäßige Störung simuliert werden kann.

Eine transiente Rechnung erfordert in der Regel die Modellierung aller Blätter des gesamten Umfangs (Transient Rotor-Stator Interface, TRS) wobei sich der Rotor gegen den stehenden Stator bewegt. Näherungsweise kann in beiden Gittern die gleiche Teilung angenommen werden, so dass lediglich ein Sektor berechnet werden muss. Eine volle, implizite Diskretisierung an der Trennebene der beiden Gitter erfordert die Modellierung der relativen umfangsmäßigen Zuordnung der beiden Gitter zu jedem Zeitpunkt. Hierbei müssen verschiedene Gitter zu jedem Zeitpunkt miteinander verbunden werden, da der Rotor seine Position zum Stator ändert.

Um transient verschiedene Teilungen miteinander zu korrelieren und umfangsmäßige Unregelmäßigkeiten zu erfassen, wie beispielsweise bei Einlassstörungen, kann die *Fourier-Transformationsmethode (FT)* eingesetzt werden, die die Reduktion des Problems auf zwei Strömungskanäle erlaubt, wie sie von Connell et al. und Sharma et al. [39–41] angewandt wurde. Die FT-Methode wurde von He [42] beschrieben und von Li [43] zur Berechnung der Einlaufstörung in einen transsonischen Fan angewandt. Der Verlauf mit der jeweils um die Teilung phasenverschobenen Randbedingung wird abgespeichert in der Fourierreihe der Blattstreichfrequenz und deren höher Harmonischen *(k)*, *s*. Das Verfahren ist in Abb. 14.20 skizziert.

Für Anwendungen mit mehreren Störungen am Umfang kann jede Strömungsvariable als Summe des zeitgemittelten und instationären Terms ausgedrückt werden, wobei der instationäre Term als Fourierreihe für jede Störung *(i)* formuliert wird. Die Koeffizienten der Fourierreihe $\left(\hat{\phi}_{k,i}\right)$ jeder Störung *(i)* werden kontinuierlich an einer mittleren Ebene zwischen den beiden Kanälen gespeichert [44]. Diese Methode führt auf ein Zeitsignal mit zusätzlichen Informationen zu den phasenverschobenen, periodischen Randbedingungen. Mithilfe der Fourier-Koeffizienten der Strömungsvariablen kann das momentane Strö-

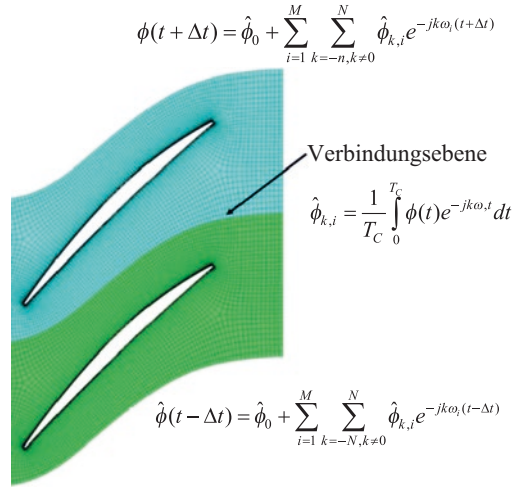


Abb. 14.20 Methode der Fourier-Transformation mit Doppelkanal

mungsfeld mit der zugehörigen Phasenverschiebung der Randbedingungen beidseitig der Profile einer Teilung beschrieben werden.

Aufgrund der expliziten Beschreibung werden zur Konvergenz bei der Methode der Fourier-Transformation mehr Blattdurchgänge benötigt im Vergleich zur transienten Rechnung [39, 40]. Dennoch konvergiert das Verfahren, da es auf einer reduzierten Geometrie beruht. Deshalb ist es vor allem dann von Vorteil, wenn im Vergleich zum Teilungsverhältnis große Störungen zu beschreiben sind, so wie bei niederen Strömungsgeschwindigkeiten und Problemen mit mehreren Störungen am Umfang.

14.14 Netzgenerierung

Im Inneren des Rechengebietes und auf den Berandungen werden die räumlichen Stützstellen (Diskretisierungspunkte, Knoten, Netzpunkte) der Diskretisierung festgelegt. Die Gesamtheit der Diskretisierungsstellen eines numerischen Verfahrens bezeichnet man als numerisches Netz oder Gitter. Zum Zweck der grafischen Darstellung werden die Punkte miteinander verbunden. Die Netzpunkte sind im Allgemeinen nicht mit den Punkten zur Geometriedefinition identisch. Man unterscheidet hinsichtlich der räumlichen Komplexität *Oberflächennetze*, die nur Punkte auf der dreidimensionalen benetzten Oberfläche des Körpers oder den Berandungen des Strömungsfeldes beinhalten, und *Raumnetze*, die das dreidimensionale Strömungsfeld oder auch den Inhalt des umströmten Körpers vernetzen.

Oberflächennetze werden für Verfahren benötigt, die nur die Ränder des Strömungsgebietes diskretisieren, oder als Ausgangspunkt für die Generierung komplexer räumlicher Netze (z. B. Frontgenerierungsmethode, Schließverfahren). Die Verfahren zur Diskretisierung von Oberflächen müssen unabhängig von Verfahren zur Definition der Oberflächen (CAD-Verfahren) betrachtet werden.

Bei *zweidimensionalen Netzen* liegen alle Netzpunkte in der durch den Körper und die Ein- und Ausströmränder gebildeten Ebene. Die Abhängigkeit der Strömung von einer dritten Koordinate wird vernachlässigt, d. h. man modelliert ebene oder rotationssymmetrische Strömungen. Die Punkte in dreidimensionalen Netzen füllen das gesamte räumliche Strömungsgebiet aus. Je nach Anordnung und Zusammenhang der Netzpunkte untereinander werden die verschiedenen Netzstrukturen unterschieden.

14.14.1 Strukturierte Netze

Bei strukturierten Netzen ist jeder Punkt mittels eines Indextripels i, j, k identifizierbar, d. h. die Punkte können durch voneinander unabhängigen Netzlinienscharen eindeutig zugeordnet werden. Die Kreuzungspunkte der Netzlinien sind die Netzpunkte. Das einfachste strukturierte Netz ist ein kartesisches Netz (Abb. 14.21).

Für die Einbettung eines umströmten Körpers ist je nach Körperform das *H*-, *C*- oder *O*-Netz in den jeweiligen Koordinatenebenen zu bevorzugen. Die Abb. 14.22 zeigt die dazugehörigen Netzlinien.

Die Vorteile der strukturierten Netze liegen darin, dass die Zuordnung zu Netzlinienscharen in einem Computerprogramm ausgenutzt werden kann, indem die Koordinaten oder die auf den Punkten definierten Strömungsgrößen als mehrdimensionale Felder defi-

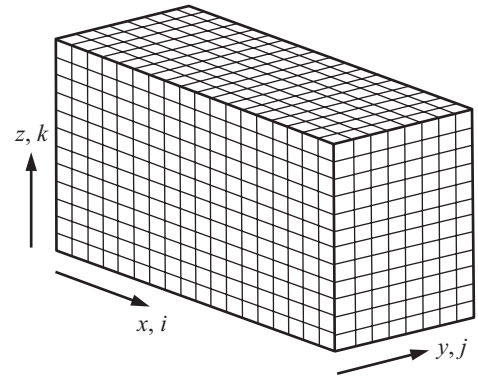


Abb. 14.21 Dreidimensionales kartesisches Netz



Abb. 14.22 Einbettung von umströmten Körpern in strukturierte Netze, nach [1]

niert werden. Die Zeilen und Spalten jeder Schar werden den Feldindizes zugeordnet. Dadurch lassen sich effiziente Programme entwickeln. Weiterhin sind die Randpunkte einfach durch die minimalen und maximalen Indizes gegeben.

14.14.2 Unstrukturierte Netze

In Abb. 14.23 ist ein unstrukturiertes Netz gezeigt. Die Punkte sind mehr oder weniger beliebig in der Ebene angeordnet. Jeder Punkt ist mit einigen Nachbarpunkten verbunden, so dass die entstehenden Flächenstücke stets Dreiecksform besitzen.

Der Zusammenhang zwischen Knoten und Elementen wird durch eine Zuordnungsmatrix hergestellt. Jedem Dreieckselement mit den lokalen Knotennummern A, B und C, das im mathematisch positiven Drehsinn definiert ist, werden die globalen Knotennummern zugeordnet.

Die Vorteile liegen in einer großen Flexibilität und Anpassungsfähigkeit an komplizierte Umrandungen. Außerdem kann der Abstand der Netzpunkte, ohne auf eine Struktur Rücksicht nehmen zu müssen, den lokalen Erfordernissen angepasst werden, also je nach geforderter numerischer Auflösung vergrößert oder verkleinert werden. Andererseits ist es aufwendiger, bestimmte Werte an einem bestimmten Ort im Feld zu finden.

Die Generierung unstrukturierter Netze mit Ausnahme komplexer Berandungen ist im Allgemeinen aufwendiger als die Generierung strukturierter Netze. Der Speicherplatz ist höher, da die Informationen bezüglich der Nachbarzellen separat abgespeichert werden müssen. Bei der Methode der Finiten-Elemente, vorwiegend in der Festigkeitsberechnung, aber inzwischen auch zur Strömungsfeldberechnung, werden durchwegs unstrukturierte Netze eingesetzt.

14.14.3 Blockstrukturierte Netze

Bei kompliziert geformten Berandungen des Rechengebietes fällt es nicht immer leicht, eine Struktur eines Netzes mit einer einzigen indizierten Datenstruktur, einem Block, beizubehalten. Abhilfe bilden blockstrukturierte Netze (Abb. 14.24), bei denen mehrere

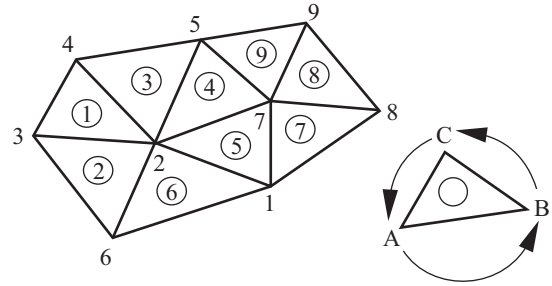


Abb. 14.23 Unstrukturiertes Netz, nach [1]

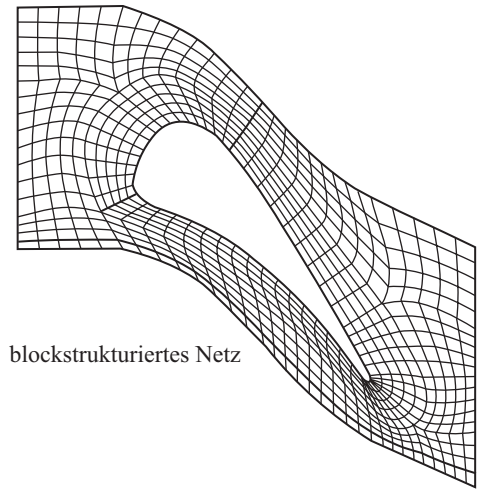


Abb. 14.24 Blockstrukturiertes Netz einer Turbinenschaufel, nach [1]

Blöcke zu einem Gesamtnetz zusammengefügt werden. Dabei müssen die Randpunkte zusammenpassen. Hier ist es erforderlich, dass an den Übergängen zwischen den Blöcken die Information des jeweiligen Nachbarblocks übertragen wird.

14.14.4 Chimera Netze

Chimera Netze bestehen aus einzelnen Blöcken, deren Punkte jedoch an den Übergängen nicht zusammenpassen Die Blöcke überlappen einander. Zur Gewährleistung stetiger Übergänge der Strömungsgrößen sind komplizierte Interpolationsvorschriften erforderlich, welche Strömungsgrößen an den Randpunkten des einen Blocks aus den Größen zwischen Punkten des anderen Blocks berechnen.

14.14.5 Hybride Netze

Bei hybriden Netzen (zonalen Netzen) wird versucht, die Vorteile der strukturierten und der unstrukturierten Netze zu verbinden (Abb. 14.25), indem in bestimmten Gebieten des Strömungsfeldes strukturierte (z. B. zur genauen Auflösung der Grenzschicht entlang eines Profiles) und ansonsten unstrukturierte Netze verwendet werden. Die kommerziell erhältlichen Netzgeneratoren und die dazu geeigneten Verfahren, wie hybride Verfahren oder zonale Verfahren, sind inzwischen sehr zahlreich.

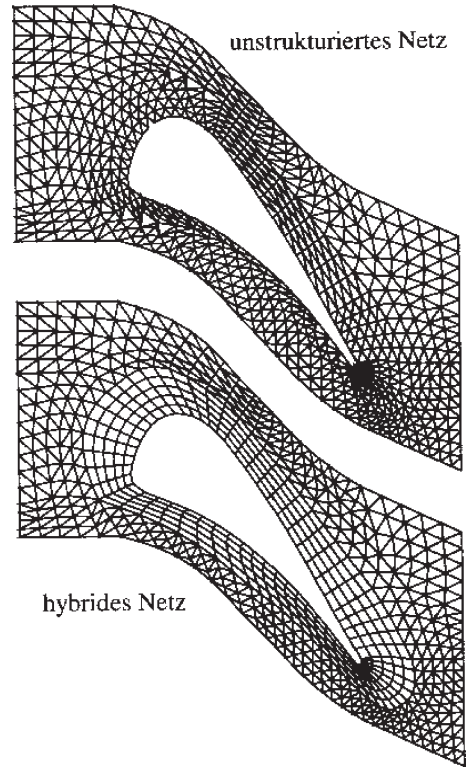


Abb. 14.25 Vergleich eines unstrukturierten Netzes mit einem hybriden Netz einer Turbinenschaufel

14.15 Numerische Stabilität, Konvergenzverhalten und Fehlerbetrachtung

Durch die Diskretisierung wird das nicht lineare partielle Differenzialgleichungssystem in ein quasi-lineares algebraisches Gleichungssystem umgewandelt. Aufgrund der hohen Anzahl der Gleichungen, beispielsweise ergibt ein 100-x-100-x-100-Gitter einer kompressiblen Strömung mit den fünf Erhaltungsgleichungen und einem 2-Gleichungs-Turbulenzmodell bereits ein System mit 7.000.000 Gleichungen, kann die Lösung mit einem vertretbaren mathematischen Aufwand nur iterativ erfolgen. Das zu berechnende Feld wird als Startbedingung möglichst mit erwarteten Werten vorbelegt. Anhand der beschreibenden Gleichungen wird berechnet, inwieweit das Gleichungssystem erfüllt ist. In der Regel wird es Abweichungen geben, mit deren Hilfe die vorgeschätzten Feldwerte verbessert werden. Je nach Anwendungsfall haben sich für die iterative Lösung unterschiedliche numerische Routinen durchgesetzt, auf die hier nicht näher eingegangen werden kann. Für eine detailliertere Darstellung sei auf die einschlägige Literatur verwiesen, beispielsweise auf Ferziger und Peric [45].

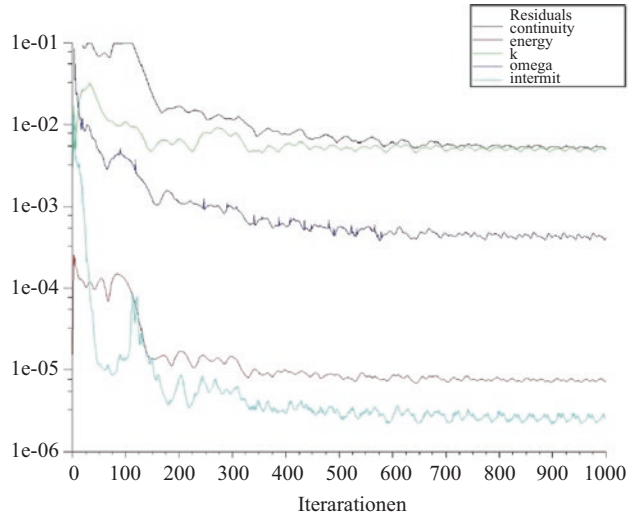


Abb. 14.26 Konvergenzverhalten anhand unterschiedlicher Kriterien

Zur Überprüfung der Konvergenz können unterschiedliche Kriterien herangezogen werden. Am einfachsten ist es, die Summe der Änderungen der einzelnen unabhängigen Variablen oder deren größte Änderung zu betrachten. Üblich ist jedoch auch eine Analyse der Eigenwerte, bzw. hieraus abgeleiteter Werte des Gleichungssystems. Die Iteration wird nach Überschreiten eines angegebenen Genauigkeitsgrenzwertes abgebrochen. Ein gut konvergierendes Verfahren erreicht nach wenigen hundert Iterationen das Abbruchkriterium (Abb. 14.26). Bei komplexeren Rechnungen ist jedoch oft lediglich eine Reduktion des Kriteriums von zwei bis vier Zehnerpotenzen als konvergiert anzusehen.

Ein numerisches Lösungsverfahren für partielle Differenzialgleichungen wird prinzipiell von zwei verschiedenen Fehlerquellen beeinflusst.

Der *Rundungsfehler* $\in_R$ entsteht im Rechner selbst, da Gleitkommazahlen nur mit endlicher Genauigkeit abgespeichert werden. Beispielsweise wird der Bruch 1/3 bei einer Zahlendarstellung im Rechner nach einer endlichen Anzahl von Ziffern nach dem Komma abgebrochen. Die Differenz dieser Zahl um exakten Wert 1/3 ergibt den Rundungsfehler $\in_R$.

Der *Diskretisierungsfehler* $\in_D$, auch als Abbruchfehler bezeichnet, ergibt sich zwischen der exakten analytischen Lösung einer Differenzialgleichung und der rundungsfehlerfreien numerischen Lösung der zugehörigen Differenzengleichung. Er entsteht folglich nicht im Rechner, sondern dadurch, dass bei einer Taylor-Entwicklung nach einer endlichen Anzahl von Summengliedern abgebrochen wird.

Unter dem *Approximationsfehler* versteht man den Abstand der diskreten von der exakten Lösung. Als Fehlermaß wird häufig die Summe bzw. das Integral der Fehlerquadrate, als Energienorm bezeichnet, verwendet.

Der *Aliasingfehler* berücksichtigt, dass die Ableitungen bei der Diskretisierung von den diskretisierten Gleichungen und nicht von den ursprünglichen Differenzialgleichungen hergeleitet werden. Der Aliasingfehler tritt besonders stark bei Nichtlinearitäten in Erscheinung, weshalb er insbesondere bei Verfahren höherer Ordnung zu beachten ist.

Ein numerisches Verfahren wird als stabil bezeichnet, wenn ein vorhandener Fehler $\in$ bei der Berechnung der gesuchten Werte zum Zeitpunkt t^{n+1} aus zum Zeitpunkt t^n bekannten Werten nicht anwächst. Für Stabilität muss folglich gelten

$$\frac{\in^{n+1}}{\in^{n}} \leq 1. \tag{14.159}$$

Vor allem bei der Auswahl der Zeitschrittweite Δt in Kombination mit der Raumschrittweite z. B. Δx, bestimmte Bedingungen verletzt werden, stellen sich numerische Instabilitäten ein. Für die Wahl des Zeitschrittes muss gelten

$$\Delta t \leq \frac{1}{c} \cdot \Delta x \quad \text{bzw.} \quad c \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x} = CFL \leq 1. \tag{14.160}$$

Der Ausdruck $c \cdot \frac{\Delta t}{\Delta x}$ wird nach Courant, Friedrichs und Lewy als *CFL-Zahl* bezeichnet.

Weitere Einzelheiten zum Finite-Differenzen-Verfahren und zum Stabilitätsverhalten numerischer Verfahren finden sich bei Peyret und Taylor sowie bei Telionis [46, 47].

Eine weitere Fehlerquelle stellt die anhand der Gittermaschenweite gewählte Auflösung dar. Ein zu grobes Gitter führt auf eine ungenaue Lösung, die eventuell sogar feinere Strömungsstrukturen unterdrückt. Ein sehr feines Gitter hingegen führt auf einen eventuell nicht zu bewältigenden numerischen Aufwand an Speicherplatzbedarf und CPU-Rechenzeit. Unumgänglich ist jedoch eine Betrachtung der Güte der Lösung aufgrund des gewählten Gitters. Wenn aufgrund der Komplexität des Problems keine anderen mathematischen Fehleranalysen zur Verfügung stehen, wird das untersuchte Strömungsfeld bzw. möglicherweise nur ein Teilgebiet mit unterschiedlichen feinen Gittern aufgelöst und berechnet. Ab dem gröbsten Gitter, ab dem sich die Lösung bei Verwendung eines feineren Gitters nicht mehr relevant ändert, wird bei dieser pragmatischen, sicherlich nicht mathematisch exakten Vorgehensweise davon ausgegangen, dass die Gitterfeinheit genügend ist.

14.16 Transition, Turbulenzmodelle und Randbedingungen in der Anwendung

Wie dargestellt, benötigt die korrekte Lösung der Navier-Stokes-Gleichungen neben der Schließungsbedingung durch Turbulenzmodelle die genaue Definition der Rand- und Anfangsbedingung. Da die benötigten Turbulenzmodelle (in der Regel liegt in Turbomaschi-

nen anisotrope Turbulenz vor) wie auch die Randbedingungen nur näherungsweise anzugeben sind, sind die Ergebnisse bezüglich ihrer Validität zu überprüfen. Dies gilt insbesondere bezüglich physikalischer Phänomene, wie beispielsweise für die laminar-turbulente Transition, die für die Beurteilung der Strömung essenziell, aber mit den zur Anwendung kommenden Parametrisierungen meist nur rudimentär beschreibbar ist.

Die Auswahl der Randbedingung und der Turbulenzmodellierung besitzt eine fundamentale Auswirkung auf das berechnete Ergebnis. Sie hat einen wesentlichen Einfluss auf die Validität der jeweiligen Anwendung und erfordert deshalb viel Erfahrung. Da die Anwendung der DNS aufgrund der beschränkten Rechenkapazität immer noch nicht zur Berechnung der Verdichterströmung anwendbar ist, kommt nach wie vor den numerischen Berechnungsverfahren mittels der zeitlich gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS bzw. URANS) mit ihren Anforderungen an die Parametrisierungen die wesentliche Bedeutung zur Berechnung technischer Problemstellungen zu. Die inzwischen teilweise zum Einsatz kommenden Large Eddy Simulationen (LES) erfordern ebenfalls Parametrisierungen.

Einen Schwerpunkt der Problematik stellt die Wahl der Turbulenzmodelle sowie deren Randbedingung dar. Mindestens zwei Parameter sind nach Kantha [48] zur Beschreibung der Turbulenz zu definieren: 1. die Intensität der Turbulenz, beschrieben durch die turbulente kinetische Energie, und 2. die typische Skala dieser Energie, als turbulente Längenskala bezeichnet. Detaillierte Vermessungen turbulenter Strömungen sind publiziert. Insbesondere liegen inzwischen Messungen der turbulenten Strömungen in Wandnähe vor, die in den verschiedensten Strömungsrechnungen von fundamentaler Bedeutung sind, wie beispielsweise Messungen mit Hitzdraht- oder Heißfilmsonden der Wandscherschicht und Geschwindigkeitsfluktuationen in der viskosen Unterschicht von Alfredsson und Johansson [49]. Auch Zanoun et al. [50] beschrieben turbulente Kanalströmungen in einem weiten Scherspannungs- und Reynolds-Zahl-Bereich bis 5000, indem sie Wanddruckmessungen und Ölfilm-Interferometer sowie Hitzdrahtanemometer für die Messung der Wandschubspannungen einsetzten. Methoden zur experimentellen Bestimmung der Längenskala der Dissipation der turbulenten Energie werden u. a. von Wunderwald und Fottner sowie Ho und Zohar [51, 52] vorgeschlagen. Die Längenskala kann von der Frequenz des Spektrums der Geschwindigkeitsfluktuation im Vergleich zur integralen Zeitskala gewonnen werden. An ihren Studien am NASA Rotor 37 fanden Bruna und Turner [53], dass Turbulenzmodelle, eingesetzt in RANS-Rechnungen, dazu tendieren, die Temperatur an der Blattspitze zu überschätzen, was letztendlich auf eine Überschätzung der Arbeit, auf Ungleichförmigkeit und auf die nicht korrekte Beschreibung der Spitzenverluste führt, so dass auch die Entstehung einer Ablösung nicht adäquat vorausberechnet werden kann.

Oft werden ausstehende Fragen in den Messungen mit hochauflösenden LES und DNS beantwortet. So publizierten Moser et al. und Abe et al. [54, 55] Berechnungen turbulenter Kanalströmungen bis zu Reynolds-Zahlen der Scherung, Re_τ von 640, während Lozano Durán und Jiménez [56] bis zu $Re_\tau = 4200$ rechnen. Vergleichbare DNS-Rechnungen der turbulenten Grenzschichtströmung einer flachen Platte wurden von Sillero et al. [57] pu-

bliziert und durch Messungen und LES-Daten von Inoue et al. [58] bis zu $Re_\tau = 200.000$ ergänzt. Alfredsson et al. [59] fassen umfangreiche experimentelle und DNS-Daten wandgeführter turbulenter Strömungen verschiedener Autoren zusammen.

Obwohl einige grundlegende Untersuchungen zu den bestimmenden turbulenten Strömungsgrößen existieren, ist die Spezifikation von adäquaten turbulenten Randbedingungen nach wie vor schwierig. So beklagen Spalart und Rumsey [60], dass CFD-Studien unter Anwendung von Turbulenzmodellen weit etabliert sind, die Kenntnisse der turbulenten Randbedingungen hingegen sehr lückenhaft sind. Der große Bereich der Dynamik der Parameter zur Beschreibung der turbulenten Viskosität sowie die Wahl der verschiedenen Skalen von der molekularen zur turbulenten Viskosität oder der Geschwindigkeiten und Längenskalen ist nicht einfach beschreibbar.

Neben der Anwendung einfacher, algebraischer Modelle wie beispielsweise dem immer noch verwendeten Modell von Spalart und Allmaras [13], sowie von Eingleichungsmodellen wird die Turbulenz zunehmend mit Zweigleichungsmodellen wie dem k-ε- oder k-ω-Modell, bzw. dem SST-Modell beschrieben. Dennoch wird die Sensitivität der Lösung auf die Randbedingungen gerade bei wandbeeinflussten Innenströmungen nach Byrne und Holdo [62] nicht genügend beachtet. Deshalb führten sie eine systematische Studie einer zweidimensionalen Innenströmung mit dem k-ε-Modell durch und konnten die Abhängigkeit der Lösung von den vorgegebenen Randbedingungen der Turbulenzintensität und der Längenskala aufzeigen.

Gerade bei der Berechnung von komplexen 3D-Strömungen kommt der Beschreibung der Randbedingung eine fundamentale Bedeutung zu. So zeigen Bode et al. [63] den signifikanten Einfluss der vorgegebenen turbulenten Randbedingung auf die Turbulenz und die Transition der internen Strömung einer Turbomaschine. Sie untersuchten den laminar-turbulenten Umschlag der Druck- und der Saugseite eines Turbinenprofils und bestimmten die Leistungsparameter im Mittenschnitt. Busse et al. [64] studierten den Einfluss der turbulenten Randbedingungen auf die Sekundärströmungen und die Verluste einer linearen Verdichterkaskade unter Einsatz von RANS-Rechnungen mit dem k-ω-Turbulenzmodell nach Wilcox, des TRACE-Codes im Vergleich zu Messungen von Krug et al. [65]. Sie kommen zu dem Ergebnis, dass die Längenskala der Randbedingung einen substanziellen Einfluss auf die berechnete Sekundärströmung der Kaskade hat. Aufgrund der hohen Sensitivität des Turbulenzmodells ist eine Adaption der Längenskala auf das spezifische Strömungsproblem unabdingbar. Auch die turbulente Längenskala der turbulenten Grenzschicht wirkt sich stark auf das Strömungsfeld aus. Sie muss auf jeden Fall innerhalb der Grenzschicht zur viskosen Unterschicht reduziert werden. Im Allgemeinen führt eine Vergrößerung der turbulenten Längenskala in der Randbedingung zu einer Verstärkung der Sekundärströmungen, zu einer Verringerung des Druckverlustbeiwertes und zu einem Ansteigen des Umlenkwinkels.

Mit numerischen (LES) und experimentellen (SPIV) Untersuchungen eines eineinhalbstufigen Niedergeschwindigkeitsverdichters konnten Hah et al. [66] zeigen, dass das Strömungsfeld innerhalb des Blattspitzen-Spaltes detailliert zeitlich und örtlich aufgelöst analysiert werden kann. Sie fanden, dass der Spitzenwirbel nicht, wie bisher angenommen,

eine einzelne Struktur ausbildet, sondern aus mehreren überlagerten Wirbeln besteht, so dass die Wirbelstrukturen inhärent instationär sind. Die einzelnen Strukturen rollen sich nicht zu einem gesamten Wirbel auf, wie eine Phasen-gemittelte Aufnahme suggeriert. Die Turbulenz wurde mit dem Wirbelviskositäts-Feinstrukturmodell nach Smagorinsky modelliert. Die instationär berechneten und gemessenen Strukturen stimmen gut überein.

Die Energieproduktionsrate, die bei der numerischen Berechnung lokal zur Verfügung steht, kann zur Quantifizierung der Strömungsverluste direkt herangezogen werden, um die Leitung des Verdichters zu bestimmen und die Verlustquellen zu identifizieren. Die Entropieproduktionsrate korreliert direkt mit dem Verlustkoeffizienten bzw. dem Wirkungsgrad nach [67] zu

$$\xi = 1 - \eta = \frac{\dot{W}_{\text{Verlust}}}{\Delta \dot{H}_{\text{Stufe}}} = \frac{T_{0,\text{sAustritt}} \cdot \Delta \dot{S}}{\Delta \dot{H}_{\text{Stufe}}}. \tag{14.161}$$

Die Entstehung von Stall wurde von Gan et al. [68] mithilfe der Delayed Detached Eddy Simulation (DDES) am transsonischen NASA Rotor 37 berechnet. Zugrunde gelegt war ein Niedrigdiffusions-Löser (E-CUSP Riemann) mit einem 3. Ordnung MUSCL-Schema („monotonic upstream-centered scheme for conservation laws“) für nicht-viskose Flüsse sowie einer 2. Ordnung zentralen Differenzen Formulierung. Der volle Umfang der Rotor-Stator-Stufe wurde mit einer gleitenden Randbedingung berechnet, um die Rotor-Stator-Rückwirkung zu erfassen. Die Spaltströmung an der Blattspitze wurde ebenfalls detailliert aufgelöst. Die DDES-Rechnungen ergaben, dass die Entstehung der rotierenden Ablösung durch leichte harmonische Störungen der Wellenlänge des Umfangs ausgelöst wurden. Diese Störungen wuchsen schnell zu zwei Spikes-artigen Störungen an, die sich mit 42 % der Rotordrehzahl entgegen der Drehrichtung ausbreiteten. Sie umfassten etwa sechs Strömungskanäle.

