

Technische Universität München
Institut für Luft- und Raumfahrt

Lehrstuhl für Flugantriebe

**Verdichterstabilisierung mit passiven
Gehäusestrukturen
– eine numerische Analyse –**

Ingo Wilke

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät für Maschinenwesen der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender:	Univ.-Prof. Dr.-Ing. H. Baier
Prüfer der Dissertation:	
1.	Univ.-Prof. Dr.-Ing. H.-P. Kau
2.	Univ.-Prof. Dr.-Ing., Dr.-Ing. habil. R. Schilling

Die Dissertation wurde am 22.04.2005 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Maschinenwesen am 02.11.2005 angenommen.

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Lehrstuhl für Flugantriebe der Technischen Universität München. In diesem Zusammenhang richtet sich mein herzlicher Dank an Prof. Dr.-Ing. Hans-Peter Kau, den Ordinarius dieses Lehrstuhls. Herr Kau unterstützte mich in meiner Arbeit mit wertvollen Informationen, Ideen und Anregungen. Stets fand er die Zeit für die Lösung von Problemen und fruchtbaren Diskussionen, die zu einer wichtigen Basis meiner Dissertation wurden.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Kollegen und Kolleginnen am Lehrstuhl für ihre stete Hilfsbereitschaft und Unterstützung bei allen Dingen des Lehrstuhllebens. Ohne die lebhaften und energispendenden Kaffeepausen in der immer zahlreich frequentierten Küche hätte ich meine Dissertation wohl nicht mal bis zur Hälfte geschafft.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner lieben Frau Stephanie und meiner kleinen Tochter Natascha. Meine kleine Familie war stets für mich da, auch wenn ich für sie so oft keine Zeit hatte. Sie haben mich stets in meiner Arbeit unterstützt und dabei unendliche Geduld gezeigt.

München im April 2005

Ingo Wilke

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	4
1. Einleitung	8
2. Grundlagen Verdichter	11
2.1. Bedeutung des Verdichters für Gasturbinen	11
2.2. Betriebsverhalten von Axialverdichtern	14
2.3. Rotating-Stall und Pumpen	19
2.3.1. Rotating-Stall	19
2.3.2. Verdichterpumpen	21
2.3.3. Mehrstufige Systeme	23
2.3.4. Vorhersage der Stabilitätsgrenze	23
2.4. Entwicklungstendenzen moderner Axialverdichter	24
2.4.1. Grundlegende Strategien	24
2.4.2. Früherkennung und Stabilisierung von Instabilitäten	27
2.5. Wichtige Strömungseigenschaften in Verdichterstufen	30
3. Stabilisierung mit passiven Gehäusestrukturen	33
3.1. Verdichterkennfeld mit Casing-Treatment	33
3.2. Geschichtlicher Überblick und Entwicklung	35
3.3. Stand der Forschung	42
3.4. Theoretische Überlegungen zur Auslegung	44
3.5. Analyse mit Hilfe numerischer Methoden	46
4. Numerisch untersuchte Verdichter	48

5.	Grundlagen der numerischen Strömungssimulation.....	51
5.1.	Mathematisch-Physikalische Modellbildung.....	51
5.1.1.	Grundgleichungen der Strömungsmechanik.....	51
5.1.2.	Reynoldsmittelung der Grundgleichungen.....	54
5.1.3.	Turbulenzmodelle	58
5.2.	Numerische Verfahren — Diskretisierung	64
5.2.1.	Räumliche Diskretisierung	65
5.2.2.	Zeitliche Diskretisierung	69
5.3.	Aussagefähigkeit numerischer Simulationen.....	72
6.	Numerische Simulation der Verdichterströmung.....	74
6.1.	Modellierungskonzepte mit stehenden Gehäusestrukturen.....	74
6.2.	Aufbau der Simulationsmodelle.....	76
6.2.1.	Räumliche Diskretisierung	76
6.2.2.	Zeitliche Diskretisierung.....	78
6.2.3.	Turbulenzmodellierung.....	79
6.2.4.	Randbedingungen	80
6.3.	Validierung der Simulationsmodelle	81
7.	Strömungssimulationen mit glatter Gehäusewand	89
7.1.	Analyse der Spaltströmung	89
7.1.1.	Eigenschaften der Spaltströmung	89
7.1.2.	Aufplatzen des Spaltwirbels	92
7.2.	Klassifizierung stabilitätskritischer Mechanismen	95
7.2.1.	Schaufelspitzenablösung.....	96
7.2.2.	Spaltströmungsbedingte Schaufelspitzenblockage.....	97
7.2.3.	Verdichtungsstoßbedingte Schaufelspitzenblockage.....	99
7.3.	Ablösemechanismen in den untersuchten Rotorstufen	101
7.3.1.	Instabilitäten bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl.....	101
7.3.2.	Instabilitäten bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl.....	106

8. Strömungssimulationen mit Casing-Treatments.....	111
8.1. Stabilisierung axialer Rotorstufen.....	111
8.2. Konzeption von Casing-Treatments.....	113
8.3. Untersuchte Casing-Treatments.....	115
8.3.1. Untersuchte Casing-Treatments am Rotor 2.....	116
8.3.2. Untersuchte Casing-Treatments am NASA Rotor 37.....	117
8.4. Verdichterkennfelder mit Casing-Treatments.....	118
8.4.1. Simulationsergebnisse Rotor 2.....	118
8.4.2. Simulationsergebnisse NASA Rotor 37.....	120
8.5. Analyse der Wechselwirkung.....	121
8.5.1. Testverdichter Rotor 2.....	121
8.5.2. Testverdichter NASA Rotor 37.....	125
9. Bewertung der Ergebnisse und Schlussfolgerungen.....	128
9.1. Aussagefähigkeit der Simulationen.....	128
9.2. Schlussfolgerungen.....	129
10. Zusammenfassung.....	132
Literaturverzeichnis	134
Anhang A	142
Anhang B	147

Nomenklatur

Lateinische Symbole

a	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
A^+	[-]	fester Parameter im Baldwin-Lomax-Turbulenzmodell
B	[kg/s]	Betriebsbereich
B_P	[-]	Blockagefaktor Schaufelspitzenablösung
B_S	[-]	Stoß-Blockagefaktor
B_W	[-]	Wirbel-Blockagefaktor
c	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit im Absolutsystem
c_p	[J/(kg·K)]	spezifische Wärmekapazität
c_μ	[-]	fester Proportionalfaktor im k- ϵ -Turbulenzmodell
d_m		Dämpfungsterm zur Berechnung der konvektiven Flüsse
e_t	[J/kg]	volumenspezifische Gesamtenergie
f		Fluss in der Erhaltungssätzen
f_k		konvektiver Fluss
f_v		viskoser Fluss
h	[J/kg]	spezifische Enthalpie
k	[m ² /s ²]	turbulente kinetische Energie
k	[-]	fester Parameter im Baldwin-Lomax-Turbulenzmodell
k_l	[[J/(s·m·k)]	Wärmeleitfähigkeit
l	[m]	Schaufellänge bzw. Sehnenlänge
l_c	[m]	charakteristische mittlere Wirbelgröße
l_m	[m]	mittlere freie Weglänge eines Moleküls
l_t	[m]	integrales turbulentes Längenmaß
$l_{k-\epsilon}$	[m]	charakteristische mittlere Wirbelgröße (k- ϵ -Turbulenzmodell)
L	[m]	deterministisches Längenmaß
\dot{m}	[kg/s]	Massenstrom
Ma	[-]	Machzahl
M	[-]	Mach-Geschwindigkeit
n	[U/min]	Drehzahl
n	[m]	Wandnormalenabstand
N		Gitterpunkt
n_i	[m]	Einheitsnormalenvektor $[n_i, n_j, n_k]^T$
p	[Pa]	Druck
Pr	[-]	Prandtlzahl
q		beliebige Strömungsgröße
q_i		lokaler Strömungszustandsvektor $[\rho, \rho v_i, e_i]^T$
q_i^L	[J/(s·m ²)]	laminaer Wärmestromvektor aus Energiegleichung
q_i^T	[J/(s·m ²)]	turbulenter Wärmestromvektor aus Energiegleichung
R	[J/(kg·K)]	spezifische Gaskonstante, $R = 287.2$ J/(kg·K)
Re	[-]	Reynoldszahl

Re_L	[-]	Reynoldszahl für turbulente Skalen
s	[J/(K·kg)]	spezifische Entropie
S	[m ²]	Oberfläche
S_{CV}	[m ²]	Kontrolloberfläche
SM	[-]	Pumpgrenzabstand
SM_{CT}	[-]	Pumpgrenzabstand mit Casing-Treatment
t	[m]	Schaufelabstand
t	[s]	Zeit
T	[K]	Temperatur
T_u	[-]	Turbulenzgrad
T_{ij}	[Pa]	Spannungstensor
u	[m/s]	Umfangsgeschwindigkeit des Rotors im Schaufelschnitt
u_c	[m/s]	charakteristische mittlere Wirbelgeschwindigkeit
$u_{k-\varepsilon}$	[m/s]	charakteristische mittlere Wirbelgeschwindigkeit (k-ε-Turbulenzmodell)
u_m	[m/s]	mittlere Molekülgeschwindigkeit
u	[J/kg]	spezifische innere Energie
w	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit im Relativsystem
w	[J/kg]	spezifische Arbeit
w_{viskos}	[J/kg]	viskositätsbedingte Arbeit in der Energiegleichung
$w_{N,opt}$	[J/kg]	Spezifische, maximale Nutzarbeit
x_i	[m]	Ortsvektor [x, y, z] ^T bzw. [r, φ, z] ^T
y^+	[-]	dimensionsloser Wandabstand

Griechische Symbole

α	[°]	Winkel der Absolutgeschwindigkeit im Absolutsystem, Anströmwinkel
α	[-]	Integrationsparameter im Runge-Kutta-Vierschritt-Verfahren
β	[°]	Winkel der Relativgeschwindigkeit im Relativsystem
δ	[m]	Grenzschicht- bzw. Nachlaufdicke
δ	[-]	Geschwindigkeitsdefekt
δ_{ij}	[-]	Kroneckersymbol (Einheitstensor)
ε	[m ² /s ³]	Turbulenzdissipation
η_{th}	[-]	thermischer Wirkungsgrad des Joule Kreisprozesses
η_V, η_T	[-]	Verdichter- bzw. Turbinenwirkungsgrad
η_K	[m]	Kolmogorov'sches Längenmaß
θ	[-]	Substitutionsparameter
κ	[-]	Isentropenexponent
λ	[Pa·s]	Volumenzähigkeit
μ	[Pa·s]	dynamische Zähigkeit
μ_T	[Pa·s]	turbulente Wirbelviskosität
ν_T	[m ² /s]	kinematische turbulente Wirbelviskosität
ξ	[°]	Staffelungswinkel der Beschauelung
Π	[-]	Verdichtungsverhältnis

Nomenklatur

ρ	[kg/m ³]	Dichte
τ	[s]	Pseudozeit
$\bar{\tau}_{ij}$	[Pa]	Reynoldsspannungstensor
v_i	[m/s]	Vektor Strömungsgeschwindigkeit [u, v, w] ^T
χ	[°]	Winkel der Spaltwirbeltrajektorie
Φ	[-]	Durchflussziffer
ω_i	[1/s]	Vektor Winkelgeschwindigkeit [0, 0, Ω] ^T
Ω	[1/s]	Rotorfrequenz
Ω_{CV}	[m ³]	Kontrollvolumen

Indizes

ax	Axialkomponente
BP	Wert am momentanen Betriebszustand
CSM	Kontrollflächenmittelpunkt
CT	Kenngröße mit Einsatz von Casing-Treatment
CV	Kontrollvolumen
CVM	Kontrollvolumenmittelpunkt
F	Favremittelung
GW	Kenngröße bei glatter Gehäusewand
i,j,k	Gitterkoordinaten
k	konvektiv bedingter Anteil
L	laminarer Wert
PG	Wert an der Pumpgrenze
red	bezogene, reduzierte Strömungsgröße
ref	Referenzwert
T	Turbinenwert
T	turbulenter Wert
V	Verdichterwert
id	ideal, verlustfrei
real	real, verlustbehaftet
max	Maximalwert
norm	normierter, dimensionsloser Wert; bezogen auf Referenzwert
t	Totalzustand
u	Komponente in Umfangsrichtung
viskos, v	viskositätsbedingter Anteil
0	Umgebungszustand
1	Strömungszustand vor Rotorstufe
2	Fluidzustand vor Verdichtung bzw. Strömungszustand nach Rotorstufe
3	Fluidzustand nach Verdichtung bzw. Strömungszustand nach Statorstufe
4	Fluidzustand vor Entspannung in der Turbine
5	Fluidzustand nach Entspannung in der Turbine
'	Relativsystem
r, φ , z	Polarkoordinaten

Mathematische Operatoren

Δ	Differenz
∇	Nabla-Operator
$ \quad $	Betrag
\times	Vektorprodukt
∂ / ∂	partielle Ableitung
$-$	Mittelwert
\sim	Schwankungswert
F	Favremittelung

Abkürzungen

BP	Betriebspunkt
CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CSM	Kontrollflächenmittelpunkt
CV	Kontrollvolumen
CVM	Kontrollvolumenmittelpunkt
FD	Finite Differenzen
FE	Finite Elemente
FV	Finite Volumen
PG	Pumpgrenze
P_{Sim}	Rechenaufwand
SM	Pumpgrenzabstand
TVD	Total Variation Diminishing

1. Einleitung

Vor hundert Jahren, am 17. Dezember 1903, überwand zum ersten Mal ¹ ein motorgetriebenes „Fluggerät schwerer als Luft“ aus eigener Kraft die Anziehung der Erde. Der Flug, den damals die Gebrüder Wright in Kitty Hawk an der Atlantikküste North Carolinas mit ihrer „Flyer I“ absolvierten, erstreckte sich über eine Länge von 36 Metern und erreichte eine Höhe von 3 Metern; insgesamt dauerte er nur etwa 12 Sekunden. Der Motor, der damals in der „Flyer I“ zum Einsatz kam, war ein 4-Zylinder Benzinmotor mit einer Leistung von 12 PS. Dieser Flug, nach heutigen Maßstäben ein Hüpfer, war dennoch ein technologischer Quantensprung.

Gegen Ende 1908 schaffte der „Flyer“ bereits Flüge von fast zweieinhalb Stunden und konnte bereits Fluggäste mitnehmen. Nach diesem Durchbruch dauerte es nicht mehr lange, bis immer neuere fliegerische Pionierleistungen die enormen Möglichkeiten und Leistungsfähigkeiten von Motorflugzeugen demonstrierten. Beinahe monatlich folgten neue Höhen-, Strecken- oder Zeitrekorde. Am 25. Juli 1909 flog der Franzose Louis Bleriot mit einem selbst entwickelten Eindecker als erster über den Ärmelkanal, am 23. September 1910 gelang dem Peruaner Jorge Chavez Dartnell die erste Alpenüberquerung.

Der eigentliche Aufschwung der Luftfahrt begann allerdings erst mit dem ersten Weltkrieg, in dem erstmals tausende von Flugzeugen in Massenfertigung gebaut wurden. Parallel stieg die Leistungsfähigkeit der Maschinen rapide an. Jagdflugzeuge erreichten bereits Geschwindigkeiten von 200 Stundenkilometern und mit mehrmotorigen Maschinen konnten bereits viele Zentner Nutzlast transportiert werden. Dieser enorme technologische Schub wurde insbesondere durch die Entwicklung immer leistungsfähiger Flugmotoren ermöglicht. Diese wurden mit dem Ziel konstruiert, immer mehr Leistung bei immer geringerem Gewicht zu liefern. Im ersten Weltkrieg erreichte die Leistung der Flugmotoren bereits 200 PS. In den folgenden Jahren wurde die Luftfahrt immer weiter perfektioniert und die zivile Luftfahrt nahm ihren großen Aufschwung. Ganzmetallkonstruktionen, wie zum Beispiel die Junkers F 13, erhöhten die Robustheit der Fluggeräte beträchtlich und ließen immer weitere Rekorde zu. So überquerte Charles Lindbergh 1927 mit der „Spirit of St. Louis“ als erster den Atlantik.

Wie schon der erste Weltkrieg, so brachte auch der zweite Weltkrieg einen dramatischen Schub für den technologischen Fortschritt in der Luftfahrt. Hochentwickelte Kolbenflugmotoren mit Leistungen von über 1 000 KW ermöglichten schließlich Fluggeschwindigkeiten bis zu 0,7 Mach und Flughöhen von über 12 Kilometern. Doch damit war auch die technische Grenze der Kolbenmotoren erreicht.

1930 und 1935 entwickelten Sir Whittle und Hans von Ohain mit dem Strahltriebwerk ein völlig neues Konzept der Motorisierung und lösten damit in der Luftfahrtgeschichte eine neue Revolution aus. Anstatt die Verbrennung — wie im Kolbenmotor — in zeitlich getrennte Takte für Ansaugen, Verdichten, Verbrennung und Ausstoßen zu organisieren, ar-

¹ Andere Quellen nennen Gustav Weißkopf als ersten Motorflugpionier, der bereits zwei Jahre zuvor, am 14. August 1901, den ersten erfolgreichen Motorflug absolviert haben soll. Dieser Sachverhalt wird jedoch von den Historikern mehrheitlich stark bezweifelt.

beiten Gasturbinen kontinuierlich, indem verschiedene Baugruppen die einzelnen Funktionen übernehmen. Ein Verdichter liefert stetig komprimierte Luft. Diese verdichtete Luft wird anschließend in eine Brennkammer geleitet und mit Brennstoff versetzt. Nach der Zündung des Gemisches in der Brennkammer erfolgt in einer Turbine schließlich die Expansion des Verbrennungsgases auf Umgebungsdruck. Die Turbine entnimmt dabei einen Teil der im Arbeitsfluid enthaltenen Energie und führt diese Leistung über eine Welle dem Verdichter zu. Die im Strahl verbleibende kinetische Energie dient schließlich dem Vortrieb entsprechend dem Impulserhaltungssatz. Mit diesem Prinzip, welches zum ersten Mal 1939 in der Henkel He 178 flugtechnisch eingesetzt wurde, gelang es, in völlig neue Leistungsdimensionen vorzudringen. Derzeit sind mit diesen Antrieben Höhen von über 20 km und Fluggeschwindigkeiten bis über Mach 3,0 zu erreichen.

Gasturbinen zeichnen sich durch eine enorm hohe Leistungsdichte bei gleichzeitig gewaltigen Energieströmen aus. So beträgt das Leistungsgewicht eines modernen Strahltriebwerks etwa das 10-fache eines konventionellen PKW-Kolbenmotors bei einem möglichen Unterschied in der Leistung von über zwei Größenordnungen. Für den Einsatz in der Luftfahrt sind sie aus diesem Grund geradezu prädestiniert. Seit 1952 werden Fluggasturbinen in der zivilen Luftfahrt eingesetzt und mit der Boing 707 begann 1957 endgültig die Ära der Düsenverkehrsflugzeuge. Mit dem Aufstieg des Strahlantriebes ging die Bedeutung der Kolbenflugmotoren hingegen drastisch zurück. Diese beschränken sich heutzutage vor allem auf den Sektor der Klein- und Sportflugzeuge.

Die Leistungsdaten der Fluggasturbinen haben sich seit ihrer Erfindung vervielfacht. Während zum Beispiel die BMW 003 von 1939 als Triebwerk für die Messerschmitt Me 262 einen Startschub von 7,8 KN hatte, liefern etwa die Trent 900 oder die GP 7000 als Triebwerke des Airbus A380 einen Startschub von ca. 36 KN.

Neben der Leistung spielen auch der Brennstoffverbrauch und damit die Wirtschaftlichkeit der Triebwerke eine zentrale Rolle. So reduzierte sich der spezifische Brennstoffverbrauch in den letzten 50 Jahren kontinuierlich um 40 Prozent [113] und liegt derzeit bei Langstreckenflügen um die 4 Liter pro 100 Personenkilometer. Der zivile Flugverkehr hat, gemessen in Passagierkilometern, seit 1967 bis 2000 jährlich um durchschnittlich 7,9 Prozent auf etwa 3 000 Mrd. Kilometer zugenommen [111]. Dieser Trend dürfte — wenn auch nicht mit den bisherigen Steigerungsraten — Bestand haben. So hat zum Beispiel der Anschlag auf das World Trade Center das Verkehrsaufkommen im Flugverkehr nur zeitweise bremsen können. Bereits zwei Jahre nach dem Anschlag befindet sich der Luftverkehr wieder auf deutlichem Wachstumskurs. EADS prognostiziert für den Zeitraum von 2000 bis 2020 ein Wachstum des Luftverkehrs von durchschnittlich 4,7 Prozent pro Jahr [111]. Der jährliche Brennstoffverbrauch wird derzeit auf ca. 300 Mio. Tonnen geschätzt. Damit trägt der Luftverkehr bereits gegenwärtig mit vier Prozent an dem vom Menschen verursachten Treibhauseffekt bei [112].

Auf dem Markt herrscht ein harter Verdrängungswettbewerb unter den einzelnen Fluglinien. Letztlich werden nur jene überleben können, welche die Wirtschaftlichkeit ihrer Flotte durch eine kontinuierliche Modernisierung stetig verbessern. Zukünftige Flugtriebwerke werden sich deshalb nur dann verkaufen lassen, wenn sie auch im Hinblick auf den dringend erforderlichen Umweltschutz und der sich in Zukunft abzeichnenden Verknappung der Brennstoffressourcen immer sparsamer, kleiner, leistungsfähiger und zuverlässiger werden.

Lange bevor die Idee einer Fluggasturbine entstand — die erste Patentanmeldung erfolgte 1922 von Maxime Guillaume in Frankreich — wurden schon Konzepte für stationären Gasturbinen zur Energiegewinnung entwickelt und verwirklicht. Das erste Gasturbinenpatent wurde bereits 1791 von John Barber in England veröffentlicht. Doch es dauerte noch über 100 Jahre, bis die ersten Prototypen in Betrieb gingen. Die Entwicklung der Gasturbine wurde vornehmlich durch den Wunsch angetrieben, die Energiegewinnung, die bis Anfang des 20. Jahrhunderts ausschließlich auf dem Dampfprozess basierte, zu vereinfachen und in ihrem Wirkungsgrad zu verbessern.

Die erste Gasturbine, ausgestattet mit einem mehrstufigen Axialverdichter — vermutlich dem ersten seiner Art — wurde schließlich 1892 von Franz Stolze konstruiert und zwischen 1900 und 1904 getestet. Allerdings erwies sich der thermische Wirkungsgrad dieser Gasturbine aufgrund zu geringer Verdichter- und Turbinenwirkungsgrade als zu niedrig, um den Durchbruch zu schaffen. Erst mit der Entwicklung leistungsfähigerer Verdichter- und Turbinenstufen konnten letztendlich akzeptable Wirkungsgrade erreicht werden. Die erste erfolgreiche Gasturbinenanlage zur Stromerzeugung ging schließlich 1939 in Neuchatel in der Schweiz als Reservestromaggregat mit einer Leistung von 4 MW in Betrieb.

Durch eine stetige Verbesserung des thermischen Kreisprozesses und der Turbokomponenten gelang es im Laufe der Zeit den Wirkungsgrad von anfänglich etwa 18 Prozent auf nahezu 40 Prozent zu steigern und damit sogar in den Bereich von Kolbenmaschinen zu gelangen. Mittels einer Kombination aus Gas- und nachgeschalteten Dampfturbinen, welche die Restwärmeenergie des Abgasstrahls ausnutzen, lässt sich in modernen so genannten Gas- und Dampfanlagen (GuD) die Effizienz der Energiegewinnung noch weiter auf bis zu 60 Prozent steigern. Damit liegt die Wirtschaftlichkeit deutlich über dem konventioneller Kohle- oder Atomkraftwerke, welche die Wärmeleistung ausschließlich über eine Dampfturbine in elektrische Energie transformieren. Mittlerweile tragen nach einer Statistik der Siemens AG [110] Gasturbinen und GuD-Kraftwerke bereits mit 40 Prozent zum weltweit erzeugten Strom bei.

Im Bestreben, den CO₂-Ausstoß bei der Energieerzeugung weiter zu reduzieren, und bedingt durch die Tendenz der Stromwirtschaft, die Energieerzeugung immer weiter zu dezentralisieren, wird dieser Anteil — nach einer Schätzung der Siemens AG [110] — in den nächsten Jahren noch deutlich anwachsen. GuD-Kraftwerke werden somit zu einem Hauptpfeiler der Stromerzeugung. Aus diesem Grund ergibt sich die dringende Notwendigkeit, die Wirtschaftlichkeit von Gasturbinen stetig zu verbessern, um die Umweltbelastung auf einem Minimum zu halten.

2. Grundlagen Verdichter

2.1. Bedeutung des Verdichters für Gasturbinen

Die Verdichterkomponente ist für eine Gasturbine von herausragender Bedeutung. Ihre Leistungsdaten sind es, die die Leistungsfähigkeit und Wirtschaftlichkeit einer Gasturbine maßgeblich bestimmen. Die thermodynamische Arbeitsweise einer Gasturbine lässt sich vereinfachend über den Joule-Kreisprozess beschreiben (Abbildung 2-1). Der thermische Wirkungsgrad $\eta_{th, id}$ dieses Vergleichsprozesses hängt direkt vom Verdichtungsverhältnis Π vor der Wärmezufuhr ab (Gl. 2-1). Je höher das Druckverhältnis gewählt wird, desto höhere Wirkungsgrade lassen sich theoretisch erzielen. Unter Annahme eines idealen, verlustfreien Kreisprozesses lässt sich somit die Wirtschaftlichkeit über eine kontinuierliche Steigerung der Kompression stetig verbessern — allerdings nimmt der prozentuale Zugewinn an Wirkungsgrad mit steigendem Druckverhältnis ab.

$$\eta_{th, id} = 1 - \left(\frac{p_2}{p_3} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = 1 - \left(\frac{1}{\Pi} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = 1 - \frac{T_2}{T_3} \quad \text{Gl. 2-1}$$

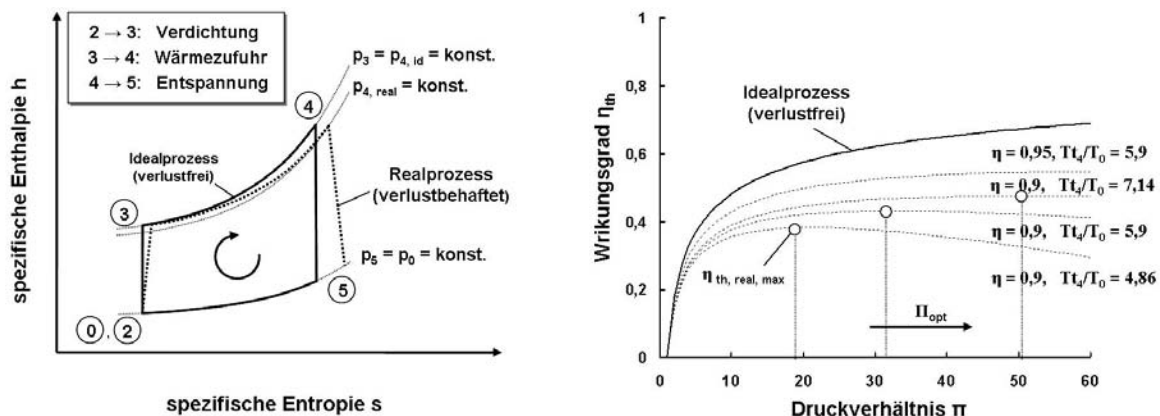


Abbildung 2-1: Wirkungsgrad des Joule-Kreisprozesses bei verlustbehafteten Zustandsänderungen des Arbeitsfluids

Unter Berücksichtigung der Tatsache, dass die Verdichtung bzw. die nach der Wärmezufuhr erfolgende Entspannung des Arbeitsfluids mit den zur Verfügung stehenden technischen Verfahren stets verlustbehaftet und somit irreversibel sind, ist zu beobachten, dass eine mögliche Steigerung des Wirkungsgrades $\eta_{th, real}$ über das Verdichtungsverhältnis sehr stark vom resultierenden Verdichter- und Turbinenwirkungsgrad (η_V bzw. η_T) abhängig ist. In diesem Fall erhöht sich zunächst der thermische Wirkungsgrad mit steigendem Druckverhältnis bis zum Erreichen eines bestimmten Scheitelwertes $\eta_{th, real, max}$. Mit Überschrei-

ten dieses Wertes fällt der Wirkungsgrad des Arbeitsprozesses anschließend jedoch wieder ab. Grund hierfür ist die Tatsache, dass die mit steigendem Druckverhältnis stetig zunehmenden, absoluten Verluste in der Verdichter- bzw. Turbinenkomponente den vom idealen Joule-Prozess stammenden wirkungsgradfördernden Effekt eines gesteigerten Druckverhältnisses irgendwann überlagern, da dieser bei höheren Druckwerten immer geringer ausfällt. Die genaue Lage des optimalen Druckverhältnisses Π_{opt} hängt neben dem Verdichter- und Turbinenwirkungsgrad insbesondere auch von der gewählten Turbineneintrittstemperatur T_{t4} ab (Abbildung 2-1).

Der thermische Wirkungsgrad $\eta_{\text{th, real}}$ und die spezifische maximale Nutzarbeit $w_{N, \text{max}}$ eines verlustbehafteten Gasturbinenprozesses lässt sich unter Annahme eines idealen Gases bestimmen zu

$$\eta_{\text{th, real}} = \frac{(\Pi - 1)(\eta^2 \theta - \Pi)}{\eta \Pi (\theta - \eta(\Pi - 1) - 1)} \quad \text{Gl. 2-2}$$

$$w_{N, \text{max}} = c_p T_o \frac{(\sqrt{\eta^2 \theta} - 1)^2}{\eta} \quad \text{Gl. 2-3}$$

mit

$$\Pi = \left(\frac{p_{t3}}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}, \quad \theta = \frac{T_{t4}}{T_0} \quad \text{und} \quad \eta = \eta_T = \eta_V.$$

So ergibt sich zum Beispiel nach Gl. 2-2 unter den Bedingungen der Standardatmosphäre auf Meereshöhe ($T_0 = T_{\text{ISA}} = 288,15 \text{ K}$) bei einer gegebenen Turbineneintrittstemperatur von ca. 1 400 Kelvin und einem angenommenen Wirkungsgrad für den Verdichtungs- bzw. Entspannungs Vorgang von jeweils etwa 0,9 das Wirkungsgradmaximum bei einem Druckverhältnis Π_{opt} von ca. 20 (Isentropenexponent κ angenommen zu 1,4). Steigt nun die Turbineneintrittstemperatur beispielsweise um 20 Prozent auf 1 700 Kelvin, so verschiebt sich das optimale Druckverhältnis um mehr als 50 Prozent auf über 30. Sinkt bei einem Einsatz in großen Flughöhen zusätzlich die Umgebungstemperatur T_0 um etwa 50 Kelvin, so erfordert ein optimaler Betrieb eine Steigerung des Gesamtverdichtungsverhältnisses auf 50.

Neben dem optimalen Druckverhältnis ist auch das Leistungsvermögen einer Gasturbine direkt mit ihrer Turbineneintrittstemperatur verbunden. Je höher diese gewählt wird, desto höhere Nutzleistungen $w_{N, \text{max}}$ können prinzipiell erzielt werden. Nach Gl. 2-3 entspricht einer Steigerung der Turbineneintrittstemperatur von 1 400 auf 1 700 Kelvin einer potentiellen Leistungsverstärkung der Gasturbine um annähernd 50 Prozent. Aus diesem Grund ist es für die Entwickler von Gasturbinen ein wichtiges Ziel, die Turbineneintrittstemperatur so hoch wie möglich anzusetzen, um maximale Leistungswerte zu erreichen. Die Temperatur wird jedoch durch die Standfestigkeit des im Turbineneintrittsbereich verwendeten Werkstoffes und die Effektivität der eingesetzten Kühlmethoden limitiert. Der technische Fortschritt bei Gasturbinen ist deshalb eng mit der Entwicklung extrem temperaturbeständiger Materialien und effizienten Kühlmethoden verknüpft. Wie oben beschrieben

ist eine Steigerung der Turbineneintrittstemperatur aber nur dann sinnvoll, wenn gleichzeitig das Druckverhältnis im Verdichter gemäß dem Wirkungsgradmaximum im Arbeitsprozess stetig erhöht wird (vgl. Abbildung 2-1 und Abbildung 2-2).

In der Bauweise von Verdichtern wird primär zwischen Axial- und Radialverdichtern sowie Diagonalverdichtern als Mischform unterschieden. Axialverdichter kommen vor allem dort zum Einsatz, wo hohe Massenströme benötigt werden, wie etwa in Strahltriebwerken oder in großen stationären Gasturbinen. Radialverdichter sind dagegen in ihrem Volumendurchsatzvermögen deutlich eingeschränkter, können aber pro Stufe ein höheres Druckverhältnis aufbauen. Radialverdichter werden daher vornehmlich in kompakten Wellenleistungsgasturbinen eingesetzt. Im Folgenden wird sich diese Arbeit auf Axialverdichter konzentrieren.