Literatur

1. Oertel H Jr, Laurien E (2003) Numerische Strömungsmechanik. Springer, Berlin/Heidelberg
2. Schlichting H (1968) Boundary-layer theory, 6. Aufl. McGraw-Hill Book Company, New York
3. Wu CH (1951) A general through flow theory of fluid flow with subsonic or supersonic velocities in turbomachines of arbitrary hub and casing shapes. NACA paper TN2302
4. Fröhlich J (2006) Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen. B. G. Teubner, Wiesbaden
5. Moin P, Mahesch K (1998) Direct numerical simulation: a tool in turbulent research. Annu Rev Fluid Mech 30:539–578
6. Leonard A (1974) Energy cascade in large eddy simulations of turbulent fluid flows. Adv Geophys 18(A):237–248
7. Vasilyev O, Lund T, Moin P (1998) A general class of commutative filters for LES in complex geometries. J Comput Phys 146(1):82–104
8. Kolmogorov AN (1941) The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid at high Reynolds number. CR Acad Sci URSS 30(1941):301
9. Williams FA (1984) Combustion theory. Benjamin/Cummings, Menlo Park

10. Libby PA, Williams FA (1994) Fundamental aspects and a review. In: Libby PA, Williams FA (Hrsg) Turbulent reacting flows. Academic Press, London/New York, S 1–61
11. Baldwin BS, Lomax H (1978) Thin layer – approximation and algebraic-model for separated turbulent flows. In: Proceedings of the 16th Aerospace Sciences Meeting, AIAA paper 78-257, Huntsville, January 16–18
12. Prandtl L (1945) Über ein neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz. Akad Wiss Göttingen, Math Phys Kl:6–19
13. Spalart PR, Allmaras SP (1992) A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. In: Proceedings of the 30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA paper 92-0439, Reno, January 6–9.
14. Launder BE, Spalding DB (1974) The numerical computation of turbulent flows. Comput Methods Appl Mech Eng 3(2):269–289
15. Wilcox DC (1998) Turbulence modelling for CFD, 2nd. Aufl. DCW Industries, Inc., La Canada
16. Menter FR (1992) Improved two-equation k-ω turbulence models for aerodynamic flows. NASA technical memorandum 103975, NASA Ames Research Center
17. Menter FR (1994) Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering application. AIAA J 32(8):1598–1605
18. Menter FR, Kuntz M, Langtry R (2003) Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. In: Hanjalic K, Nagano Y, Tummers M (Hrsg) Turbulence, heat and mass transfer, 4. Aufl. Begell House, Inc., New York, S 625–632
19. Johnson DA, King LS (1984) A mathematical simple turbulence closure model for attached and separated turbulent boundary layers. AIAA J 23(11):1684–1692
20. Smagorinsky J (1963) General circulation experiments with the primitive equations I. The basic experiment. Mon Weather Rev 91:99–164
21. Germano M, Piomelli U, Moin P, Chabot WH (1991) A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. Phys Fluids A 3(7):1760–1765
22. Lesieur M, Comte P, Dubieff Y, Lamballeis E, Metais O, Ossia S (1999) From two-point closures of isotropic turbulence to LES of shear flows. Flow. Flow Turbul Combust 63(1–4):247–267
23. Spalart PR, Jou WH, Strelets M, Allmaras SR (1997) Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. Advances in DNS/LES. In: Proceedings of 1st AFOSR international conference on DNS/LES, Greyden Press, Columbus H., August 4–8
24. Shur M, Spalart PR, Strelets M, Travin A (1999) Detached eddy simulation of an airfoil at high angle of attack. In: Proceedings of the 4th international symposium on engineering turbulence modeling and measurements, Corsica, May 24–26, S 669–678
25. Im HS, Zha GC (2014) Delayed detached eddy simulation of airfoil stall flows using high order schemes. ASME J Fluids Eng 136(11):111104-1
26. Spalart PR, Deck S, Shur M, Squires KD (2006) A new version of detached eddy simulation, resistant to ambiguous grid densities. Theor. Comput Fluid Dyn 20:181–195
27. Xia G, Medic G (2017) Hybrid RANS/LES simulation of corner stall in a linear compressor cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-63454, Charlotte, June 26–30
28. Liu Y, Yan H, Lu L (2015) Investigation of corner separation in a linear compressor cascade using DDES. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2015-42902, Montreal, June 15–19
29. Stiefel E (1970) Einführung in die numerische Mathematik. Teubner Stuttgart
30. Lapidius L, Pinder GF (1982) Numerical solution of partial differential equations in science and engineering. Wiley, New York/Chichester
31. Traupel W (1998) Thermische Turbomaschinen, Bd 1. Springer, Berlin/Heidelberg/New York

32. Adamczyk, J.J. (1985) Model equation for simulation flows in multistage turbomachines. In: Proceedings of ASME 1985 international gas turbine conference and exhibit, Bd 3: heat transfer; electric power, paper 85-GT-226, Houston, March 18–21
33. Dring RP, Oates GC (1990) Throughflow theory for non-axisymmetric turbomachinery flow: part I – formulation. ASME J Turbomach 112(3):320–327
34. Prasad A (2004) Calculation of the mixed-out state in turbomachine flows. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2004, parts A and B, paper GT2004-54021, Vienna, June 14–17
35. Greitzer EM, Tan CS, Graf MB (2004) Internal flow: concepts and applications. Cambridge University Press
36. Pianko M, Wazelt F (1983) Chapter 3: Suitable averaging techniques in non-uniform internal flows. Propulsion and energetic panel, working group 14. AGARD advisory report no 182
37. Batchelor GK (1967) An introduction to fluid dynamics. Cambridge University Press, Cambridge
38. Stein P, Pfoster C, Sell M, Galpin P, Hansen H (2015) CFD modeling of low pressure steam turbine radial diffuser flow by using a novel multiple mixing plane based coupling – simulation and validation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2015: turbine technical conference and exposition, Bd 8: microturbines, turbochargers and small turbomachines; steam turbines, paper GT2015-42632, Montreal, June 15–19
39. Connell S, Braaten M, Zori L, Steed R, Hutchinson B, Cox G (2011) A comparison of advanced numerical techniques to model transient flow in turbomachinery blade rows. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2011-45820, Vancouver, June 6–10
40. Connell S, Hutchinson B, Galpin P, Campregher R, Godin P (2012) The efficient computation of transient flow in turbine blade rows using transformation methods. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 8: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2012-69019, Copenhagen, June 11–15
41. Sharma G, Zori L, Connell S, Godin P (2013) Efficient computation of large pitch ratio transonic flow in a fan with inlet distortion. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: Turbine technical conference and exposition, Bd 6C: turbomachinery, GT2013-95059, San Antonio, June 3–7
42. He L (1992) Method of simulation unsteady turbomachinery flows with multiple perturbations. AIAA J 30(11):2730–2735
43. Li L, He L (2002) Single-passage analysis of unsteady flows around vibrating blades of a transonic fan under inlet distortion. ASME J Turbomach 124(2):285–292
44. Gerolymos G, Michon G, Neubauer J (2002) Analysis and application of chorochronic periodicity in turbomachinery rotor/stator interaction computations. J Propuls Power 18(6):1139–1152
45. Ferziger JH, Peric MM (1999) Computational methods for fluid dynamics, 2. Aufl. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
46. Peyret R, Taylor TD (1990) Computational methods for fluid flow. Springer series in computational physics. Springer, New York
47. Telionis DP (1981) Unsteady viscous flows. Springer series in computational physics. Springer, New York
48. Kantha LH (2004) The length scale equation in turbulence models. Nonlinear Process Geophys 11(1):83
49. Alfredsson PH, Johansson AV (1988) The fluctuating wall – shear stress and the velocity field in the viscous sublayer. Phys Fluids 31:1026
50. Zanoun ES, Durst F, Nagib H (2003) Evaluating the law of the wall in two-dimensional fully developed channel flows. Phys Fluids 15:3079
51. Wunderwald D, Fottner L (1996) Experimental investigation of the turbulence structures in the boundary layer of an highly loaded turbine cascade. In: Proceedings of ASME 1996 International

Gas Turbine and Aeroengine Congress and Exhibition, Bd 5: manufacturing materials and metallurgy; ceramics; structures and dynamics; controls, diagnostics and instrumentation; education; general, paper GT 96-GT-249, Birmingham, June 10–13
52. Ho C-H, Zohar Y (1997) The PVC technique – a method to estimate the dissipation length scale in turbulent flows. J Fluid Mech 352:135–159
53. Bruna D, Turner MG (2013) A rothalpy analysis for isothermal boundary condition at casing applied tothe rotor 37 transonic axial flow compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 6B: turbomachinery, paper GT2013-94595, San Antonio, June 3–7
54. Moser RD, Kim J, Mansour NN (2001) Direct numerical simulation of turbulent channels up to $Re_t = 590°$. Phys Fluids 11(4):943
55. Abe H, Karamura H, Matsuo Y (2001) Direct numerical simulation of a fully developed turbulent channel flow with respect to the reynolds number dependence. ASME J Fluids Eng 123(2):382–393
56. Lozano-Durán A, Jiménez J (2014) Effect of the computational domain on direct simulations of turbulent channels up to $Re_t = 4200$. Phys Fluids 26:011702
57. Sillero JA, Jiménez J, Moser RD (2013) One-point statistics for turbulent wall-bounded flows after Reynolds numbers up to d+ 2000. Phys Fluids 25:105102
58. Inoue M, Mathis R, Marusic I, Pullin DI (2012) Inner-layer intensities for flat-plate turbulent boundary layer combining a predictive wall-model with large-eddy-simulations. Phys Fluids 24:075102
59. Alfredsson PH, Segalini A, Örlü R (2011) A new scaling for the streamwise turbulence intensity in wall bounded turbulent flows and what it tells us about the outer peak. Phys Fluids 23:041702
60. Spalart PR, Rumsey CL (2007) Effective inflow conditions for turbulence models in aerodynamic calculations. AIAA J 45:2544
61. Yangwei L, Xianjun Y, Baojie L (2008) Turbulence model assessment for a large-scale tip vortex in axial compressor rotor. J Propuls Power 24(1):15–25
62. Byrne CEI, Holdo AE (1994) The effect of choice of inlet boundary conditions for the k-ε turbulence model. Int J Comput Fluid Dyn 3(3–4):321–327
63. Bode C, Aufderheide T, Friedrichs J, Kozulovic D (2014) Improved turbulence and transition prediction for turbomachinery flows. In: Proceedings of IMECE 2014: ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, paper IMECE 2014-36866, Montreal, November 14–20
64. Busse P, Krug A, Lange M, Vogeler K, Mailach, R (2016) Effects of turbulent boundary conditions on the prediction of the secondary flow field in a linear compressor cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56455, Seoul, June 13–17
65. Krug A, Busse P, Vogeler K (2014) Experimental investigation into the effects of the steady-wake-tip clearance vortex interaction in a compressor cascade. ASME J Turbomach 137(6):061006
66. Hah C, Hathaway M, Katz J, Tan D (2015) Investigation of unsteady tip clearance flow in a low-speed one and half stage axial compressor with LES and PIV. In: ASME/JSME/KSME 2015 joint fluids engineering conference, Bd 1: symposia, paper AJK2015-FED, Seoul, July 26–31
67. Zlatinov MB, Tan CS, Montgomery M, Islam T, Harris M (2012) Turbine hub and shroud sealing flow loss mechanisms. ASME J Turbomach 134(6):061027
68. Gan J, Im H-S, Zha, G-C (2016) Delayed detached eddy simulation of rotating stall for a full annulus transonic axial compressor stage. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: Turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57985, Seoul, June 13–17

Optimierungsverfahren

15

In Kapitel Abschn. 14.3 wurde das grundlegende Gleichungssystem der Navier-tokes'schen Gleichungen zusammengefasst dargestellt zu

$$\frac{\partial U}{\partial t}+\frac{\partial F}{\partial x}+\frac{\partial G}{\partial y}+\frac{\partial H}{\partial z}=S. \tag{15.1}$$

In Verbindung mit den spezifischen Randbedingungen ist das System numerisch lösbar. Bei der Auslegung einer Strömungsmaschine ergibt sich der Nachteil, dass zur Lösung der Differenzialg1leichung die an sich gesuchte Geometrie der Beschaufelung vorgegeben werden muss, um die a priori bekannten Strömungsbedingungen nachzurechnen (indirekte Methode). Konsequenter wäre die sogenannte direkte Methode, den Gleichungssatz nach den Randbedingungen aufzulösen, so dass aufgrund der a priori durch die Spezifikation bekannten Strömungsbedingungen das Gleichungssystem die hierzu benötigte Geometrie liefert, d. h. es gilt, die stark nicht linearen Navier-Stokes'schen Gleichungen zu invertieren. Inverse Formulierungen sind für einige Sonderfälle unter restriktiven Annahmen bekannt geworden, ein allgemeiner Ansatz steht noch aus. Dennoch wird über unterschiedliche Vorgehensweisen versucht, die direkten Gleichungen in einen Algorithmus einzubinden, so dass durch Vorgabe der benötigten Strömungsbedingungen die Geometrie bestimmt wird.

Derartige Verfahren beruhen auf einfachen Iterationsansätzen bis hin zu komplexeren, mathematisch untermauerten Verfahren, wie beispielsweise genetische oder evolutionäre Algorithmen. Als Anforderungen der Auslegung sind oft die Drallverteilung, die Beladung als meridionale Ableitung des mittleren Dralls ($r \bullet v_0$) oder der statische Druckverlauf vorgegeben. Basierend auf den Festigkeitsanforderungen muss zusätzlich die Schaufeldicke spezifiziert werden.

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_15

Dies ergibt Optimierungsanforderungen, die in der Regel mehrere Parameter betreffen und bei denen eng eingegrenzte Randbedingungen zu beachten sind. Dennoch hat aufgrund der nicht linearen Probleme jeder zu optimierende Verdichter sein eigenes Optimum und seine eigenen spezifischen Eigenschaften. Die gesamten die Leistungswerte und die Ablösegrenze beeinflussenden Parameter wie der Durchsatz, das Druckverhältnis, die gasdynamische Stabilität über dem gesamten Betriebsbereich sowie die Anforderungen an die Festigkeit müssen berücksichtigt werden. Die Kriterien zur Optimierung sind jedoch eingeschränkt durch die Zuverlässigkeit der mathematischen Modelle des Verdichters im gesamten Betriebsbereich.

Zur Beschreibung der Strömung innerhalb gegebener geometrischer und zeitlicher Randbedingungen stehen einfache, validierte Korrelationen bis transiente, dreidimensionale Navier-Stokes-Verfahren zur Verfügung. Die zu optimierenden Verdichter basieren in der Regel auf vorhandenen Geometrien, die in CAD-Software unter Verwendung vieler Parameter abgebildet sind. Zur Optimierung muss jedoch die Geometrie mit möglichst wenig Parametern flexibel darstellbar sein. Das bedeutet, dass der Parametrisierung der Verdichtergeometrie eine besondere Bedeutung zukommt. Sind die Topologie und die Randbedingungen der Zielfunktionen nicht mathematisch genau bekannt, so kann die Lösung unterschiedlichen Klassifizierungen, wie beispielsweise stetigen, nicht-differenzierbaren oder stochastischen Ergebnisfunktionen angehören. Dies führt bei der mathematischen Optimierung auf nicht-lineare Verfahren. Bis zum Auffinden eines Optimums werden oft erhebliche Rechenzeiten benötigt, je nach Komplexität des verwendeten Modells, der Anzahl der parametrisierenden Variablen und der topologischen Funktionsansätze.

15.1 Generelle Verfahren

Der erste Schritt in der Optimierung eines Verdichters liegt darin, für den jeweiligen spezifischen Anwendungsfall optimale Profile zu kreieren, die Wirkungsgrad, Druckverhältnis und Pumpgrenzenabstand über den erforderlichen Betriebsbereich gewährleisten. Wird die Belastung des Profils stark erhöht, so steigen die Mach-Zahl und der Druckgradient an, was zu einer zu hohen Diffusion führen kann, so dass es zu ausgeweiteten Grenzschichtablösungen aufgrund von Verdichtungsstößen bzw. zur Ansammlung von energiearmem Fluid in den Ecken kommt. Das sogenannte Profilieren ist im Allgemeinen eine zeitaufwendige Prozedur, da immer wieder die Eigenschaften der Profile in einer iterativen Vorgehensweise überprüft werden müssen. Das Verfahren bei der Optimierung sowie auch bei der Vermessung des Profils muss die Geometrie parametrisieren und komplexe Strömungsphänomene, wie viskose Scherschichten, Verdichtungsstöße und Wirbelstrukturen, berücksichtigen.

Nachdem traditionell Profile vermessen und katalogisiert wurden, entstanden mit der Einführung numerischer Rechenverfahren bereits in den 1960er-Jahren rechnerbasierte, aerodynamische Auslegungskonzepte, die bereits auf eine dreidimensionale Gestaltung

der Blätter führte. So schlugen mehrere Studien [1–4] unter Beachtung der aufgrund der Grenzschicht hervorgerufenen radialen Energieschichtung bereits Schaufelblätter mit Neigung und Pfeilung vor. Diese Technologie zur Beherrschung der Einwirkung der Wandgrenzschicht wurde inzwischen weit verbreitet angewandt. So setzten Bliss et al. [5] und Lucas et al. [6] die Rückwärtspfeilung Mitte der 1970er-Jahre ein, um den Lärm eines mit hoher Mach-Zahl betriebenen Fans zu reduzieren. Auch von Wennerstrom und Frost [7] wurde ein Konzept mit Rückwärtspfeilung für einen hochbelasteten transsonischen Fan eingesetzt. Näher untersucht wurden die Auswirkungen der Rückwärtspfeilung [8][9].

Diese frühen Studien hatten keine zuverlässigen numerischen 3D-Methoden zur Verfügung, so dass das Blattdesign mit aufwendigen Versuchsserien validiert werden musste. Das Profil selbst kann in einem ersten Schritt in zweidimensionalen Strömungsfeldverfahren optimiert werden, wobei jedoch mehrere Nebenbedingungen zu beachten sind. Um jedoch nur auf eine Zielfunktion optimieren zu müssen, werden oft die diversen Nebenbedingungen gewichtet zu einer einzigen Bedingung zusammengefasst. So wurden [10–13] Verdichterprofile für stationäre Gasturbinenverdichter mithilfe einer Zielfunktion mit gewichteten Nebenbedingungen optimiert. Werden die einzelnen Nebenbedingungen nicht zusammengefasst, ergibt sich ein aufwendig zu lösendes Optimierungsproblem mit mehreren Zielfunktionen, jedoch mit dem Vorteil, dass die Erfüllung der jeweiligen Nebenbedingung während der Optimierung angepasst gewichtet werden kann [14]. Oft werden zur Suche des globalen Optimums genetische Algorithmen eingesetzt, wie sie im folgenden Abschn. 15.5 näher beschrieben sind.

Benini [15] sowie Jang und Kim [16] validierten ihr numerisches Optimierungsverfahren, das bereits dreidimensionale viskose Phänomene berücksichtigte, am gut dokumentierten NASA Rotor 37. Sie konnten die Struktur der Verdichtungsstöße sowie der Ablösungen durch die Modifikation der Blattgeometrie beeinflussen. Die Forderung, nach mehreren Zielgrößen zu optimieren, führt auf den Einsatz von genetischen Algorithmen, wie beispielsweise durch Lian und Liou [17]. Sie optimierten die Aerodynamik des NASA Rotors 67 und erhöhten dabei nicht nur das Totaldruckverhältnis und den adiabaten Wirkungsgrad, sondern erkannten, dass die Grenzschicht insbesondere im Blattspitzenbereich sehr stark durch die Geometrie beeinflusst wird. Ellbrant et al. [18] optimierten das Druckverhältnis unter dem Gesichtspunkt eines Pumpgrenzenabstandes von 10–15 %. Sie strebten unter Teillastbedingungen einen weiten Pumpgrenzenabstand und unter Designbedingungen einen hohen Wirkungsgrad an.

Da jedoch generische Algorithmen die Tauglichkeit jedes Profils anhand einer CFD-Rechnung überprüfen, ergibt sich eine oft unakzeptabel lange Rechenzeit. Deshalb kommen Verfahren zum Einsatz, die entweder die Ergebnisse der einzelnen Rechnungen speichern und so im Verlaufe der Optimierung auf die Erfahrung zurückgreifen, wie dies beispielsweise durch den Einsatz künstlicher neuronaler Netze (artificial neuronal networks, ANN) im Folgenden Abschn. 15.6 dargestellt ist, oder man greift auf die Erfahrung bei der bisherigen Profilierung anhand mehr oder weniger automatisierter Expertensysteme zurück.

Eine Optimierung erfordert

- Eine geeignete Parametrisierung der Geometrie unter Verwendung möglichst weniger Variablen
- Die Identifizierung der sensitivsten Parameter, da nur nach diesen optimiert werden kann, um den Aufwand gering zu halten; die anderen Parameter können über Korrelationen oder Erfahrung eingebracht werden
- Ein schnell konvergierendes Verfahren; in der Regel sind Gradientenverfahren in der Nähe des Optimums schneller zielführend als stochastische Verfahren
- Die Entscheidung, ab welchem Punkt das Ergebnis als Optimum ausreichend ist; die Suche nach dem absoluten Maximum erfordert einen unnötigen Aufwand bei nur geringer Gewinnverbesserung

15.2 Geometriedefinition

Die grundlegende Aufgabe der Profilauslegung ist, eine Geometrie mit möglichst niederen Profilverlusten zu definieren, die die erforderliche Umlenkung und Verzögerung bei ausreichendem Pumpgrenzenabstand bewirkt und zudem den Erfordernissen der Festigkeitsanforderung gerecht wird. Um eine möglichst ablösungsresistente Strömungsbeeinflussung zu gewährleisten, muss die Krümmung der Oberfläche stetig sein. Dies erfordert mathematisch ein möglichst stetiges Verhalten der beschreibenden Funktion in mindestens der ersten und der zweiten Ableitung. Mathematisch ist die Krümmung C beispielsweise für eine zweidimensionale Funktion $y = f(x)$ definiert als

$$C = \frac{y''}{\left[1 + \left(y'\right)^2\right]^{1,5}}. \tag{15.2}$$

Insbesondere die Stetigkeit der zweiten Ableitung ist wesentlich, so dass diese Forderung bei der Definition der Beschreibung von Oberflächen erfüllt sein muss. Da der Druckgradient signifikant durch die Stromlinienkrümmung beeinflusst wird, ist zusätzlich eine sorgfältige Analyse der Stromlinienkrümmung erforderlich [19].

Die Beschreibung der Geometrie muss möglichst flexibel mit wenigen Variablen erfolgen. Grundsätzlich werden derzeit die unterschiedlichsten Ansätze zur Parametrisierung der Oberflächen genutzt, wie beispielsweise kubische Splines, B-Splines und Bezier-Splines. Da jedoch die dritte Ableitung an den Verbindungsstellen bei diesen Funktionen nicht stetig ist, ist es ratsam, die Skelettlinie basierend auf der zweiten Ableitung der kubischen B-Spline-Funktion zu definieren, so dass nach zweimaligem integrieren eine Skelettlinie erhalten wird, die bis zur vierten Ableitung stetig ist. Das Profil kann darauf aufbauend über eine stetige Dickenverteilung erhalten werden.

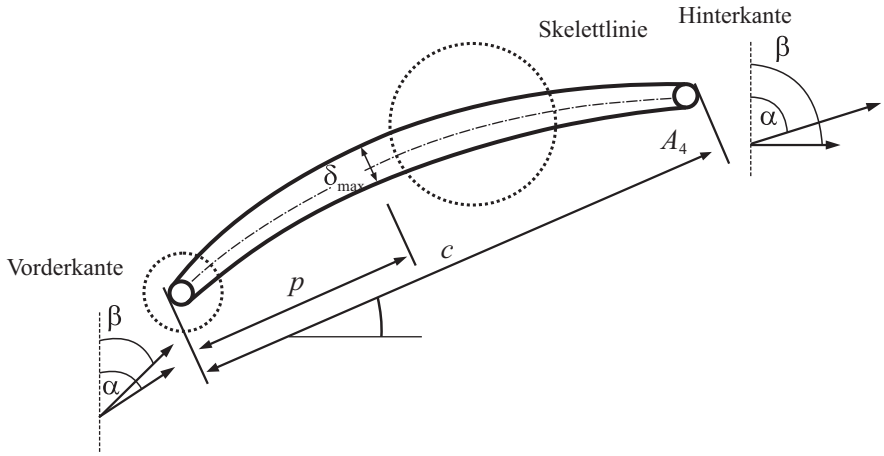


Abb. 15.1 Klassische Parametrisierung eines Verdichterprofiles

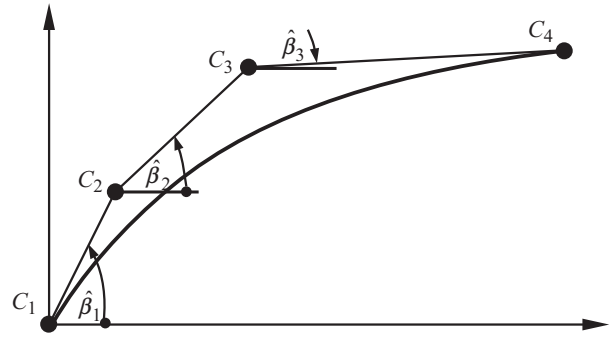


Abb. 15.2 Parametrisierung der Skelettlinie eines Verdichterprofils mit B-Spline-Funktionen

Klassischerweise wird ein Profil als niedrigdimensionaler Parameterraum durch die Skelettlinie definiert, der eine Dickenverteilung überlagert wird, (Abb. 15.1).

Eine flexiblere Darstellung ergibt sich, wenn die Skelettlinie mittels B-Spline-Funktionen abgebildet wird, wobei Ein- und Austrittswinkel zusätzlich zu optimierende Parameter ergeben, (Abb. 15.2).

Die Endpunkte der Skelettlinie werden durch die geometrischen Erfordernisse bestimmt. Die Dickenverteilung, das Dicken- zu Sehnenverhältnis sowie die Radien der Vorder- und Hinterkante werden entsprechend den Bedürfnissen der Festigkeit definiert. so dass die Beschreibung des Profils auf die sechs Variablen beschränkt werden kann: $\bar{P} = \left[x_2, x_3, y_2, y_3, \beta_i, \beta_a\right]^T$.

Als Zielgrößen werden mindestens der Wirkungsgrad am Auslegungspunkt und ein möglichst weiter Betriebsbereich vorgegeben, festgelegt durch die Vorgabe eines weiteren Betriebspunktes in der Nähe der Pumpgrenze.

15.3 Gradientenverfahren mit Nebenbedingungen als Zielfunktion

Huppertz et al. [20] schlagen eine Optimierung vor, die auf einer Startlösung unter Einhaltung der Nebenbedingungen basiert. Jedes gute Profil wird anhand einer CFD-Rechnung bezüglich des gesamten Anströmwinkelbereichs überprüft und anschließend weiter variiert bis ein Optimum ausgewählt wird.

Als Zielfunktion werden die Nebenbedingungen gewichtet zusammengefasst. Die Optimierung erfolgte nach einem Gradientenverfahren nach Schittkowski [21], bzw. einem genetischen Algorithmus nach Deb [22], um zu überprüfen, inwieweit lediglich ein lokales oder ein globales Optimum gefunden wurde. Es zeigte sich, dass die Gradientenmethode unter Ausnützung von Erfahrungen im Vergleich zu den genetischen Algorithmen ca. um den Faktor 66 schneller zum Optimum kam. Dies war insbesondere durch die Nutzung von neuronalen Netzen als Datenbasis und zur Interpolation möglich.

Die Optimierungsverfahren sind zur Bewertung der Zielwerte auf gute numerische CFD-Modelle angewiesen. Moberg et al. [23] optimierten einen mehrstufigen Axialkompressor, indem sie eine Prozedur automatisieren, in der sowohl Q3D-Verfahren als auch 3D-Navier-Stokes-Verfahren, aber auch Festigkeitsberechnungen integriert sind. Zur Optimierung ist auch bei diesem Verfahren ein genetischer Algorithmus eingebunden, der sowohl die Profilgeometrie und die Aerodynamik als auch die Festigkeit berücksichtigt. Als Zielwerte werden minimale Verluste, vorgegebene Umlenkung, weiter der Arbeitsbereich, ausreichende Unempfindlichkeit gegen Fehlanströmung, eine vorgegebene Mach-Zahl-Verteilung, die Spannungsverteilung, die Resonanzfrequenz sowie geometrische Belange, wie die Anbindung an den Schaufelfuß sowie der Schaufelabstand, vorgegeben werden. Mit diesem Prozess konnte der Durchsatz eines bestehenden Verdichters um 3,5 % bei einer Erhöhung des polytropen Wirkungsgrades um 0,5–1,0 % angehoben werden.