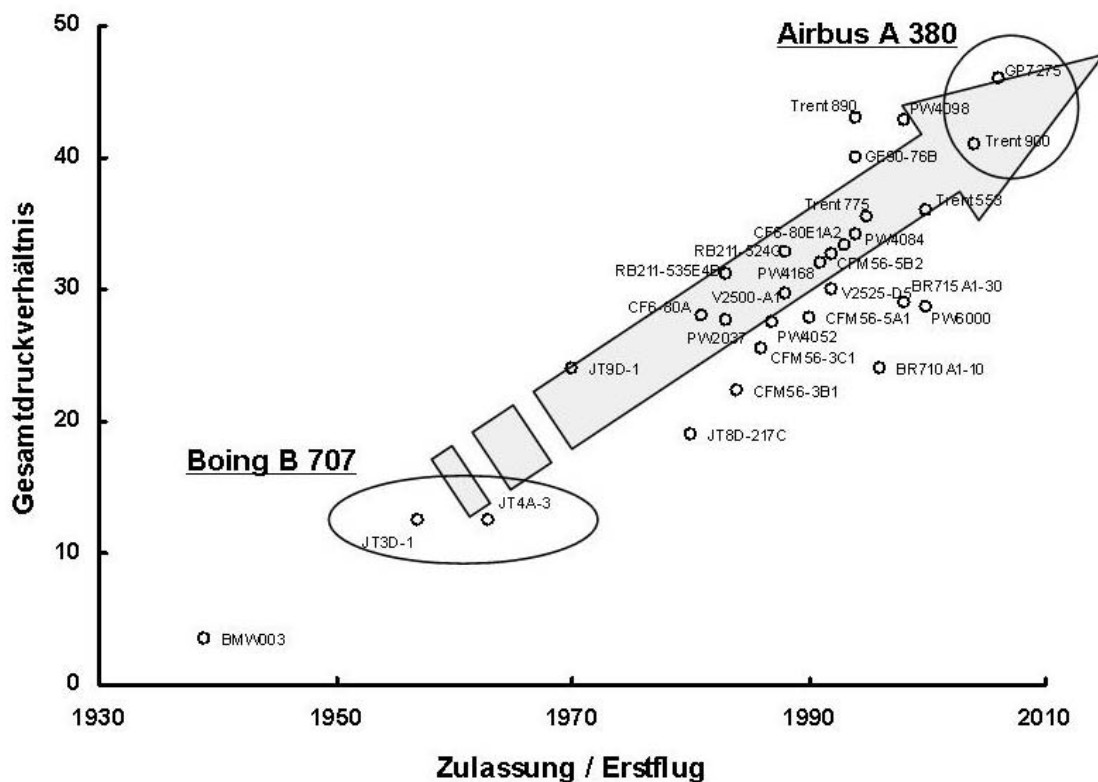


Abbildung 2-2: Entwicklung des Druckverhältnisses in zivilen Fluggasturbinen

2.2. Betriebsverhalten von Axialverdichtern

Der Druckaufbau in Axialverdichtern basiert auf Drallerzeugung und Strömungsverzögerung mittels in Serie geschalteter, rotierender (Rotor) und stehender (Stator) Schaufelreihen. Eine anfänglich koaxiale Anströmung erfährt beim Durchströmen des Rotors eine starke Drallerhöhung durch eine Umlenkung in die Laufrichtung der Rotorschaukeln bei gleichzeitiger Strömungsverzögerung im Relativsystem. Infolge dieser Aufprägung von Drall erhöht sich insgesamt die Strömungsenergie und damit auch der Totaldruck p_t des Arbeitsfluids. Nach der Rotorstufe tritt das Fluid stark drallbehaftet in die anschließende Statorreihe über. In dieser wird der zuvor erzeugte Drall wieder weitgehend abgebaut, indem das rotierende Arbeitsfluid in die Richtung der Maschinenachse zurückgelenkt und Strömungsgeschwindigkeit über eine Diffusorwirkung in eine Erhöhung des statischen Drucks umgewandelt wird. Über eine serielle Koppelung mehrerer solcher Rotor-Stator-Stufen lässt sich die Verdichtungswirkung schließlich exponentiell steigern (Abbildung 2-3).

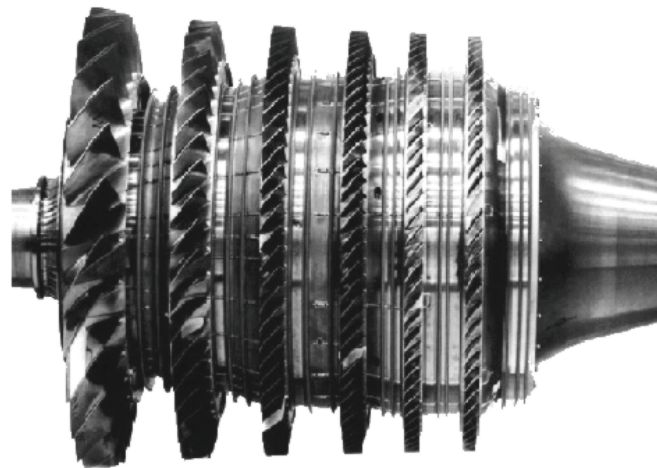


Abbildung 2-3: Rotorläufer eines mehrstufigen Axialverdichters, aus [115]

Das Betriebsverhalten von Axialverdichtern spiegelt sich im Verlauf ihrer Kennfelder wider. Zu den gebräuchlichsten Kennfeldern gehören der Verlauf des Druckverhältnisses und des Wirkungsgrades über den geförderten Massenstrom (Abbildung 2-4). Der Bereich der technisch nutzbaren Betriebszustände wird in den Kennfeldern durch die Lage verschiedener, aerodynamisch und strukturmechanisch bedingter Grenzen eingeschränkt. Zu diesen zählen die Drehzahlgrenze, die die mechanische Belastbarkeit aufgrund der enormen Fliehkräfte im hohen Drehzahlbereich definiert, die Schluck- bzw. die Stopfgrenze und insbesondere die Pumpgrenze. Letztere ist für den sicheren Betrieb von Verdichtern von enormer Bedeutung, denn sie definiert die Trennlinie zwischen stabilen und instabilen Betriebszuständen. Die Stabilität eines Betriebszustandes definiert sich allgemein durch die Fähigkeit der Verdichterströmung, nach dem Auftreten einer Störung wieder selbständig den Gleichgewichtszustand anzustreben und sie hängt mathematisch sowohl vom lokalen

Verlauf der Charakteristiken des Verdichters selbst als auch denen der angeschlossenen Systeme wie zum Beispiel einer Drossel oder Turbine ab.

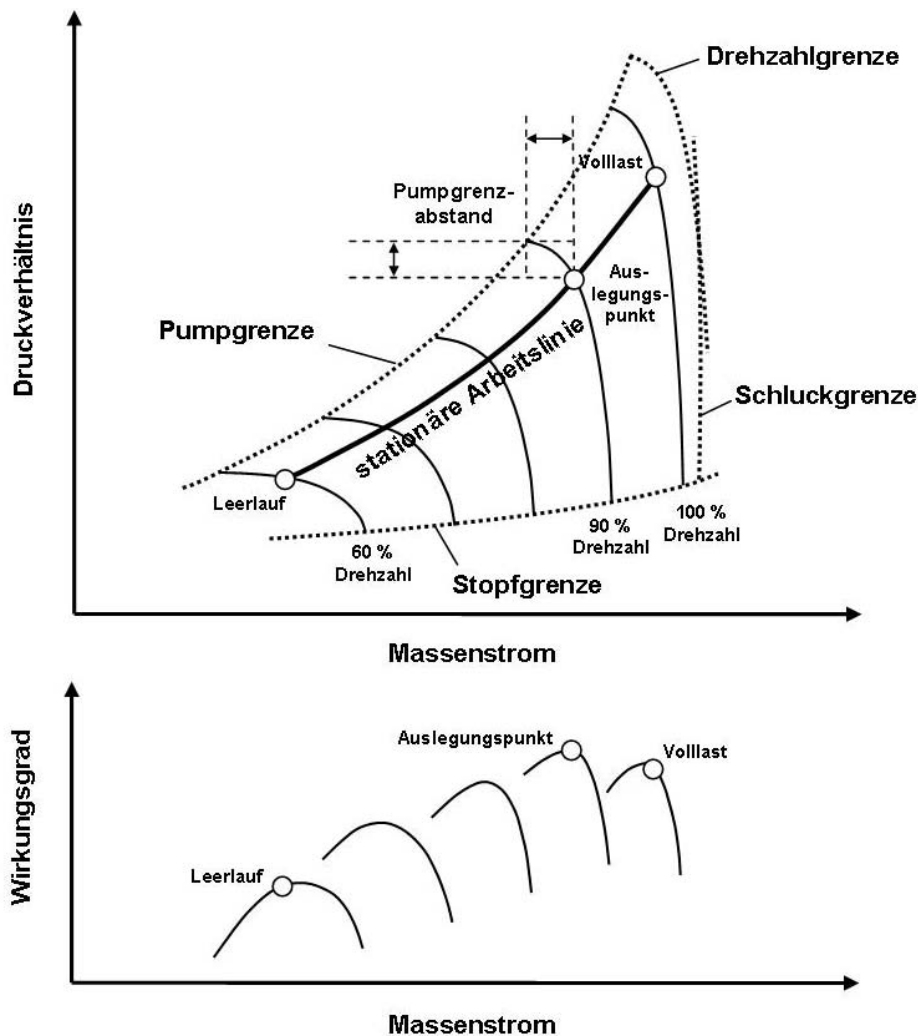


Abbildung 2-4: Verdichterkennfeld mit stationärer Arbeitslinie in einem Flugtriebwerk

Für die Darstellung der Kennfelder wird der stabile Arbeitsbereich auf die Abbildung ausgewählter Drehzahllinien, Kennlinien bei konstanter Drehzahl, reduziert. Entlang einer solchen Drehzahllinie lässt sich das aerodynamische Verhalten des Verdichters sehr anschaulich studieren. Die Auslegung des Verdichters erfolgt üblicherweise für eine ausgewählte Drehzahl, ein definiertes Druckverhältnis und einen bestimmten Massenstrom. In diesem definierten Betriebspunkt verläuft die Strömung im Verdichter entsprechend der Auslegung nahezu ideal. Die Strömungsverluste sind daher minimal und der Verdichter arbeitet im Bereich des Wirkungsgradmaximums. Ausgehend von dem definierten Auslegungspunkt wirkt sich jede Abweichung im geförderten Massenstrom oder dem gefahrenen Druckverhältnis negativ auf die Strömung im Verdichter aus und verursacht damit Verluste im Verdichtereffizienzgrad.

Lässt man den Verdichter auf einer Linie konstanter Drehzahl arbeiten, so können über eine Änderung des geförderten Massenstroms verschiedene Druckverhältnisse eingestellt

werden. Bei einer Entdrosselung des Systems steigt der durchgesetzte Massenstrom und das Druckverhältnis sinkt entsprechend dem Verlauf der Kennlinie. Bei einer Drosselung des Massenstroms erhöht sich dagegen das Druckverhältnis und der Arbeitspunkt des Verdichters verlagert sich in Richtung Pumpgrenze.

Die Drehzahlkurven im Kennfeld werden mit zunehmender Rotorfrequenz steiler und erreichen deutlich höhere Druckverhältnisse. Gleichzeitig ist zu beobachten, dass mit höheren Drehzahlen und Druckverhältnissen der über die Kennlinie durchfahrbare Massenstrombereich abnimmt. Hier wirken sich deshalb im Gegensatz zum unteren Drehzahlbereich bereits geringe prozentuale Massenstromschwankungen stark auf das resultierende Druckverhältnis aus. Dadurch kann das Verdichtersystem unter ungünstigen Bedingungen prinzipiell sehr schnell in den kritischen Bereich der Pumpgrenze gelangen — ein Umstand, der in der Praxis den Einsatz stabilisierender Maßnahmen erforderlich machen kann.

Die aerodynamische Belastung des Verdichters steigt entlang einer Drehzahlkurve mit sinkendem Massenstrom deutlich an. Bei gleicher Umfangsgeschwindigkeit u der Rotor-schaufeln reduziert sich mit dem geförderten Massenstrom die axiale Geschwindigkeitskomponente c_{ax} der Anströmung, wodurch sich im Relativsystem des Rotors der Anströmwinkel β_1 der Rotorschaufeln erhöht und die Strömung folglich insgesamt stärker umgelenkt werden muss (Abbildung 2-5).

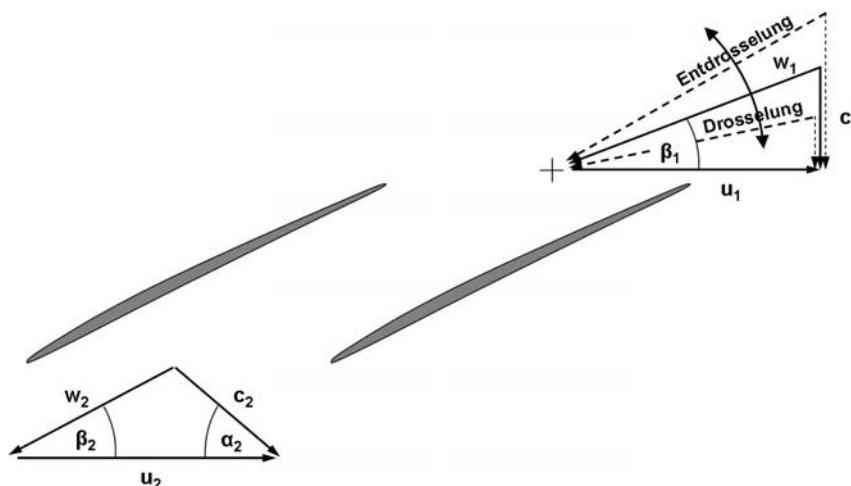


Abbildung 2-5: Anströmbedingungen einer Rotorstufe bei unterschiedlichen Drosselzuständen des Verdichtersystems

An der Pumpgrenze liegt schließlich die höchste zulässige aerodynamische Belastung des Verdichters vor; die Strömung wird aufgrund extremer Druckgradienten enorm empfindlich gegenüber selbst kleinen Störungen. Eine weitere, wenn auch nur geringfügige Absenkung des Massenstroms kann somit das Auftreten von kritischen Strömungsinstabilitäten induzieren. Die Intensität solcher Instabilitäten reicht von moderaten, so genannten „Rotating-Stall“-Phänomenen, bei denen nur lokale Ablösegebiete entstehen, bis hin zum vollständigen Verdichterpumpen, bei dem teilweise negative Massenströme auftreten. Während sich der Verdichter beim Auftreten von „Rotating-Stall“ auch jenseits der Pumpgrenze nach dem Durchlaufen einer dynamisch instabilen Sekundärcharakteristik schließlich wieder auf einer Tertiärcharakteristik stabilisieren kann (vgl. Abbildung 2-6), treten beim klassischen Verdichterpumpen periodische, intensive Massenstromschwankungen mit großen Amplituden auf. Hier kann — bedingt durch großflächige Ablösezonen — der im Ver-

verdichter aufgebaute Druckgradient nicht mehr stabil aufrechterhalten werden, so dass verdichtete Luft aus den hinteren Bereichen des Verdichters in Form eines intensiven Pumpstoßes nach vorne expandiert und ein zyklisches Wechselspiel zwischen Entleerung und Befüllung induziert. In mehrstufigen Verdichter erstrecken sich die Strömungsinstabilitäten nicht zwangsläufig sofort auf das gesamte System, sondern können sich auch nur auf einzelne Stufen beschränken.

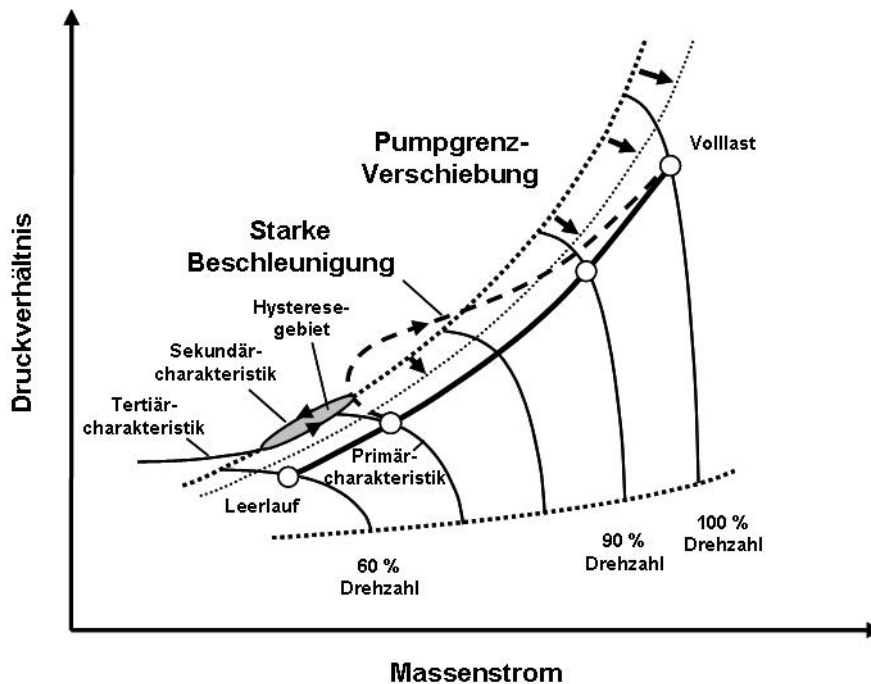


Abbildung 2-6: Gefahr von Verdichterinstabilitäten bei geringen Pumpgrenzabständen

Die aus den Strömungsinstabilitäten an der Pumpgrenze resultierende mechanische Wechselbeanspruchung der Verdichterkomponenten ist äußerst kritisch und kann zu starken Beschädigungen führen. Aus diesem Grund muss ein Durchfahren der Pumpgrenze während des Verdichterbetriebes auf jeden Fall vermieden werden. Dieses wird in der Regel sichergestellt durch die Forderung nach einem so genannten Pumpgrenzabstand SM (Stall Margin), der den „Sicherheitsabstand“ zwischen der stationären Arbeitslinie einer Gasturbine im Verdichterkennfeld und der Pumpgrenze definiert. Dieser kann zum Beispiel auf einer bestimmten Drehzahl n mittels der Massenströme \dot{m} und der Verdichtungsverhältnisse Π am Betriebspunkt (BP) und an der Pumpgrenze (PG) definiert werden zu

$$SM = \frac{\Pi_{PG,n} \dot{m}_{red,n,BP}}{\Pi_{BP,n} \dot{m}_{red,n,PG}} - 1. \quad \text{Gl. 2-4}$$

Die Pumpgrenze im Verdichterkennfeld ist keine fest definierte, statische Linie, sondern vielmehr ein variabler und dynamischer Bereich. Unterschiedliche Faktoren können dazu führen, dass sich die Pumpgrenze während des Betriebes deutlich nach unten verschiebt

und dadurch ein ursprünglich stabil laufender Verdichter in den kritischen Bereich der Pumpgrenze gerät (Abbildung 2-6). Einlaufstörungen wie etwa eine ungleichmäßige Anströmung des Verdichters und sich verändernde Spaltverluste zwischen rotierenden und stehenden Bauteilen gehören etwa zu diesen Faktoren. So ist allgemein zu beobachten, dass neben dem Wirkungsgrad und dem maximal erreichbaren Stufendruckverhältnis vor allem die Pumpgrenze durch einen wachsenden effektiven Rotorspalt negativ beeinflusst wird.