Basierend auf der Oberflächen-Antwort-Methode („response surface methodology“, RSM) nach Box und Draper [24], bei dem Antwortoberflächen für Zielfunktionen und Nebenbedingungen gebildet werden, die in Iterationen für ein jeweiliges Gebiet optimiert werden, können komplexe Probleme mit einfachen und mehrfachen Nebenbedingungen optimiert werden. Als Zielfunktionen dienen beliebig komplexe Funktionen wie stetige, nicht-differenzierbare, stochastische bzw. mehrere Extremwerte enthaltende Ansätze. Mit einem derartigen Vorgehen optimierten Kuzmenko et al. [25] einen dreistufigen Niederdruckverdichter, indem sie als Strömungsfeldlöser das Programmpaket NUMECA® verwendeten. Als Zielgröße wurde der Wirkungsgrad unter Reiseflugbedingungen bei 87 % Drehzahl optimiert, wobei als Randbedingung die Kennlinie bei 100 % Drehzahl beibehalten wurde. Die Optimierung verringerte erkennbar die Verluste in der Leitbeschaufelung, so dass unter Beibehaltung des Durchsatzes und Wirkungsgrades unter Designbedingungen unter Teillast der Wirkungsgrad um 5 %-Punkte und der Durchsatz um 5 % angehoben werden konnte.

Um die Ablösegefahr zu reduzieren, muss die Krümmung des Blattes, wie bereits dargestellt, sowohl radial [26] als auch axial entlang der Profiloberfläche stetig sein, wie Nemnen et al. [27] bei der Optimierung mittels CFD-Verfahren bezüglich des Wirkungsgrades zeigten. Neben aerodynamischen Zielgrößen kann bei einer Mehrgrößenoptimierung zusätzlich der Spannungszustand berücksichtigt werden, um das Gewicht bei hohem Wirkungsgrad und hohem Druckverhältnis abzusenken [18].

Größere und kleinere Wirbelstrukturen, hervorgerufen durch Störungen im Einlauf und Wechselwirkungen mit der Grenzschicht, sind in der viskosen Strömung des Verdichters unvermeidlich und müssen deshalb in der Modellierung so weit als möglich berücksichtigt werden. Eine Möglichkeit stellt der wirbeldynamische Ansatz (vorticity/vortex dynamic approach) nach Wu et al. [28][29] dar, der Phänomene wie den Wirbeltransport durch die Grenzschicht („boundary vorticity flux“, BVF), den Wirbelstärkenvektor, die Grenzschichtreibung und die Entstehung und Auswirkung von Längswirbeln berücksichtigt. Durch die Bewertung der komplexen Strömungszustände entwickelten Wu et al., Yang et al. und Li et al. [30–32] gezielt eine optimierte Geometrie.

Aufgrund der komplexen Strömungsphänomene und der starken Wechselwirkung der Zielgrößen ist die Optimierung insbesondere von Fanblättern bei Weitem noch nicht ausgereizt. So zeigten Nemnen et al. [27] mit einem wirbeldynamisches Optimierungsverfahren, das von Chen et al. [33] zur Optimierung eines 1,5-stufigen, transsonischen Hochdruckverdichters erweitert und angewandt wurde, das Potenzial zur Verbesserung von Fanblättern auf.

15.4 Inverse Methoden

Durch die Kombination der vorgegebenen Strömungsbedingungen mit einer dreidimensionalen Berechnung des Strömungsfeldes kann bei den inversen Methoden die gesuchte Geometrie berechnet werden. Um die direkte mathematische Invertierung des partiellen Differenzialgleichungssystems zu umgehen, wird in der Regel der indirekte Löser in einen Algorithmus implementiert, der je nach Berechnungsergebnis automatisch die Kontur verändert, die Änderung verifiziert und abschließend nach entsprechenden Iterationen die gefundene Lösung nachrechnet. Im Prinzip gehören auch die im vorangehenden Kapitel dargestellten rückkoppelnden Verfahren zu dieser Kategorie.

Durch Vorgabe eines mittleren Dralls ($r \cdot v_\theta$) berechneten Zangeneh et al. [34, 35] ein sekundärströmungsarmes Radialverdichterlaufrad, während Ashihara und Goto [36] die Saugleistung einer Pumpe optimierten. Leonard und Braembussche [37] wählten die statische Druckverteilung während Dang et al. [38] sowie Choo und Zangeneh [39] die Druckbeladung als Zielgröße nahmen.

Transsonische Strömungen, wie sie im Fan und verschiedenen Verdichterstufen auftreten, erschweren die Berechnung durch das Auftreten von Verdichtungsstößen. Zweidimensionale Rechnungen transsonischer Verdichter wurden [37, 40, 41] durchgeführt. Die zweidimensionale Methode zur Berechnung transsonischer Strömungen [42] koppelten

Tiow et al. [43] mit einem Optimierungsverfahren. Adaptive unstrukturierte Gitter wurden von Choo und Zangeneh [39] bei 2D-Berechnung mit einer inversen Methode, die die Druckbeladung vorgab, angewandt. Demeulenaere et al. [44] erweiterten ihr inverses Verfahren auf die Möglichkeit der 3D-Berechnung.

Die Pfeilung eines transsonischen Fanblattes wurde von Watanabe und Zangeneh [45] mithilfe eines 3D-inversen Verfahrens entwickelt, wobei die Drallverteilung vorgegeben wurde. Basierend auf der Vorgabe der Druckbeladung wurden die Stoßverluste eines transsonischen Verzögerungsgitters von Medd et al. [46] mit einem 3D-inversen Verfahren reduziert.

Inverse Auslegungsverfahren wurden bereits verwendet [47][48][37], um aus den physikalischen Randbedingungen die erforderliche Geometrie der Profile zu entwickeln. Dunker et al. [49] berechneten anhand einer inversen Methode Profile eines transsonischen Verdichters mithilfe einer zweidimensionalen Methode unter Berücksichtigung des axialen Geschwindigkeits- Dichteverhältnisses (AVDR, „axial velocity density ratio“). Mit den Optimierungsverfahren wird die Profilgeometrie ausgewählt und optimiert, um unter Auslegungsbedingungen und im Off-Design optimale Ergebnisse zu erzielen [10, 11, 13, 50, 51]. Die derart entwickelten Profile können nicht mehr als Profilfamilie katalogisiert werden, da sie für den jeweiligen Anwendungsfall entwickelt werden.

Zur iterativen Suche der Profilkontur ersetzten Hu et al. [52] die Haftbedingung an den Wänden durch poröse Wände, die nach Leonard und Braembussche [37] durch die geforderte Druckbeladung vorgegeben werden. Unterscheidet sich die berechnete Druckverteilung von der Vorgabe, so ist die Strömung nicht tangential zu den Wänden. In diesem Fall erlauben die porösen Wände einen Ausgleich durch Flüsse senkrecht zur Oberfläche. Durch die zusätzliche Vorgabe der minimalen Profildicke werden die Anforderungen der Festigkeit berücksichtigt.

Zur Optimierung der Profilgeometrie geben Hu et al. [52] entweder die Profilbelastung bezüglich der meridionalen Abweichung der Umfangsgeschwindigkeitskomponente ($r \cdot w_\theta$) [45] oder die Druckverteilung [39] vor. Die Dickenverteilung und die Neigung der Schaufel werden durch die Festigkeitsanforderungen bestimmt. Das Strömungsfeld wird über die Euler-Gleichungen berechnet, wobei die viskosen Effekte über Körperkräfte und durch Scherspannungen in Wandnähe über Wandfunktionen eingebracht werden. Die Profildicke und die statische Druckdifferenz über eine transsonische Fanschaufel wird mithilfe von B-Splines beschrieben, wobei zusätzlich auf eine saubere Modellierung der Profilhinterkante geachtet wird. Die inverse Prozedur beginnt mit der Berechnung des Strömungsfeldes und der normalen Flüsse zu den vorgegebenen Oberflächen der Startgeometrie des Profils. Daraufhin wird eine neue Profilgeometrie erzeugt und ein entsprechendes Rechengitter angepasst, so dass mit der Iteration fortgefahren werden kann. Das optimierte Profil wurde mit einem numerischen 3D-Rechenverfahren nachgerechnet. Es zeigt sich, dass der Wirkungsgrad des NASA 67- bzw. NASA 37-Rotors um 1,26 % bzw. 1,57 % angehoben werden konnte.

Ein ähnliches Vorgehen wandten Mileshin et al. [53] zur Optimierung eines transsonischen Fans an. Sie gaben die Verteilung des statischen Druckes auf der Saugseite des

Profils sowie die gegebene Profildickenverteilung und die Druckdifferenz zwischen Druck- und Saugseite an vorgegebenen Punkten vor. Die Lösung des inversen Problems wird dadurch bestimmt, dass ein bewegtes Gitter („moving grid“) verwendet wird. Die Normalgeschwindigkeit der Gitterflächen wird durch den vorgegebenen Verlauf des statischen Drucks mithilfe der Beziehungen aus den integrierten Gleichungen bestimmt. Die RANS wird nach Mileshin et al. [54] durch das Baldwin-Lomax Turbulenzmodell geschlossen. Um die Gittergenerierung zu vereinfachen, wurden H-Gitter verwendet, die an den Gitterpunkten der Vorder- und Hinterkante sowie an den Profiloberflächen exponentiell gestreckt werden. Über Riemann-Löser werden die Flüsse über jede Gitterfläche numerisch bestimmt, so dass über die gegebene Druckverteilung und die Geschwindigkeiten der Nachbarzellen die lokalen Gitterzellenflächen derart verschoben werden, dass Diskontinuitäten verschwinden. Auf diese Weise wird das Problem der geometrischen Erzeugung der Profiloberflächen auf die Auflösung der Diskontinuitäten an den Kontaktflächen verschoben, die durch die Riemann’sche Lösung exakt bestimmt werden können. Das Vorgehen kann sowohl zur inversen Lösung der Euler- wie auch der Navier-Stokes-Gleichungen angewandt werden. Ein Vorteil der Methode ist, dass durch die Diskontinuität die Massenbilanz über die Gitterflächen nicht verletzt wird und dass die Strömungsrichtung immer parallel zur Oberfläche stattfindet. Die Diskontinuität der Geschwindigkeit der Kontaktflächen beeinflusst lediglich die Position der Oberfläche. Die Normalgeschwindigkeit zu den Oberflächen wird zur Positionierung der Flächen benötigt, genügt jedoch nicht zur erfolgreichen Definition. Aufgrund von gesetzten Anfangswerten können in den Gitterzellen Verdichtungswellen oder andere Singularitäten entstehen. Die auf der Oberfläche laufenden Wellen können steife Gradienten der Strömungsparameter hervorrufen, so dass Instabilitäten entstehen. Um derartige Instabilitäten zu umgehen, wurden Routinen zur Stabilisierung eingeführt. Mithilfe der inversen Design-Methode konnte die Ablösung an der Vorderkante hinausgezögert und damit der Pumpgrenzenabstand erhöht werden.

15.5 Stochastische Optimierungsverfahren, evolutionäre Algorithmen

Durch die verbesserten physikalischen Modelle und die hohe zur Verfügung stehende Rechenleistung von Parallelrechnern gehört die stationäre und transiente dreidimensionale Berechnung von Verdichtergittern zur Routine der Auslegung. Die Validierung der Rechnungen zeigt eine gute Übereinstimmung, so dass dreidimensionale Beschaufelungen heute als Standard angesehen werden können. Es bleibt nun die Aufgabe, dreidimensionale Geometrien unter Beachtung optimaler erzielbarer Leistungsdaten wie Wirkungsgrad, Durchsatz, Totaldruckverlust und Totaldruckverhältnis zu entwerfen. Die im vorigen Absatz dargestellte inverse Methode stellt eine Möglichkeit dar, aus den geforderten Eigenschaften der gesuchten Beschaufelung eine mögliche Geometrie zu finden. Eine weitere Möglichkeit stellen Optimierungsverfahren dar, die es erlauben, die Schaufelgeometrie bezüglich mehrerer Kriterien optimal zu gestalten. Aufgrund der sich zum Teil

widersprechenden Optimierungskriterien, der hohen Anzahl der Randbedingungen und der Komplexität der Geometrie zeigen stochastische Optimierungsverfahren oft Vorteile gegenüber den deterministischen Gradientenmethoden. Eine Möglichkeit der Optimierung stellen die evolutionären Algorithmen, bzw. deren Untergruppe, die genetischen Algorithmen dar, mit deren mathematischer Methode an verschiedensten Anwendungsfällen optimale Lösungen gefunden werden konnten.

Entsprechend der Evolution der Organismen in der Natur ist der Grundgedanke des mathematischen Optimierungsalgorithmus, dass die zu optimierende Geometrie durch möglichst wenige Parameter, analog zu den Genen, beschrieben werden kann. Zur Optimierung muss jeweils eine gewisse Anzahl von unterschiedlichen Geometrien, d. h. Mitgliedern einer Population vorhanden sein, die die beschreibenden Parameter, d. h. ihre Gene, zur Bildung der nächsten Population weitergeben können („cross over“). Welches Individuum seine Gene weitergeben kann, wird über eine Zielfunktion bewertet, die prüft, wie optimal das jeweilige Individuum die gewünschten Anforderungen erfüllt („selection“). Das entstehende neue Individuum trägt Parameter beider Eltern, die nach einem vorgegeben Algorithmus ausgewählt werden. Eine Iteration über mehrere Generationen führt auf ein lokales Extremum. Die Chance, einen absoluten Extremwert der Zielfunktion zu finden, erhöht sich, wenn neben dem Austausch der Gene eine zufällig definierte Veränderung der Gene erlaubt wird (Mutation). Diese Mutation bewirkt, allerdings unter Verschlechterung des Konvergenzverhaltens, dass ein neues Populationsmitglied eventuell aus dem Einflussgebiet eines globalen Extremwertes ausbricht und dadurch ein besseres Optimum gefunden werden kann.

Die mathematische Formulierung des Algorithmus besteht in der Regel aus zwei Hauptteilen. Zuerst muss das Problem initialisiert und im nächsten Schritt durch Iteration das Optimum gesucht werden. Um ein möglichst weites Spektrum an unterschiedlichen Populationsmitgliedern zu erhalten, kann die Startpopulation über Zufallsgeneratoren aus einer Startgeometrie erzeugt werden. Die Eigenschaften der Mitglieder werden dann dadurch bestimmt, dass die Zielwerte jedes Mitgliedes über CFD-Rechnungen ausgewertet und in der Zielfunktion dokumentiert werden.

Die Iteration der ausgewählten Populationsmitglieder erfolgt anhand von drei Schritten:

- Die Selektion wählt unter den Populationsmitgliedern die Mitglieder aus, die die Zielfunktion am besten erfüllen.
- Die Zusammensetzung der nächsten Generation aus den ausgewählten Mitgliedern erfolgt anhand mehrerer Operatoren. Bei Austausch der Gene (Cross Over) werden stochastisch die Gene zweier Mitglieder gemischt, so dass die Eigenschaften des neuen Mitglieds quasi interpoliert werden. Um eine Extrapolation zu erlauben, findet eine stochastische Veränderung des entstandenen neuen Gensatzes statt (Mutation). Die Größe der Mutation wird oft im Laufe der Generationen reduziert, um ein Konvergieren zu erleichtern. Zusätzlich sind eine Vielzahl von Möglichkeiten untersucht worden, um die nächste Generation zu erzeugen.

- Die Werte der Zielfunktion der neuen Generation (Selektion, Evaluation) werden bestimmt, indem die jeweilige Konfiguration numerisch durchgerechnet oder mit Erfahrungen, die in einem neuronalen Netz gespeichert sind, abgeglichen und entsprechend den Zielwerten ausgewertet werden.

Neben der Vorgabe einer einzelnen Zielfunktion erlaubt die Methode auch die Optimierung nach mehreren Zielfunktionen, was dann zu einer sogenannten Pareto-Optimierung führt.

Werden die Mitglieder, die in der jeweiligen Population die Zielfunktion schlechter erfüllen, verworfen, so ist durch die stochastische Auswahl der neuen Mitglieder die Wahrscheinlichkeit groß, dass des Öfteren gleiche oder zumindest ähnlich schlechte Geometrien neu berechnet werden müssen. Deshalb bietet es sich an, die jeweiligen Geometriedaten sowie die Zielwerte zu speichern, und vor der Evaluation abzufragen [55, 56]. Auf diese Weise erspart man sich benötigte Rechenzeit.

Neuere Ansätze nutzen für die Speicherung und Abfrage der erwarteten Zielfunktion u. a. neuronale Netze, die im Laufe der Iteration trainiert werden, so dass nicht nur die jeweilige Geometrie sondern auch eine entsprechende Interpolation im Laufe der Generationen nicht mehr berechnet, sondern über die bereits abgespeicherten Werte evaluiert werden können; nur noch die erfolgversprechenden Mitglieder müssen neu berechnet werden [57–59]. Auch andere Datenbanken, die einen schnellen Zugriff und Interpolation erlauben, wurden zur Optimierung untersucht, wie beispielsweise das Kriging-Verfahren [60][61] sowie der MARS-Algorithmus, eine Form der Regressionsanalyse. Problematisch bei der Erstellung der Datenbanken ist die große Zahl der Parameter, in deren Abhängigkeit die Zielfunktionen gespeichert werden müssen.

Ein derartiger genetischer Algorithmus wurde von Voss et al. [62] und Dorfner et al. [63] zur Optimierung von Verdichtergittern beschrieben. Um Rechenzeit zu sparen, wurden die einzelnen Schritte zudem parallelisiert in einen sogenannten root prozess, der durch die parallel ablaufenden „Slave-Prozesse" der Evaluation der einzelnen Mitglieder unterstützt wird.

Da die neuen Mitglieder der Generationen, d. h. die Profile, jeweils mehr oder weniger stochastisch erzeugt werden, besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass die bezüglich der Aerodynamik optimierten Profileigenschaften den Festigkeits- oder Fertigungsansprüchen nicht genügen. Deswegen sollten alle neuen Mitglieder in einem ersten Durchgang auf ihre prinzipielle Machbarkeit hin untersucht werden. Beispielsweise muss die maximale Dicke des Profils in einem bestimmten Bereich liegen, lokale Minima in der Profildicke müssen unterbunden und andere geometrische Anforderungen können festgelegt werden.

Die Definition der Zielfunktion stellt diesbezüglich eine besondere Herausforderung dar, da hier letztendlich das Optimum festgelegt wird. Eine einfache Zielfunktion definierten Voss et al. [62] zur Optimierung des Laufradprofils der zweiten Stufe eines zweistufigen Niederdruckverdichters, indem sie lediglich minimale Verlustkoeffizienten forderten.

Allerdings zeigte sich, dass zusätzlich noch der Abströmwinkel in einem Zielwertebereich festgelegt werden muss

$$F = \frac{\omega}{\omega_{\text{ref}}} \text{ für } \left(\beta_{2,\text{ref}} - 2{,}5°\right) < \beta_2 < \left(\beta_{2,\text{ref}} + 0{,}5°\right) \tag{15.3}$$

bzw., wenn der Abströmwinkel außerhalb des Bereiches liegt, durch

$$F = \frac{\omega}{\omega_{\text{ref}}} + \left|\beta_2 - \beta_{2,\text{ref}}\right|. \tag{15.4}$$

Die Optimierung wurde nach 2000 Mitgliedern abgebrochen. Erwartungsgemäß könnte die Zahl der Mitglieder halbiert werden, wenn ein trainiertes neuronales Netzwerk vorliegt. Allerdings sollte beachtet werden, dass zum Training des neuronalen Netzwerkes voraussichtlich mehr als 1000 Rechnungen notwendig sind. Mit 29 parallel arbeitenden „Slave-Prozessen" dauerte die Optimierung ca. 45 CPU-Minuten. Das optimierte Profil des Laufrades der 2. Stufe eines zweistufigen Niederdruckverdichters verschiebt den Kanalstoß gegenüber dem Ausgangsprofil weiter stromab. Zudem steht der Stoß schräger als in der Ausgangssituation. Die Stoßverluste konnten hierbei um 2 % reduziert werden und das Druckverhältnis bei geringerer Umlenkung angehoben werden.

Zur zweiten Optimierung wurde zusätzlich das Druckverhältnis an zwei Betriebspunkten als Zielfunktion herangezogen

$$F_{\text{i}} = \frac{\pi_{\text{t,ref i}}}{\pi_{\text{ti}}}, \tag{15.5}$$

so dass letztendlich ein Pareto-optimiertes Profil erzeugt werden konnte.

Mit einem auf genetischen Algorithmen basierten Design-System optimierten Dorfner et al. [63] zum einen die Schaufel des 3. Leitrades eines dreistufigen Versuchsverdichters, sowie die Profilierung der Plattform. Die Turbulenz wurde im numerischen Verfahren mit dem k-ω-2-Gleichungsmodell geschlossen. Die Oberfläche wurde mit B-Spline-Kurven und Tensor-Produkt-Oberflächen parametrisiert.

Die Fitness jeder berechneten Geometrieänderung wurde über die Funktion

$$F = \sum_{\text{i}} w_{\text{i}} \cdot \frac{f_{\text{i,ref}}}{f_{\text{i}}} + \sum_{\text{k}} w_{\text{k}} \cdot \frac{f_{\text{k}}}{f_{\text{k,ref}}} \tag{15.6}$$

geprüft. F stellt den Strömungsparameter des jeweils geprüften Mitglieds dar, der mit dem jeweiligen Referenzwert (Index ref) normiert wird. Die frei wählbaren Gewichtsfaktoren $w_{\text{i,k}}$ erlauben es, die jeweilige Bedeutung der einzelnen Faktoren entsprechend der Zielsetzung anzupassen. Zur Optimierung der Leitschaufel der dritten Stufe eines Versuchs-

verdichters wurden der Totaldruckverlustfaktor, die Umlenkung, sowie der Diffusionsfaktor mit einer Gewichtung von 0,10–0,15 ausgewählt.

Es stellte sich heraus, dass die Umlenkung den dominierenden Beitrag zur Fitnessfunktion lieferte. Ziel der Optimierung war, Strömungsablösungen an der Innen- sowie an der Außenwand zu vermeiden, um die Eckenverluste zu minimieren und den Wirkungsgrad anzuheben. Frühere numerische Optimierungen ergaben, dass dies durch eine Neigung in Wandnähe zu erzielen ist. Die zu optimierende Geometrie wurde durch 25 freie Variablen dargestellt, die mögliche Verdrehung des Profils wurde limitiert. Nach 2500 berechneten Mitgliedern für jeweils drei Betriebspunkte wurde die Optimierung manuell beendet. Das optimierte Profil zeichnet sich neben der Neigung durch eine starke Pfeilung der Vorderkante in Strömungsrichtung sowohl an der Naben- als auch Gehäusewand aus (Abb. 15.3). Die Hinterkanten zeigen lediglich eine leichte Pfeilung in Richtung Abströmung.

Unter den Betriebsbedingungen (OP 0: 100 % Drehzahl am Designpunkt, OP 1: 80 % Drehzahl am Designpunkt, OP 2: 100 % Drehzahl vor dem Pumpen) ergaben sich die optimierten Profile. Aufgrund der starken Änderung des Profils reduzierte sich das Druckniveau, so dass dies durch einen entsprechenden Gegendruck zum korrekten Vergleich der Profile korrigiert wurde. Der gemittelte isentrope Wirkungsgrad des 3. Leitgitters erhöhte sich im OP 2 durch die Profilierung von 85,5 % auf 87,1 %. Die Eckenablösungen konnten vermieden werden, so dass sowohl an der Innen-, wie auch an der Außenwand keine Rückströmungszonen mehr auftreten. Die starke Neigung in Wandnähe führt auf eine ausgeglichenere Abströmung.

Chen et al. [33] zeigen auf, wie sie die erste Stufe mit Vorleitreihe eines Hochdruckverdichters durch die Optimierung des Rotors verbesserten. Die Optimierung betraf sowohl

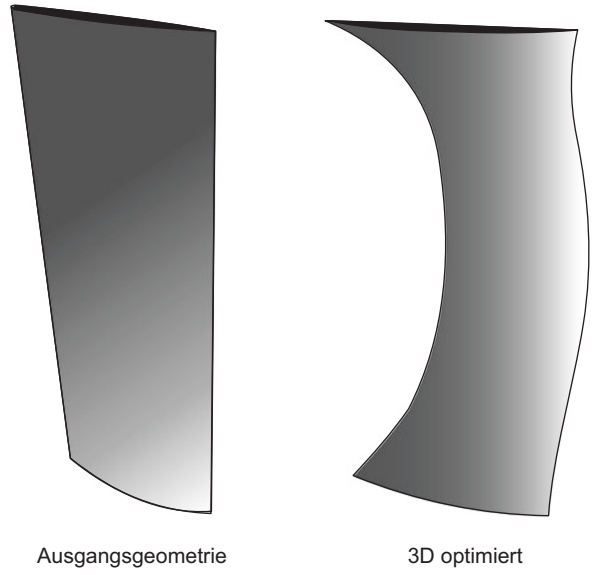


Abb. 15.3 Optimierte Leitschaufel im Vergleich zur Ausgangsgeometrie (schematisch)

die An-, wie auch Abströmwinkel des Profils, als auch die Krümmung der gesamten Oberfläche. Die Parametrisierung der Geometrie erfolgte mit einem automatischen Netzgenerator, der mit einem 3D-CFD-Programm gekoppelt wurde, das mit einem genetischen Algorithmus optimierte. Als Ergebnis konnte der adiabate Wirkungsgrad bei leicht erhöhtem Druckerverhältnis und erhöhtem Durchsatz um 1,45 % verbessert werden. Der Pumpgrenzenabstand wurde erweitert und damit der Betriebsbereich vergrößert, was an sich keine Zielgröße der Optimierungsroutine war. Obwohl nur die Profile des Rotors modifiziert wurden, erfasste die Berechnung jeweils auch die Statoren der Vor- und Nachleitreihe. Da die Profile durch die stetige Krümmung bestimmt wurden, war deren Parametrisierung mit relativ wenig Parametern möglich. Die Berechnungsmethode durch die „vortex/vorticity dynamics technique“ erlaubte die detaillierte Erklärung der strömungstechnischen Ursachen der Verbesserung. Die Belastung des Rotors wurde bei der automatischen Optimierung umstrukturiert, so dass die Wechselwirkung des Verdichtungsstoßes und der auftretenden lokalen Ablösung mit dem Eckenwirbel der Saugseite zu minimalen Verlusten führte.

15.6 Künstliche neuronale Netze, ANN

Unter neuronalen Netzwerken versteht man ein Speicherverfahren, das die Daten nicht einfach in einer n-dimensionalen Matrix abspeichert, sondern das fähig ist, aus vorgegebenen Daten zu lernen, welche Antwort bei Eingabe der Ausgangsdaten erwartet wird [64–66]. Der Vorteil dieses Verfahrens liegt darin, dass keine physikalische bzw. mathematische Beschreibung der Korrelation zwischen Eingangs- und Ergebniszustand notwendig ist. Somit sind künstliche neuronale Netze prädestiniert für die Abspeicherung von nicht linearen, komplexen Zusammenhängen, wie sie beispielsweise durch die Navier-Stokes’schen Gleichungen beschrieben werden.

Das mathematische Verfahren ist ursprünglich dem biologischen Prozess der neuronalen Netze nachempfunden und muss wie diese trainiert werden. Die Erfahrung wird in einem ausgedehnten Netzwerk niedergelegt, das einfache mathematische Funktionen, die als Neuronen bezeichnet werden, verbindet. Die Parametrisierung von Ein- zu Ausgang wird gewährleistet, indem die Verbindung der Neuronen anhand eines automatisierten Lernprozesses gewichtet werden. Das neuronale Netz wird dadurch trainiert, dass einzelne Gewichtungsfaktoren der Neuronen den vorgegebenen Trainingswerten angepasst werden. Das heißt, die Güte des Netzes hängt letztendlich von der Datengüte und -menge ab, mit der das Netz trainiert wird. Die Kenntnis der Entstehung der Daten selbst ist jedoch nicht erforderlich. Auf diese Art können selbst hochdimensionale, nicht lineare Datensätze ohne Kenntnis ihrer mathematischen Korrelation schnell zugriffsbereit gespeichert werden. Ein neuronales Netz ist zudem fähig, jederzeit neue Erkenntnisse dazuzugewinnen, indem ein bestehendes Netz mit zusätzlichen neuen Daten ergänzend trainiert wird.

Auch zur Optimierung der Aerodynamik von Turbomaschinen wurden neuronale Netze eingesetzt. So verwendeten Lo und Shi [67] ein auf neuronalen Netzen basierendes

Expertensystem, um die Pumpgrenze eines Verdichters abzubilden. Dornberger et al. [68] richteten ein neuronales Netzwerk ein, um die Strömungsfeldanalyse einer Optimierung von Dampfturbinenprofilen mit mehreren Zielfunktionen abzuspeichern. Ein ähnliches Konzept nutzten Pierret et al. [69], um eine 3D-Optimierung von Schaufelprofilen anhand von neuronalen Netzen durchzuführen. Die Profilkoordinaten eines transsonischen Profils in Abhängigkeit aerodynamischer Koeffizienten stellten Vadivelan und Chandar [70] anhand eines neuronalen Netzwerkes dar.

Huppertz et al. [20] trainieren ein neuronales Netzwerk mit Daten, die den Zusammenhang der geometrischen Daten eines Verdichterprofils mit den aerodynamischen Eigenschaften repräsentieren, so dass ohne aufwendige CFD-Rechnungen Profile generiert werden können. Hierbei nutzen sie die Eigenschaft des neuronalen Netzwerkes aus, dass Zwischenwerte nichtlinear inter- bzw. extrapoliert werden. Das neuronale Netzwerk wird von den Autoren mit ihren bisherigen Erfahrungen der Profilierung von Verdichtern trainiert. Es gibt als Ausgangswerte die Winkel der Skelettlinie, die Dickenverteilung sowie den Totaldruckverlust am Auslegungspunkt unter den Eingabedaten des Strömungsfeldes an (Abb. 15.4) und wurde entsprechend den Hinweisen von Duch und Jankowski [71] ausgelegt. Es basiert auf sigmoiden, radial basierten linearen Übertragungsfunktionen und wurde in MATLAB® programmiert. Von den ursprünglich als signifikant identifizierten Einflussgrößen, wie der Mach-Zahl an Ein- und Austritt, den relativen Ein- und Austritts-

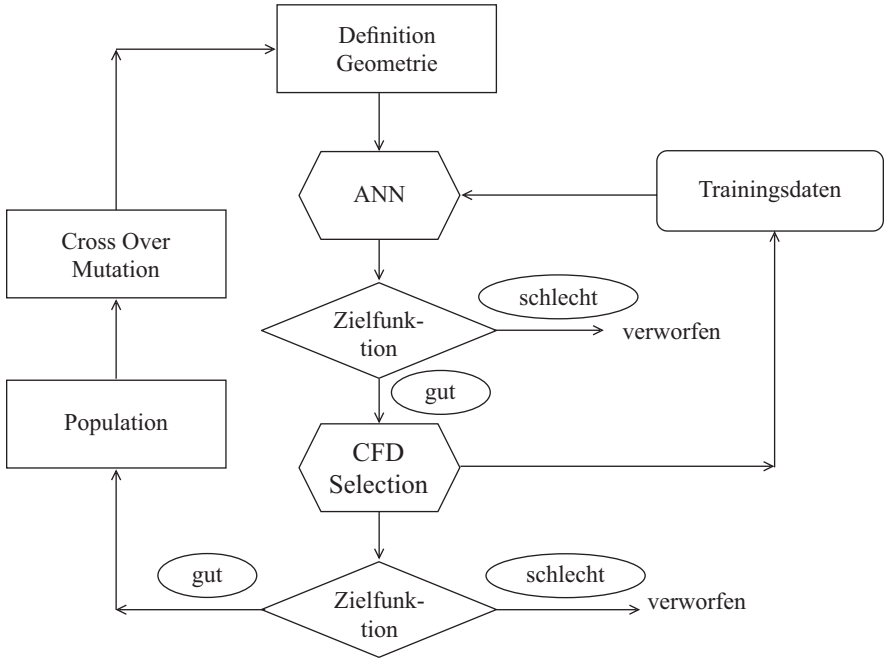


Abb. 15.4 Optimierungsprozess eines Verdichterprofils basierend auf einem genetischen Algorithmus unterstützt durch ein neuronales Netzwerk (ANN)

winkeln, das Dicken-/Sehnenverhältnis, das Abstands-/Sehnenlängenverhältnis, den Ein- und Austritts-Reynolds-Zahlen, der Axialgeschwindigkeit, dem Inklinationswinkel der Stromröhre, die meridionale Sehnenlänge und dem Staffelungswinkel wurde nach einer Analyse die Eintritts-Mach-Zahl, der Ein- und Austrittswinkel, sowie die Dicken- und Skelettlinienverteilung als Eingabegrößen gewählt.

Mit dem anhand von CFD-Daten und von Erfahrungswerten trainierten neuronalen Netz wählen Huppertz et al. [20] die jeweiligen optimalen Profile aus.

Ein Optimierungsverfahren basierend auf einem genetischen Algorithmus und neuronalen Netzen wurde von Aulich und Siller [72] und Voss et al. [73] publiziert. Goinis und Nicke [74] optimieren mit diesem Verfahren ein Casing treatment inklusive der Rotorbeschaufelung zur Erhöhung von Pumpgrenzenabstand und Wirkungsgrad eines vierstufigen transsonischen Verdichters mit Vorleitreihe.

15.7 „Non uniform rational Bezier-Spline“ Oberflächen, NURBS

Im Allgemeinen kann die überströmte Oberfläche geometrisch in Abhängigkeit der Ortskoordinaten $f(r, s, x) = 0$ beschrieben werden, wobei r den Radius, s die Umfangskoordinate und x die axiale Koordinate bezeichnen. Insbesondere bei der Beschreibung von Wandprofilierungen müssen nichtrotationssymmetrische Strukturen, Nuten und Kanäle modelliert werden. In diesem Zusammenhang kommen hauptsächlich zwei Verfahren zum Einsatz. Einerseits werden nicht gleichförmige rationale Bezier-Spline-Funktionen („non uniform rational Bezier-Spline Surface“ – NURBS) eingesetzt, andererseits werden die Oberflächen über kontinuierliche statistische Verteilungsfunktionen als Leitkurven zur Interpolation der Oberfläche genutzt. Entsprechend Heinichen et al. [75] können die Ecken der Deckband-Plattformen der Rotor-Stator-Trennebene als Start- und Endpunkt der dreidimensionalen Kontur dienen. Die Symmetrie zwischen den Teilungen ergibt die umfangsmäßige Ausdehnung. Als Hauptparameter zur Beschreibung der Oberfläche werden die achssymmetrische Verschiebung des Radius Δr_1, die Tiefe der Nut Δs und die Phasenverschiebung Δr_2 der Störung erster Ordnung verwendet. Die Oberfläche ergibt sich nach Piegl und Tiller [76] zu

$$S(x,s) = \sum_{i=0}^{n}\sum_{j=0}^{m} B_{i,n}(x)\cdot B_{j,m}(s)\cdot P_{i,j} \quad 0 \le (x,s) \le 1. \tag{15.7}$$

Da jedoch die umfangsmäßige Periodizität über den Term der radialen Höhe definiert wird, während die umfangsmäßige Symmetrie durch den Höhengradienten festgelegt wird, wird bei den umfangsmäßigen Randbedingungen der radiale Gradient in Umfangsrichtung ungleich Null, was letztendlich zu Problemen bei der Definition der Rundungsradien vom Blatt zur Blattform (Filets) führen kann, die lokal eine Null-Gradienten-Oberfläche besitzen können [77].

Reutter et al. [78] schlagen daher vor, die Nuten in der Blattform eines Axialverdichters mit einer Leitkurve auf der Oberfläche zu parametrisieren. Die erste Linie befindet sich zwischen dem Eintritt des Strömungskanals und der Vorderkante des Blattes, die zweite in der Mitte der Blattform. Die dritte Kurve wiederum zwischen dem Auslass des Strömungskanals und der Hinterkante des Blattes. Hierbei bezeichnen die Ein- und Auslassebene des Strömungskanals die axialen Ebenen der Diskontinuität der Oberflächen zwischen dem rotierenden und feststehenden Teil der Nabe und des Gehäuses.

Die Leitlinien werden über eine kontinuierliche statistische Verteilung jeweils durch die Parameter der umfangsmäßigen Position des Nutenmaximums $\mu(x)$, der Nutentiefe RD und der Nutenweite σ beschrieben. Die Nute wird über Polynome interpoliert verbunden. Im Allgemeinen wird die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung als normale Gauß-Verteilung definiert [79] oder nach Reutter et al. [78] über eine allgemeine Gauß-Verteilung, mit den Parametern ($-1 \leq RD \leq -3{,}0 \leq \mu \leq 60$, $\sigma = 40$).

Alternativ zur Gauß-Verteilung kann auch die Beta-Funktion benutzt werden [80]. Diese hat den Vorteil, dass sie zwischen den Werten (0,1) definiert ist und nicht zwischen $(-\infty, \infty)$ wie die Gauß-Verteilung.

15.8 Adaptive Parametrisierung mit der Free-Form Deformation Formulierung

Um auch die komplexe Umströmung des Profils mit starken Verdichtungsstößen und komplexen Wechselwirkungen mit der Grenzschicht und Spaltströmung sowie Ablöseblasen zu simulieren, ist eine Parametrisierung des Profils erforderlich, die es erlaubt, komplexe Konturverläufe mit geringem Aufwand zu beschreiben. Die Optimierung des Blattes erfolgt üblicherweise durch die Intension des Konstrukteurs durch die Beeinflussung der Strömung durch Neigung der Schaufeln (lean), durch Pfeilung (sweep) oder durch Anpassen von Ein- und Austrittswinkel (re-cambering). Alternativ verwendet die von Coquillart [81] beschriebene Free-Form Deformation Formulierung (FFD) ein Gitter mit Kontrollpunkten, die außerhalb der Profilkontur liegend eineindeutig die Kontur beschreiben. Die Änderung der Position dieser Kontrollpunkte variiert gleichzeitig eindeutig die Profilgeometrie. Objekte die im Ausgangsvolumen enthalten waren, werden durch eine direkte Abbildung deformiert. Die einzelnen Profile werden radial extrapoliert und zu einer Blattgeometrie zusammengesetzt. Diese Formulierung erlaubt gegenüber einer konventionellen Parametrisierung eine deutlich höhere Flexibilität in der Beschreibung von Profilkonturen.

John et al. [82] legen die Free-Form Deformation Formulierung zur adaptiven Parametrisierung der Profilgeometrie des NASA Rotors 37 zugrunde, um ein hoch belastetes transsonisches Profil zu entwickeln. Durch einen S-Schlag auf der Hälfte der Sehnenlänge wird eine Vorverdichtung erreicht, um die Stoßverluste durch Absenkung der Mach-Zahl zu reduzieren, wie bereits von Ginder und Calvert [83] vorgeschlagen wurde. Durch den

Einsatz von 3D-Optimierungsmethoden können bi-stabile Zustände vermieden werden. Am Eintritt wird die radiale Verteilung des Totaldruckes und der Temperatur basierend auf Messwerten von Dunham [84] vorgegeben, während am Austritt der umfangsmäßig und radial ausgemischte Massenstrom festgesetzt ist. Am Umfang des Sektors gelten periodische Randbedingungen. Die Ergebnisse wurden mit den publizierten Messwerten [85] in akzeptabler Übereinstimmung validiert, wobei der Wirkungsgrad um 2 % unterschätzt wurde. Über eine Analyse der Oberfläche konnte gezeigt werden, welche lokalen Verschiebungen zu einer Wirkungsgraderhöhung unter Berücksichtigung der Stoßlage, der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung sowie der Ablösungen führen. Auffallend ist, dass sich das sensibelste Areal in der Blattmitte vor dem Stoß befindet und nicht wie vermutet am Ort des stärksten Stoßes in der Nähe der Blattspitze. Allerdings zeigt die Analyse der Blattoberfläche, dass der statische Druck in der Blattmitte am tiefsten ist und sich somit in der Blattmitte der stärkste Stoß ausbildet.

Die Optimierung erfolgte anhand einer meta-assembly Multi-point-Approximation-Methode (MAM) nach Shahpar [86], wobei die einzelnen Simulationen nach der DoE ausgewählt wurden, um die Anzahl der Simulationen zu reduzieren. Bei einer Kapazität am Austritt von 97 % des kritischen Durchsatzes und in einem Bereich des Druckverhältnisses von ± 1,5 % wurde der Wirkungsgrad durch die Anpassung von insgesamt 54 Parametern optimiert. In Nabennähe ändert sich das optimierte Profil kaum, während im Mitteschnitt der S-Schlag deutlich sichtbar wird. Zur Spitze hin tritt eine leichte Neigung auf.

Literatur

1. Shang EB, Wang ZQ (1991) A perspective and effective way to improve the compressor performance. In: Proceeding of international gas turbine congress, IGTC-13, Yokohama 1991
2. Deich ME, Gubalev AB, Filippov GA, Wang ZQ (1962) A new method of profiling the guide Van Cascade of stage with small ratios diameter to length. Tepli energetika 8:42–46
3. Filippov GA, Wang ZQ (1963) The calculation of axial symmetric flow in an turbine stage with small ratio of diameter to blade length. J Moscow Power Inst 47:63–78
4. Wang ZQ, Su JX, Zhong J (1994) The effect of pressure distribution in a three-dimensional flow field on the type of curved blade. In: Proceedings of ASME 1994 international gas turbine and aeroengine congress and exposition, BD 1: turbomachinery, ASME paper 94-GT-400, Den Haag, Holland, 13–16 Juni 1994
5. Bliss DB, Hayden RP, Murry BS (1976) Design considerations for novel low source noise transonic Fan Stage. In: Proceedings of the 3rd aeroacoustics conference, paper AIAA-1976-577, Palo Alto, Kalifornien, Vereinigte Staaten von Amerika, 20–23 Juli 1976
6. Lucas RG, Woodard RP, Mackinnon MJ (1978) Acoustic evaluation of a novel swept rotor fan. In: Proceedings of the 11th fluid and plasma dynamics conference, paper AIAA-1978-1121, Seattle, Washington, Vereinigte Staaten von Amerika, 10–12 Juli 1978
7. Wennerstrom AJ, Frost GR (1976) Design of a 1500ft/sec, transonic, high-trough-flow, single-stage axial-flow compressor with low hub/tip ratio. AFARL-TR-76-59, AD-B016386
8. Frank BJ, King PI (1994) Effects of leading edge sweep on stall inception in a high-speed single-stage compressor. In: Proceedings of the 30th joint propulsion conference and exhibit, paper AIAA-1994-2696, Indianapolis, Indiana, Vereinigte Staaten von Amerika, 27–29 Juni 1994

9. Boger KM, King PI, Copenhaver WW (1993) Stall inception in single stage high-speed compressor with straight and swept leading edges. In: Proceedings of the 29th joint propulsion conference and exhibit, paper AIAA-1993-1870, Monterey, Kalifornien, Vereinigte Staaten von Amerika, 28–30 Juni 1993
10. Köller U, Mönig R, Küsters B, Schreiber H-A (2000a) Development of advanced compressor airfoils for heavy-duty gas turbines – part I: design and optimization. In: Proceedings of ASME 1999 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 99-GT-095, Indianapolis, Indiana, Vereinigte Staaten von Amerika, 7–10 Juni 2000
11. Köller U, Mönig R, Schreiber H-A (2000b) Development of advanced compressor airfoils for heavy-duty gas turbines – part II: experimental and theoretical analysis. In: Proceedings of ASME 1999 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 99-GT-096, Indianapolis, Indiana, Vereinigte Staaten von Amerika, 7–10 Juni 2000
12. Bueche D, Guidati G, Stollm P (2003) Automated design optimization of compressor blades for stationary large-scale turbomachinery. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 6: Turbo Expo 2003, parts A and B, paper GT2003-38421, Atlanta, Georgia, Vereinigte Staaten von Amerika, 16–19 Juni 2003
13. Sieverding F, Ribi B, Casey M, Meyer M (2004) Design of industrial axial compressor blade sections for optimal range and performance. ASME J Turbomach 126(2):323–331
14. Keskin A, Dutta AK, Bestle D (2006) Modern compressor aerodynamic blading process using multi-objective optimization. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90206, Barcelona, Spanien, 8–11 Mai 2006
15. Benini E (2004) Neural networks for pattern recognition. Oxford University Press, Oxford
16. Jang C-M, Kim K-Y (2005) Optimization of blade sweep in a transonic axial compressor rotor. JSME Int J B Fluid Thermal Eng 48(4):793–801
17. Lian Y, Liou MS (2005) Aerostructural optimization of a transonic compressor rotor. J Propuls Power 22(4):880–888
18. Ellbrant L, Eriksson L-F, Martensson H (2013) Balancing efficiency and stability in the design of transonic compressor stages. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2013: turbine technical conference and exposition, Bd 6B: turbomachinery, paper GT2013-94838, San Antonio, Texas, Vereinigte Staaten von Amerika, 3–7 Juni 2013
19. Fox RW, McDonald AT, Pritchard PJ (2004) Introduce to fluid mechanics, 6. Aufl. Wiley, Hoboken
20. Huppertz A, Flassig PM, Swoboda M (2007) Knowledge-based 2D blade design using multi-objective aerodynamic optimisation and a neuronal network. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-28204, Montreal, Kanada, 14–17 Mai 2007
21. Schittkowski K (1986) NLPQL: A Fortran subroutine solving constrained nonlinear programming problems. Ann Oper Res 5(2):485–500
22. Deb K (2001) Multi-objective optimization using evolutionary algorithms. Wiley, Chichester
23. Moberg L, Guidat G, Savic S (2006) Automated blade optimisation and 3D CFD analysis for an axial multistage GT compressor redesign. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90747, Barcelona, Spanien, 8–11 Mai 2006
24. Box GEP, Draper NR (2007) Response surfaces, mixtures, and ridge analyses. Wiley, Hoboken. ISBN 9780470072769
25. Kuzmenko ML, Shmotin YN, Egorov IN, Federchin KS (2007) Optimization of the gas turbine engine parts using methods of numerical simulation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo

2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, Montreal, Kanada, 14–17 Mai 2007
26. Siddappaji K, Turner MG, Merchant A (2012) General capability of parametric 3d blade design tool for turbomachinery. In: ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 8: Turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2012-69756, Kopenhagen, Dänemark, 11–15 Juni 2012
27. Nemnen AF, Turner MG, Siddappaji K, Galbraith M (2014) A smooth curvature-defined mean-line section option for a general turbomachinery geometry generator. In: ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2B: turbomachinery, paper GT2014-26363, Düsseldorf, Deutschland, 16–20 Juni 2014
28. Wu JZ, Ma HY, Zhou MD (2006) Vorticity and vortex dynamics. Springer, New York
29. Wu JZ, Wu H, Li QS (2009) Boundary vorticity flux and engineering flow management. Adv Appl Math Mech 1(3):353–366
30. Wu J, Lu X, Yang Y, Zhang R (2010) Vorticity dynamics in complex flow diagnosis and management. In: Proceedings of the 13th Asian congress of fluid mechanics, Dhaka, Bangladesch, 17–21 Dezember 2010
31. Yang Y, Wu H, Li Q, Zhou S, Wu J (2008) Vorticity dynamics in axial compressor flow diagnosis and design. ASME J Fluid Eng 130(4):041102-1-9
32. Li Q, Wu H, Guo M, Wu J (2010) Vorticity dynamics in axial compressor flow diagnosis and design – part II: methodology and application of boundary vorticity flux. ASME J Fluid Eng 132(1):011102-1-12
33. Chen H, Turbner MG, Siddapaji K, Mahmood SMH (2016) Vorticity dynamics based flow diagnosis for a 1,5-stage high pressure compressor with an optimized transonic rotor. In: Proceedings ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-56682, Seoul, Südkorea, 13–17 Juni 2016
34. Zangeneh M (1991) A compressible three-dimensional design method for radial and mixed flow turbomachinery blades. Int J Numer Methods Fluids 13:599–624
35. Zangeneh M, Goto A, Harada H (1987) On the design criteria for suppression of secondary flows in centrifugal and mixed flow impellers. In: ASME 1997 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 97-GT-393, Orlando, Florida, Vereinigte Staaten von Amerika, 2–5 Juni 1987
36. Ashihara K, Goto A (1999) Improvements of pump suction performance using 3D inverse design method. In: Proceedings of the 3rd ASME/JSME joint fluids engineering conference, paper FEDSM99-6846, San Francisco, Kalifornien, 18–23 Juli 1999
37. Leonard O, Braembussche RA (1992) Design method for subsonic and transonic cascade with prescribed Mach number distribution. ASME J Turbomach 114(3):553–560
38. Dang TQ, Nerurkar AC, Reddy DR (1997) Design modification of rotor 67 by 3D inverse method – inviscid-flow limit. In: Proceedings of ASME 1997 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: aircraft engine; marine; turbomachinery; microturbines and small turbomachinery, paper 97-GT-484, Orlando, Florida, Vereinigte Staaten von Amerika, 2–5 Juni 1997
39. Choo BMF, Zangeneh M (2002) Development of an (adaptive) unstructured 2-D inverse design method for turbomachinery blades. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2002: power for land, sea, and air, Bd 5: Turbo Expo 2002, parts A and B, paper GT2002-30620, Amsterdam, Holland, 3–6 Juni 2002
40. Dang T (1995) Inverse method for turbomachine blades using shock-capturing techniques. In: Proceedings of the 31st joint propulsion conference and exhibit, AIAA paper 95-2465, San Diego, Kalifornien, Vereinigte Staaten von Amerika, 10–12 Juli 1995

41. Demeulenaere A, Leonard O, Braembussche R (1997) A two-dimensional Navier-Stokes inverse solver for compressor and turbine blade design. Proc Inst Mech Eng A 211(Part A):299–307
42. Tiow W, Zangeneh M (1998) A viscous transonic inverse design method for turbomachinery blades, part I: 2D cascades. In: Proceedings of the ASME 1998 international gas turbine and aeroengine congress and exhibition, Bd 1: turbomachinery, paper 98-GT-125, Stockholm, Schweden, 2–5 Juni 1998
43. Tiow W, Yiu C, Zangeneh M (2002) Application of simulated annealing to inverse design of transonic turbomachinery Cascades. Proc Inst Mech Eng A 216(1):59–73(15)
44. Demeulenaere A, Leonard O, Van den Braembussche R (1998) Three-dimensional inverse method for turbomachinery blading design. ASME J Turbomach 120(2):247–255
45. Watanabe H, Zangeneh M (2003) Design of the blade geometry of swept transonic fans by 3D inverse design. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 6: Turbo Expo 2003, parts A and B, paper GT2003-38770, Atlanta, Georgia, Vereinigte Staaten von Amerika, 16–19 Juni 2003
46. Medd AJ, Dang TQ, Larosiliere LM (2003) 3D inverse design loading strategy for transonic axial compressor blading. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 6: Turbo Expo 2003, parts A and B, paper GT2003-38501, Atlanta, Georgia, Vereinigte Staaten von Amerika, 16–19 Juni 2003
47. Hobbs DE, Weingold HD (1984) Development of controlled diffusion airfoils for multistage compressor application. ASME J Eng Gas Turbine Power 106(2):271–278
48. Steiner W, Eisenberg B, Starken H (1991) Design and testing of a controlled diffusion airfoil cascade for industrial compressor application. ASME J Turbomach 113(4):583–590
49. Dunker R, Rechter H, Starken H, Weyer H (1984) Redesign and performance of a transonic axial compressor stator and equivalent plane cascades with subsonic controlled diffusion blades. ASME J Eng Gas Turbine Power 106(2):279–287
50. Sonoda T, Yamaguchi Y, Arima T, Olhofer M, Sendhoff B, Schreiber H-A (2003) Advanced high tuning compressor airfoils for low Reynolds number condition – part I: design and optimization. ASME J Turbomach 126(3):350–359
51. Schreiber H-A, Steinert W, Sonoda T, Arima T (2004) Advanced high turning compressor airfoils for low Reynolds number condition – part II: experimental and numerical analysis. ASME J Turbomach 126(4):482–492
52. Hu P, Choo B, Zangeneh M, Rahmati M (2006) On design of transonic fan rotors by 3D inverse design method. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-91173, Barcelona, Spanien, 8–11 Mai 2006
53. Mileshin VI, Orekhov IK, Shchipin SK, Startsev AN (2007) 3D inverse design of transonic Fan rotors efficient for a wide range of RPM. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, paper GT2007-27817, Montreal, Kanada, 14–17 Mai 2007
54. Mileshin VI, Orekhov IK, Shchipin SK, Startsev AN (2004) New 3D inverse Navier-Stokes based method used to design turbomachinery blade rows. HAT-FED04, Charlotte North Carolina, Vereinigte Staaten von Amerika, HT-FED-2004-56436, 11–15 Juli 2004
55. Ahmed R, Lawerenz M (2003) On the aeromechanical-design of multistage axial compressors using parallel optimisation algorithms. In: Proceedings of the 16th symposium on airbreathing engines, Number ISABE 2003-17, 31.8.–5.9. 2003, Ohio, Cleveland
56. Rai M (2004) Multiple-objective optimization with differential evolution and neural networks. NASA Ames Research Centre, VKI Lecture Series
57. Giannakoglou KC (2004) Neural network assisted evolutionary algorithms in aeronautics and turbomachinery. VKI Lectures

58. Faller W, Schreck S (1996) Neural networks: applications and opportunities in aeronautics. Prog Aerosp Sci 32(5):433–456
59. Van den Braembussche RA (2004) Fast multidisciplinary optimisation of turbomachinery components. VKI Lecture Series
60. Sacks J, Welch WJ, Mitchell TJ, Wynn HP (1989) Design and analysis of computer experiments. Stat Sci 4(4):409–435
61. Welch WJ, Mitchell TJ, Wynn HP (1992) Screening predicting and computer experiments. Technometrics 34(1):15–25
62. Voss C, Aulich M, Kaplan B, Nicke E (2006) Automated multi-objective optimization in axial compressor blade design. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90420, Barcelona, Spanien, 8–11 Mai 2006
63. Dorfner C, Nicke E, Voss C (2007) Axis-asymetric profiled endwall design using multi-objective optimization linked with 3D RANS-flow-simulations. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2007: power for land, sea, and air, Bd 6: Turbo Expo 2007, parts A and B, GT2007-27268, Montreal, Kanada, 14–17 Mai 2007
64. Fausett L (1994) Fundamentals of neural networks: architectures, algorithms and applications. Prentice Hall, Englewood Cliffs
65. Bishop CM (1995) Neural networks for pattern recognition. Oxford University Press, Oxford
66. Ripley BD, Pattern BD (1996) Recognition and neural networks. Cambridge University Press, Cambridge
67. Lo CF, Shi GZ (1991) Neural network bases expert system for compressor stall monitoring. In: Proceedings of 27th joint propulsion conference, AIAA paper 91-250000, Sacramento, Kalifornien, Vereinigte Staaten von Amerika, 24–26 Juni 1991
68. Dornberger R, Buece D, Stoll P (2000) Multidisciplinary optimization in turbomachinery design. In: Proceedings of European congress on computational methods in applied sciences and engineering ECCOMAS 2000, Barcelona, Spanien, September 11–14 2000
69. Pierret S, Demeulenaere A, Gouverner B, Hirsch, Ch (2000) Designing turbomachinery blades with the function approximation concept and the Navier-Stokes equations. In: Proceedings of the 8th AIAA/NASA/USAF/ISSMO symposium on MDO, Long Beach, Kalifornien, Vereinigte Staaten von Amerika, 6–8 September 2000
70. Vadivelan C, Chandar DDJ (2005) Transonic Airfoil design using artificial neural networks. In: Proceedings of the 8th annual CFD symposium, Bangalore, 2005
71. Duch W, Jankowski N (2001) Transfer functions: hidden possibilities for better neural networks. In Proceedings of the 9th European symposium on artificial neural networks, Brügge, Belgien, S 81–94, 2001
72. Aulich M, Siller U (2011) High dimensional constrained multiobjective optimization of a fan stage. In: Proceedings of ASME 2011 Turbo Expo: turbine technical conference and exposition, Bd 7: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2011-45618, Vancouver, Kanada, 6–10 Juni 2011
73. Voß C, Aulich M, Raitor T (2014) Meta-model assisted aeromechanical optimization of a transonic centrifugal compressor. In: Proceedings of the 15th international symposium on transport phenomena and dynamics of rotating machinery, ISROMAC-15, Honolulu, Hawaii, 24–28 Februar 2014
74. Goinis G, Nicke E (2016) Optimizing surge margin and efficiency of a transonic compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57896, Seoul, Südkorea, 13–17 Juni 2016

75. Heinichen F, Gümmer V, Plas A, Schiffer HP (2011) Numerical investigation of the influence of non-axisymmetric hub contouring on the performance of a shrouded axial compressor stator. CEAS Aeronaut J 2(1):89–98
76. Piegl L, Tiller W (1997) The NURBS book, Monographs in visual communication, 2. Aufl. Springer, Berlin
77. Obaida HMB, Kawase M, Rona A, Gostelow JP (2016) Some perspectives on the treatment of three-dimensional flows on axial compressor blading. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57617, Seoul, Südkorea, 13–17 Juni 2016
78. Reutter O, Hervé S, Nicke E (2009) Automated optimization of the non-axisymmetric hub endwall of the rotor of an axial compressor. In: Proceedings of the 10th European conference on turbomachinery, Lappeenranta, Finnland, S 1–11, 2009
79. Ma Z (2011) Non-gaussian statistical models and their applications. PhD. Thesis, KTH – Royal Institute of Technology, Stockholm
80. Devore J (2015) Probability and statistics for engineering and the sciences, 8. Aufl. Cengage Learning, Endover Hampshire
81. Coquillart S (1990) Extended free-form deformation: a sculpturing tool for 3D geometric modeling. Comput Graph 24(4):187–196
82. John A, Shahpar S, Qin N (2016) Alleviation of shock-wave effects on a highly loaded axial compressor through novel blade shaping. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57550, Seoul, Südkorea, 13–17 Juni 2016
83. Ginder R, Calvert W (1987) The Design of an Advanced Civil Fan Rotor. ASME J Turbomach 109(3):340–345
84. Dunham J (1998) CFD validation for propulsion system components. AGARD advisory report 355, Neuilly-Sur-Seine, France
85. Chima RV (2009) SWIFT code assessment for two similar transonic. In: Proceedings of the 47th AIAA aerospace sciences meeting including the new horizons forum and aerospace exposition, Orlando, Florida, Vereinigte Staaten von Amerika, 5–8 Januar 2009
86. Shahpar S (2005) SOPHY: an integrated CFD based automatic design optimization system. In: Proceedings of the international symposium on air breathing engines (ISABE), ISABE-2005-1086 München, Deutschland, 4–9 September 2005

Messverfahren

16

Traditionell werden in Turbomaschinen neben Temperaturen der Totaldruck im Strömungsfeld sowie statische Drücke an den Wänden der Bauteile gemessen. Aus den Druckmessungen werden Geschwindigkeiten abgeleitet. Je nach Bauart und Messprinzip ergeben sich zeitlich gemittelte oder zeitlich aufgelöste Verläufe.

Das vertiefte Verständnis der Verdichterströmung sowie der Fortschritt in der Auslegung von Hochleistungsverdichtern ist wesentlich auf die Möglichkeiten der nicht-intrusiven Vermessung des instationären Strömungsfeldes selbst in den Strömungskanälen des Laufrades oder im Blattspitzenspalt zurückzuführen. Neben der Vermessung des Druckfeldes mit Sonden kommen zunehmend mehrdimensionale nicht-intrusive Messverfahren, wie die Particle Image Velocimetry (PIV), die Laser-Doppler Anemometrie (LDA) oder die Phasen-Doppler Anemometrie (PDA) zum Einsatz.

Optische Messtechniken erfordern, dass dem Trägergas Teilchen zugegeben werden, damit deren Streulicht von einer Kamera detektiert werden kann. Diese Partikelzugabe wird auch als Seeding bezeichnet. Um gute Messergebnisse zu erhalten, werden an die Streulichtpartikel folgende Anforderungen gestellt:

- Der Partikeldurchmesser muss klein genug sein, um der Strömung möglichst schlupffrei folgen zu können.
- Die Partikel müssen groß genug sein, um detektiert werden zu können.
- Die Partikel müssen eine ähnliche Dichte wie der Trägerstoff haben, um die Strömung nicht zu verfälschen.
- Weiterhin sollte eine homogene Verteilung im Messfeld vorhanden sein.