Dennoch kann die Pumpgrenze in der Praxis selbst bei einem für den stationären Verdichterbetrieb ausreichend dimensionierten Pumpgrenzabstand infolge dynamischer Effekte überschritten werden. Dieses kann zum Beispiel bei einer starken Beschleunigung der Gasturbine von Teillast auf Volllast geschehen (Abbildung 2-6). Bedingt durch die Trägheit der Rotoren bewirkt nämlich eine stark erhöhte Brennstoffzufuhr zunächst eine merkliche Drosselung des durchgesetzten Massenstroms, da die Aufheizung eine sprunghafte Volumenzunahme des Arbeitsfluids bedeutet und die anschließende Turbine diesen Effekt nur zeitlich verzögert kompensieren kann.

Um solche Unsicherheiten prinzipiell auszuschalten, betragen die üblichen Werte für den Pumpgrenzabstand je nach Verdichter und Anwendung typischer Weise 10 - 25 Prozent. Moderne, hochbelastete Verdichterstufen arbeiten jedoch gerade kurz vor Erreichen der Pumpgrenze besonders effektiv, so dass ein zu groß definierter Pumpgrenzabstand einen erheblichen Verlust an Leistungspotenzial des Verdichtersystems bedeutet. Aus diesem Grund besteht in der Verdichter- bzw. Gasturbinenentwicklung das Bestreben, den Pumpgrenzabstand so klein wie möglich auszulegen (Abbildung 2-7).

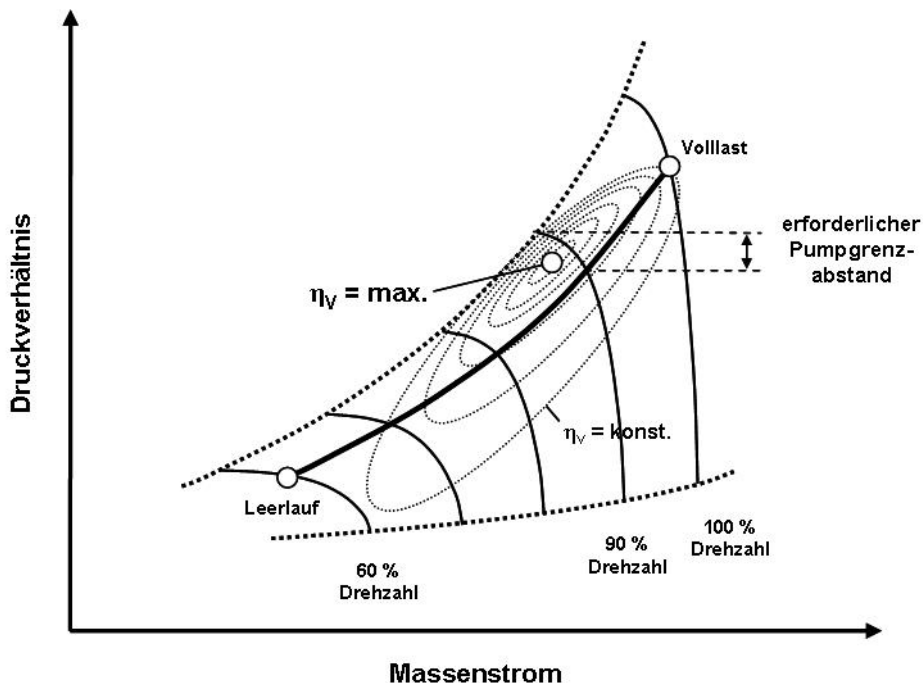


Abbildung 2-7: Konflikt zwischen notwendiger Stabilität und optimalem Verdichtereffizienzgrad

2.3. Rotating-Stall und Pumpen

Die Pumpgrenze im einen Verdichtersystem ist charakterisiert durch das Auftreten unterschiedlicher Strömungsinstabilitäten. Die Intensität solcher Strömungsinstabilitäten kann sehr stark variieren. In moderaten Ausprägungen können sie im Betrieb mitunter sogar geduldet werden — sie können im Extremfall aber auch dazu führen, dass die Beschauflung oder das gesamte Triebwerk beschädigt oder zerstört wird. In solchen Fällen ist die Förderwirkung des Verdichters weitgehend zusammengebrochen und es treten intensive Schwingungen im Massenstrom auf. Ein solcher Zustand wird in Regel jedoch nie schlagartig eintreten, sondern sich — beginnend bei kleinen, lokalen Strömungsinstabilitäten — mehr oder weniger kontinuierlich aufbauen.

Verdichterinstabilitäten an der Pumpgrenze sind ein intensiv untersuchtes Forschungsthema. Eine ausführliche Einführung und einen guten Überblick über die komplexe Thematik sind unter anderem bei Cumpsty in [1] und bei Pumpreen in [2] zu finden. Dort sind auch zahlreiche, weiterführende Literaturquellen genannt. Im Folgenden soll deshalb auf die Instabilitäten im Pumpgrenzbereich nur so weit eingegangen werden, wie es für das weitere Verständnis der Arbeit erforderlich ist.

2.3.1. Rotating-Stall

In einem Verdichtersystem arbeiten nie alle Schaufeln einer Reihe unter den gleichen Strömungsbedingungen. Azimuthale Schwankungen der Anströmung sowie Toleranzen bei Fertigung und Montage führen dazu, dass sich die aerodynamische Belastung unterschiedlich auf die einzelnen Schaufeln verteilt. Im Bereich der Pumpgrenze kann es daher dazu kommen, dass sich Ablösungen und andere Strömungsinstabilitäten zunächst nur lokal in einzelnen Schaufelpassagen ausbilden. Mit dem Auftreten solcher Strömungsinstabilitäten ist stets auch die Entstehung von Blockage- oder Stagnationsgebieten verbunden, in denen die Strömung nur noch eine geringe oder sogar negative axiale Strömungskomponente aufweist. Dadurch verringert sich der effektive Strömungsquerschnitt in der Schaufelpassage und der lokal förderbare Massenstrom sinkt. Auf eine homogene Anströmung wirkt sich eine solche Blockagezone als nachhaltige Störung aus — der blockierte Massenstrom muss auf die benachbarten Schaufelpassagen ausweichen und beeinflusst folglich die dort herrschenden Anströmbedingungen. Während die vorausseilende Schaufelpassage durch eine jetzt flachere Anströmung entlastet wird, erhöht sich der Anströmwinkel der nachfolgenden Schaufelpassage (Abbildung 2-8). Durch die nun stärkere aerodynamische Belastung werden in dieser ursprünglich intakten Passagenströmung wiederum Instabilitäten und Blockageeffekte hervorgerufen. Diese Wechselwirkung resultiert schließlich in einer charakteristischen Rotation der Blockagezellen, dem so genannten „Rotating-Stall“. Im Absolutsystem drehen die „Rotating-Stall“-Zellen — gewöhnlich treten etwa eine bis neun in Umfangsrichtung verteilte Zellen auf (Pumpreen [2]) — in der Regel mit etwa 10 bis 90 Prozent der Rotorfrequenz und liegen damit typischerweise im Bereich von etwa 50-100 Hz (Cumpsty [1], Pumpreen [2], Walsh [3]). „Rotating-Stall“-Zellen können sich prinzipiell sowohl in Rotor- als auch Statorreihen entwickeln.

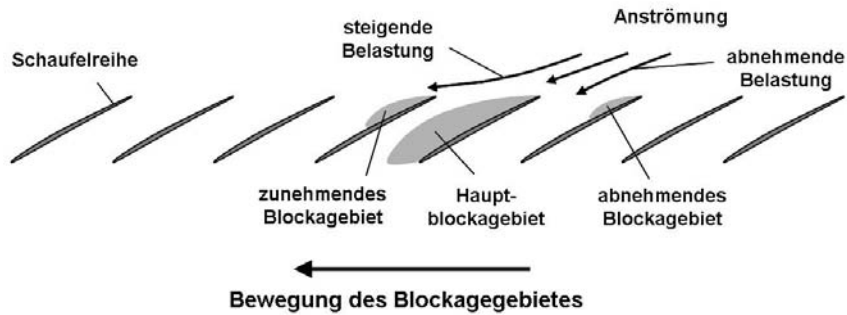


Abbildung 2-8: Mechanismus des „Rotating-Stall“

Prinzipiell ist die Rotationsgeschwindigkeit der Ablösezellen nicht nur abhängig von der Rotordrehzahl, sondern auch von der Anzahl der auftretenden Ablösezellen. So steigen die Umlauffrequenzen tendenziell mit der Drehzahl und der Anzahl der Ablösezellen deutlich an (Huppert [4]). Die Ausprägung der „Rotating-Stall“-Zellen ist über den Verlauf der Verdichtercharakteristiken nicht konstant, sondern variiert deutlich mit dem durchgesetzten Massenstrom hinsichtlich Form, Anzahl und azimuthaler Ausdehnung. Ausgehend von einer zufälligen, kleinen Störung kann ein Blockagegebiet auch selbständig exponentiell mit der Zeit bis zum Erreichen einer gewissen Größe anwachsen. „Rotating-Stall“-Zellen können sich im Extremfall über mehrere Schaufelpassagen und über die gesamte Kanalhöhe erstrecken. Während Verdichterstufen mit kleinem Nabenvverhältnis, dem Durchmesser- verhältnis von Schaufelfuß zu Schaufelspitze, mit dem Auftreten von „Rotating-Stall“ vornehmlich zu Ablösezellen im Bereich der Schaufelspitzen neigen, zeigen Verdichterstufen mit großem Nabenvverhältnis eher die Tendenz zu Ablösezellen, die sich über die gesamte Kanalhöhe erstrecken. Im Allgemeinen treten Ablösezellen, welche sich über die gesamte Kanalhöhe ausdehnen, nur in Form einer zusammenhängenden Einzelstörung auf. Beschränken sich die Ablösezellen hingegen nur auf Teilbereiche der Kanalhöhe, so ist die Entstehung mehrerer in Umfangsrichtung verteilter „Rotating-Stall“-Zellen wahrscheinlich (Cumpsty [1]).

Abhängig von der Größe, Art und Zahl der entstehenden Ablösegebiete kann sich die Verdichtercharakteristik bei „Rotating-Stall“ abrupt, progressiv oder auch in einer gemischten Ausprägung verändern. Im Kennfeld verlässt der Betriebspunkt dabei die stabile Primärcharakteristik, welche sich bei einer gleichmäßigen und nicht abgelösten Durchströmung des Rotorgitters ergibt, und tritt in eine dynamisch, instabile Sekundärcharakteristik ein (Abbildung 2-9). Ein abruptes Absinken des Druckverhältnisses wird häufig durch das Auftreten einer einzigen „Stall“-Zelle hervorgerufen, während eine progressive Abnahme in der Regel aus dem dynamischen Zusammenwirken mehrerer „Rotating-Stall“-Zellen resultiert und daher vor allem für Verdichter mit einem kleinen Durchmesser- verhältnis typisch ist. Insgesamt kann sich das resultierende Gesamtdruckverhältnis bei vollständig ausgeprägtem „Rotating-Stall“ um etwa 20 Prozent und der Wirkungsgrad sogar um über 40 Prozent verringern. Mit der Ausbildung großflächiger Ablösezellen kann sich der Verdichter schließlich wieder auf einer so genannten Tertiärcharakteristik stabilisieren.

Wegen des hochdynamischen und komplexen Verhaltens der einzelnen „Rotating-Stall“-Zellen ist der Verdichterbetrieb bei „Rotating-Stall“ nicht eindeutig auf einem festen Charakteristikenverlauf lokalisiert. Vielmehr zeigen sich hier zwischen Drosselung und Entdrosselung häufig ausgeprägte Hystereseregiete. Die Größe dieser Hystereseregiete ist verdichterspezifisch und hängt nach Day [5] stark ab von der Durchflussziffer Φ mit

$$\Phi = \frac{c_{ax}}{u}$$

Gl. 2-5

In einigen Verdichtersystemen ist es — selbst bei starker Entdrosselung des Systems — nicht mehr möglich, die Tertiärcharakteristik wieder zu verlassen. In solchen so genannten „Deep Stall“-Fällen, ist ein Neustart der Gasturbine nötig, um wieder auf der stabilen Primärcharakteristik zu fahren.

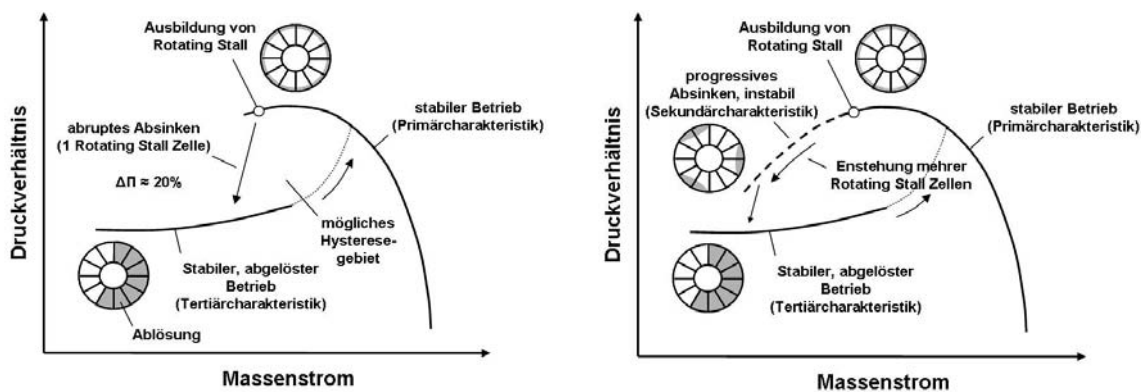


Abbildung 2-9: Verdichtercharakteristiken bei „Rotating-Stall“, nach [2]

2.3.2. Verdichterpumpen

Beim reinen „Rotating-Stall“ handelt es sich um eine instationäre Störung des Massenstroms in Umfangsrichtung, die durchschnittliche axiale Strömung bleibt jedoch stationär. Im Gegensatz dazu ist reines Verdichterpumpen eine Störung, die in Umfangsrichtung theoretisch gleichmäßig verteilt, jedoch in axialer Richtung instationär ausgeprägt ist. Klassisches Pumpen kann wie auch „Rotating-Stall“ auftreten, wenn das Verdichtersystem soweit angedrosselt wird, bis die Schaufeln aerodynamisch nicht mehr in der Lage sind, den im Schaufelkanal aufgebauten Druckgradienten aufrechtzuerhalten und es in Folge dessen zu einem ausgedehnten Zusammenbruch der Strömung kommt. Aufgrund dieses Defektes im Strömungsfeld kann im Verdichter komprimiertes Fluid nun weitgehend ungehindert in Form eines Pumpstoßes nach vorne expandieren. Durch den daraus resultierenden Druckabbau stabilisiert sich schließlich die Strömung im Verdichter wieder und der Verdichter beginnt erneut Massenstrom zu fördern und Druck aufzubauen bis der Pumpzyklus von neuem beginnt.

Im Gegensatz zu „Rotating-Stall“, bei dem die Störung primär nur in Umfangsrichtung läuft, treten Pumpstörungen in Wechselwirkung mit den axialen Schwingungseigenschaften der Luftsäule im Verdichtersystem. Die Frequenzen, mit denen die Pumpzyklen auftreten, werden daher insbesondere von den Zeitskalen dominiert, die für das Befüllen und Entleeren des Innenvolumens des Verdichters und der angeschlossenen Systeme charakteristisch sind. Typischer Weise unterscheiden sich daher die Frequenzen von „Rotating-Stall“ (50 – 100 Hz) und Pumpvorgängen (3 – 40 Hz) um etwa eine Größenordnung.

Je nach Intensität der auftretenden Schwingungen im Massenstrom und Druckverhältnis wird beim Verdichterpumpen zwischen mindestens vier Kategorien unterschieden, die im Folgenden in ihren englischen Fachbegriffen genannt sind (Fink [7], Kim [8], Day [9]):

- Mild Surge: Stets positiver Massenstrom; kleine periodische Schwankungen im Massenstrom und im Druckverhältnis,
- Classic Surge: Stets positiver Massenstrom; größere Schwingungsamplituden bei insgesamt kleineren Frequenzen als beim „Mild Surge“,
- Modified Surge: Kombination aus „Classic Surge“ und „Rotating-Stall“,
- Deep Surge: Intensive Ausprägung des „Classic Surge“; teilweise negativer Massenstrom möglich.

In Niedriggeschwindigkeitsverdichtern treten Pumperscheinungen in der Regel als moderates Pulsieren des Massenstroms auf. In Hochgeschwindigkeitsverdichtern hingegen ist das Pumpen durch das Vorhandensein von Verdichtungsstößen in den Schaufelpassagen deutlich intensiver und somit insgesamt kritischer für die Bauteile.

Verdichterpumpen ist eine sich selbst anregende Störung, die sich letztlich auf das gesamte Verdichtersystem erstrecken kann. Im Gegensatz zu „Rotating-Stall“ lassen sich reine Pumperscheinungen während des Verdichterbetriebes durch geeignete Gegenmaßnahmen oftmals wieder leichter restabilisieren. Generell sind die Phänomene des „Rotating-Stall“ und des Pumpens — als natürliche Schwingungsmoden des Verdichtersystems — sehr stark miteinander verknüpft und können daher auch in Kombination auftreten. Viele Eigenschaften und Auswirkungen des „Rotating-Stall“ finden sich auch beim Verdichterpumpen und umgekehrt. Pumperscheinungen treten insbesondere dann in Erscheinung, wenn die Störungen in der Verdichterbeschaufelung mit den Eigenfrequenzen der axialen Schwingungsmoden im Verdichtersystem harmonieren. Solche Resonanzen treten in der Regel verstärkt bei hohen Drehzahlen und Verdichtungsverhältnissen auf (Cumpsty [1]).