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9_16

16.1 Druckmessung

Die Vermessung des Druckes gibt klassischerweise Aufschluss über die Strömungszustände. Zu unterscheiden ist der in der Strömung vorliegende statische Druck vom Totaldruck, der an sich eine volumenbezogene Energiebilanz aus Druckenergie und kinetischer Energie darstellt, $p_{\text{tot}} = p + \frac{\rho}{2} \cdot c^2$.

16.1.1 Grundlegendes

Entsprechend kann bei Kenntnis beider Druckwerte sowie der Dichte, bzw. der Temperatur mit der Annahme des Vorliegens eines idealen Gases auf die Strömungsgeschwindigkeit geschlossen werden. Prinzipiell kommen drei Ausführungen von Druckmessstellen zur Anwendung (Abb. 16.1).

Über eine Wandbohrung (links), die vertikal zur Wand mit scharfer Kante ausgeführt sein muss und die weder mit Grat versehen noch angesenkt sein darf, wird der statische Druck $p_{\text{Wand}} = p_{\text{k}} = p_{\text{stat}}$ gemessen. Muss der geodätische Höhendruck berücksichtig werden, so misst man

$$p_{\text{Wand}} = p_{\infty} + \rho_{\text{F}}\, g \cdot h.$$

Die statische Drucksonde innerhalb der Strömung (*Mitte*) misst ebenfalls den in der Strömung herrschenden Druck $p_{\text{stat}} = p$, bzw. mit Berücksichtigung des geodätischen Höhendrucks

$$p_{\text{Wand}} = p_{\infty} + \rho_{\text{F}} \cdot g \cdot h. \tag{16.1}$$

Um den Totaldruck zu messen, muss sich die Messöffnung im Staupunkt befinden, an dem keine Strömungsgeschwindigkeit herrscht. Eine derartige Anordnung wird als Staudrucksonde, bzw. Pitot-Rohr bezeichnet. Man misst $p_{\text{Pitot}} = p_{\text{tot}} = p + p_{\text{dyn}}$. Entsprechend

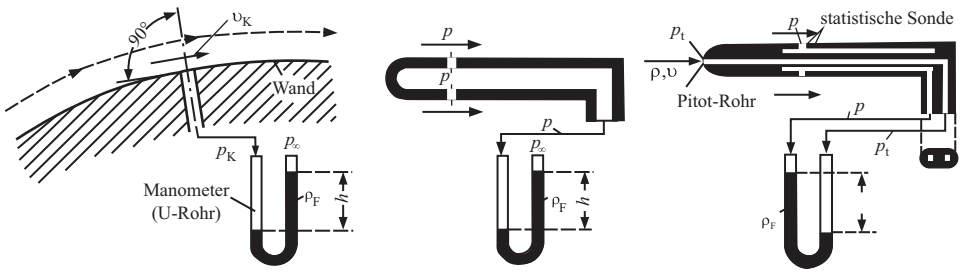


Abb. 16.1 Druckmesssonden, Wanddruckmessung (*links*), statische Druckmessung (*Mitte*), Prandtl-Rohr (Totaldruck, statischer Druck, Geschwindigkeit falls *T* bekannt)

kann durch die Messung beider Drücke, als Prandtl-Rohr bezeichnet, aus der Differenz von Totaldruck und statischem Druck die Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden.

Unter der Annahme einer Dichte unveränderlichen Strömung ergibt sich für die gemessene Druckdifferenz $p_{dyn} = p_t - p = \frac{\rho}{2} \cdot c^2 =: \overline{q}$ die Strömungsgeschwindigkeit zu

$$c = \sqrt{\frac{2}{\rho} \cdot \left(p_{tot} - p\right)} = \sqrt{2 \cdot g \cdot \frac{\rho_F}{\rho} \cdot h} \tag{16.2}$$

mit der geodätischen Höhe h der Flüssigkeitssäule.

Ab einer relativen Luftfeuchte von φ > 50 % ist der Einfluss der Feuchte auf die spezifische Gaskonstante R, die in die Berechnung der Luftdichte ρ eingeht, zu berücksichtigen, d. h. der Wert der spezifischen Gaskonstante von trockener Luft R_t ist mit der Dichte $\rho = \frac{p}{R_f \cdot T}$ zu korrigieren, wobei R_f die um die relative Luftfeuchte φ korrigierte spezifische Gaskonstante von Luft darstellt.

$$R_f = \frac{R_t}{1 - \frac{\varphi \cdot p_d}{p} \cdot \left(1 - \frac{R_t}{R_d}\right)} = \frac{287{,}5}{1 - 0{,}3773 \cdot \frac{\varphi \cdot p_d}{p}}, \tag{16.3}$$

mit

$R_t = 287{,}05$ J/kg K	spez. Gaskonstante von trockener Luft
$R_d = 461$ J/kg K	spez. Gaskonstante von Wasserdampf
φ	relative Luftfeuchte
p_d	Sättigungsdampfdruck von Wasser in Luft
p	Luftdruck

Der Sättigungsdampfdruck von Wasser in Luft p_d kann bei vorliegender Temperatur T entweder einer Dampftafel entnommen oder über die Magnus-Formel berechnet werden

$$p_d = 611{,}213 \cdot e^{\left(\frac{17{,}5043 \cdot (T - 273{,}15)}{241{,}2 + (T - 273{,}15)}\right)} \left[Pa\right] \text{ mit der Lufttemperatur } T. \tag{16.4}$$

16.1.2 Messung subsonischer Geschwindigkeiten (*Ma* < 1,0) mit Drucksonden

Zur Messung der Fluidgeschwindigkeit nach Betrag und Richtung werden Mehrlochsonden eingesetzt. Aus der relativen Aufteilung des statischen Druckes der einzelnen Bohrungen kann auf Betrag und Richtung der Anströmung geschlossen werden (Abb. 16.2). Um eine gute Winkelauflösung zu erreichen, werden oft Fünflochsonden verwendet, sie stellen



Abb. 16.2 Mehrlochsonden (©Vectoflow GmbH)

einen guten Kompromiss bezüglich des Aufwandes und des 3D zu vermessenden Strömungsfeldes dar.

Für eine gute Winkelauflösung, bzw. für einen weiten Bereich an Richtungsänderungen der Strömung sind auch Sonden mit deutlich mehr Bohrungen (bis zu 18) verwendet worden [1, 2].

Die Sonden müssen vor dem Gebrauch im relevanten Geschwindigkeitsfeld kalibriert werden, da sie sich im Detail durch Fertigungsungenauigkeiten unterscheiden und nur durch eine individuelle Kalibrierung eine hohe Messgenauigkeit erzielbar ist [3]. Hierzu werden in einem Windkanal Messungen unter verschiedenen, realistischen Mach-Zahlen und Anströmwinkeln durchgeführt, so dass die an den einzelnen Bohrungen auftretenden statischen Drücke korreliert werden können. Aufgrund der Ähnlichkeitstheorie werden von Hoenen et al. [4] die drei Parameter

$$\text{für die Ma} \quad \text{Zahl}\, k_{\text{Ma}} = \frac{\Delta p}{p_0}, \tag{16.5}$$

$$\text{für den Gier} \quad \text{Winkel}\, \alpha\, k_{\alpha} = \frac{p_3 - p_1}{\Delta p}, \tag{16.6}$$

$$\text{für den Nick} \quad \text{Winkelg}\, k_{\gamma} = \frac{p_4 - p_2}{\Delta p} \tag{16.7}$$

$$\text{mit}\, \Delta p = p_0 - \frac{p_1 + p_3}{2} \tag{16.8}$$

vorgeschlagen, um die gemessenen fünf Drücke der Sonde kombiniert zu beschreiben. Die Winkel und Positionen der Löcher sind in Abb. 16.3 definiert.

Der Totaldruck p_t wird über die Korrelation der Parameter

$$k_{pt} = \frac{p_t - p_0}{\Delta p} = f\left(k_{Ma}, k_{\alpha}, k_{\gamma}\right) = \sum_{i=0}^{6}\sum_{j=0}^{6}\sum_{k=0}^{6} c_{\mathrm{k_{pt}},\mathrm{ijk}}\, k_{\mathrm{Ma}}^{\mathrm{i}}\, k_{\alpha}^{\mathrm{j}}\, k_{\gamma}^{\mathrm{k}} \tag{16.9}$$

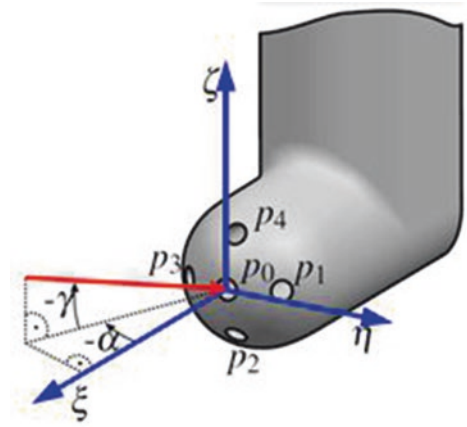


Abb. 16.3 Typische Definition der Lochpositionen und der Winkel einer Fünflochsonde

bestimmt. Im Vergleich der Sondenmessung mit Partikle-Image-Velocimetry (PIV) und Heißfilm im Nachlauf eines Stators, in dem naturgemäß ein starker Geschwindigkeitsgradient vorhanden ist, wurde festgestellt, dass ein zu naher Abstand zur Hinterkante des Profils zu großen Abweichungen der Sondenergebnisse führt, so dass der Einfluss des Strömungsfeldes korrigiert werden muss. Zusätzlich wird die Abströmung durch die Sonde beeinträchtigt.

Sanders et al. [5] führen die Kalibration mithilfe numerischer Rechnungen in einem weiten Betriebsbereich durch. Sie korrigieren ebenfalls den Fehler, der durch ein Geschwindigkeitsprofil entsteht (Abb. 16.4).

Die Sonden sind relativ einfach zu applizieren, da eine Bohrung mit Durchmesser im Millimeterbereich ausreicht. Wesentlicher Nachteil ist jedoch, dass die Strömung durchaus wesentlich beeinflusst wird. Da die erzielbaren Zeitkonstanten aufgrund der Volumina relativ groß sind, können die Sonden lediglich in stationären oder quasistationären Strömungszuständen, wie beispielsweise hinter Statoren oder in Strömungskanälen eingesetzt werden. Aufgrund der Rückwirkung der Sonde auf die Strömung hängt die Güte der Messung unter anderem von der Blockage des Strömungskanals durch die Sonde ab. Da die Größe der Störung nur schwierig messtechnisch erfassbar ist, ist die Größenordnung des Messfehlers nur schlecht abschätzbar. Werden nur flächengemittelte Mittelwerte erfasst,

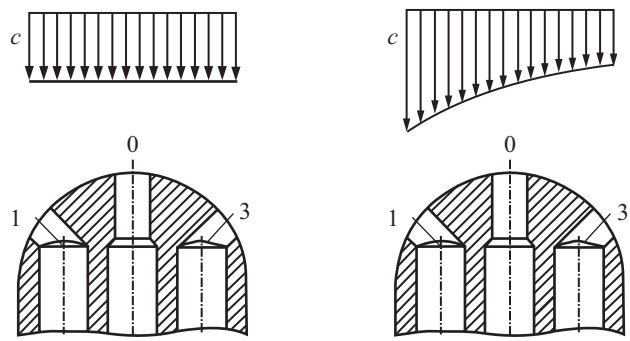


Abb. 16.4 Einfluss des Geschwindigkeitsfeldes auf die Messung mit einer Mehrlochsonde, homogene Strömung (*links*), Geschwindigkeitsprofil (*rechts*)

ist der Fehler deutlich geringer. Bei der Erfassung eines Strömungsfeldes hingegen, können verschiedene Effekte, wie beispielsweise das Strömungsprofil, die Genauigkeit der Messung stark beeinflussen. Insbesondere können dynamische Anregungen durch die Nachläufe des Rotors zu Fehlmessungen führen, da diese nicht nur durch die Mittelwerte der Strömung sondern durch die Harmonischen der Kanalströmung beeinflusst werden.

Numerische Untersuchungen zum Einfluss einer Sonde hinter einem Turbinenstator wurden u. a. von Bohn et al. [6] mit dem Ergebnis durchgeführt, dass die Blockage sowie die Wechselwirkung mit der Hinterkante sowohl den Abströmwinkel wie auch den statischen Druck vermindern. Stationäre wie instationäre 3D-CFD-Rechnungen einer Verdichterkaskade von Coldrick et al. [7] hingegen ergaben, dass die Sonde den Druckgradient im Statorkanal nicht beeinflusste. Die Verfälschung der Messwerte resultierte vor allem aus einem verminderten Durchsatz aufgrund der Blockierung der Strömung. 3D-Rechnungen eines zweistufigen Verdichters durch Herbst et al. und Aschenbruck et al. [8, 9] ergaben im Vergleich zu kalibrierten Messungen einen Abfall in der Mach-Zahl in den Nachläufen, der auf Rückwirkungen durch die Sonde zurückgeführt wurde.

Durch die endlichen Abmessungen des Sondenkopfes entstanden bei Messungen in einem Gradientenfeld der Geschwindigkeit Messfehler, deren Korrektur durch Hoenen et al. [4] vorgeschlagen werden. Sanders et al. [5] untersuchten den Einfluss einer Fünflochsonde hinter den Statoren eines Hochgeschwindigkeits-Axialverdichters numerisch. Sie analysierten den Unterschied eines zeitlich gemittelten, mit einem Fourier-transformierten Strömungsfeldes, um die Rückwirkungen auf den Rotor zu ermitteln. Es konnte gezeigt werden, dass eine numerische Kalibrierung der Sonden sowohl im Verdichteraufbau wie auch im homogenen Strömungsfeld auf gute Übereinstimmung mit Messergebnissen führt. Allerdings stellten sie eine starke Abhängigkeit der Wechselwirkung der Sonde mit dem Verdichtergitter von der jeweiligen Gittergeometrie und dem Betriebszustand fest, so dass sie die Notwendigkeit der Kalibrierung unter den jeweiligen speziellen Bedingungen hervorheben.

16.1.3 Messung trans- und supersonischer Geschwindigkeiten (*Ma* > 1,0) mit Drucksonden

Um eine hohe Genauigkeit der Messung zu erzielen, müssen Drucksonden, die im trans- oder supersonischen Geschwindigkeitsbereich eingesetzt werden sollen, unbedingt im relevanten Mach-Zahl-Bereich kalibriert werden. Beispielsweise kalibrierten Main et al. [10] eine Vierlochsonde mit pyramidenförmiger Spitze für den Mach-Zahl-Bereich von 0,5–1,2, einem Drehwinkel („pitch angle“) von ±20° und einem Kippwinkel („yaw angle“) von ±25° in einem transsonischen Kanal experimentell. Aufgrund der feinen Mach-Zahl-Einteilung ergab sich eine Kalibriermatrix mit etwa 10.000 Werten. Der Kalibrieraufwand kann durch den Einsatz numerischer Methoden verringert werden, wie Milanovic und Kalkhoran [11] an der numerischen Kalibrierung einer konischen Fünflochsonde im transsonischen Bereich zeigten. Sie setzten ein Dünnschicht Navier-Stokes-Verfahren nach

Chen [12] ein. Im Vergleich mit Windkanalergebnissen im Mach-Zahl-Bereich von 1,75–2,75 fanden sie eine gute Übereinstimmung, so dass sie empfehlen, die traditionelle experimentelle Kalibrierung durch numerische Berechnungen zu ersetzen.

Passmann et al. [13] kalibrieren eine konische Fünflochsonde des Durchmessers 2,4 mm und des halben Konuswinkels von 30°, die durch Lasersintern („direct metal laser sintering“, DMLS) gefertigt wurde. Die numerisch berechnete Kalibrierkurve wurde für den subsonischen Mach-Zahl-Bereich mit Windkanalmessungen validiert, wobei die Reaktionszeit der Sonde zu 0,25 Sekunden gemessen wurde, was mit Literaturangaben [14] übereinstimmt und kürzer ist, als die gemessene Reaktionszeit einer mit integrierten Druckaufnehmern bestückten Fünflochsonde [15].

16.1.4 Messung hochfrequenter Druckänderungen

Die Vermessung des instationären Wanddrucks kann durch piezoresistive Differenzdruckaufnehmer in der Gehäusewand erfolgen. Durch die Messung an mehreren axialen und umfangsmäßigen Positionen kann das Druckfeld in Gehäusenähe rekonstruiert werden [16–19]. Das instationäre Druckfeld des Rotors kann mithilfe eines Triggers auf der Rotorwelle den einzelnen Passagen zugeordnet und phasentreu zeitlich gemittelt werden (Ensemble-Mittelung). Piezoresistive Druckaufnehmer, z. B. der Firma Kulite, können im Frequenzbereich um 500 kHz abgetastet werden. Die Eigenfrequenz der Sensormembran liegt fertigungsbedingt in einem Bereich zwischen 130 und 150 kHz, so dass zuverlässige Messungen bis 25 kHz ermöglicht werden. Wird die Membran im Betrieb angeregt, kann eine Tiefpassfilterung Abhilfe schaffen.

Zur Analyse von Ablösungen und Strömungsverlusten ist die zeitlich hoch aufgelöste Vermessung des Nachlaufes bzw. der Turbulenzprofile der Strömung einer Turbomaschine hilfreich. Um die Drucksignale eindeutig zu identifizieren, muss die Aufnahmefrequenz mindestens das Zehnfache derjenigen der Streichfrequenz (blade passing frequency) betragen [20–22]. Zu berücksichtigen ist, dass der Abströmwinkel innerhalb einer Teilung in der Größenordnung von ± 20° schwanken kann, was aufgrund der Richtungsabhängigkeit von Sonden zu starken Ungenauigkeiten führt [23]. Insgesamt muss die Abmessung der Sonde deutlich kleiner als die aufzulösende Struktur sein [24].

Um einen möglichst hohen Frequenzbereich und kleine Strömungsstrukturen auflösen zu können, werden Sonden mit einer einzelnen Messstelle eingesetzt, da diese am kleinsten bauen, z. B. Kupferschmied et al. [24]. Ein direkt an der Oberfläche angebrachter Sensor erlaubt die höchste aufzulösende Frequenz, da hier ein minimalstes Resonanzvolumen vorliegt, wobei die starke Richtungsabhängigkeit in Kauf genommen werden muss [25]. Wird der Sensor in einem durchströmten Hohlraum untergebracht, wie dies bei sogenannten Kielsonden geschieht, ist die Winkelabhängigkeit deutlich verbessert [26]. Kiel-Druck- wie auch Kiel-Temperatursonden (Abb. 16.5) wurden speziell dafür entwickelt, den Totaldruck bzw. die Totaltemperatur einer Strömung auch bei Anströmwinkeln ungleich 0° zu messen, wobei der Totaldruck innerhalb eines Winkelbereichs von ±60° mit



Abb. 16.5 Totaldrucksonde als Kiel-Sonde (© Vectoflow GmbH)

guter Genauigkeit erfasst werden kann. Dennoch muss bei der Messung mit einem einzelnen Aufnehmer von isotroper Turbulenz ausgegangen werden.

Durch die Aufnahme mehrerer Signale kann in sogenannten Multi-Sensor-Sonden auf die Strömungsrichtung geschlossen werden [22]. Durch eine entsprechende Kalibrierung des Zusammenhangs der verschiedenen Bohrungen unter den beabsichtigten Messbedingungen können Totaldruck, statischer Druck sowie die Strömungsrichtung erfasst werden. Verschiedene Sondengeometrien und Abmessungen mit zwei bis über fünf Messbohrungen wurden ausgeführt. Insbesondere die Forderung nach hoher Frequenz- und Strukturauflösung führt zu einer extremen Miniaturisierung [27, 28]. Auch in diesem Fall erlaubt die Positionierung des Messaufnehmers an der Oberfläche die Aufnahme höchster Frequenzen [21]. Mehrlochsonden werden für drei bis sieben Bohrungen mit Kopfdurchmessern von 3 mm bis 0,9 mm für einen Winkelmessbereich um ± 70° für einen Temperaturbereich bis zu 600 °C mit einer Winkelmessgenauigkeit von ± 1° sowie einer Geschwindigkeitsmessgenauigkeit um ± 1 m/s kommerziell angeboten. Mit Kalibrierung können Geschwindigkeiten im Bereich 3 m/s bis zu $Ma = 2$ und Frequenzen bis 50 Hz vermessen werden. Bei Messungen unter transsonischen und Überschallbedingungen muss der gemessene Druck iterativ korrigiert werden, da sich vor dem Sondenkopf ein senkrechter Verdichtungsstoß ausbildet.

Mit speziellen miniaturisierten Sonden kann auch die Grenzschicht aufgelöst werden. Der Kopf einer Grenzschichtsonde besteht oft aus einem Kegel, dessen Ende in ein Röhrchen übergeht. Durch den S-Schlag des Röhrchens sind Messungen unmittelbar vor der Gehäusewand möglich. Ein derartiger Aufbau setzt die Messposition der Grenzschichtsonde weit vor den Einflussbereich des Sondenschafts oder der Bohrung in der Gehäusewand. Durch eine statische Druckbohrung im Gehäuse kann das vermessene Totaldruckprofil bis zur Wand interpoliert werden. Mithilfe der Grenzschichtsonde kann auch das radiale Geschwindigkeitsprofil vermessen werden, um realistische Eintrittsbedingungen für die numerische Simulation zur Verfügung zu stellen.

Um einerseits die kleinen Abmessungen und die hohe Frequenzauflösung der Einzelsonde zu erhalten und andererseits dennoch Informationen über Totaldruck, Druck und

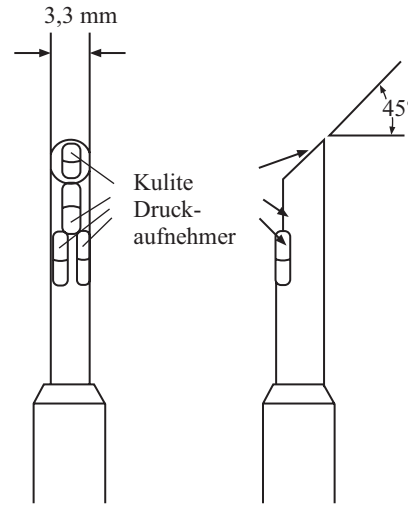


Abb. 16.6 NASA-Sonde mit vier Kulite-Sensoren

Strömungsgeschwindigkeit zu erhalten, fügten Pfau et al. [29] Messungen einer Einzelsonde, die auf einer Oberfläche montiert war, unter verschiedenen Winkeln zu einer virtuellen Vier- oder Fünflochsonde zusammen. Durch eine Kalibrierung erlaubt die Korrelation der Einzelmessungen eine Auswertung wie bei einer Mehrfachlochsonde, wobei allerdings vorausgesetzt werden muss, dass die Strömung stationär ist, da die Einzelmessungen in zeitlicher Folge durchgeführt werden. Auch Ferrar et al. [30] vermaßen den Einfluss von Einlaufstörungen auf einen Triebwerksfan mit einer virtuellen Fünflochsonde und zeigen die gute Übereinstimmung der stationären Ergebnisse mit denen einer Mehrlochsonde. Die stark instationären turbulenten Druckschwankungen konnten allerdings nur mit der Mehrlochsonde erfasst werden. Die zeitaufgelöste Messung erfolgte mit einer Sonde mit vier aufgebrachten Messstellen aus Kulite-Sensoren (Abb. 16.6). Damit waren Umlenk- und Gierwinkel sowie der Totaldruck und der statische Druck zeitaufgelöst zugänglich. Gaetani et al. [31] setzten die virtuelle Mehrlochsonde in Untersuchungen einer Turbine erfolgreich ein.

Zur zeitaufgelösten Auswertung sind nach Kupferschmied et al. und Sieverding et al. [21, 22] mindestens fünf momentane Messpunkte pro Teilungsdurchgang erforderlich, um die Turbulenz im Nachlauf des Gitters aufzulösen. Für detailliertere Resultate werden zur Auflösung kleinskaliger Turbulenzen der Ablösungen und Scherschichten mindestens zehn Punkte empfohlen.

16.2 Dehnmessstreifen (DMS)

Neben den aerodynamischen Messgrößen können Schaufelvibrationen mithilfe von DMS überwacht werden. Oft werden mehrere DMS sowohl auf dem Rotor als auch auf dem Stator appliziert. Diese können mit einer Frequenz von 100 kHz abgetastet, aufgezeichnet

und analysiert werden. Die rotorgebundenen DMS werden durch eine Telemetrieeinheit abgeglichen, während der Abgleich der DMS auf dem Stator separat erfolgen kann.

16.3 Seeding

Als Streupartikel für nicht-intrusive Messverfahren können neben Stäuben aus TiO_2 oder MgO u. a. Flüssigkeitströpfchen verwendet werden, wie Aerosole von Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) oder das Silikonöl „Baysilone M 100“ der Firma Bayer.

Das Folgevermögen von Partikeln in Gasströmungen ist einerseits vom Durchmesser und andererseits von der Partikeldichte abhängig. Die Größe der Aerosolpartikel wird im Allgemeinen auf einen mittleren maximalen Durchmesser von unter 10 μm geschätzt. Die Partikeldichte ρ_p sollte möglichst der Gasdichte entsprechen, um der Strömung schlupffrei folgen zu können. Zur Bestimmung des Folgevermögens wird die Partikelgeschwindigkeit c_P herangezogen. Sie kann über die Exponentialfunktion (Gl. 16.10) in Abhängigkeit der Zeit für eine Strömung bei einer sprunghaften Änderung mit der Geschwindigkeit c berechnet werden [32]

$$c_P(t) = c\left[1 - \exp\left(\frac{t}{\tau_s}\right)\right]. \tag{16.10}$$

Über Gl. 16.11 kann die Relaxationszeit τ_S der Partikel (z. B. Silikonöl $\rho_P(25\ °C) = 970\ kg/m^3$) und der dynamischen Viskosität des Fluids (z. B. $\eta_f(25\ °C) = 18 \cdot 10^{-6}$ Pa s) bestimmt werden

$$\tau_s = d_P^2 \cdot \frac{\rho_P}{18 \cdot \eta_f}. \tag{16.11}$$

Zum Beispiel ergibt sich für ein Partikel mit dem Durchmesser $d_P = 6\ \mu m$ unter diesen Bedingungen eine Relaxationszeit von $\tau_S = 0{,}108$ ms. Die Zeitkoordinate t bezeichnet die mittlere Aufenthaltszeit des Aerosols von der Eindüsung zum Messort. Bei Dring [33] ist eine Evaluierung der Schlupfgeschwindigkeit für verschiedene Anwendungsfälle sowie Fehlerrechnungen mit Variation der Stokes-Zahl der verwendeten Partikel zusammengestellt.

Die erforderliche Dichte des Seedings hängt stark vom verwendeten Messverfahren ab. Bei PIV sollte sie bei 5–10 Partikelabbildungen innerhalb eines „Interrogation windows“ liegen, um in der Auswertung mit der Kreuzkorrelation deutliche Signalpeaks zu erhalten. Bei zu großer Dichte von Partikeln kommt es zum Laser-Speckle, d. h. die zu hohe Ansammlung von Partikeln wirkt wie eine rauhe Wand, so dass das Streulicht im Detektor interferiert. Ebenso sollten die Partikel in der PIV-Anwendung einen mittleren Durchmesser von mindestens zwei Pixeln aufweisen.

Da die Größe der Partikel jedoch in der Regel durch die Eindüsung festgelegt ist und somit nicht einfach variiert werden kann, kann die Auflösung durch einen optimalen Abbildungsabstand der Kamera zur Kammer korrigiert werden.

16.4 Particle-Image Velocimety, PIV

Werden einem Strömungsfeld feine Partikel beigegeben, so kann das Strömungsfeld über eine Doppelbelichtung als Momentaufnahme rekonstruiert werden. Je nach Aufwand der Aufnahme können stationäre 2D- oder 3D-Aufnahmen (2D-, 3D(Stereo)-PIV, Volumen-(Tomo)PIV) gemacht werden. Bei entsprechend schnellen Beleuchtungsblitzen und Aufnahmetechniken können aber auch zeitliche Abläufe (instationäres PIV) aufgenommen werden. Die Schwierigkeit der Messtechnik liegt letztendlich in der zuverlässigen Auswertung der Aufnahme durch die Zuordnung der richtigen Partikelbewegungen. Eine detailliertere Darstellung der Grundlagen ist bei Adrian und Westerweel, Kompenhans et al. und bei Westerweel [34–36] zu finden.

16.4.1 PIV, Steoreo-PIV

Die Vermessung eines zweidimensionalen Strömungsfeldes mittels Particle-Image Velocimetry beruht auf einem relativ einfachen Messprinzip. Der Messaufbau besteht prinzipiell aus einem gepulsten Nd:YAG Laser, dessen Strahl mit einer Lichtschnittoptik zu einer Ebene aufgeweitet wird (Abb. 16.7). Senkrecht zur aufgespannten Lichtebene wird eine CCD- oder CMOS-Kamera positioniert. Zur Aufnahme von rotierenden Strömungsfeldern kann der Laserpuls synchronisiert werden. Die Geschwindigkeitskomponenten des Vektors werden in der Messebene durch eine zweifache Aufnahme innerhalb einer definierten Zeit simultan erfasst. Ein statistischer Vergleich der beiden Aufnahmen erkennt die Bewegung der einzelnen Partikel und bei Kenntnis der Zeitdifferenz deren Geschwindigkeitsvektor. Das Ergebnis ist eine Momentaufnahme des realen instationären Geschwindigkeitsfeldes. Hierzu werden der Strömung möglichst feine Partikel mit einem Durchmesser kleiner als 1 µm beigegeben, falls die natürliche Staubbeladung nicht ausreicht (Abb. 16.7).