Die genaue Wechselwirkung zwischen „Rotating-Stall“ und Pumpen ist bislang insbesondere auf hoch belasteten Verdichtern nur wenig erforscht. Untersuchungen an niedrig belasteten Verdichtern zeigen jedoch auf, dass die Phänomene im Pumpgrenzbereich nicht statischer Natur sind, sondern sich abhängig vom durchgesetzten Massenstrom abwechseln oder auch überlagern können. Als Auslöser für das Auftreten von Verdichterpumpen erweisen sich hier sowohl Ablösungen im Bereich der Schaufelspitzen, die noch auf den Primärcharakteristiken des Verdichters entstehen, als auch rotierende Ablösezellen, welche sich in Folge von progressivem „Rotating-Stall“ ausbilden (Pumpreen [2]).

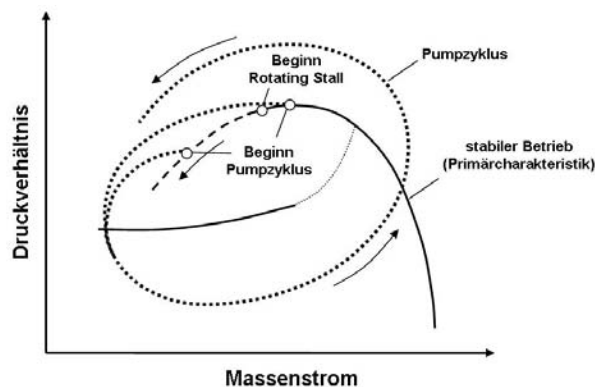


Abbildung 2-10: Charakteristischer Pumpzyklus im Verdichterkennfeld

2.3.3. Mehrstufige Systeme

In mehrstufigen Axialverdichtersystemen wirken sich Änderungen im geförderten Massenstrom oder der gefahrenen Drehzahl nicht gleichmäßig auf alle Stufen aus, sondern führen aufgrund der seriellen Stufenkopplung je nach Position im Verdichter zu unterschiedlichen aerodynamischen Belastungen der einzelnen Stufen. Bei hohen Drehzahlen neigen vor allem die hinteren Stufen zu Instabilitäten, während bei geringen Drehzahlen im Teillastbereich zuerst die vorderen Stufen in den kritischen Bereich der Pumpgrenze gelangen. Wird der Verdichter dagegen bei konstanter Drehzahl angedrosselt, so wirkt sich dieses wiederum besonders stark in den hinteren Stufen aus. Das Stabilitätsverhalten von Mehrstufenverdichtern ist aus diesem Grund ungleich komplexer und schwieriger zu beherrschen als das einstufiger Systeme. Die Koppelungsproblematik kann schließlich dazu führen, dass Verdichterstufen, die im Einzelbetrieb sehr gute Stabilitätseigenschaften aufweisen, im Mehrstufenbetrieb nicht mehr zu kontrollieren sind. Prinzipiell steigt die Intensität des Koppelungseffektes mit der Anzahl und Belastung der einzelnen Stufen. Moderne Verdichtersysteme in Fluggasturbinen müssen den Verdichtungsprozess daher in verschiedene drehzahlentkoppelte Verdichtersegmente, dem Niederdruck-, Mitteldruck- und Hochdruckverdichter, unterteilen. Auch wenn durch die zusätzlichen Freiheitsgrade eine gewisse Entschärfung des Koppelungsproblems erreicht werden kann, bleibt die Auslegung hoch belasteter Verdichterkomponenten — wie zum Beispiel dem Hochdruckverdichter — äußerst problematisch und ist in der Regel auf den zusätzlichen Einsatz betriebszustandsabhängiger Maßnahmen zur Stabilisierung der Verdichterströmung angewiesen.

In Mehrstufenverdichtern tritt klassisches Pumpen unter Normalbedingungen vornehmlich erst bei höheren Drehzahlen und im Bereich der hinteren Stufen auf (Day [9]). „Rotating-Stall“ ist dagegen eher für den unteren Drehzahlbereich und für die vorderen Stufen im Verdichter charakteristisch (Walsh [3]), wobei die „Rotating-Stall“-Phänomene hierbei vor allem in progressiver Form auftreten, da sich die Frontstufen in der Regel durch ein kleineres Nabeverhältnis auszeichnen.

2.3.4. Vorhersage der Stabilitätsgrenze

Ein allgemeingültiges und genaues Kriterium, wann in einem Verdichtersystem die Pumpgrenze erreicht wird, ist für mehrstufige Verdichtersysteme nahezu unmöglich zu formulieren. Es ist selbst für einfache, einstufige Verdichtersysteme nur schwer zu definieren. Gleichwohl gibt es unterschiedliche theoretische und empirische Ansätze, mit denen sich die Lage der Pumpgrenze zumindest grob abschätzen und kritische Stufen in einem Verdichter bestimmen lassen. In den theoretischen Modellen wird versucht, über ein- bzw. zweidimensionale Betrachtungen auf das maximal erreichbare Druckverhältnis in einer Verdichterstufe zu schließen. Ihre Ansätze sind jedoch sehr pauschal und ignorieren viele verdichterspezifische Faktoren, weshalb sie vornehmlich nur für eine grobe Abschätzung, nicht aber für den praktischen Verdichtereinsatz geeignet sind. Genauere Ausführungen zu den theoretischen Modellen sind unter anderem bei Cumpsty [1] und insbesondere bei Pumpreen [2] zu finden.

Zu den einfachsten empirischen Methoden zählen die Diffusionszahl und das De-Haller-Kriterium, welche einfache, gemittelte Strömungsdaten wie An- und Abströmgeschwin-

digkeit und charakteristische Beschauelungsparameter wie Schaufelllänge l und Schauelabstand t miteinander in Beziehung setzen, um sie mit Erfahrungswerten zu vergleichen.

- De-Haller-Zahl: Stabilität, wenn $\frac{w_2}{w_1}$ bzw. $\frac{c_3}{c_2} \geq 0,70$ Gl. 2-6

- Diffusionszahl: Stabilität, wenn $\left(1 - \frac{w_2}{w_1}\right) + \frac{\Delta w_{u,1,2}}{2\left(\frac{l}{t}\right)w_1} \leq 0,45 \dots 0,60$ Gl. 2-7

Wesentlich realistischer ist ein Verfahren von Koch [12], welches die Schauelpassage in Beziehung zu einem ebenen Diffusor mit Einlassblockage setzt. Seine Modellierung berücksichtigt neben diversen Stufenparametern insbesondere auch den Einfluss der Spaltströmung. In niedrig belasteten, subsonischen Verdichtersystemen besitzt das Verfahren nach Koch bei entsprechender Blockagewahl für den Vergleichsdiffusor eine erstaunlich hohe Qualitätsstufe (Cumpsty [1]). In hoch belasteten und transsonischen Verdichtersystemen verliert die Analogiebetrachtung jedoch zunehmend an Gültigkeit.

Die bislang in der Literatur veröffentlichten Ansätze zur Vorhersage der Pumpgrenze in Verdichtersystemen sind im Rahmen einer Vorauslegung sicherlich hilfreich. Die genaue Bestimmung der Pumpgrenze in einem komplexen Verdichtersystem erfordert jedoch letztlich umfangreiche Untersuchungen am Prüfstand oder mit Hilfe von numerischen Simulationen.

2.4. Entwicklungstendenzen moderner Axialverdichter

2.4.1. Grundlegende Strategien

Wie in Kapitel 2.1 bereits erläutert, erfordert der technologische Fortschritt in der Gasturbinenentwicklung die Konzeption von Verdichtern mit immer größeren Druckverhältnissen. Im Prinzip wäre dieses über eine schlichte Vergrößerung der Stufenanzahl im Verdichter zu realisieren. So ließe sich zum Beispiel ein für heutige Gasturbinenverdichter typisches Totaldruckverhältnis von 30 mittels 15 in Serie geschalteten Stufen realisieren, die mit einem Stufendruckverhältnis von jeweils 1,25 nur gering belastet werden. Die Nachteile solcher Baukonzeptionen sind jedoch gravierend. Unter systemtechnischen Aspekten sind vor allem die Koppelungsproblematik aufgrund der Serienschaltung und hohe Reibungsverluste infolge der großen, vom Arbeitsfluid benetzten Oberfläche im Verdichter zu nennen. Konstruktiv ergeben sich erhebliche Nachteile zum einen durch höhere Kosten in Bezug auf Herstellung, Montage und Wartung, da diese nahezu proportional mit der Anzahl der eingesetzten Schaueln sind, zum anderen natürlich durch erhebliches Bauvolumen und Gewicht. Gerade letztere Aspekte sind für moderne Fluggasturbinen nicht akzeptabel. Von diesen wird eine immer höhere Leistungsdichte bei gleichzeitig sinkenden Gesamtkosten erwartet. Dieses Ziel ist nur zu erreichen, wenn die einzelnen Stufen mit höheren Druckverhältnissen gefahren werden, um dadurch Verdichterstufen einzusparen.

Höhere Stufendruckverhältnisse lassen sich gemäß der Eulergleichung Gl. 2-8 prinzipiell über die Parameter Rotordrehzahl n und Schaufelprofilierung (An- und Abströmgeschwindigkeit c_1 bzw. c_2) realisieren.

$$\Delta h_{t,v} = c_2 u_2 - c_1 u_1 \quad \text{Gl. 2-8}$$

In hoch belasteten Axialverdichtern werden die Frontstufen deshalb — wenn möglich — für den transsonischen Betrieb ausgelegt. Hierbei befinden sich die Rotorschaufelspitzen, insbesondere die der ersten Stufe im Überschall. Dadurch ergeben sich im Strömungskanal Verdichtungsstöße, welche bis Anström-Machzahlen von ca. 1,3 die Luft sehr effizient komprimieren. Eine weitere Steigerung der Strömungsgeschwindigkeiten im Verdichter ist im Hinblick auf den resultierenden Wirkungsgrad nur eingeschränkt sinnvoll, da die verdichtungsstoßbedingten Verluste mit der Anström-Machzahl der Rotorschaufeln exponentiell anwachsen und damit einen akzeptablen Wirkungsgrad zunehmend verhindern.

Der Experimentalverdichter NASA Rotor 37 etwa repräsentiert einen Versuch, eine Frontstufe für einen Hochdruckverdichter zu konzipieren, der mittels einer hohen Drehzahl ein Stufendruckverhältnis von deutlich über 2 realisiert. Sein Auslegungspunkt liegt bei einem Totaldruckverhältnis von 2,106 und einer Drehzahl von 17 188 U/min, was einer relativen Anströmgeschwindigkeit von über Mach 1,5 entspricht. Mit einem resultierenden, maximalen Wirkungsgrad von etwa 88 Prozent liegt seine Effizienz jedoch deutlich unterhalb der von Verdichterkonzepten mit geringeren Strömungsgeschwindigkeiten.

Allerdings lässt sich das Verdichtungsverhältnis — auch bei einer limitierten Rotordrehzahl — über eine Optimierung der Schaufelprofilierung weiter steigern. So nahm im Laufe der Jahre die Schaufelstreckung insbesondere die der Frontstufen kontinuierlich zu. Diese Maßnahme ermöglicht generell eine stärkere Umlenkung der Verdichterströmung und damit eine höhere spezifische Verdichterarbeit, ohne dass saugseitige Ablösungen auftreten.

Mit den stark gestiegenen Stufendruckverhältnissen ist jedoch auch eine drastische Zunahme der Strömungskomplexität im Verdichterkanal zu beobachten. Bedingt durch enorme Druckgradienten sowohl in radialer, azimuthaler als auch in Strömungslängsrichtung nimmt die Intensität von so genannten Sekundärströmungen stark zu. Zu diesen Sekundärströmungen zählen generell alle Ausgleichsströmungen, Spaltleckagen und Effekte, die bei einer rein zweidimensionalen Betrachtung der Schaufelumströmung nicht berücksichtigt werden. Diese Sekundärströmungen können sich gravierend auf das Strömungsverhalten im Verdichter auswirken und somit den Wirkungsgrad sowie die Stabilität erheblich beeinträchtigen.

In der Verdichterentwicklung lassen sich unter anderem folgende Forschungsschwerpunkte erkennen:

Schaufelaerodynamik

In der Verdichterentwicklung dominieren bislang Auslegungsverfahren, die vornehmlich auf einer zweidimensionalen Betrachtung der Verdichterströmung basieren. Während diese Verfahren bei Profilierungen mit moderaten Druckverhältnissen sehr gute Resultate liefern, gelangen sie mit weiter steigendem Druckverhältnis immer näher an die Grenzen ihrer Aussagefähigkeit. Optimale Verdichterströmungen lassen sich mit ihnen aus diesem Grund

nicht mehr realisieren. Die erzielbaren Druckverhältnisse und Wirkungsgrade sind daher oft nicht mehr akzeptabel. Die Entwicklungstendenz moderner Axialverdichter geht somit eindeutig in Richtung dreidimensionaler Beschaukelungen, die Sekundärströmungs- sowie Grenzschichteffekte explizit berücksichtigen. Hochentwickelte Softwarelösungen zur numerischen Strömungssimulation sowie drastisch gestiegene Rechnerleistungen ermöglichen diese Entwicklung. Zu den bekanntesten Strategien einer dreidimensionalen Beschaukelung zählen so genannte „Sweep“- und „Bow“-Konfigurationen, bei denen die Schaufeln neben der üblichen radialen Verdrehung zusätzliche Verformungen in Längs- und Azimutalrichtung aufweisen (Abbildung 2-11). So zeigen etwa Verdichterkonzepte mit „Sweep“ im Blattspitzenbereich ein deutlich verbessertes Stabilitätsverhalten [11].



Abbildung 2-11: Experimentalverdichter an der TU Darmstadt in konventioneller Ausführung (links) und mit „Sweep“ im Blattspitzenbereich (rechts), aus [114]

Kontrolle der Spaltströmung

Neben einer Verbesserung der Schaufelaerodynamik wird auch versucht, eine kontinuierliche Verringerung der Spalthöhe zu erreichen, um auftretende Spaltverluste zu minimieren. Letztlich wird — um einen sicheren mechanischen Betrieb zu gewährleisten — immer ein gewisser Spalt bleiben müssen, auch wenn dieser sich, wie zahlreiche Untersuchungen (vgl. Kapitel 2.5) gezeigt haben, nachhaltig negativ auf die Leistungsfähigkeit und die Stabilität des Verdichters auswirkt. Deshalb ist es auch ein Ziel der Verdicht erforschung, Methoden und Konzepte zu finden, mittels derer sich die negativen Spaltströmungseffekte kompensieren lassen (zum Beispiel Bae [18] oder Europäische Patentanmeldung EP 0 754 864 A1).

Früherkennung und Stabilisierung von Strömungsinstabilitäten

Die Einhaltung eines ausreichenden Mindestpumpgrenzabstandes im Verdichterkennfeld bedeutet stets eine Einschränkung der umsetzbaren, potentiellen Verdichterleistung, insbesondere dann, wenn der Pumpgrenzabstand alle — auch die selten auftretende Extremzustände — sicher auffangen soll. Dieser konservative Ansatz ist vor allem bei Fluggasturbinen nicht akzeptabel, da hier die möglichen Störeffekte infolge sich stark verändernder Einsatz- und Umgebungsbedingungen sehr groß werden können. Für moderne Verdichter wird daher an technologisch anspruchsvollen Strategien und Konzepten geforscht, den

eigentlichen Pumpgrenzabstand so klein als möglich auszulegen, indem zusätzliche Stabilisierungsverfahren sowie Kontroll- und Regelmechanismen eingeführt werden, welche instabile Betriebszustände zuverlässig detektieren und korrigieren können. Parallel dazu wird nach effizienten Möglichkeiten gesucht, auch die Lage der Pumpgrenze durch geeignete Maßnahmen in Richtung kleinerer Massenströme zu verschieben, um dadurch einen stabilen Verdichterbetrieb im optimalen Betriebsbereich zu ermöglichen. Der nächste Abschnitt wird sich diesen Themen widmen.

2.4.2. Früherkennung und Stabilisierung von Instabilitäten

Die zukünftige Entwicklung leistungsfähiger Verdichter ist maßgeblich von dem Bestreben geprägt, immer höhere Druckverhältnisse mit immer weniger Stufen zu realisieren. Aus dieser Tendenz folgt, dass die aerodynamische Belastung der einzelnen Verdichterstufen weiter ansteigen wird. Da bei hohen Stufendruckverhältnissen die Drehzahlkennlinien zunehmend steiler werden, reagieren diese äußerst sensibel auf Massenstromschwankungen. Bereits kleine Änderungen im Massenstrom können sich somit erheblich auf das resultierende Druckverhältnis auswirken. Die Pumpgrenze kann aus diesem Grund bei unkontrolliertem Betrieb der Gasturbine sehr schnell überschritten werden. Zusätzlich verschärft wird dieses Problem durch das Bestreben, den Pumpgrenzabstand so klein wie möglich zu halten, um die Leistungsfähigkeit des Verdichters nicht unnötig zu beschneiden. Daher sind für einen sicheren Betrieb unbedingt Regelmechanismen und Verfahren erforderlich, die die Verdichterströmung in kritischen Zonen stabilisieren.

Zu den im unteren Drehzahlbereich üblichen Stabilisierungsmethoden gehören insbesondere eine aktive, variable Verstellung der Statoren sowie der Einsatz von Abblaseventilen hinter den gefährdeten Stufen. Verstellbare Statoren korrigieren den Anströmwinkel der Rotorbeschaufelung und können dadurch die aerodynamische Belastung gezielt reduzieren, während Abblaseventile einen künstlich erhöhten Massenstrom bewirken.

Der Nachteil solcher so genannten aktiven Regelungsmechanismen ist jedoch, dass sie konstruktiv sehr aufwendig sind, eine relativ große Reaktionszeit aufweisen und letztlich genauer Regelalgorithmen bedürfen, um zuverlässig zu funktionieren. In der Praxis wird hierfür bereits während der Gasturbinenentwicklung eine Regelvorschrift definiert, die — abhängig von messbaren Strömungs- und Maschinendaten — feste Stellgrößen vorschreibt. Wie weiter oben bereits vermerkt, ist die Pumpgrenze allerdings kein fester aerodynamischer Bereich, der für alle Betriebszustände gleich bleibt. Vielmehr kann sich die Pumpgrenze, beispielsweise bedingt durch Verschleiß im Verdichter oder auch ungünstige Anströmbedingungen, deutlich verlagern. Solche Sonderfaktoren können mit den in der Praxis üblichen Regelvorschriften nicht gänzlich berücksichtigt werden, so dass in kritischen Situationen immer das Risiko von Strömungsinstabilitäten besteht, sofern ein nicht genügend großer Pumpgrenzabstand gewählt wird.

Um dieses Problem zu beheben, wird in der Verdicht erforschung intensiv nach zuverlässigen Strömungsindikatoren (so genannten „Stall-Precursors“) gesucht, die helfen sollen, Pumpvorgänge noch vor ihrer vollen Entfaltung rechtzeitig vorherzusagen. Damit ließen sich Regelalgorithmen entwickeln, die selbständig gefährliche Betriebszustände frühzeitig erkennen und rechtzeitig geeignete Gegenmaßnahmen einleiten können. Eine solche Gegenmaßnahme stellt insbesondere das Einblasen von Hochdruckluft in die stabilitätskritischen Verdichterbereiche dar (Weigl [16], Suder [17], Europäische Patentanmeldung EP 0

754 864 A1, usw.). Die Vorteile dieser Maßnahme sind zum einen eine sehr kurze Reaktionszeit und zum anderen die Effektivität in weiten Drehzahlbereichen.

Ein bei der Detektion von Strömungsinstabilitäten oft verfolgter Ansatz ist, über in Umfangsrichtung verteilte Sensoren kontinuierlich Messsignale aufzunehmen und diese mittels verschiedener Analyseverfahren, wie etwa der Wavelett-Analyse, nach charakteristischen Anzeichen wie zum Beispiel Modalwellen oder „Spikes“ zu durchsuchen (Abbildung 2-12). Solche typischen Ausprägungen konnten in verschiedenen Verdichtern als charakteristische Frühindikatoren von „Rotating-Stall“ oder Pumpvorgängen identifiziert werden (Bright [13, 15], Saxer-Felici [14], Gong [24], Camp [25], uva.). Im Idealfall können solche Frühindikatoren dazu genutzt werden, in Gasturbinen geschlossene Regelkreisläufe zu steuern, welche die Strömungsstabilität im Verdichter über das geregelte Einblasen von Luft effizient stabilisieren. Ein solches Verfahren wurde zum Beispiel im Rahmen des Bayerischen Luftfahrtforschungs- und Technologieprogramms Bay 20A/B/C am Triebwerk Larzac 04 C5 erfolgreich umgesetzt. Allerdings scheinen sich die „Stall-Precursors“ nicht in allen Verdichtern gleichermaßen ausgeprägt zu zeigen, so dass die Technologie der „Stall-Precursor“-Analyse auf dem gegenwärtigen Stand der Forschung noch kein allgemein probates Lösungsmittel für den Praxiseinsatz darstellt. Zudem ist die Zeitspanne zwischen dem Auftreten solcher Indikatoren und dem Beginn der eigentlichen Instabilitäten äußerst gering. Dieses Zeitfenster kann unter Umständen auch für sehr schnelle Aktuatoren mit geringer Trägheit viel zu klein sein, um die erforderlichen Stellgrößen rechtzeitig zu aktivieren.

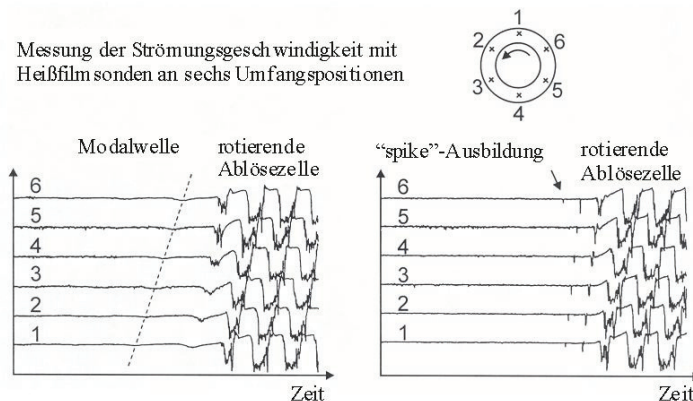


Abbildung 2-12: Charakteristische Frühindikatoren für Verdichterinstabilitäten, nach [25]

Eine alternative Methode, die Verdichterströmung im Bereich der Pumpgrenze zu stabilisieren, sind so genannte passive Verfahren. Diese kommen gänzlich ohne Stellgrößen und Regelmechanismen aus und werden fest in die Verdichterkonstruktion eingebaut. Sinn und Zweck solcher passiven Methoden ist es, die Strömung im Verdichter gezielt zu manipulieren, so dass kritische Zonen im Bereich der Pumpgrenze erfolgreich entlastet werden, ohne jedoch die Leistungsfähigkeit des Verdichters insgesamt zu mindern. Der Erfolg solcher Methoden setzt allerdings ein fundamentales und detailliertes Verständnis über die Strömungsmechanismen und Wirkungsketten voraus, welche im Bereich der Pumpgrenze verantwortlich für den Verlust der Strömungsstabilität sind.

Ein viel versprechender Ansatz bei den passiven Stabilitätsmaßnahmen stellen so genannte Casing-Treatments dar. Hierbei handelt es sich um Gehäusestrukturen in Form von Schlitzen, Nuten, Rillen und Ähnlichem, die gezielt in die Verdichtergehäusewand eingebracht werden (Abbildung 2-13). Zahlreiche Experimente haben demonstriert, dass die Pumpgrenze in Verdichtersystemen durch den Einsatz von Casing-Treatments um über 20 bis teilweise 40 Prozent in Richtung kleinerer Massenströme verschoben werden kann. Casing-Treatments sind ein seit den 60er Jahren bekanntes Hilfsmittel und werden in niedrig belasteten Gebläsen erfolgreich eingesetzt. In hoch belasteten Verdichtern von Serienflugtriebwerken haben sie dagegen bislang nur in Einzelfällen Anwendung gefunden, wie zum Beispiel in Form einfacher Umlaufnuten im EJ200 für den Eurofighter-Thyphoon.

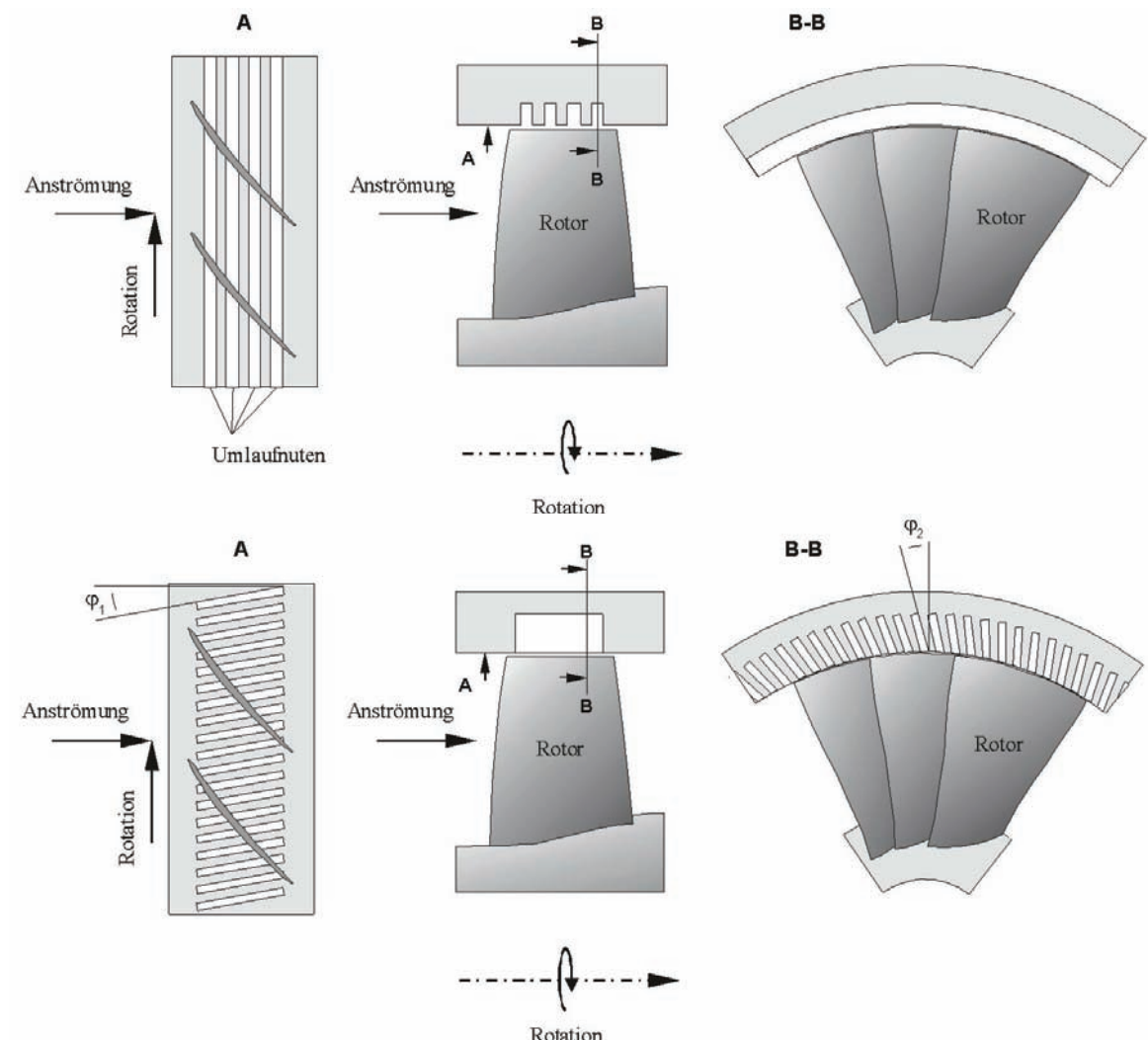


Abbildung 2-13: Konventionelle Casing-Treatment-Konzepte

Es fehlt bislang ein fundamentales Funktionsverständnis, so dass ihre genaue Wirkung auf die Verdichterströmung noch nicht umfassend erklärt werden kann. Ihre Auslegung basiert deshalb bis heute auf einfachen Modellen und Annahmen, die größtenteils empirischer Natur sind. Aus diesem Grund kann es auch nicht wundern, dass sich Casing-Treatment-Konzepte auf verschiedenen Verdichtersystemen sehr unterschiedlich auswirken können.

In der Regel ist zudem zu beobachten, dass die stabilisierende Wirkung von den bislang getesteten Casing-Treatment-Varianten insbesondere im Auslegungspunkt mit zum Teil deutlichen Einbußen im Wirkungsgrad einhergeht. Mit einem fundamentalen Verständnis der zugrunde liegenden Strömungsmechanismen ist es jedoch, wie in den folgenden Kapiteln gezeigt wird, prinzipiell möglich, Konzepte auszulegen, die eine Verdichterströmung stabilisieren können, ohne dabei den resultierenden Wirkungsgrad zu beeinträchtigen. Dabei gelingt es sogar, das pro Stufe erzielbare Druckverhältnis im Vergleich zur glatten Gehäusewand noch deutlich zu steigern. Damit sind Casing-Treatments theoretisch nicht nur ein effizientes Hilfsmittel, die Verdichterstabilität zu verbessern, sondern eröffnen auch ein bislang noch kaum genutztes Potential zur signifikanten Leistungssteigerung von Verdichtern.

2.5. Wichtige Strömungseigenschaften in Verdichterstufen

Die Strömung in Axialverdichterstufen ist charakterisiert durch eine komplexe Überlagerung vieler unterschiedlicher Strömungsmechanismen. Viele der auftretenden Strömungsphänomene zeigen sich als sehr stark abhängig von der aerodynamischen Belastung und den gewählten An- und Abströmbedingungen. Darüber hinaus ist zu beobachten, dass spezielle Strömungsmechanismen, die in gewissen Verdichtersystemen sehr auffällig hervortreten, in anderen nur sehr schwach in Erscheinung treten können. Im Folgenden wird im Hinblick auf die weiteren Kapitel nur auf die wichtigsten grundlegenden Strömungseigenschaften in Verdichterstufen kurz eingegangen.

Die Strömung in Axialverdichtern ist grundsätzlich dreidimensional ausgebildet. Starke Druckgradienten herrschen in Umfangsrichtung, bedingt durch die Saug- und Druckseite der einzelnen Schaufeln, in Strömungslängsrichtung durch die Diffusorwirkung der Schaufelpassage sowie in radialer Richtung aufgrund der Zentrifugalbeschleunigung. Die räumliche Druckverteilung innerhalb der Schaufelpassage gehört zu den wichtigsten Faktoren, welche die Ausprägung und das Verhalten der Strömung bestimmen. So hängt etwa in Grenzschichten der Transitionsunkt — der Umschlag zwischen laminarem Anlaufbereich und turbulenter Zone — sowie mögliche Relaminarisierungsgebiete sehr stark vom Druckverlauf entlang der Grenzschicht ab. Ebenso werden Ablösegebiete und Sekundärströmungen – Geschwindigkeitskomponenten, die ein Abweichen der realen Passagenströmung von der idealen, primären Richtung bewirken – maßgeblich durch Druckgradienten beeinflusst, welche nicht in Richtung der Hauptströmung orientiert sind. Nicht zuletzt ist auch ein Großteil der Spaltströmung über den Schaufelspitzen auf die enorme Druckdifferenz zwischen Saug- und Druckseite zurückzuführen. Durch die über der Schaufelspitze herrschenden Druckgradienten, welche in der Regel senkrecht zur Schaufelsehne orientiert sind, erfährt die Spaltströmung eine stromaufwärtsgerichtete Geschwindigkeitskomponente und stellt damit ein erhebliches Hindernis für die Hauptströmung dar. In den meisten Verdichtern liegen Spalthöhe und Grenzschichtdicke an der Gehäusewand im Bereich der gleichen Größenordnung, so dass sich die Phänomene der Spalt- und Grenzschichtströmung sehr stark gegenseitig beeinflussen und überlagern können. Auch wenn die Spalthöhe im Betrieb meist nur den Bruchteil eines Millimeters beträgt, kann der resultierende Leckagestrom pro Schaufelreihe deutlich über ein Prozent des gesamten Verdichtermassenstroms ausmachen. Der Einfluss der Spalthöhe auf den Wirkungsgrad und die Stabilität

eines Verdichters ist damit immens. In der Regel fallen Wirkungsgrad und Stabilität überproportional mit wachsender Spalthöhe (Smith [21], Furukawa [22], Abbildung 2-14). Bei einer weitgehend intakten Kanalströmung rollt sich die Spaltströmung über den Schaufelblattspitzen zu einem charakteristischen Wirbel, dem so genannten Spaltwirbel auf (Abbildung 7-2). Dieser Spaltwirbel ist typisch sowohl für sub- als auch transsonische Strömungszustände und zeichnet sich durch einen deutlich verminderten statischen Druck und hohe Strömungsverluste entlang seiner Trajektorie aus. Zahlreiche experimentelle und numerische Untersuchungen zeigen auf, dass das Verhalten der Spaltströmung und des Spaltwirbels sehr stark von der aerodynamischen Schaufelbelastung abhängen. Darüber hinaus zeigen sich gravierende Unterschiede zwischen sub- oder transsonischem Betrieb.

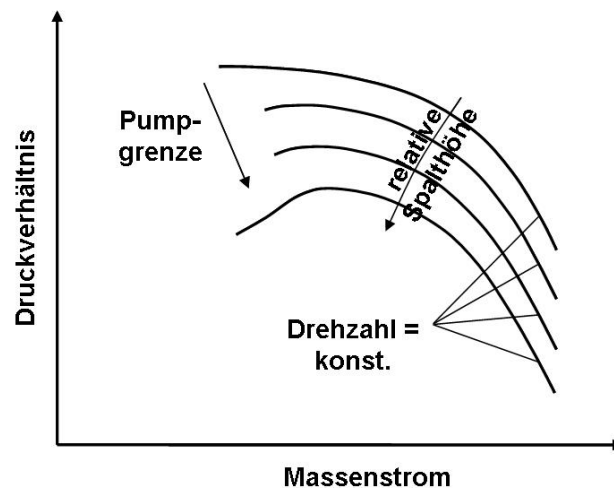


Abbildung 2-14: Einfluss der Spalthöhe auf die Verdichterkennlinie, nach Smith [21]

Während sich die Lage der Wirbeltrajektorie unter transsonischen Strömungsbedingungen bei zunehmender Drosselung des Massenstroms kaum verändert, vergrößert sich unter subsonischen Strömungsbedingungen der Winkel zwischen Wirbeltrajektorie und Schaufelsehne bei zunehmenden Druckverhältnissen. Im Bereich der Pumpgrenze ist hierbei teilweise zu beobachten, dass die vordere Ablöselinie des Spaltwirbels vollständig auf Höhe der Schaufelvorderkanten verläuft und somit Spaltströmung in die nachfolgende Schaufelpassage übertreten kann (Saathoff [19], Hoying [23], Abbildung 2-15). Dieser Effekt wird in der Literatur als „Spill Over“ bezeichnet. Es gilt als sehr wahrscheinlich, dass ein solcher Vorgang zu den möglichen Auslösern typischer „Stall-Precursor“ oder von „Rotating-Stall“ im Bereich der Blattspitzen gehört (Mailach [20]).