Um eine scharfe Abbildung der Partikel zu erhalten, wird der Beleuchtungslaser gepulst. Der Laser besteht aus zwei getrennten Oszillatoren mit je einer Blitzlampe mit Q-Switch, so dass zwei überlagerte Laserpulse im Abstand von 250 ns bis 100 ms erzeugt werden können. Die erzeugte Wellenlänge von 1064 nm eines Nd:YAG Lasers liegt im infraroten, also für den Menschen nicht sichtbaren, Bereich. Über eine Frequenzverdoppelung kann die Wellenlänge von 1064 nm auf 532 nm halbiert werden und liegt daher im sichtbaren grünen Bereich. Der Laserstrahl ist somit vor allem für den Detektor, d. h. die Kamera, gut sichtbar. Die Leistung des Laserstrahls beträgt typischerweise 25 mJ. Der Abstand der Pulse muss auf die jeweilige Strömungsgeschwindigkeit angepasst werden.

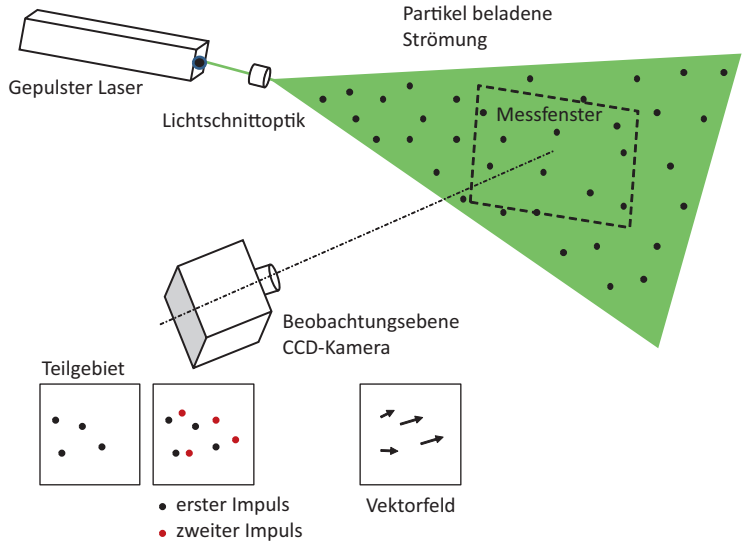


Abb. 16.7 Schema eines 2D-PIV Messaufbaus

Jeder Puls wird für sich in einem eigenen Kamerabild abgespeichert. Die Energie des Lasers eines Pulses wird mit der Zeit zwischen Blitzlampe und Quality-Switch (Q-Switch) gesteuert (70 µs–150 µs), der die verstärkte Lichtwelle innerhalb kürzester Zeit auskoppelt. Der Laser läuft frei mit der eingestellten Q-Switch-Frequenz (1–16 Hz), die letztendlich die Bildwiederholungsfrequenz darstellt. Die von der Blitzlampe erzeugte Lichtwelle wird solange innerhalb des Lasers verstärkt, bis der Güteschalter öffnet. Über den Q-Switch kann die Lichtstärke beider Laserstrahlen solange angepasst werden, bis beide die gleiche Lichtstärke aufweisen.

Zur Aufnahme der Partikelbilder wird eine Kamera mit CCD-Chip verwendet. Der CCD-Chip ist das lichtempfindliche Bauteil der Kamera und enthält typischerweise 1280 × 1024 Pixel. Einzelbildraten von 8 Hz bei einer Graustufenzahl (bit Tiefe) von 12 bit und Pixelgrößen 6,7 × 6,7 µm sind üblich. Werden zwei Aufnahmen in kurzem Abstand aufgenommen, so lässt sich die Bewegung der einzelnen Partikel durch eine geeignete Auswertung, die den Weg der einzelnen Partikel erkennt, verfolgen (Abb. 16.8).

Die Bewegung der Tracer Partikel wird je nach Aufnahmeverfahren mit einer Auto- oder einer Kreuzkorrelation ausgewertet. Mithilfe des vermessenen zurückgelegten Weges der einzelnen Partikel, dem Zeitabstand der Laserpulse sowie dem Abbildungsfaktor kann das Geschwindigkeitsfeld errechnet werden. Es wird angenommen, dass die Partikel schlupffrei folgen. Zur Auswertung wird die aufgenommene Messebene in kleinere Teilebenen, in „Interrogation windows“, aufgeteilt. Mit den statistischen Korrelationsmethoden wird für jedes Interrogation window ein Verschiebevektor der dort aufgenommenen Partikel bestimmt, die sich parallel mit ähnlicher Geschwindigkeit in die gleiche Richtung bewegen. Obwohl möglichst kleine Abmessungen für das Interrogation window gewählt werden müssen, sollte ein Teilfenster mindestens zehn Partikel enthalten.

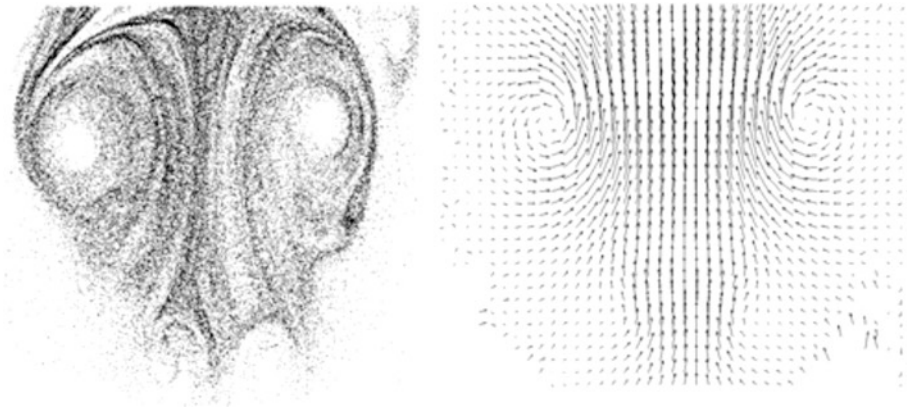


Abb. 16.8 Doppelbelichtung eines Strömungsfeldes und daraus abgeleitetes Vektorfeld, (© LaVision GmbH)

Soll das Geschwindigkeitsfeld dreidimensional aufgenommen werden, als Stereo-PIV bezeichnet, muss die Beleuchtungsebene nur wenige Millimeter dick sein. Die Doppelbelichtung wird in diesem Fall mit zwei Kameras aus zwei Perspektiven aufgenommen, so dass für die Auswertung die Information für alle drei Raumrichtungen vorliegt.

Die Korrelation der aufgenommenen Partikel hängt von der verwendeten Kameratechnik ab. Einerseits kann die Dokumentation durch eine Doppelbelichtung in einem Bild aufgenommen werden, als „single frame/double exposure“ bezeichnet. Diese Aufnahmen werden über eine Autokorrelation ausgewertet (Abb. 16.9), wobei jeweils jedes Interrogation window separat korreliert wird.

Typischerweise entstehen bei der Autokorrelation zwei identische Korrelationsmaxima, die rotationssymmetrisch mit der jeweiligen Ruhelage der Partikel entstehen. Da der

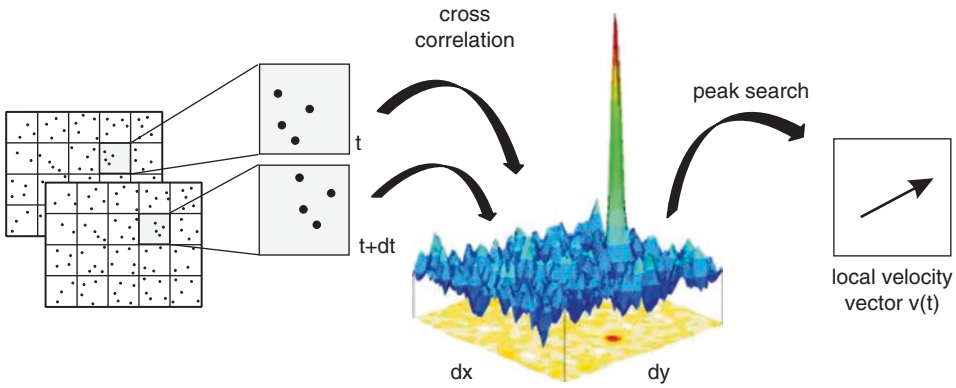


Abb. 16.9 Auswertung der Doppelbelichtung einer Aufnahme durch Auto-Korrelation (©LaVision GmbH)

zeitliche Ablauf der aufgenommenen Partikel nicht identifizierbar ist, kann das Vorzeichen des berechneten Geschwindigkeitsvektors nicht bestimmt werden. Aufgrund der Mehrdeutigkeit der lokalen Auswertung werden zusätzliche Informationen über das erwartete Strömungsfeld benötigt. Eine zusätzliche Schwierigkeit besteht darin, kleine Distanzen zu erkennen, da dann die beiden symmetrischen Maxima sehr nahe am zentralen Maximum sind. Verglichen mit den Maxima der im Folgenden dargestellten Kreuz-Korrelation sind die Maxima deutlich kleiner, so dass die Auswertung anfälliger gegen Hintergrundrauschen wird.

Andererseits können zwei verschiedene Einzelaufnahmen, d. h. je Blitz eine eigene Aufnahme, als „double frame/double exposure“ bezeichnet, gemacht werden. In diesem Fall werden die einzelnen Interrogation windows mit einer Kreuz-Korrelation ausgewertet (Abb. 16.10).

Um zwei Aufnahmen kurz hintereinander zu ermöglichen, wird in der Regel eine CCD-Kamera mit Doppelverschluss benutzt. Die minimale Aufnahmezeit wird durch den Wechsel des Bildes festgelegt. Da der zeitliche Abstand zwischen zwei Aufnahmen der Laserpulsdauer entsprechen muss, wird das erste Bild abgespeichert und sofort in einen Licht-unempfindlichen Bereich verschoben, so dass das zweite Bild unverzüglich aufgenommen werden kann. Die Kamera wird mithilfe der Laserpulse geschaltet. Ergeben sich unterschiedliche Belichtungsstärken des Hintergrundes der einzelnen Bilder, werden zur Abhilfe entsprechende Filter vor den Linsen angebracht.

Das PIV-System muss an den speziellen Messaufbau adaptiert werden. Der vom Laser erzeugte Laserpunkt wird mittels Lichtschnittoptik, die aus einer Zylinderlinse und einer plankonvexen Linse besteht, zu einem schmalen Laserlichtschnitt aufgeweitet. Dabei weitet die Zylinderlinse den Strahl in vertikaler Richtung auf und die sphärische Linse erzeugt in ihrem Brennpunkt die minimale Breite des Strahls. Der Lichtschnitt muss einen maximal möglichen Sichtbereich durch die Fenster möglichst homogen ausleuchten. Die Dicke

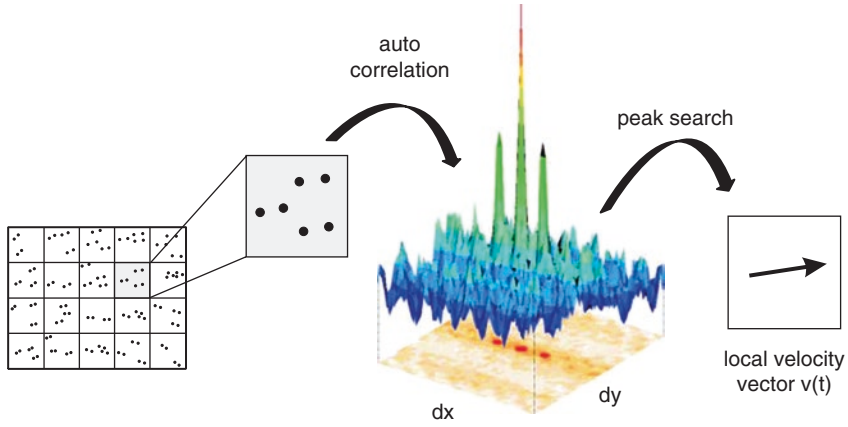


Abb. 16.10 Auswertung zweier Aufnahmen mit Einzelbelichtung durch Kreuz-Korrelation (©LaVision GmbH)

der aufgespannten Ebene muss deutlich dünner als das Strömungsfeld sein, um die örtliche Auflösung des Strömungsfeldes zu erhöhen. Die Blickrichtung der Kamera steht senkrecht zum Lichtschnitt. Die größte Geschwindigkeitskomponente im Strömungsfeld befindet sich bei Vermessung von Sekundärströmungen optimalerweise parallel zum ausgerichteten Lichtschnitt. Idealerweise sollte von der rechtwinkligen Position von Kamera und Laserlichtschnitt nicht abgewichen werden, um den systematischen Fehler durch Verzerrung so klein wie möglich zu halten.

Um die Position einer Partikelabbildung mit Subpixel-Genauigkeit bestimmen zu können, benötigt das Auswerteprogramm Einzelpartikelabbildungen auf mindestens 1–2 Pixel. Da die verwendeten Partikel wesentlich kleiner und somit die Partikelabbildungen wesentlich kleiner als 1 Pixel groß sind, tritt das Phänomen „peak locking“ ein [36]. Die Position des Partikels lässt sich innerhalb des Pixels schwer lokalisieren. Daraus resultiert eine Unsicherheit von ±0,5 Pixel. Bei einem mittleren Partikelversatz von 4 px würde dies einen relativen Fehler von

$$\frac{\Delta c}{c} = \pm \frac{0{,}5 px}{ds} = \pm 0{,}125$$

bedeuten. Dieser wirkt sich jedoch nicht auf die Mittelungsgeschwindigkeiten aus, da dieser Fehler durch die Mittelung aufgehoben wird.

Die Auswertung der Daten erfolgt in mehreren Schritten. Zuerst werden die Doppelbilder über Kreuz- bzw. Autokorrelationen, wie beispielsweise mit der Software Davis®, mit den festgelegten Einstellungen ausgewertet und somit die Vektorbilder enthalten. Danach durchlaufen die Vektorbilder eine Auswerteroutine, in der PDFs vom Geschwindigkeitssensor in x-Richtung und y-Richtung aller Aufnahmen eines Sets erstellt werden. Hieraus kann dann an einer bestimmten Stelle innerhalb eines Interrogation window oder im Abstand relativ zum Strahl ein Histogramm für jeden Geschwindigkeitsvektor herausgegriffen werden.

16.4.2 Volumen-PIV, Tomographic-PIV

Tomographic-PIV, bzw. Tomo-PIV ermöglicht es, über die Möglichkeit hinaus alle drei Komponenten in einer Ebene zu ermitteln (2D-3C, Stereo PIV), ein momentanes dreidimensionales Geschwindigkeitsvektorfeld in einem Volumen zu bestimmen (3D-3C) [37]. Analog zum planaren PIV basiert die Tomo-PIV auf dem Prinzip der Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes einer Strömung aus dem Versatz von abgebildeten Streupartikeln (sog. Seeding) in zwei aufeinander folgenden Aufnahmen des Untersuchungsgebietes. Das Verfahren bedient sich hierbei der tomographischen Rekonstruktion einer momentanen Teilchenverteilung aus den Projektionen dieser Verteilung auf mehrere Kameras. Das Untersuchungsgebiet wird durch einen Volumenlichtschnitt mit rechteckiger Grundfläche mit einem kurzen Laser-Lichtpuls beleuchtet. Das an den Partikeln gestreute Licht wird

durch mehrere (ca. 3 bis 6, typischerweise 4) Kameras unter Einhaltung der Scheimpflug-Bedingung aufgenommen, wodurch man gewichtete Projektionen der momentanen Teilchenverteilung aus verschiedenen Richtungen erhält [38]. Die Information über die Sichtlinien der einzelnen Kamerapixel im untersuchten Volumen wird mit einer Polynomapproximation beschrieben, die aus einem 3D-Kalibrierverfahren ermittelt wird.

Aus den Projektionen der einzelnen Kameras kann die ursprüngliche dreidimensionale Teilchenverteilung mit dem Verfahren der MART (Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique) berechnet werden [39]. Hierbei wird das Rekonstruktionsproblem auf ein unbestimmtes Gleichungssystem zurückgeführt, welches sich durch algebraische Methoden näherungsweise lösen lässt. Am Ende dieses Rekonstruktionsprozesses erhält man eine digitale Repräsentation des Volumens in Form eines sogenannten Voxelraumes (abgeleitet von Pixel = picture elements → volume elements), dessen Intensitätswerte virtuell die ursprüngliche Partikelverteilung annähernd darstellen.

Die Beleuchtung und Aufnahme des Volumens in der Strömung erfolgt zweimal in kurz aufeinander folgenden Zeitpunkten; eine tomographische Rekonstruktion wird für beide Zeitpunkte durchgeführt. Nun kann mit der lokalen dreidimensionalen Kreuzkorrelation auf einem regelmäßigen Gitter analog zur 2D-PIV-Auswertung das Vektorfeld berechnet werden.

Tomo-PIV kann sowohl in Luft, wie auch in Wasser eingesetzt werden. Genau wie bei planarem PIV lassen sich zeitaufgelöste Experimente durch den Einsatz von Hochgeschwindigkeits-Kameras und -Lasern durchführen, z. B. turbulente Grenzschichtströmungen. Die Strömungsstrukturverteilungen können z. B. durch ausgesuchte Vektorebenen und 3D-Iso-Konturflächen der Wirbelstärke wiedergegeben werden. Ist eine zeitaufgelöste Messung nicht erforderlich oder eine höhere Auflösung der Strömungsstrukturen von Interesse, lassen sich durch die Verwendung von hochauflösenden Doppelbild-Kameras (z. B. 16-Megapixel-Kamera zur Aufnahme eines $100 \times 70 \times 8$ mm^3 großen Volumens) momentane Geschwindigkeitsverteilungen erfassen, die mehrere Größenskalen in einer komplexen Strömung gleichzeitig enthalten können.

Die zukünftige Anwendung von Tomo-PIV in industriellen Windkanälen beschränkt sich aufgrund der größeren Beobachtungsentfernungen unter dem zusätzlichen Einfluss der Vibrationen von Kameras zunächst auf die sogenannte Fat-Sheet-Tomo-PIV, bei der sich die Fehler der Sichtlinienvariationen zwischen den Kameras durch Selbstkalibration von Bild zu Bild korrigieren lassen [40]. Hierbei ist der Lichtschnitt nur wenig breiter als bei der Stereo-PIV-Technik, wobei allerdings bei der Fat-Sheet-Tomo-PIV der vollständige momentane Tensor der Geschwindigkeitsgradienten in dieser „dicken Ebene“ erfasst werden kann.

16.4.3 Instationäres PIV, Hochgeschwindigkeits-PIV

Die Bandaufnahme sowie die Ansteuerung der gepulsten Laser kann so schnell erfolgen, dass auch instationäre Messungen möglich sind. Aufgrund der relativ niederen Wieder-

holungsrate des gepulsten Lasers unter 10 Hz sind mit PIV Augenblickswerte sowie Mittelwerte eines Strömungsfeldes messbar. Ersetzt man die CCD-Kamera mit einer CMOS-Hochgeschwindigkeitskamera und nimmt eine Lichtquelle mit hoher Pulsrate, so sind instationäre Messungen im kHz-Bereich von 1 kHz bis 100 kHz möglich. Zur detaillierteren Untersuchung von transienten bzw. instationären Strömungen ist das sogenannte Hochgeschwindigkeits-(High-Speed-)PIV-Verfahren nutzbar. Bedeutende Anwendungsgebiete sind die Untersuchung zur Turbulenz, Sprays, Mischungsvorgänge, Aero-Akustik sowie instationäre Untersuchungen von Luft- oder Wasserströmungen.

16.4.4 Messgenauigkeit

Für die PIV-Messtechnik ist wie für alle physikalischen Messverfahren eine Fehlerbetrachtung für den individuellen Geschwindigkeitsvektor sowie für die daraus abgeleiteten Größen unerlässlich. Die Information über die Ungenauigkeit der PIV-Daten kann auch genutzt werden, um PIV Systemeinstellungen zu optimieren, oder um Rauschanteile aus PIV-Aufnahmen ohne Informationsverlust zu entfernen. Der sogenannte Denoising-Filter verbessert nach diesem Prinzip PIV-Aufnahmen und steht dem Anwender in der Regel als Bildverarbeitungsroutine zur Verfügung.

Die PIV-Messgenauigkeit wird neben der Teilchenzahldichte, der z-Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Lichtschnitt und der Größe des Korrelationsfensters auch von der Größe des Partikelbildes relativ zur Pixelgröße der CCD-Kamera bestimmt. Wird das Partikelbild nur auf einem oder zwei Pixel abgebildet, wird der PIV-Korrelationswert nur bei ganzzahligen Pixelwerten gefunden (Peak-Locking). Zur Minimierung dieses Effekts werden sogenannte Anti-Peak-Locking-Filter eingesetzt. Detailliertere Angaben sind der einschlägigen Literatur zu entnehmen, u. a. [32, 41, 42].

16.4.5 Anwendungen

Die Spaltströmung eines langsam laufenden 1 ½-stufigen Verdichters wird von Li et al. [43] mit PIV und Stereo-PIV (SPIV) detailliert vermessen. Für eine gute optische Zugänglichkeit wurde das Gehäuse wie auch die Beschaufelung aus Plexiglas mit dem Brechungsindex 1,49 hergestellt und mit Wasser betrieben, so dass kompressible Phänomene nicht erfasst werden. Der Brechungsindex des Wassers wurde durch Zugabe von 62 $\%_{\text{Gewicht}}$-63 $\%_{\text{Gewicht}}$ Natrium-Jodid (Nal) an den Index des Plexiglases angepasst, so dass an den Wänden Reflektionen unterdrückt werden konnten. Die Dichte des Fluids betrug 1,84 kg/m^3, die kinematische Viskosität 1,1 10^{-6} m^2/s. Der Spalt betrug 0,5 mm (1,11 % der Blatthöhe) bzw. 2,4 mm (5,4 % Blatthöhe), bzw. 0,49 % bzw. 2,3 % der Sehnenlänge (102,6 mm). Die Abmessungen der Blattgeometrie sind bei Hah et al. [44, 45] publiziert. Vermessen wurden das Kennfeld, wie auch das 3D-Geschwindigkeitsfeld, die umfangsmäßige Wirbelstärke (circumferential vorticity), die turbulente kinetische Energie, die Stärke und die Trajektorien der Wirbel.

Zur Beschreibung des Kennfeldes wurde von den Ähnlichkeitsparametern des Druckparameters

$$\Psi_{SS} = \frac{\Delta p}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u_T^2} \tag{16.12}$$

und dem Durchflussparameter

$$\varphi = \frac{v_z}{u_T} \tag{16.13}$$

ausgegangen. Die Blattgeschwindigkeit betrug u_T = 11,47 m/s, v_z bezeichnet die mittlere Anströmgeschwindigkeit. Untersucht wurden zwei Betriebszustände, zum einen in der Nähe der Pumpgrenze, zum anderen ein relativ hoher Durchfluss.

Aus den Messwerten kann die umfangsmäßige Wirbelstärke

$$\omega_\theta = \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial r} \tag{16.14}$$

berechnet werden.

Die Entwicklung des Spaltwirbels wurde an mehreren axialen Positionen detailliert vermessen (Abb. 16.11). Die Resultate wurden mit LES verglichen [46] und zeigten eine gute Übereinstimmung.

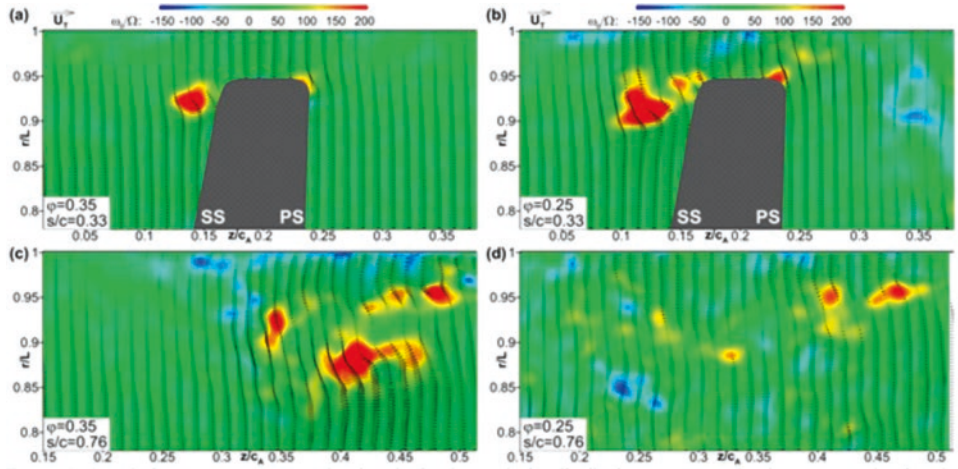


Abb. 16.11 Momentaufnahme der Sekundärströmung (u_z, u_r) und Konturen der umfangsmäßigen Wirbelstärke ω_θ skaliert mit der Drehfrequenz Ω für eine Spalthöhe von 2,3 % (**a, b**) an der axialen Position von 0,33 s/c sowie 0,76 s/c Sehnenlänge bei unterschiedlichen Durchflüssen von φ = 0,35 (*linke Spalte*) und φ = 0,25 (*rechte Spalte*) [43]

16.5 Laser-Doppler-Anemometrie, LDA und Phasen-Doppler-Anemometrie, PDA

Mithilfe der Laser-Doppler- (LDA) und der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) lassen sich die Geschwindigkeit und die Größe einzelner Tropfen bzw. Partikel nicht-intrusiv erfassen. Das Messsystem weist dabei eine hohe zeitliche und räumliche Auflösung auf, so dass eine Vielzahl von Phänomenen erfasst werden kann. Eine detailliertere Beschreibung der Grundlagen geben die Arbeiten von Albrecht et al. [47] sowie Rediniotis und Kinser [1].

16.5.1 Grundlagen der Laser-Doppler-Anemometrie

Das Messprinzip beruht auf der Streuung von Licht an kleinen Partikeln, weswegen im Falle einer einphasigen Strömungsuntersuchung Partikel, sogenannte Tracer, in die Strömung eingebracht werden müssen. Wird das Licht an Partikeln gestreut, deren Durchmesser deutlich größer ist als die verwendete Wellenlänge des einfallenden Lichtes $d >> \lambda_w$, so kann die Streuung mithilfe der Brechungsgesetze der geometrischen Optik beschrieben werden. Auch bei diesem Messverfahren sind feine Partikel möglichst unter 1 µm aufgrund des besseren Folgevermögens für die Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit des Gases zu bevorzugen. Die Bedingung für die Anwendung geometrischer Optik ist damit nicht gegeben und die zugrunde liegende Streuung des Lichtes kann mithilfe der Lorentz-Mie-Theorie beschrieben werden [47]. Ohne genauer auf die Herleitung und Berechnungsweise der Streuung an kleinen Partikeln einzugehen, sollen hier lediglich die für die Untersuchung wichtigsten Eigenschaften angesprochen werden. Eine genauere Betrachtung der Lorentz-Mie-Theorie ist bei Albrecht et al. [47] zu finden. Relevant für die Positionierung des Sensors und die Auswertung des Signals ist die Amplitudenfunktion des gestreuten Lichtes im Raum. Diese ist abhängig von der Polarisation des Lichtes, der betrachteten Wellenlänge des eintreffenden Lichtes und des Brechungsindexverhältnisses $m = n_p/n_c$, der Brechungsindizes des Partikels und des Mediums gegenüber dem Vakuum. Die Größen werden zu den sogenannten Mie-Parametern zusammengefasst $x_M = \pi_d/(\lambda_w)$ und $y_M = mx_M = m\pi_d/(\lambda_w)$. Für die Streuung einer ebenen Welle an einem homogenen, sphärischen Wassertropfen ergeben sich die in Abb. 16.12 gezeigten Verteilungen der Signalamplitude im Fernfeld bei unterschiedlichem Tropfendurchmesser.

Die Amplitude der Streuung ist ortsabhängig. Die Amplitude des gestreuten Signals ist am größten im Bereich $\varphi_L = 0° - 30°$. Der Empfänger sollte dementsprechend dort positioniert sein. Die Amplitude der Streuung ist abhängig von der Größe der Partikel. Die Amplitude des gestreuten Signals ist ungefähr proportional zu d^2. Das Maximum der Streuung bleibt jedoch weitestgehend unabhängig von der Partikelgröße in einem Bereich $\varphi_L = 0° - 30°$. Die Amplitude der Streuung ist abhängig von der Polarisation des Lichtes. Dies muss bei der Auswertung der Signale berücksichtigt werden.

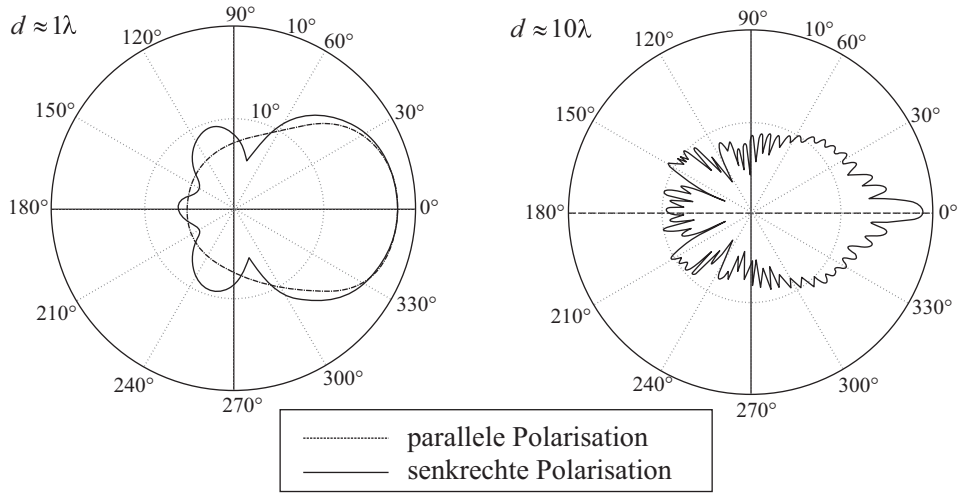


Abb. 16.12 Streuung von senkrecht und parallel polarisiertem Licht an unterschiedlichen großen Tropfen (©Dantec Dynamics GmbH)

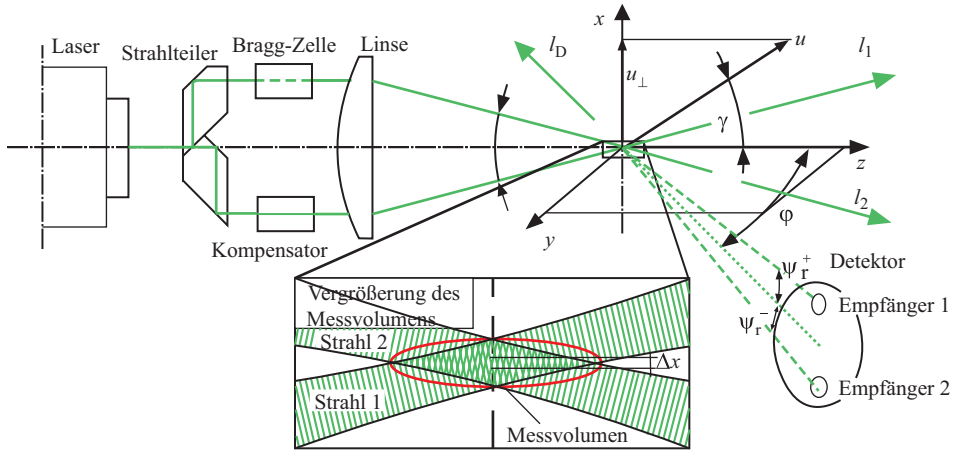


Abb. 16.13 Ausbau des LDA/PDA-Systems und Definition der Winkel. In der Vergrößerung Interferenzstreifenbild mit Streifenabstand Δx [48]

Welche Informationen das gestreute Signal über die Geschwindigkeit des Partikels enthält, kann anhand des Interferenzstreifenmodells anschaulich gezeigt werden. Für weitere Informationen wird auf die einschlägige Literatur verwiesen, u. a. [47].