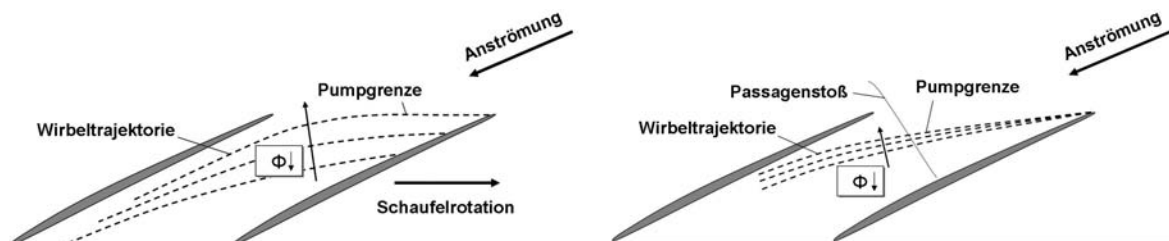


Abbildung 2-15: Lage der Spaltwirbeltrajektorie für unterschiedliche Durchflussziffern Φ bei subsonischen (links)- und transsonischen (rechts) Strömungsbedingungen

In transsonischen Verdichterstufen befinden sich die Rotorblattspitzen bei Auslegungsdrehzahl im Überschall. Durch die Verzögerung der Überschallströmung entstehen komplexe Stoßsysteme, die einen großen Einfluss auf das aerodynamische Verhalten der Stufe haben. Das Stoßsystem besteht insgesamt aus mehreren Fronten, dem schrägen Bugstoß an der Schaufelvorderkante und den abschließenden senkrechten Verdichtungsstößen in der Schaufelpassage. Bei geringen Druckbelastungen verlaufen beide Stoßfronten räumlich getrennt — die Passagenstöße befindet sich deutlich stromabwärts verschoben (Abbildung 2-16). Mit steigenden Druckverhältnissen wandern die Passagenstöße jedoch kontinuierlich stromauf, bis sie sich mit dem Bugstoß zu einem zusammenhängenden Stoßsystem verbinden. Bei sehr hohen Druckverhältnissen ist schließlich zu beobachten, dass das Stoßsystem nicht mehr an der Schaufelvorderkante anliegt, sondern deutlich abgehoben positioniert ist. Bedingt durch die Grenzschichtdicken an den Gehäusewänden, reichen die Verdichtungsstöße nicht direkt bis zur äußeren Gehäusewand sondern „schwimmen“ kurz vorher in so genannten λ -Stößen.

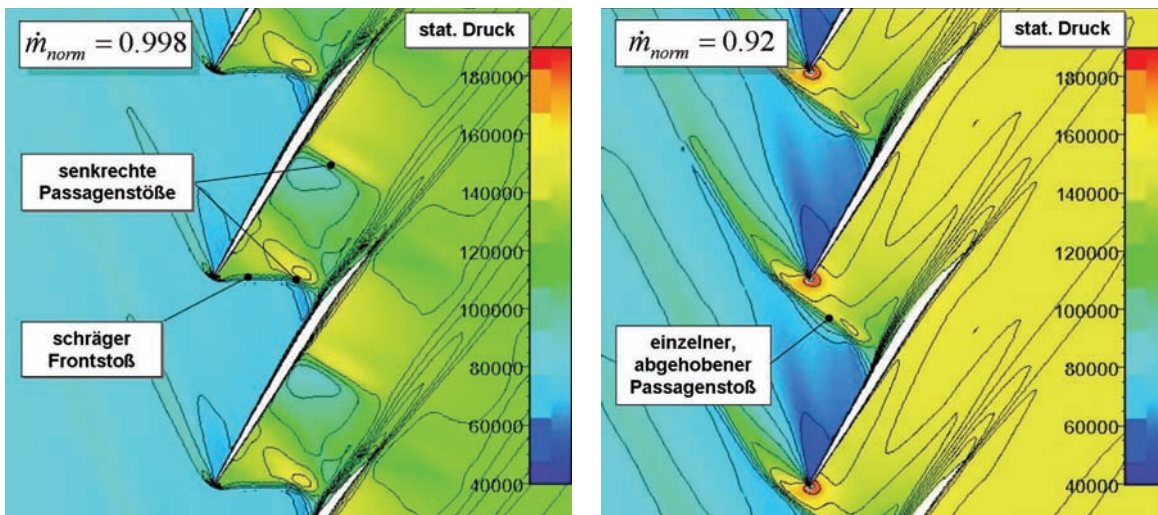


Abbildung 2-16: Veränderung der Stoßsysteme bei zunehmender Verdichterdrosselung (NASA Rotor 37 bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl, 90 Prozent Kanalhöhe); die Isolinien repräsentieren die Verteilung der relativen Machzahl in der Schaufelpassage

Auf dem gegenwärtigen Stand der Forschung sind die verschiedenen Mechanismen und ihre kausalen Wirkungsketten, die im Bereich der Pumpgrenze schließlich zum Auftreten von „Rotating-Stall“ oder Pumperscheinungen führen, noch nicht gänzlich geklärt. Die Forschungsergebnisse deuten jedoch darauf hin, dass die Mechanismen sehr stark von der Drehzahl abhängen und dass insbesondere zwischen sub- und transsonischen Strömungszuständen offensichtlich gravierende Unterschiede bestehen. Auf dem gegenwärtigen Forschungsstand gilt es als relativ gesichert, dass die Spaltströmung und der Spaltwirbel in diesem Zusammenhang eine wichtige Rolle spielen. So können Verdichterstufen bereits vor einer aerodynamischen Überlastung der Rotorschaukeln Strömungsinstabilitäten im Bereich der Schaufelspitzen zeigen. Das Kapitel 7 wird sich mit diesem Thema eingehend beschäftigen.

3. Stabilisierung mit passiven Gehäusestrukturen

3.1. Verdichterkennfeld mit Casing-Treatment

Das Kennfeld von Verdichtern lässt sich mittels gezielter Strukturierungen der Kanalwände über den Schaufelspitzen nachhaltig erweitern (vgl. Abbildung 2-13). Die Integration solcher Gehäusestrukturen in ein Verdichtersystem bezweckt insbesondere eine Verbesserung der Strömungsstabilität im Bereich der Pumpgrenze über eine Vergrößerung des Pumpgrenzabstandes. Stabilisierende Gehäusestrukturen können sowohl in die stehende, äußere Kanalwand (so genanntes Casing-Treatment für Rotorstufen) als auch in den sich drehenden Nabenbereich (so genanntes Hub-Treatment für Statorstufen) eingebracht werden. Unter diesen beiden Positionsvarianten besitzen die Casing-Treatments im Allgemeinen das größere Stabilisierungspotenzial.

Diese Arbeit befasst sich maßgeblich mit den Strömungsphänomenen in hoch belasteten Rotorstufen. Angesichts dieser Spezialisierung konzentrieren sich die weiteren Darstellungen und Überlegungen entsprechend auf die Anwendung von Casing-Treatments. Ein Grossteil der Casing-Treatment-Eigenschaften sollte sich jedoch aufgrund der herrschenden Analogien zwischen Rotor- und Statorströmungen auch auf Hub-Treatments übertragen lassen.

Eine Vergrößerung des Pumpgrenzabstandes im Verdichterkennfeld lässt sich allgemein sowohl über eine Verringerung des minimal zulässigen Massenstroms an der Pumpgrenze als auch über eine Erhöhung des maximal erreichbaren Verdichtungsverhältnisses realisieren. Typische Casing-Treatment-Ausführungen können bei entsprechender Auslegung beides bewirken. Basierend auf den Änderungen im Druckverhältnis und im Massenstrom werden in der Literatur unterschiedliche Definitionen für eine Quantifizierung der stabilitätserhöhenden Wirkung eines Casing-Treatments genannt. Diese lehnen sich größtenteils an die für ein Verdichterkennfeld mit Arbeitslinie gebrauchten Stabilitätsdefinitionen an (vgl. Gl. 2-1).

- Vergrößerung des Betriebsbereiches um ΔB in Prozent

$$\Delta B_{norm} = \frac{(\dot{m}_{max,CT} - \dot{m}_{min,CT})}{(\dot{m}_{max,GW} - \dot{m}_{min,GW})} \quad \text{Gl. 3-1}$$

- Verschiebung des minimalen Massenstroms um $\Delta\dot{m}$ in Prozent

$$\Delta\dot{m}_{norm} = 1 - \frac{\dot{m}_{min,GW}}{\dot{m}_{min,CT}} \quad \text{Gl. 3-2}$$

- Verschiebung der Pumpgrenze um ΔSM_{CT} in Prozent

$$\Delta SM_{CT} = \frac{\Pi_{max,CT}}{\Pi_{max,GW}} \frac{\dot{m}_{min,GW}}{\dot{m}_{min,CT}} - 1 \quad \text{Gl. 3-3}$$

Neben der beabsichtigten Verschiebung der Pumpgrenze sind mit dem Einsatz von Casing-Treatments jedoch auch häufig negative Nebeneffekte zu beobachten. Diese können unter Umständen so gravierend sein, dass ein sinnvoller Einsatz nicht mehr möglich ist. Zu solchen ungewollten Nebeneffekten zählt neben einer allgemeinen Verschiebung der Verdichterkennlinien über den Massenstrom ($\Delta\dot{m}_{max}$) insbesondere eine Reduzierung des Wirkungsgrades im Auslegungspunkt ($\Delta\eta_{max}$).

Die Beeinflussung eines Verdichterkennfeldes durch ein Casing-Treatment lässt sich am deutlichsten am geänderten Verlauf einzelner Drehzahlkurven darstellen. Abbildung 3-1 zeigt die charakteristische Wirkung eines typischen Casing-Treatments auf das erreichbare Totaldruckverhältnis und den Wirkungsgrad eines Axialverdichters bei Auslegungsdrehzahl. Aus dieser Abbildung ist zu ersehen, dass der Charakter der Wechselwirkung zwischen Verdichterströmung und Casing-Treatment nicht für alle Betriebspunkte auf der Kennlinie konstant ist, sondern sich mit dem gefahrenen Druckverhältnis auf der Kennlinie deutlich verändert.

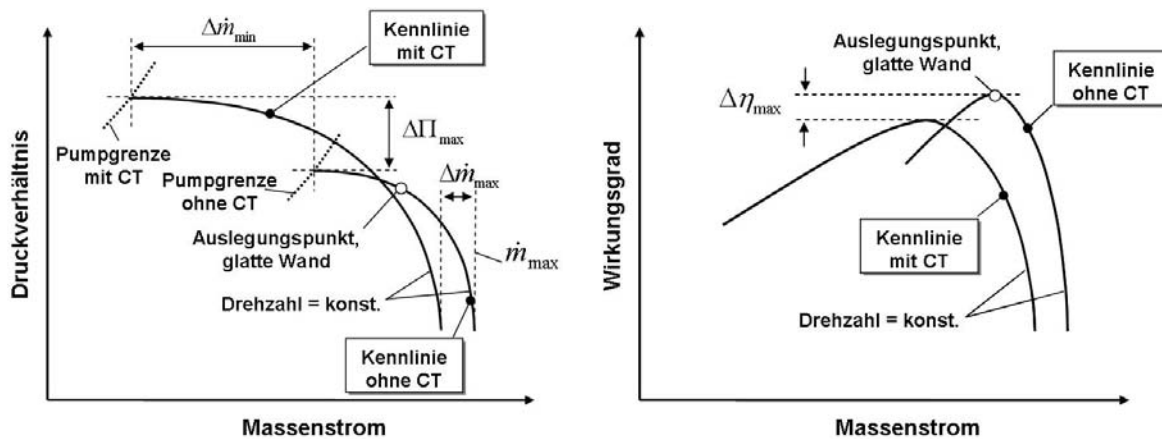


Abbildung 3-1: Wirkung eines Casing-Treatments auf die Kennlinie eines Axialverdichters bei Auslegungsdrehzahl

Bei geringeren Druckverhältnissen mit einer noch weitgehend idealen, ungestörten Verdichterströmung können die Gehäusestrukturen zu ungewollten, verlustreichen Zirkulations- und Ausgleichsströmungen führen, welche die Verdichterströmung unnötig stören und zur Entstehung verlustreicher Blockagezonen beitragen. Je nach Intensität der aufgeprägten

Sekundärströmungen kann sich dadurch der resultierende Verdichterwirkungsgrad, aber auch der effektive Strömungsquerschnitt in den Schaufelpassagen insbesondere im Auslegungspunkt erheblich verringern, was zu einer Verschiebung der Kennlinien in Richtung kleinerer Massenströme führt. Mit Annäherung des Arbeitspunktes an die Pumpgrenze ist jedoch zu beobachten, dass die durch das Casing-Treatment induzierten Ausgleichströmungen zunehmend in der Lage sind, entstehende, stabilitätskritische Blockagegebiete der wandnahen Verdichterströmung abzubauen und damit eine leichte Entdrosselung des Systems zu bewirken. In dieser Phase ist es nicht ungewöhnlich, dass eine Verdichterkonfiguration mit Casing-Treatment im Vergleich zur glatten Gehäusewand bessere Wirkungsgrade erzielt.

3.2. Geschichtlicher Überblick und Entwicklung

Wegen ihrer Fähigkeit, die Stabilität und damit das Betriebsverhalten von Verdichtern zu optimieren, stehen Casing-Treatments im Interesse der Verdichterbeforschung. Universitäten, Forschungsinstitute und die Industrie arbeiten an diesem Thema in engen Kooperationen aber auch in Eigenregie. Dementsprechend sind viele Patente (vgl. Tabelle 3-1) und Forschungsarbeiten in der Fachliteratur zu finden, die sich intensiv mit diesem Thema beschäftigen. Dabei ist noch anzunehmen, dass vermutlich viele Projekte nicht oder erst verspätet den Weg in die Veröffentlichung finden, da in einigen Fällen erhebliches wirtschaftliches und politisches Interesse die Forschungsarbeiten treibt. Im Folgenden soll versucht werden, den Verlauf und die Entwicklungen in der Casing-Treatment-Forschung auf Basis der verfügbaren Veröffentlichungen in ihren groben Zügen zu skizzieren.

Die stabilisierende Wirkung von Casing-Treatments ist seit den 60er Jahren in der Verdichterbeforschung bekannt. Zu den ersten Ansätzen, die in die Richtung zielen, die Strömungsstabilität von Axialverdichtern mittels passiver Gehäusestrukturen zu verbessern, zählen so genannte Separator- bzw. Stabilisierungsringe, die koaxial vor der Rotorschaukelreihe im Bereich der äußeren Verdichterkanalwand eingebracht werden. Diese sind in der Lage, die Pumpgrenze von Verdichtern geringer Stufenzahl in Richtung kleinerer Massenströme zu verschieben. Das Konzept des Stabilisierungsrings wird unter anderem von Eckert und Schnell (1961, [26]), Yshakov (1962, [27]), Tanaka (1973, [28]), Klee und Bard (1986, [29]) beschrieben; eine der ersten Patentierungen erfolgt 1965 von Ivanov (US Patent 3.189.260). Der Stabilisatorring repräsentiert ein bis heute immer wieder verwendetes Verfahren zur Stabilisierung von Gebläsen. So basiert etwa eine japanische Patentanmeldung von 1996 (JP 8.219.096) auf dem Prinzip des Stabilisatorringes. Das Verfahren scheint insgesamt geeignet zu sein, die Pumpgrenze niedrig belasteter Verdichtersysteme zu verbessern. Eine erfolgreiche Anwendung in transsonischen Verdichtersystemen ist dagegen nach Kenntnis des Autors in der Fachliteratur bislang nicht zu belegen.

Die Wirkung von Separatorringen wird allgemein damit erklärt, dass sie wandnahe Rückströmungen im Bereich der Schaufelspitzen gezielt über den Bypass stromaufwärts ableiten und dadurch kritische Blockagezonen in ihrer Entstehung dämpfen können. Der Separatorring verteilt lokal entstehende Rückströmungen zudem größtenteils in Umfangsrichtung, so dass die Strömung im Verdichter insgesamt homogenisiert wird (Eckert [26]). In

der Regel muss beim Einsatz solcher Separatorkonzepte allerdings mit Einbußen in der Verdichterleistung und im Wirkungsgrad gerechnet werden.

Basierend auf diversen Versuchsreihen zur Ein- und Abblasung in einstufigen Verdichtersystemen veröffentlichen Bailey und Voit [30] vom Lewis Research Center 1970 experimentelle Arbeiten, in denen sie gezielt die Gehäusestruktur über den Schaufelspitzen eines transsonischen Axialverdichters manipulieren und so die Stabilität an der Pumpgrenze verbessern. Ihre Arbeiten beschreiben den Einfluss von radial gerichteten Bohrungen, Honeycomb-Strukturen und Kanälen verschiedener Form und Größe, die in die äußere Gehäusewand über den Rotorschaufelspitzen eingebracht und über eine ringförmig umlaufende Kammer (Plenum) miteinander verbunden sind. Die getesteten Strukturen basierten auf der Absicht, das Stabilisierungskonzept der Ein- und Abblasung in einer passiven Geometrie zu integrieren. Die durchgeführten Versuche mit Plenum demonstrieren für einen Großteil der getesteten Gehäusestrukturen eine deutliche Verschiebung der Pumpgrenze um bis zu etwa 10 Prozent bezogen auf den Pumpgrenzmassenstrom bei glatter Gehäusewand — allerdings auf erhebliche Kosten des Verdichtungswirkungsgrades. Ohne Plenum hingegen ist in den beschriebenen Versuchen in keinem Fall eine Verschiebung der Pumpgrenze festzustellen.