Werden zwei kohärente Laserstrahlen gekreuzt, entsteht ein Interferenzmuster. Dieses ergibt, wie in Abb. 16.13 gezeigt, ein Streifenmuster, resultierend aus der positiven und negativen Interferenz der Lichtwellen.

Der Abstand der Interferenzstreifen kann aus der Überlagerung der Intensität zweier Wellen zu

$$\Delta x = \frac{\lambda_w}{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta_L}{2}\right)} \tag{16.15}$$

bestimmt werden. Ein Teilchen, welches sich in der Strömung mit der Geschwindigkeit $u_\perp$ senkrecht zu den Interferenzstreifen in der Strömung bewegt, streut dem Modell gemäß das Licht des Interferenzmusters mit einer Frequenz

$$\Delta f = \frac{u_\perp}{\Delta x} = u_\perp \frac{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta_L}{2}\right)}{\lambda_w}. \tag{16.16}$$

Somit lässt sich die Geschwindigkeit mit

$$u_\perp = \frac{\Delta f \cdot \lambda_w}{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta_L}{2}\right)} \tag{16.17}$$

bestimmen. Damit ist ein Zusammenhang zwischen der modulierten Frequenz des Signals und der Geschwindigkeit des Partikels hergestellt. Das Interferenzstreifenmodell liefert eine anschauliche Art, die zu erwartenden Frequenzen mittels der verwendeten Wellenlänge des Lichts und des halben Winkels zwischen den sich kreuzenden Strahlen abzuschätzen. Des Weiteren wird mit diesem Zusammenhang ersichtlich, dass es keiner Kalibrierung des LDA-Signals bedarf, da die Proportionalitätskonstante zwischen der Geschwindigkeit des Partikels und der zu messenden Doppler-Frequenz aus den Randbedingen des Aufbaus erschlossen werden kann.

In der bisherigen Betrachtung der Doppler-Frequenz ist keine Information über die Flugrichtung des Partikels relativ zu dem Interferenzstreifenmuster gegeben. Um diesen Aspekt abzubilden, wird der zweite Strahl mithilfe einer akusto-optischen Bragg-Zelle mit einer Frequenz f_{sh} (Standardwert f_{sh} = 40 MHz) moduliert [49].

$$\Delta f \approx f_{sh} + u_\perp \frac{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta_L}{2}\right)}{\lambda_w} \tag{16.18}$$

Somit ist eine vorzeichenrichtige Messung der Geschwindigkeit bis zu einer Geschwindigkeit von

$$u_{\perp,\min} = -\frac{f_{sh} \cdot \lambda_w}{2 \cdot \sin\left(\frac{\theta_L}{2}\right)} \tag{16.19}$$

möglich. Zum Beispiel ergibt sich mit $\lambda_w = 514$ nm, $f_{sh} = 40$ MHz und 514 nm, $f_{sh} = 40$ MHz und $\theta_L = 5{,}37/2$ eine Grenze von $u_{\perp,\min} = -219{,}4$ m/s.

Durch die Modulation des zweiten Strahls bewegt sich das Interferenzmuster entgegen die zu messende Strömungsgeschwindigkeit. Damit bewegt sich ein Teilchen mit der Geschwindigkeit $u_{\perp,\min}$ in der gleichen Geschwindigkeit wie die sich bewegenden Interferenzstreifen, und das gestreute Licht enthält somit keine Informationen zu der Geschwindigkeit des Tracers.

Das ankommende Signal führt zu einem Stromimpuls innerhalb des Photodetektors, der die Informationen zur Doppler-Frequenz enthält. Überlagert ist dieses Signal von einem Rauschen. Um dieses so gering wie möglich zu halten muss der Anteil an unerwünschtem Lichteintrag auf dem Sender vermieden werden. Daher ist die Position des Empfängers außerhalb der direkten Einstrahlung der Laserstrahlen zu wählen, obwohl dort die größte Signalrate der Streuung zu erwarten ist.

16.5.2 Grundlagen der Phasen-Doppler-Anemometrie

Die bisherige Betrachtung ist streng genommen nur für Partikel erfüllt, deren Durchmesser d << λ_w ist, da nur dann von einer konstanten Amplitude und Phase des vom Partikel ausgesendeten Lichts ausgegangen werden kann. Für größere Partikel entsteht ein Phasenversatz der emittierten Lichtwellen, die abhängig von der Größe des Partikels und der Position des Blendpunktes (glare point, Abb. 16.14) ist. Albrecht et al. [47] zeigen jedoch, dass dieser Phasenversatz für die Bewertung der Partikelgeschwindigkeit vernachlässigt

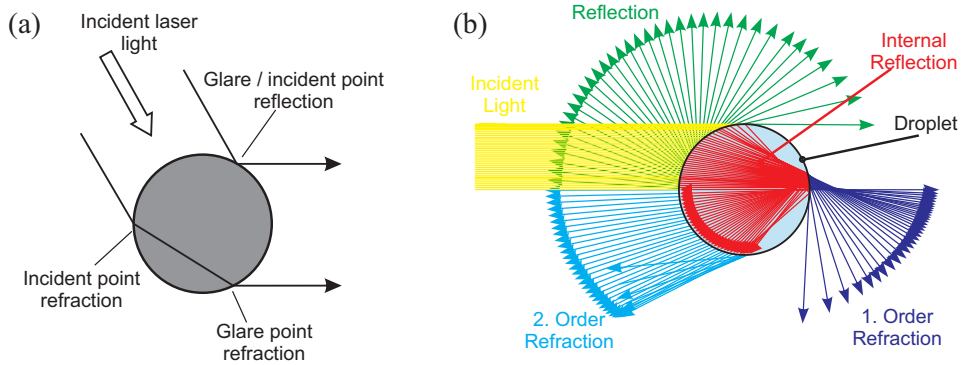


Abb. 16.14 Definition des Blend- und Eingabepunktes (**a**) [47] und optische Brechung an einem Tropfen (**b**) [49]

werden kann, da der Phasenwinkel Φ der detektierten Signale keinen Einfluss auf die Doppler-Frequenz des Signals hat.

Dieser induzierte Phasenversatz kann genutzt werden, um Informationen über die Größe des Partikels zu erhalten. Zur Aufnahme des Phasenversatzes ist ein weiterer Detektor nötig. In Abb. 16.15 ist beispielhaft eine Anordnung mit zwei Empfängern dargestellt. Die Detektoren sind dabei um den Winkel φ_L gegenüber der x-z Ebene und symmetrisch gegenüber der y-z Ebene um den Winkel + Ψ_r verdreht. Für sehr kleine Partikel würden die Blendpunkte zusammenfallen und somit würden beide Sensoren die gleiche Phasenverschiebung des Signals aufweisen. Diese Größe kann somit als untere Grenze der Anwendbarkeit der PDA gesehen werden. Für größere Partikel ergibt sich eine Phasendifferenz zwischen dem Signal im Detektor 1 und 2, die proportional zu dem Durchmesser des Partikels ist. Die Phase des empfangenen Dopplersignals am Detektor *i* kann beschrieben werden zu

$$\Phi_i = x_M \cdot \beta_i = \frac{\pi}{\lambda_w} \cdot d \cdot \beta_i \tag{16.20}$$

mit dem Durchmesser des Partikels d und dem geometrischen Faktor β_i. Damit ergibt sich für die Phasendifferenz Φ_{ij} zwischen den am Detektor *i* und *j* empfangenen Signalen

$$\Phi_{ij} = \frac{\pi}{\lambda_w} \cdot d \cdot \left(\beta_j - \beta_i\right). \tag{16.21}$$

Somit ist ein linearer Zusammenhang für die detektierte Phasendifferenz und den Durchmesser vorhanden. Der Faktor β_i ist hierbei abhängig von der Streuungsart des Lichtes an dem Partikel, wie sie in Abb. 16.14 dargestellt sind. Wie zuvor besprochen ist eine Anordnung des Empfängers in dem Bereich von $\varphi_L = 0° - 30°$ von Vorteil, in dem die

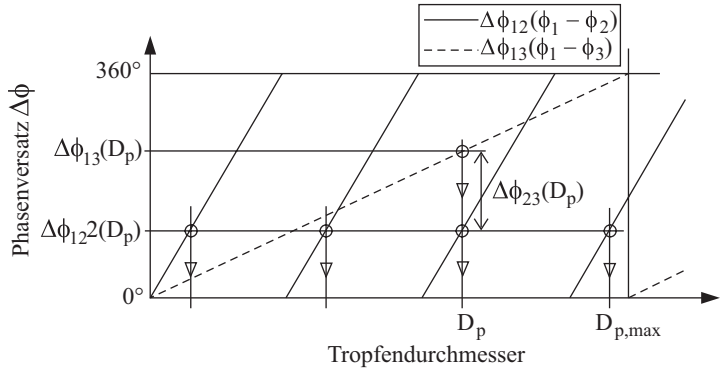


Abb. 16.15 Gemessener Phasenversatz über dem Tropfendurchmesser

Brechung erster Ordnung dominiert. Damit ergibt sich nach [49] für den geometrischen Faktor *i* unter Verwendung der in Abb. 16.13 bezeichneten Raumwinkel

$$\beta_i = 2 \cdot \left(\sqrt{1 + m^2 - m \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{1 + \sin\psi_{r,i} \sin\frac{\theta}{2} + \cos\psi_{r,i} \cos\phi \cos\frac{\theta}{2}}} \right) \\ -2 \cdot \left(\sqrt{1 + m^2 - m \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{1 - \sin\psi_{r,i} \sin\frac{\theta}{2} + \cos\psi_{r,i} \cos\phi \cos\frac{\theta}{2}}} \right). \tag{16.22}$$

Ist im Falle großer Partikel der Phasenversatz zwischen dem ersten und zweiten Detektor $\Phi_{ij} > 2\pi$, so ist keine eindeutige Bestimmung der Partikelgröße möglich. Die Abb. 16.15 verdeutlicht diese Problematik anhand der gemessenen Phasendifferenz Φ_{12}, die zu vier möglichen Durchmessern führen könnte. Behoben werden kann diese Uneindeutigkeit durch einen dritten Sensor, der in einem kleineren Winkel Ψ_3 gegenüber der mittleren Ebene versetzt ist. Es ergibt sich somit anhand der obigen Gleichungen eine kleinere Proportionalitätskonstante im Durchmesser zum Phasenversatzverhältnis (siehe Abb. 16.15). Somit kann die Kenntnis des Phasenversatzes Φ_{12} genutzt werden, um den vorliegenden Durchmesser eindeutig zu bestimmen. Auf diese Weise kann der maximal messbare Durchmesserbereich deutlich erweitert werden, während die Sensitivität konstant hoch bleibt, gegeben durch eine größere Steigung der Kurve des Phasenversatzes Φ_{12}. Des Weiteren ist durch die Verwendung von drei Detektoren eine Beurteilung der Signalqualität und der Form des Partikels durch den Vergleich der beiden Phasenversätze möglich. Handelt es sich um einen perfekt sphärischen Partikel, so ergeben die beiden Phasenversätze den gleichen Durchmesser. Da im Falle nicht sphärischer Partikel die Annahmen, die in der Herleitung der Geschwindigkeits- bzw. Größenbestimmung getroffen wurden, nicht mehr zulässig sind und somit zu fehlerhaften Ergebnissen führen würden, können daher Signale mit einem unstimmigen Phasenversatz ausgeschlossen werden. Eine Arbeit zu dem Einfluss nicht sphärischer Tropfen liegt u. a. von Eckelmann [41] vor.

Literatur

1. Rediniotis OK, Kinser RE (1998) Development of a nearly omni-directional velocity measurement pressure probe. AIAA J 36(10):1854–1860
2. Ramakrishnan V, Rediniotis OK (2005) Calibration and data-reduction algorithms for nonconventional multi-hole pressure probes. AIAA J 43(5):941–952
3. Yasa T, Paniagua G (2012) Robust procedure for multi-hole probe data processing. Flow Meas Instrum 26:46–54
4. Hoenen HT, Kunte RP, Jeschke P (2012) Measuring failures and correction methods for pneumatic multi-hole probes. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: turbine technical conference and exposition, Bd 1: aircraft engine; ceramics; coal, biomass and alternative fuels; controls, diagnostics and instrumentation, paper GT2012-68113, Copenhagen, Denmark, 11–15 June

5. Sanders C, Terstgen M, Hölle M, Jeschke P, Schönenborn H, Fröbel T (2017) Numerical studies on the intrusive influence of a five-hole pressure probe in a high-speed axial compressor. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2017: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2017-63399, Charlotte, North Carolina, USA, 26–30 June
6. Bohn D, Funke H, Heuer T (2001) Sonden-Schaufel-Interaktion bei stationären Messungen mit pneumatischen Strömungssonden in engen Axialspalten. Abschlussbericht über das Anschlussvorhaben zu FVV-Nr. 665 (AIF-Nr. 10780). Heft R 511 (2001). 23 S. Informationstagung Turbinen, Frühjahr 2001, Frankfurt
7. Coldrick S, Ivey P, Wells R (2004) The influence of compressor aerodynamics on pressure probes – part 2: numerical models. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2004: power for land, sea, and air, Bd 2: Turbo Expo 2004, paper GT2004-53241, Vienna, Austria, 14–17 June
8. Herbst F, Blümel S, Fakolas E, Seume J (2011) Numerical investigation of the interaction between probe, flow and blading in an axial-turbine. In: Proceedings of the international gas turbine conference, no. IGTC2011-0194, Osaka, Japan
9. Aschenbruck J, Hauptmann T, Seume J (2015) Influence of a multi-hole pressure probe on the flow field in axial-turbines. In: Proceedings of 11th European conference on turbomachinery fluid dynamics & thermodynamics, 11th European conference on turbomachinery fluid dynamics & thermodynamics, paper ID: ETC2015
10. Main A, Day C, Lock G, Oldfield M (1996) Calibration of a four-hole pyramid probe and area traverse measurements in a short-duration transonic turbine cascade tunnel. Exp Fluids 21(4):302–311
11. Milanovic IM, Kalkhoran IM (2000) Numerical calibration of a conical five-hole probe for supersonic measurements. Meas Sci Technol J 11(12):1812–1818
12. Chen JP (1991) Three-dimensional thin-layer navier-stokes solutions for turbomachinery in transonic flow. PhD thesis, Mississippi State University, Mississippi, December 1991
13. Passmann M, aus der Wiesche S, Joos F (2019) Numerical calibration of 3d printed five-hole probes for the transonic flow regime. In: Proceedings of ASME – JSME – KSME joint fluids engineering conference 2019, paper AJKFLUIDS2019-4706, AJKFLUIDS2019, July 28–August 1, 2019, San Francisco, CA, USA
14. Grimshaw S, Taylor J (2016) Fast settling millimetre-scale five-hole probes. In: ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 6: ceramics; controls, diagnostics and instrumentation; education; manufacturing materials and metallurgy, paper GT2016-56628, Seoul, South Korea, 13–17 June, S V006T05A014–V006T05A014
15. Naughton J, Cattafesta L III, Settles G (1993) Miniature, fast-response five-hole conical probe for supersonic flow field measurements. AIAA J 31(3):453–458
16. Inoue M, Kuroumaru M (1989) Structure of tip clearance flow in an isolated axial compressor rotor. ASME J Turbomach 111(3):250–256
17. Bergner J, Kinzel M, Schiffer H-P, Hah C (2006) Short length-scale rotating stall inception in a transonic axial compressor – experimental investigation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2006: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A and B, paper GT2006-90209, Barcelona, Spain, 8–11 May
18. Biela C, Müller M, Schiffer H-P, Zscherp C (2008) Unsteady pressure measurement in a single stage axial transonic compressor near the stability limit. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2008: power for land, sea, and air, Bd 6: turbomachinery, parts A, B, and C, paper GT2008-50245, Berlin, Germany, 9–13 June
19. Biela C, Brandstetter C, Holzinger F, Schiffer H-P (2011) Influence of inlet guide vane wakes on performance and stability of a transonic compressor. In: Proceedings of international symposium of air breathing engines 20th ISABE (2011-1209)

20. Camp TR, Shin HW (1995) Turbulence intensity and length scale measurements in multi-stage compressors. ASME J Turbomach 117(1):38–46
21. Kupferschmied P, Koppel P, Roduner C, Gyarmathy G (2000) On the development and application of the fast-response aerodynamic probe system in turbomachines. Part 1: the measurement system. ASME J Turbomach 122(3):505–516
22. Sieverding CH, Arts T, Denos R, Brouckaert JF (2000) Measurement techniques for unsteady flows in turbomachines. Exp Fluids 28(4):285–321
23. Lengani D, Paradiso B, Marn A (2012) A method for the determination of turbulence intensity by means of a fast response probe and its application in a LP-turbine. J Therm Sci 21(1):21–31
24. Kupferschmied P, Gossweiler C, Gyarmathy G (1994) Aerodynamic fast-response probe measurement systems: state of development, limitations and future trends. In: Proceedings of the 12th symposium on measuring techniques for transonic and supersonic flows in cascades and turbomachines, Prague, Czech Republic
25. Georgakis C, Bennett I, Ivey P (2003) Fast response probes measuring unsteady flows in high-speed research compressors. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2003, collocated with the 2003 international joint power generation conference, Bd 6: Turbo Expo 2003, parts A and B, paper GT2003-38160, Atlanta, Georgia, USA, 16–19 June
26. Ng WF, Epstein AH (1985) Unsteady losses in transonic compressors. ASME J Eng Gas Turbines Power 107(2):345–353
27. Ainsworth RW, Allen JL, Batt JJM (1995) The development of fast response aerodynamic probes for flow measurements in turbomachinery. ASME J Turbomach 117(4):625–634
28. Humm HJ, Gossweiler CR, Gyarmathy G (1995) On fast-response probes: part 2: aeorodyamic probe design studies. ASME J Turbomach 117(4):618–624
29. Pfau A, Schlienger J, Kalfas AI, Abhari RS (2002) Virtual four sensor fast response aerodynamic probe. In: Proceedings of the 16th symposium on measuring techniques in transonic and supersonic flow in cascades and turbomachines, Cambridge, UK, September
30. Ferrar AM, Schneck III W, Wicks A, O'Brien W (2016) Effects of total pressure inlet distortion on transonic fan blade wake properties. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57703, Seoul, South Korea, 13–17 June
31. Gaetani P, Persico G, Dossena V, Osnaghi C (2006) Investigation of the flow field in a high-pressure turbine stage for two stator-rotor axial gaps – part II: unsteady flow field. ASME J Turbomach 129(3):572–579
32. Durst F, Melling A, Whitelaw JH (1987) Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie. Springer, Berlin/Heidelberg/New York
33. Dring RP (1982) Sizing criteria for laser anemometry particles. ASME J Fluid Eng 104(1):15–17
34. Adrian R, Westerweel J (2011) Particle image velocimetry. Cambridge University Press, New York
35. Kompenhans J, Raffel M, Willert C (1998) Particle image velocimetry – a practical guide. Springer, Berlin
36. Westerweel J (1993) Digital particle image velocimetry: theory and application. PhD thesis, Delft University Press
37. Elsinga GE, Scarano F, Wieneke B, van Oudheusden BW (2006) Tomographic particle image velocimetry. Exp Fluids 41(6):933–947
38. Schröder A, Geisler R, Elsinga GE, Scarano F, Dierksheide U (2008) Investigation of a turbulent spot and a tripped turbulent boundary layer flow using time-resolved tomographic PIV. Exp Fluids 44(2):305–316
39. Herman GT, Lent A (1976) Iterative reconstruction algorithms. Comput Biol Med 6(4):273–294

40. Wieneke B (2008) Volume-selfcalibration for 3D particle image velocimetry: theory and application. PhD thesis, Delft University Press
41. Eckelmann H (1997) Einführung in die Strömungsmeßtechnik. Teubner Studienbücher, Stuttgart
42. Merkus HG (2009) Particle size measurements. Springer. https://doi.org/10.1007/978-1-4020-9015-8_12
43. Li Y, Tan D, Chen H, Katz J (2016) Effects of tip clearance and operating conditions on the flow structure and turbulence within an axial compressor rotor passage. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: turbomachinery technical conference and exposition, Bd 2A: turbomachinery, paper GT2016-57050, Seoul, South Korea, 13–17 June
44. Hah C, Hathaway M, Katz J (2014) Investigation of unsteady flow field in a low-speed one and a half stage axial compressor, part 2: effects of tip gap size on the tip clearance flow structure at near stall operation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: turbine technical conference and exposition, Bd 2D: turbomachinery, paper GT2014-27094, Düsseldorf, Germany, 16–20 June
45. Hah C, Hathaway M, Katz J, Tan D (2015) Investigation of unsteady tip clearance flow in a low-speed one and half stage axial compressor with LES and PIV. In: Proceedings of ASME/JSME/KSME 2015 joint fluids engineering conference, Bd 1: symposia, paper AJK2015-02061, Seoul, South Korea, 26–31 July
46. Goto A (1992) Three-dimensional flow and mixing in an axial flow compressor with different rotor tip clearances. ASME J Turbomach 114(3):675–685
47. Albrecht HE, Damaschke N, Borys M, Tropea C (2003) Laser doppler and phase doppler measurement techniques. Springer Science & Business Media, Berlin
48. Neupert N (2017) Experimentelle Untersuchung einer tropfenbeladenen Strömung in einer ebenen Verdichterkaskade. Dissertation, Helmut-Schmidt-Universität, Universität der Bundeswehr Hamburg
49. Dantec (2006) BSA flow software manual. Dantec Dynamics, Skovlunde

Nomenklatur

Lateinische Zeichen

Zeichen	Einheit	Bedeutung
A	m^2	Fläche
a	m^2	Projektionsfläche
a	m/s^2	Beschleunigung
a	–	Reibungskoeffizient
a	m/s	Schallgeschwindigkeit
b	m	Schaufelbreite
b	–	Blockierungsfaktor
c	m/s	Absolutgeschwindigkeit
$\vec{c}\left(u,v,w\right)$	m/s	Geschwindigkeitsvektor mit den Komponenten u, v, w
c_A, c_W, c^*_m	–	Beiwerte der Tragflügeltheorie, Auftriebs-, Widerstands-, Momentenbeiwert
c_f	–	Widerstandsbeiwert
c_p	kJ/ kg K	spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck
c_s	–	Schubbelastungsgrad
C_v	–	Strömungsbeiwert, Widerstandsbeiwert
c_v	kJ/ kg K	spezifische Wärmekapazität bei konst. Volumen
c_Γ	–	Zirkulationsbeiwert
D	m	Nutentiefe
D	m^2/s	Diffusionskoeffizient
E	–	Elastizitätsmodul
E	J	Energie
e	J/kg	spezifische Energie
e	–	Meridianstromlinie
f	Hz	Frequenz
f	–	dimensionslose Frequenz

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9

Zeichen	Einheit	Bedeutung
F	N	Kraft
F_s	Hz	Frequenz der Datenaufnahme
H	–	Heaviside Stufenfunktion
H	J	Enthalpie
h	m	Blatthöhe, Schaufelhöhe, Kanalweite
h	J/kg	spezifische Enthalpie
$\overline{h}$	J/kg	spezifische Rothalpie
H, h	m	Höhe
h_{Sp}	m	Spalthöhe
i	°	Anströmwinkel, Fehlanströmwinkel
J	kJ/kg	spezifische Normalenthalpie
k	m	Rauheitstiefe
L, l	m	Länge
L_i	J/(kg/s)	spez. innere Arbeit
L_u	J/(kg/s)	spez. Umfangsarbeit
m	kg	Masse
$\dot{m}$	kg/s	Massenstrom
n	–	Schaufelanzahl
n	–	Anzahl der Messpunkte
N	–	Drehachse
N, n	1/min	Drehzahl des Rotors bzw. der Welle
p	bar	Druck
P	W	Leistung
P		Massepunkt
Q	J	Wärme
r	–	Reaktionsgrad
R	J/kg	spezielle Gaskonstante
r, R	–	radial, Koordinate, in radialer Richtung
Rxx	–	Autokorrelationsfunktion
s	m	Längenskala
S	m	Abstand
s	–	Wavelet Basis Function Dilation Parameter (Scale)
s	m	Sehnenlänge
s	m	körpergebundene Ortskoordinate, Weg
s	J/kg/K	spezifische Entropie
s_{rel}	–	auf den Massenstrom bezogener Pumpgrenzenabstand
Sxx	–	Autoleistungs(dichte)spektrum
T	s	Periodendauer
t	m	Teilung
t	–	Teilung
T	K	Temperatur
t_b	m	Dickenverteilung, Profildicke
u	m/s	Umfangsgeschwindigkeit

Zeichen	Einheit	Bedeutung
u	m/s	Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung im Geschwindigkeitsvektor
V	m^3	Volumen
$\vec{v}(u,v,w)$	m/s	Geschwindigkeitsvektor mit den Komponenten u, v, w
$\dot{V}$	m^3/s	Volumenstrom
w	m/s	Relativgeschwindigkeit
w	–	Fensterbreite der Kreuzkorrelation
W	J	Arbeit
w	J/kg	spezifische Arbeit
W, w	–	Weite
x	m	Koordinate in Achsrichtung
X	kg_D/kg_L	Wasserbeladung, absolute Luftfeuchte, (Massenverhältnis)
y	m	Ortskoordinate
z	M	Ortskoordinate
z	–	Anzahl der Schaufeln

Griechische Zeichen

Zeichen	Einheit	Bedeutung
α	°	Mach'scher Winkel
α	°	An-/Abströmwinkel im Absolutsystem
β	°	An-/Abströmwinkel im Relativsystem
β	°	Strömungswinkel im Relativsystem
δ	m	Grenzschichtdicke
δ_{min}	–	minimale Filmdicke, entdimensioniert
ε	–	Gleitzahl
ε	–	Exponent zur Anpassung der Verluste
ε	°	Anstellwinkel
ε	°	Pfeilungswinkel
Φ, φ	–	Durchflusszahl
$\Phi = c/u$	–	Strömungskoeffizient
φ	kJ/kg	spezifische Verdichterarbeit
φ	–	relative Feuchte
γ	°	Gleitwinkel, Staffelungswinkel
γ	°	Winkel der Skelettlinie bzgl. der Sehne
η	–	Wirkungsgrad
η	kg/m s	dynamische Viskosität
κ	–	Isentropenexponent
Γ	–	Zirkulation
Γ_{min}	–	minimale Flussrate, entdimensioniert
λ	J/K m	Wärmeleitfähigkeit

Zeichen	Einheit	Bedeutung
λ	°	Neigungswinkel der Meridianstromlinien
λ	m	Wellenlänge
λ	–	Flächenverhältnis
μ	–	Ausflusszahl, Einschnürung, Ausfluss-, Durchflusskoeffizient
ν	m/s^2	kinematische Viskosität
ω	°/s	Winkelgeschwindigkeit der umlaufenden Strömung
ω		(Spalt-)verlust
π	–	Druckverhältnis
Ψ	–	Druckzahl
ν	m/s^2	kinematische Viskosität
ρ	kg/m^3	Dichte, absoluter Feuchtegehalt (volumenbezogen)
σ	°	Winkel der Stoßfront des schrägen Stoßes
$\sigma = s/t$	–	Teilungsverhältnis
ϑ	°	Eintrittswinkel Vorleitreihe
Θ	°	Staffelungswinkel
Θ	°	Umfangsposition
θ	°	Umlenkwinkel der Skelettlinie
τ	s	Zeitskala, Zeitverschiebung
τ	m	Spaltweite
τ	N/m	Schubspannung
χ	–	Korrelationsmaß (der Kreuzkorrelation)
ζ	–	Verlustbeiwert
ζ	kJ/kg K	Mischungsentropie

Indizes

Index	Bedeutung
∞	freie Anströmung
“	Laufrad
‘	Leitrad
0	total
1	Eintrittsebene
2	Austrittsebene
A	Arbeitspunkt
A	Auftrieb
ax	axial
cas	Gehäuse
d	Droplet, Tropfen
Diss	dissipativ, Dissipation
DS	Druckseite
E	Erstarrung

Index	Bedeutung
e	Austritt
F	Film
fl	flüssig, Flüssigkeit
fs	Freistrom
G	Gas, gasförmig
i	Eintritt
irr	irreversibel
j	Strahl, Jet
k	kinematisch
K	Kupplung
kin	kinetisch
korr	korrigiert
L	Luft
L	Liquid, Flüssigkeit
l	volumetrisch
l	laminar
L, d	dynamische Leidensfrosttemperatur
le, LE	Vorderkante
m	mechanisch
m	Meridiankomponente
misch	Mischung
N	normal, Nutz
p	Druck
P	Profil
pe	Wirkungsgradextremum
pol	polytrop
pot	potenziell
Q	an der Pumpgrenze
Quelle	Ort der Druckstörung
R	radial
r	Radialkomponente
R	Reibung
R	Resultierende
red	reduziert
ref	Referenz
rel	relativ
s	Isentrop
s	Staffelung
s	Kraftangriffspunkt
S	Schub
S	Sättigung
S	Schall
s, is	isentrop
sat	Sättigung

Index	Bedeutung
shaft	Welle
Sp	Spalt
SS	Saugseite
stall	bei Ablösung
t	technisch
t	turbulent
T	Trägheit
te, TE	Hinterkante
tip	Blattspitze
tot	total
Tr	Trippelpunkt
u	Umfangsrichtung
u	Umfangskomponente, Umfangsrichtung
W	Widerstand
wnd	Weite des Korrelationsfensters, correlation window size
x	axial
z	axial
φ	Umfangsrichtung

Abkürzungen

	Bedeutung
ACGs	axiale Gehäusestrukturierung, axial casing grooves
AFC	active flow control, geregelten Ein- bzw. Ausblasen
ANN	künstliche neuronale Netzwerke, artificial neural networks
APS	Active Pixel Sensor („aktiver Pixelsensor“), in CMOS Kameras verbaut
APU	Hilfsgasturbine, Auxiliary Power Unit
AR	Streckungsverhältnis, aspect ratio
AVDR	Axial Velocity Density Ratio
BBEW	Einbringen von Vertiefungen bzw. Erhöhungen in der Wand entlang des Profils, blended blade and end wall
BLING	integrales Bauteil aus Scheibe und Nabenkontur, Blade Integrated Ring
BLISK	integrales Bauteil aus Scheibe und Beschaufelung, Blade Integrated Disk
BPF	blade passing frequency, Blatt Vorbeistreichfrequenz
BSA	Burst Spectrum Analyzer
CAA	computational aeroacoustics (CAA)
CAEP	Committee on Aviation Environmental Protection
CCD	charge-coupled device, (ladungsgekoppeltes Bauteil, Aufnahmebauteil einer Digitalkamera bzw. Videokamera)
CDA-profile	CDA-profile, controlled diffusion airfoil

	Bedeutung
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor, komplementärer, sich ergänzender Metall-Oxid-Halbleiter, der aus aktiven Halbleiterdetektoren (APS) aufgebaut ist.
CRISP	Counter Rotating Integrated Shrouded Propfan
CROR	Contra Rotating Open Rotor
DC	Distortion Coefficient
DCA-Profile	Doppelkreisbogenprofil, double circular airfoil
DDES	hybride RANS/LES-Verfahren, Delayed Detached Eddy Simulation
DES	Detached Eddy Simulation
DF	Lieblein-Diffusionsfaktor
DH	DeHaller-Zahl
DMLS	Direct Metal Laser Sintering
DMS	Dehnmessstreifen
DNS	Direct Numeric Simulation
DSC	Distortion and Swirl Coefficient
DSFS	Diskretes räumliches Fourier Spektrum, discrete spatial Fourier spectrum
EASA	Europäische Luftfahrtbehörde
FFD	Free-Form Deformation Formulierung, Optimierungsverfahren
FFT	Fast Fourier Transformation
GE	General Electric corp.
HAR	hohes Streckungsverhältnis, AR > 1.2 high aspect ratio
HD	Hochdruck
HDV	Hochdruckverdichter
IBMSG	Immersed Boundary Method with Smeared Geometry
ICAO	International Civil Aviation Organization
IGV	Eintrittsleitreihe, Inlet Guide Vane
KNN	künstliche neuronale Netzwerke, artificial neural networks
LAR	niederes Streckungsverhältnis, AR um 1,0 low aspect ratio
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie, punktförmiges Messverfahren des Geschwindigkeitsvektors
LE, le	Vorderkante, leading edge
LER	lokale Anpassung des Eintrittswinkels, leading edge Re-Camber
LES	Large Eddy Simulation
LOCA	Vorfall mit Verlust des Kühlmittels, loss of coolant accident
Ma	Mach-Zahl
MAM	meta-assembly, Multi-point Approximation Methode, Optimierungsverfahren
MARS	Art der Regressionsanalyse, multivariate adaptive regression splines
MART	Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique, tomographisches Auswerteverfahren
MCA-Profile	Mehrkreisprofil, Multiple Circular Arc
MD	Mitteldruck
MDO	multidisciplinary design optimization technology
MDV	Mitteldruckverdichter

	Bedeutung
MFR	minimale Flussrate, minimum flow rate; endimensioniert: Γ_{min}
MFT	minimale Filmdicke, minimum film thickness; entdimensioniert δ_{min}
MOPSO	Multiobjective particle swarm optimization
MVG	Micro Vortex generator, Mikro-Wirbelerzeuger
ND	Niederdruck
NDV	Niederdruckverdichter
Ne	Nernst-Zahl
NURBS	Non Uniform Rational Bezier Spline Oberflächen, Non Uniform Rational Bezier Spline Surface
OASPL	Gesamtschalldruckpegel, overall sound pressure level, im gesamten Spektrum enthaltene akustische Energie
OP	Betriebspunkt, operation point
PDA	Phasen-Doppler-Anemometrie, punktförmiges Messverfahren des Geschwindigkeitsvektors sowie der Partikelgröße
PGA	Pumpgrenzenabstand
PIV	Particle Image Velocimetry
PS	Druckseite, pressure side
RANS	Reynolds-gemitteltes Navier-Stokes-Verfahren
Re	Reynolds-Zahl
SC	Swirl Coefficient
SCM	räumliches Korrelationsmaß, spatial correlation metric
SDBD	einfacher dielektrischer Widerstand, single dielectric barrier discharge
SFT	räumliche FFT, Spacial Fourier Transformation
SGS	Sub-grid-scale Turbulenzmodelle für LES
SM	surge margin, Pumpgrenzenabstand
SPIV	Stereo Particle Image Velocimetry, 3D Geschwindigkeits-Messsystem
SPL	Schallpegel, Schalldruckpegel, sound pressure level, in einer Frequenz enthaltene akustische Energie
SPWL	Schallleistungspegel, Sound Power Watt Level
SRE	Erweiterung des Stabilitätsbereiches, stability range extension
SS	Saugseite, suction side
TAT	Turbine Outlet Temperature
TE, te	Hinterkante, trailing edge
TER	lokale Anpassung des Austrittswinkels, trailing edge Re-Camber
TIT	Turbine Inlet Temperature
TWE	Methode der umlaufenden Welle
UDF	Unducted Fan, nicht ummantelter Fan
UHB	Ultra-High-Bypass Turbofan
URANS	Instationäres Reynolds-gemitteltes Navier-Stokes-Verfahren
UT, UTC	United Technology Corporation
VG	Wirbelerzeuger, Vortex Generator
VGV	Variable Leitreihe, variable guide vane
VIGV	Variable Eintrittsleitreihe, Variable Inlet Guide Vane
ZSS	zero sheer stress, Linienverlauf ohne Wandscherspannung

Begriffe

engl.	deutsch
airfoil	Schaufelprofil
aspect ratio	Streckung, Schlankheitsgrad, AR = Blattlänge/Blattbreite bzw. Höhe/Sehne, (Sehnenlänge) = l/s
blade camber angle	geometrische Umlenkung des Profils
boundaray layer momentum thickness	Impulsverlustdicke
bow, bowed	Naben- und Gehäuse seitig gepfeilt bzw. geneigt
BPF	Blade Passing Frequency; Blattfolgefrequenz
camber	Wölbung
camber line	Skelettlinie
cantilevered	Blattspitze ohne Plattform/Ring: Leitradblatt am Außengehäuse fixiert mit einfacher Blattspitze am Rotor
casing treatment	Gehäusestrukturierung durch Nuten
casing treatment	axial bzw. umfangsmäßig eingebrachte Nuten
CFK	Karbonfaser-verstärkter Kunststoff (CFK)
CFRP	carbon-fiber-reinforced polymer
chor length	Sehnenlänge
chord	Sehne
chordwise	entlang der Sehne, in Sehnenrichtung
compound lean, bowed	beidseitig gegen die radial geneigte Schaufel
CRISP	Contra rotating shrouded Propfan
croppe	einstellen der Spaltweite durch Fertigung
DC	Distortion Coefficient, Einlaufstörung durch Totaldruckinhomogenität
Deviation	Differenz zwischen Austrittswinkel der Skelettlinie und der Abströmrichtung
dihedral	V-Stellung, Neigung durch ein Verschieben der radial aufgefädelten Profile senkrecht zur Sehne bzw. in axiale Richtung
Discharge Coefficient	Ausflussbeiwert
dry bulb temperature	Temperatur des trockenen Thermometers
DSC	Distortion and Swirl Coeffient, Einlaufstörung durch Totaldruckinhomogenität und Drall
DSFS	diskrete räumliche Fourieranalyse
EASA	Europäische Luftfahrtbehörde
endwall contouring	Endwall contouring
endwall treatment	Bearbeitung axiale und umfangsmäßige Nuten
Englischer Begriff	Deutscher Begriff
Exposure	Überdeckung der Axialnuten (casing treatment) in Bezug zur Schaufelbreite
fence	Turbulenzzaun, Stolperkante
FFT	Fast Fourier Transformation
flow coefficient	Strömungsbeiwert, Widerstandsbeiwert, Cv
groove	Nut

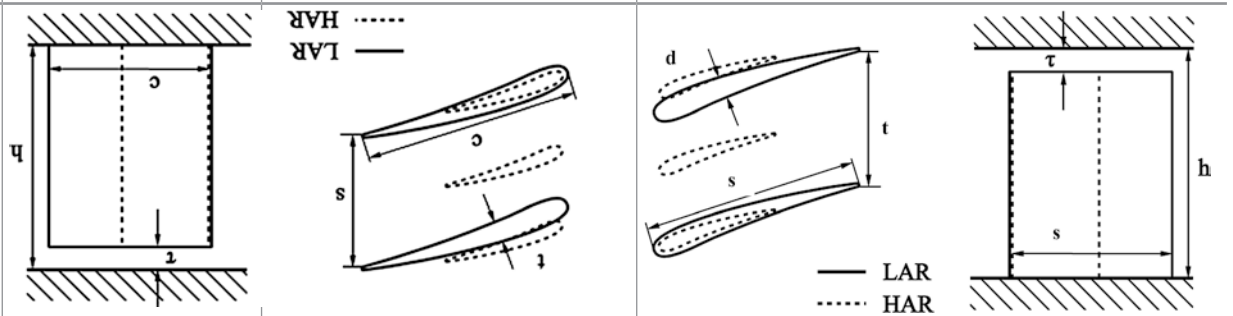
engl.	deutsch
GTF	Getriebefan
HCF	High Cycle Fatigue, Ermüdungsbruch
hub	Nabe
hub-to-tip ratio	Nabenverhältnis
Incidence	Anströmwinkel
LCF	Low Cycle Fatigue, Gewaltbruch
LDA	Laser Doppler Anemometrie
lean	gegen die radial geneigte Schaufel
LES	Numerische Berechnung unter Verwendung von Feinstruktur-Turbulenzmodellen, Large-Eddy Simulation
Loading	Belastung, axiale Druckverteilung bzw. axialer Druckverlauf entlang des Profils
MCR	Maximum Continous Rating
meridional	Meridian Ebene, Schnitt durch die Maschinenachse
MMP	Multiple Mixing Plane
Modal oscillating	Modalwelle, Mode
Modalwave, Mode	langskaliges Abreißen
MP	Mixing Plane Method
MPT	multiple pure tones, mehrere Töne
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics, US-Behörde
non-dimensional mass flow	reduzierter Massenstrom
non-dimensional rotational speed	reduzierte Drehzahl
PCM	Polymer Composite Materialien
PDA	Phasen Doppler Anemometrie
PGA	Pumpgrenzenabstand
pike	kurzskalige Störung, kurzskaliges Abreißen
pitch	Teilung, t
pitch to cord ration = Solidity	Teilungsverhältnis, Völligkeit Sehne/Teilung $\sigma = s/t$
pitchwise	in Umfangsrichtung
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	zeitlich gemittelte Navier-Stokes Gleichungen (Reynolds-avareged Navier Stokes equations)
recirculation zone	Rückströmgebiet
RSS	Abstand von Rotor zu Stator
S1 stream surface (pitchwise, blade-to-blade)	rotationssymmetrische Schnitte zwischen den Schaufeln (Schaufelschnitt)
S2 stream surface (spanwise, throughflow)	radialer Schnitt mit Blick auf die Meridionalebene
SC	Swirl Coefficient, Einlaufstörung durch Drall
separation region	Ablösegebiet
shape factor	Formfaktor
shroud	Deckband

engl.	deutsch
skew	gegen die radiale Richtung geneigt
SM	Pumpgrenzenabstand, surge margin
solidity	Teilungsverhältnis, σ = Teilung/Sehnenlänge
span	Blatthöhe, h
spanwise	radial
spike	Drucksprung
Spike	kurzskaliges Abreißen
SPIV	Stereoscopic Particle Image Velocimetry, 3D-PIV
SPL	Sound Pressure Level, Schalldruck
Splitter blade	jede zweite Vorderkante zurückgesetzt; abwechseln von Vollschaufeln mit gekürzten zurückversetzten Zwischenschaufeln
SRE	Erweiterung des Stabilitätsbereichs, stability range extension
stagger	Staffelung
Stagger angle	Staffelungswinkel
stall	Abreißen, Strömungsabriss
subsonic	an keiner Stelle der Profilumströmung treten höhere Geschwindigkeiten als Ma = 1 auf
supersonic	Anströmung mit hohen Mach-Zahlen (Ma1 > 1,2)
surge	Verdichterpumpen
sweep	Pfeilung
tailored blading	nach optimalen Kriterien angepasste Beschaufelung
thickness distribution	Dickenverteilung
throughflow	Meridianströmung
tip	Schaufelspitze, außen
TO	Take off
transonic	transsonisch, es treten Überschallströmungen auf; gibt keine Aussage, ob die Anströmung im Unter- oder Überschallbereich erfolgt
trench	Riefe durch Anstreifen
TRS	Transient Rotor-Stator Interface
UDF	Undacted Fan, nicht ummantelter Fan
UHB	Ultra-High-Bypass Fan
vortex breakdown	Wirbelzusammenbrechen
Vorticity	Wirbelstärke
wake	Nachlauf
wet bulb temperature	Temperatur des nassen Thermometers, Sättigungstemperatur, Taupunkttemperatur
widechord	Streckungsverhältnis um 1,0
yaw angle	Gierwinkel
ZSS	Bifurkationslinie, in der keine Scherspannung herrscht

Häufige Kennzahlen

Name	Gleichung	Beziehung zwischen den Kennzahlen	
Druckzahl Work Coefficient	$\psi = \frac{2 \cdot \Delta h_s}{u_2^2}$		$\psi = \frac{1}{\sigma^2 \delta^2}$
Loading Coefficient	$= \frac{\Delta h_{\text{tot}}}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u_2^2}$		
Pressure rise coefficient	$= \frac{\Delta p_{\text{tot}}}{\frac{1}{2} \cdot \rho \cdot u_2^2}$		
Laufzahl	$\nu = \frac{u}{\sqrt{2 \cdot \Delta h_s}}$	$\nu = \frac{1}{\sqrt{\psi}}$	
Durchflusszahl Flow Coefficient	$\varphi = \frac{\dot{V}}{u \cdot A}$		$\varphi = \frac{1}{\sigma \delta^3}$
Schluckzahl	$\mu = \frac{\dot{V}}{A \cdot \sqrt{2 \Delta h_s}}$	$\mu = \frac{\varphi}{\sqrt{\psi}}$	
Leistungszahl	$\lambda = \frac{L_i}{u_2^2}$		
Wirkungsgrad Kraftmaschine	$\eta = \frac{P}{\dot{m} \cdot \Delta h_s}$	$\eta = \frac{\lambda}{\varphi \cdot \psi}$	$\eta = \sigma^3 \delta^5 \lambda$
Wirkungsgrad Arbeitsmaschine	$\eta = \frac{\dot{m} \cdot \Delta h_s}{P}$	$\eta = \frac{\varphi \cdot \psi}{\lambda}$	$\eta = \frac{1}{\sigma^3 \delta^5 \lambda}$
Durchmesserzahl	$\delta = D \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt[4]{\frac{2 \cdot \Delta h_s}{\dot{V}_2}}$	$\delta = \frac{\psi^{1/4}}{\varphi^{1/2}}$	
Schnellläufigkeit	$\sigma = \frac{2n\sqrt{\pi \dot{V}}}{\left(2 \cdot \Delta h_s\right)^{3/4}}$	$\delta = \frac{\varphi^{1/2}}{\psi^{1/4}}$	

Vergleich der englischen mit den deutschen Bezeichnungen

Zeichen engl.	Bezeichnung engl.	Zeichen dt.	Bezeichnung dt.
			
c	chord length	s	Sehnenlänge
DH	DeHaller Number		Diffusion
$h = (D_{out} = D_{in})/2$	blade height	h	Blatthöhe, radial
L	axial length	L	Blattbreite, axial
s	pitch	t	Teilung
t	blade thickness	d	Profildicke
$\Lambda = h/c$	aspect ratio, AR	$\Lambda = h/s$	Schaufelseitenverhältnis, Streckungsverhältnis
$\sigma = c/s$	solidity	$\sigma = t/s$	Teilungsverhältnis
$\nu = D_{in}/D_{out}$	hub-to tip ration	$\nu = D_{Nabe}/D_{Gehäuse}$	Durchmesserverhältnis, Nabenverhältnis
τ, ε	tip clearance	τ	Spaltweite
ω	loss coefficient	ξ	Verlustkoeffizient
t/c	thickness-to-chord ratio		
δ	Boundary layer thickness	δ	Grenzschichtdicke
δ/c	thickness-to-chord length		
δ/h	thickness-to-blade height		
τ/c	clearance-to-chord ratio		
$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$	deflection angle	$\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$	Umlenkwinkel

Stichwortverzeichnis

A
Ablagerung 448
Ablösegebiet 163
Ablösungen 162
Absolute Feuchte 382
Absolutgeschwindigkeit 26
Abströmwinkel 86
ACARE 521
Ähnlichkeitstheorie 5
Aerosole 358
Aft-loaded-Profil 73
Anlaufbelag 288
ANN 684
Arbeit 27
Aspect Ratio 55
Auftriebskraft 59
Aufwerteformel 15
Ausflusszahl 153
Austrittsleitvorrichtung 271
Autokorrelation 340
AVDR 149
Axial casing treatment 320
Axiale Gehäusestrukturierung 320
Axial velocity density ratio 149, 678

B
Baldwin und Lomax 626
Basset-Kraft 396
Beobachtungsfenster 345
Betriebskennlinie 38
Bezier-Splines 674
Blade tip stall 315
Blade to blade 611
Blattspitze 158
Blockierungsfaktor 198
Blockstrukturiertes Netz 659
B-Parameter 219
Brennkammer 477
Brennpunkt 167
B-Splines 674
Bypassverhältnis 525

C
Casing treatment 305, 313
CFL-Zahl 663
Chimera Netz 660
Circumferential casing treatment 316
CRISP 544
Cut-off-Frequenz 573

D
Dämpfung 590
Dalton 383
Dampfdruck 503
2D-Auslegung 234
3D-Auslegung 235
DCA Profil 250
Deckband 161
DeHaller-Zahl 103, 188
Delayed Detached Eddy Simulation 633
Deposition 408
Detached Eddy Simulation 632
Determinante 166
Dickenverteilung 55
Differenzenquotient 637
Diffusion 106
Diffusionsfaktor 188

© Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2020

F. Joos, *Aerodynamik axialer Turbokompressoren*,
https://doi.org/10.1007/978-3-658-28937-9

Dihedral 229
Dimensionsanalyse 8
Dipolstrahler 570
Direkte numerische Simulation 614
Dirichlet-Randbedingung 643
Diskrete räumliche Fourier-Analyse 337
Distanzhalter 530
Distortion 196
Distortion coefficient 196
Divergenz 601
Double circular arc 250
Dralldrossel 271
Drallerhaltungssatz 34
Drosselkurve 191
Druckanstiegskoeffizient 108, 189
Druckmessstelle 696
Druckstörungsparameter 368
Druckverlust 358
Druckzahl 11
Durchflussfunktion 153
Durchflussrechnung 612
Durchflusszahl 12
Durchmesserzahl 15

E
Eckenwirbel 126, 294
Eckenwirbelablösung 172
Eigenwertanalyse 120
Einblasen 105
Eindüsung 350
Einlauf 357
Eintrittsleitvorrichtung 271
Endwall contouring 305
Endwall treatment 305
Energiebilanz 27
Energie der umlaufenden Welle 337
Energieerhaltung 606
Energiekaskade 623
Entspannungsprozess 479
Euler'sche Strömungsmaschinen-Hauptgleichung 35
European Aeronautics: Visio 2020 521
Evolutionärer Algorithmus 679

F
Fan 521
Fanlärm 574
Favre-Mittelung 617
Fehlanströmung 219, 367
Fehlanströmwinkel 220
Fehlerquellen 662
Festkörperwirbel 117
Feuchte Luft 380
Filmaufreißen 426
Filmgeschwindigkeit 424
Filmstabilität 426
Filmstruktur 420
Finite-Differenzen-Verfahren 635
Finite-Elemente-Methoden 636
Finite-Volumen-Verfahren (FVV) 636, 638
Fischgrätenmuster 112
Flattern 193
Folgevermögen 388
For-loaded-Profil 73
Fourier-Analyse 338, 340
Free-Form Deformation 687
Früherkennung 216

G
Gasdynamische Funktionen 21
Gegabelte Schaufel 281
Gegenläufiger Fan 544
Gehäusestrukturierung 313
Geometrische Ähnlichkeit 6
Geschwindigkeitsplan 35
Getriebefan 543
Gleitwinkel 62
Gleitzahl 62
Görtler-Wirbel 112
Gradientenverfahren 676
Grenzschicht 94
Grenzschichtabsaugung 100
Grenzschichtdicke 76

H
Hagen-Poiseuille 152
Haifischhaut 111
Heaviside-Stufenfunktion 345
High fogging 375
Hinterkantendesintegration 436
Hinterkantenwirbel 134
Hochgeschwindigkeits-PIV 710
h, s-Diagramm 9, 28
h, s-Diagramm des Verdichters 33
Hub to tip 611
Hufeisenwirbel 123
Hybrides Netz 660

I
Impulsbilanz 603
Impulsverlustdicke 99
Inlet Distortion 537
Inlet guide vane 271
Integrales Längenmaß 623
Interstage fogging 498
Inverses Auslegungsverfahren 678

J
Jet engine crystal icing 453

K
Kanalwirbel 124
Kennzahl 6
Knoten 167
Kolmogorov-Längenmaß 623
Kontinuitätsgleichung 602
Konvergenz 662
Korrelationskoeffizient 342
Korrelationsmaß 343
Kraftwirkung 64
Kreuzkorrelation 337
Kubische Splines 674
Künstliche neuronale Netze 684
Kurzskalige Störung 203
Kutta-Joukowski-Abströmbedingung 58

L
Labyrinthdichtung 157
Lärm 565
Lärmberechnungsverfahren 580
Lärmemission 567
Lärmreduktionsmaßnahmen 588
Laminarprofil 96
Langmuir-Knudsen-Modell 476
Langskaliges Abreißen 204
Laplace-Operator 602
Large Eddy Simulation 620
Laser-Doppler-Anemometrie 713
Leading edge re-camber 252
Lean 229
Leckage 152
Leistungserhöhung 373
Leistungssteigerung 460
Leistungszahl 13
Leitrad 271
Lieblein-Diffusionsfaktor 169
Lieferzahl 13
Lighthill-Wellengleichung 583
Lufteinblasung 293
Luftfeuchte 22
Luftfilter 358

M
Mach-Zahl 8
Mach-Zahl-Ähnlichkeit 19
Magnus-Kraft 397
MCA Profil 250
Mehrlochsonde 697
Meridiangeschwindigkeit 36
Mischebenen-Methode 656
Mittelungsverfahren 644
Mittelwert 616
Modalwellen 203, 212
Mode 203
k-ε-Modell 628
k-ω-Modell 630
Modellgesetz 5
Monopolstrahler 568

N
Nabla-Operator 601
Nassverdichtung 375, 467
Neigung 233
Nernst-Zahl 8
Neumann-Randbedingung 643
Newton'sches Reibungsgesetz 603
Nicht-rotationssymmetrische Profilierung 310
Non uniform rational Bezier-Spline Oberfläche 686
Normalkraft 60
Normalspannung 603

O
Oberflächenrauheit 109
Oberflächenwellen 430
Off-Design-Bedingung 41
Ohnesorge-Zahl 400
Open Rotor 547

P
Particle-Image Velocimety 705
Partikel 443
Partikelerosion 451

Periodische Randbedingung 643
Pfeilung 233, 237
Phasendiagramm 382
Phasen-Doppler-Anemometrie 713
Physikalische Ähnlichkeit 6
pi-Theorem 8
Polardiagramm 61
Potenzialwirbel 117
Profilfädelung 250
Profilverlustbeiwert 145
Profilverluste 442
Propeller 62
Propfan 547
Pumpen 187
Pumpgrenzenabstand 188, 194, 318
Pumpgrenzenkoeffizient 292

Q
Q3D 231
Quadrupolstrahler 570
Quasi-3D-Verfahren 611
Quasi-dreidimensionales Verfahren 231

R
Radiales Kräftegleichgewicht 81
Ram-efficiency 363
Randbedingung 641
Rankine-Wirbel 116
Reaktionsgrad 8, 9, 51
Rebound 409
Re-camber 251, 257
Re-cambering 229
Recirculation zone 163
Reduzierte Drehzahl 21
reduzierte Frequenz 74
Reduzierte Größe 19
Reduzierter Massenstrom 20
Regen 459
Relative Feuchte 383
Relativgeschwindigkeit 26
Relaxationszeit 387
Reynolds-Spannungsmodelle 631
Reynolds-Zahl 7
Rippe 112
Rosin-RammlerVerteilung 390
Rotating stall 187
Rotation 119, 602
Rotationssymmetrische Profilierung 306
Rothalpie 45
Rotierendes Abreißen 192
Rückströmgebiet 163

S
S1-Ebene 231
S1/S2-Methode 611
S2-Fläche 231
Sandkornrauheit 110
Sattelpunkt 167
Schallausbreitung 572
Schalldämpfer 358
Schalldruck 565
Schalldruckpegel 565
Schallgeschwindigkeit 386
Schallintensität 565
Schallleistungspegel 566
Schallquelle 571
Schallschnelle 566
Schaufelprofil 54
Schaufelprofile 68
Scherspannungsmodell 630
Schnelläufigkeit 13
Seeding 704
Sehnenlänge 55
Seitenlinienpegel 567
Sekundärströmung 115, 124
Sekundärtropfenzerfall 401
Separation region 163
Skelettlinie 55
Skewed 229
Sonde 699
Spacer 530
Spacial fourier transformation 346
Spalart und Allmaras 628
Spaltbeschaufelung 297
Spaltströmung 129
Spaltverhalten 154
Spektrogramm 348
Spike 203, 207
Splash 408
Splashing-Parameter 414
Splitter blade 281
Spur 166
SST-Modell 631
Stabilisierungsmaßnahme 269
Stabilitätsbereich 195
Staffelungswinkel 55
Standardatmosphäre 502, 503
Steoreo-PIV 705
Stochastisches Optimierungsverfahren 679

Stokes'sche Reibungsansatz 604
Stokes-Widerstandsbeiwert 393
Stokes-Zahl 399
Stopfen 39
Strähnenbildung 445
Streckungsverhältnis 55
Streupartikel 704
Strömungskoeffizient 292
Strömungsmaschinen-Hauptgleichung 34
Strouhal-Zahl 8, 12
Strukturierte Netze 658
Surge 187
Surge margin 194
Sweep 229, 237
Swirl coefficient 196

T
Tailored blade 250, 257
Tandemgitter 275
Taylor-Längenmaß 624
Technische Arbeit 30
Teilungsverhältnis 55
Tip blockage stall 315
Tip Injection 105, 290
Tomographic-PIV 709
Totaldruck 29
Totalenthalpie 28, 29
Totaltemperatur 29
Tragflügeltheorie 57
Trailing edge re-camber 252
Transition 98, 664
Transsonischer Verdichter 143
Tripelpunkt 380
Tropfenaufprall 415
Tropfenausriss 434
Tropfendeformation 400
Tropfeneinschlag 413
Tropfen-Wand-Wechselwirkung 405
Turbulator 112
Turbulenzmodell 621, 625

U
Überschallgrenze 138
Umfangsarbeit 28
Umfangsgeschwindigkeit 26
Umfangskraft 66
Umfangsmäßige Gehäusestrukturierung 316
Umfangswirkungsgrad 48
Umlenkwinkel 446
Unducted fan 547
Unstrukturiertes Netz 659

V
Variable Geometrie 274
Vektorprodukt 602
Verdampfungsenthalpie 375
Verdampfungsrate 376
Verdichterinstabilität 185
Verdichterkennlinie 38
Verdichterlärm 569
Verdichterpumpe 39, 190
Verdichtungsstoß 136
Verdrängungsschichtdicke 99
Verlust 75
Verlustströmung 155
Volumen-PIV 709
Vorleitrad 271
Vorleitreihe 529
Vortriebswirkungsgrad 523

W
Wandfilm 418, 421
Wasserbeladung 381
Wassereindüsung 460
Wassereinspritzung 373
Wavelet 337
Wavelet-Methode 347
Weber-Zahl 390, 400
Wet compression 375
Wet-compression-Prozess 483
Widechord-Design 229
Widerstandsbeiwert 97, 393, 402
Widerstandskraft 60, 450
Windmilling 553
Wirbelerzeuger 113
Wirbelgenerator 114
Wirbelidentifikation 116
Wirbelidentifizierungsverfahren 123
Wirbelstärke 118
Wirkungsgrad 30, 50

Z
Zerfall 400
Zerstäubung 390
Zirkulation 54
Zustandsänderung 44, 378
Zweiphasenströmung 375