Eine genaue Erklärung der stabilisierenden Wirkung konnte in diesen Untersuchungen nicht gefunden werden. Vermutet wurde aber, dass die durch das Casing-Treatment erzeugten Rezirkulationen über der Schaufelspitze, ein möglicher Druckausgleich in Umfangsrichtung sowie akustische Phänomene eine essentielle Rolle spielen. Trotz immer verfeinerter Messungen konnten auch in den folgenden Jahren keine eindeutigen Wechselwirkungen identifiziert werden.

1971 wird von Osborn [31] eine der ersten wirklich umfangreichen Versuchsreihen mit verschiedensten Arten so genannter konventioneller Casing-Treatments veröffentlicht. In seiner Arbeit führt er einerseits die Konzepte von Bailey und Voit [30] fort, andererseits untersucht er auch völlig neue Ansätze. Zu diesen gehören unter anderem Umfangs- und Längsnuten mit bzw. ohne Plenum, die über den Schaufelspitzen in die Gehäusewand eingebracht sind. Die Ergebnisse seiner Versuche zeigen, dass sich die einzelnen Konfigurationen je nach Bauform ganz unterschiedlich auf die Pumpgrenze und den Wirkungsgrad einer Verdichterstufe auswirken und dass ihr Einfluss stark von der Drehzahl sowie von Einlaufstörungen im Verdichter abhängen kann. Während etwa Umlaufnuten eine effektive Pumpgrenzverschiebung nur bei höheren Drehzahlen bewirken, sind ausgewählte Längsnutenkonzepte in der Lage, die Stabilität in allen Drehzahlbereich gleichermaßen zu erhöhen. Der Gewinn an Strömungsstabilität scheint zudem im Fall von Längsnuten deutlich weniger durch Einlaufstörungen beeinträchtigt zu werden. Generell zeigen Längsnuten in Osborns Versuchen ein größeres Stabilisierungspotential, allerdings auch erheblich größere Verluste im Vergleich mit den getesteten Umlaufnuten. Ein zusätzliches Plenum über den Längsnuten bewirkt in den durchgeführten Versuchen eine deutliche Steigerung von Stabilität und Wirkungsgrad.

In den folgenden Jahren werden immer wieder systematische Reihenversuche mit unterschiedlichen Casing-Treatments veröffentlicht, die in ihren Ansätzen jedoch größtenteils bereits bekannten Konfigurationen entsprechen (Moore 1971 [32], Boyce 1974 [33], Takata 1975 [34], 1976 [35], Moore 1977 [36], Fujita 1984 [37]). Die Versuche, die mit Casing-

Treatments gemacht werden, finden nicht nur auf sub- und transsonischen, sondern auch auf supersonischen Verdichtersystemen mit Machzahlen bis zu 2,0 statt (Fabri 1975 [38]). Sie zeigen deutlich auf, dass Casing-Treatments allgemein in der Lage sind, die Verdichterstabilität sowohl im inkompressiblen als auch im supersonischen Strömungsfall positiv zu beeinflussen. Darüber hinaus scheint die qualitative Wirkung vieler bis dahin getesteter Casing-Treatment-Konfigurationen weitgehend unabhängig von der gewählten Machzahl zu sein (Greitzer [39], Smith [40]). Konzepte, die im Unterschall die Pumpgrenze verschieben können, vermögen dieses tendenziell auch im transsonischen Betrieb.

Ausgewählte Konzepte erreichen — bezogen auf den Pumpgrenzmassenstrom — eine Verschiebung der Pumpgrenze um nahezu 30 Prozent. Insbesondere erweisen sich in Schaufelrotationsrichtung geneigte Längsnuten als besonders effektiv. Eine der ersten Patentierungen eines Längsnutenkonzeptes erfolgt 1978 von Rolls-Royce (US Patent 4.086.022, siehe Anlage A).

Prince fasst in seiner Arbeit von 1975 [41] die bis dahin gemachten Erfahrungen und Beobachtungen bezüglich der Eigenschaften von Casing-Treatments zusammen. Demnach sind Casing-Treatments insbesondere in transsonischen Verdichterstufen, die durch Strömungsinstabilitäten im Blattspitzenbereich charakterisiert sind, besonders wirksam; die effektivsten Konfigurationen haben einen Öffnungsbereich von etwa 65 bis 75 Prozent der bedeckten Gehäusewand und erstrecken sich über die mittleren 60 Prozent der Schaufelsehne. Eine Ausdehnung der Casing-Treatments auf die Bereiche der Schaufelvorder- und Schaufelhinterkanten gilt dagegen noch als wenig wirksam.

Um die expliziten Strömungsmechanismen genauer zu verstehen, werden ab Mitte der siebziger Jahre immer detailliertere Messungen der Strömung im Hauptkanal und im Casing-Treatment unternommen. Die Arbeiten von Boyce [42], Prince [41], Takata [34,35], Smith [40], Fujita [37] und Phillips [43] konzentrieren sich hierbei zunächst auf subsonische Systeme. Die Messungen ergeben, dass im Casing-Treatment zum einen Zonen mit relativ hohen Strömungsgeschwindigkeiten vorliegen und dass zum anderen die Druck- und Geschwindigkeitsverteilungen sehr stark von der aufgeprägten Schaufelfrequenz dominiert werden.

Allerdings gelingt es auch mit diesen Messungen nicht, eindeutige Beziehungen zwischen den Eigenschaften der Nut- bzw. Hauptströmung und dem resultierenden stabilisierenden Effekt des Casing-Treatments zu finden. Die Versuche zeigen jedoch auf, dass sich der Einfluss des Casing-Treatments auf die Hauptströmung vornehmlich stromab- und nur geringfügig stromaufwärts bemerkbar macht und dass die Wirkung auf die Spaltströmung sehr deutlich ist. Untersuchungen mit unterschiedlichen Spalthöhen belegen, dass sich die Strömungsstabilität von Verdichterstufen mit Umlaufnuten ähnlich wie bei einer glatten Gehäusewand mit wachsenden Spaltmaßen deutlich verringert, während Längsnuten den Einfluss der Spalthöhe deutlich besser kompensieren können (Moore [36], Fujita [37]).

Je nach Konfiguration reicht der Einfluss der durch das Casing-Treatment induzierten Strömung unterschiedlich weit in die Rotorströmung hinein. Er kann im Fall von Längsnuten deutlich über 50 Prozent der Kanalhöhe betragen.

Fujita [37] gibt auf Basis einer umfangreichen Studie mit konventionellen Casing-Treatment-Konzepten einen empirischen Zusammenhang zwischen Stabilitätsgewinn und Wirkungsgradverlust an. Danach muss bei einer Verschiebung der Pumpgrenze um 1 Prozent durchschnittlich mit einer Abnahme des resultierenden Wirkungsgrades um etwa 0,1 Prozent gerechnet werden.

Ein deutlicher Fortschritt in der Casing-Treatment-Forschung gelingt schließlich Greitzer 1979 [39]. In seiner Arbeit veröffentlicht er Versuche zur Wirksamkeit von Casing-Treatments bei aerodynamisch unterschiedlich stark belasteten Verdichterbeschaufelungen. Seine Experimente an einem subsonischen Verdichter demonstrieren, dass Casing-Treatments nur dann die Pumpgrenze effektiv verschieben können, wenn die kritischen Ablösungen im Bereich der Gehäusewand entstehen. Bei einer rein aerodynamisch bedingten Überlastung der Schaufeln hingegen verliert ein ansonsten effizientes Casing-Treatment seine stabilisierende Wirkung. Dieses fundamentale Kriterium verbindet die bislang auf verschiedenen Verdichtersystemen gewonnenen unterschiedlichen Erfahrungen.

Basierend auf dieser Erkenntnis werden die Erklärungstheorien für die Wirkungsweise von Casing-Treatment immer konkreter und die Untersuchungen konzentrieren sich immer mehr auf die Spaltströmung. Smith kommt 1984 [40] — gestützt unter anderem auf die Arbeiten von Greitzer — in seinen Untersuchungen an einem Niedriggeschwindigkeits-Verdichter zum Schluss, dass in dem von ihm getesteten Längsnutenkonzept der Stabilitätsgewinn dadurch begründet werden kann, dass das Casing-Treatment entstehende Blockagegebiete im druckseitigen Blattspitzenbereich zunächst ab- und diesen Massenstrom dann im Bereich der Schaufelvorderkanten wieder dem Hauptstrom zuführt. Nach seiner Ansicht spielen für das Verständnis der Wirkungsweise von Casing-Treatments weniger die instationären Effekte in den Nuten eine essentielle Rolle als vielmehr der komplexe Mischbereich, in dem die Nutströmung wieder in die Hauptströmung gelangt. Diesen Mischbereich und die Aufnahme energiearmer Blockagezonen in die Nuten im Detail zu verstehen, ist für Smith ein wichtiger Schlüssel zur Auslegung effizienter Casing-Treatment-Strukturen. Er schlägt deshalb umfangreichere und genauere Messungen in der Art von Takata [34] vor.

Viele der Patente, die über die Jahre auf dem Gebiet der Casing-Treatments angemeldet werden, basieren auf diesem Wirkungsprinzip (z.B. US Patente 5.282.718/1994, 5.586.859/1996, 5.607.284/1997). Solche so genannten selbst-rezirkulierenden Casing-Treatments nutzen das Druckgefälle entlang der Schaufelpassage, um in den Kanälen des Casing-Treatments eine gerichtete Zirkulation aufzubauen, welche aus den hinteren Bereichen der Schaufelpassage kontinuierlich Arbeitsfluid entnimmt und im Bereich der Schaufelvorderkanten wieder der Hauptströmung zuführt. Durch diese Rezirkulation wird ein künstlicher Massenstrom erzeugt, der energiearmes Fluid im Schaufelspitzenbereich „recycelt“ und damit letztlich die Entstehung von lokalen Blockagegebieten hinauszögert. Leitbleche im Bypasskanal können den Drall der Rückströmung zusätzlich manipulieren. In den entsprechenden Patentschriften werden jedoch keine Auslegungsrichtlinien angegeben. Insbesondere fehlen konkrete Hinweise darauf, wo genau die Entnahme bzw. die Rückführung zu erfolgen hat und wie dieses am effizientesten zu realisieren ist. Darüber hinaus ist anzunehmen, dass jedes dieser Casing-Treatment-Konzepte — zum Teil erhebliche — Einbußen im Wirkungsgrad zur Folge haben dürfte.

Dieses versucht Hobbs mit einem 1995 erteilten Patent zur aktiven Schließung und Öffnung von selbst-rezirkulierenden Casing-Treatments zu umgehen (US Patent 5.431.533). In diesem öffnet eine Dichtung die Kanäle des Casing-Treatments nur dann, wenn kritische Betriebszustände erreicht werden. Dieses Prinzip erfordert jedoch eine rechtzeitige und zuverlässige Detektion von Strömungsinstabilitäten. Der eigentliche Vorteil der Passivität wird dadurch wieder zunichte gemacht.

Völlig anders ist dagegen das Casing-Treatment-Konzept aufgebaut, welches 1982 von Russel (Patent WO 82/01919) und 1984 in leichter Abwandlung von Ivanov (US Patent 4.871.294) für ein Zweistufen-Axialgebläse patentiert wird und im Prinzip eine Weiterentwicklung der Idee des Stabilisatorringes darstellt (Anlage A). Im Gegensatz zu den sonst üblichen, konventionellen Konfigurationen wird dieses Casing-Treatment nicht zentral über der Schaufelspitze positioniert, sondern größtenteils vor der Schaufelvorderkante. Charakteristisch für dieses Casing-Treatment sind kleine, profilierte Leitbleche, welche in eine ringförmige Aussparung über der Schaufelvorderkante zur Drallreduzierung eingesetzt werden. Basierend auf diesem Konstruktionsmerkmal ist für dieses Casing Treatment auch der englische Begriff „Vane-Recessed“-Casing-Treatment üblich.

Detaillierte experimentelle Versuche mit dieser Art von Casing-Treatment werden unter anderem von Bard (1984 [72], 1993 [73]), Azimian (1987 [44]), Ziabasharhagh (1992 [45]) und Kang (1995 [46]) veröffentlicht. Ihre größtenteils parametrisch angelegten Studien an unterschiedlichen Niedriggeschwindigkeitsverdichtern bzw. Gebläsen demonstrieren, dass mit diesem Casing-Treatment eine Verschiebung der Pumpgrenze teilweise um mehr als 50 Prozent möglich ist, ohne den maximalen Wirkungsgrad wesentlich zu beeinträchtigen. Die stabilisierende Wirkung des „Vane-Recessed“-Casing-Treatments wird allgemein damit erklärt, dass es vor allem die Anströmung im Bereich der Schaufelspitzen positiv beeinflusst. Kritische Blockagezonen werden vermieden, indem die an der Pumpgrenze entstehende, stark drallbehaftete Rückströmung im Bereich der äußeren Schaufelspitzen in die umgebende Ringkammer umgelenkt und damit aus der Schaufelpassage abgeführt wird. Die in der Ringkammer eingebrachten Profile bewirken letztlich, dass das abgeführte Blockagefluid wieder drallfrei der Hauptströmung zugeführt werden kann und damit ein geschlossener Kreislauf entsteht. Durch diese Zirkulation erhöht sich insgesamt die axiale Anströmgeschwindigkeit der Schaufelspitzen; kritische Strömungsinstabilitäten können deutlich hinausgezögert werden. Die bisher veröffentlichten Versuche zeigen deutlich auf, dass insbesondere die Schaufelprofilierung und die axiale Überdeckung des Casing-Treatments mit der Schaufelsehne zu den sensiblen Parametern gehören, welche die Effektivität und die Effizienz dieses Verfahrens maßgeblich beeinflussen. So verliert das Casing-Treatment ohne die eingesetzten Schaufeln vollständig seine stabilisierende Wirkung.

Das „Vane-Recessed“-Casing-Treatment scheint im Anwendungsbereich von Niedriggeschwindigkeitsverdichtern und Gebläsen den konventionellen Konzepten deutlich überlegen und damit eine praktikable Möglichkeit zur Erhöhung der Strömungsstabilität zu sein. Genaue Auslegungsrichtlinien werden jedoch in der Literatur bislang nicht genannt.

Nach Kenntnis des Autors wurden die meisten Tests mit dieser Konzeption von Casing-Treatment jedoch nur auf gering belasteten Verdichterstufen durchgeführt. Versuche, die dieses Konzept erfolgreich an hoch belasteten, transsonischen Verdichtern testen, sind dagegen bislang nicht dokumentiert — es dürfte überhaupt fraglich sein, ob dieses ohne nachhaltige Modifikationen generell möglich ist, da sich die großräumige Aussparung über den Schaufelspitzen empfindlich auf die Lage und Intensität des Stoßsystems auswirken dürfte.

In stark abgeänderter Form lässt sich die Idee von Ivanov (US Patent 4.871.294) auch in einem 1998 patentierten Konzept für Axial- und Radialverdichter wiederfinden (US Patent 5.762.470, Anlage A). Dieses Konzept basiert auf gekrümmten, in Schaufelrotationsrich-

tung geneigten Längsnuten, welche über der Schaufelvorderkante positioniert und über ein Plenum miteinander verbunden werden.

Ein solches Casing-Treatment wird von Qing [47] an einer transsonischen Verdichterstufe für unterschiedliche Drehzahlen von 60 bis 100 Prozent Auslegungsdrehzahl getestet. Die Versuche ergeben für den unteren Drehzahlbereich eine deutliche Verschiebung der Pumpgrenze um etwa 20 Prozent bei gleichzeitiger geringer Verbesserung des Wirkungsgrades. Im Bereich der Auslegungsdrehzahl verliert das Casing-Treatment jedoch deutlich an Effizienz. Hier können nur noch 10 Prozent Pumpgrenzverschiebung festgestellt werden. Zudem führt das Casing-Treatment hier zu einer Abnahme des maximalen Wirkungsgrades und Massenstromes um jeweils zwei Prozent.

Ein Casing-Treatment, welches gänzlich ohne Rezirkulationen auskommt, wird 1996 von Khalid patentiert (US Patent 5.520.508, Anlage A). Dieses besteht aus einer Honeycomb-Struktur, welche sich über die komplette Schaufelsehne erstreckt, und dessen Waben in Rotationsrichtung und stromaufwärts orientiert sind. In Versuchen mit einem dreistufigen Verdichter demonstriert Khalid [48], dass diese Konfiguration einfachen Umlaufnuten deutlich überlegen ist und eine Stabilitätszunahme um annähernd 20 Prozent bewirkt. Allerdings ist auch bei diesem Konzept eine Beeinträchtigung des Wirkungsgrades festzustellen. Die von ihm beschriebene Wirkungshypothese ist, dass die Honeycomb-Zellen beim Durchgang der einzelnen Schaufeln durch einen Stau effekt in Umfangsrichtung periodisch Strömungsenergie absorbieren und diese gepufferte Energie nach dem Schaufeldurchgang wieder über einen stromabwärts gerichteten Impulsstrom abgeben, durch den die Spalt- und Grenzschichtströmung letztlich stabilisiert wird.

Dass Casing Treatments nicht nur pumpgrenzverlagernd eingesetzt werden, sondern auch für einen wirkungsgradverbessernden Effekt sorgen können, ohne die Pumpgrenze negativ zu beeinflussen, zeigen die Versuchsreihen von Wisler [50] und Thompson [51]. In diesen werden gestufte Aussparungen der äußeren Gehäusewand über den Rotorschaukelspitzen untersucht. Die Autoren geben zwar teilweise empirische Richtlinien für eine Auslegung solcher Aussparungen an, können allerdings deren Wirkung nicht strömungsmechanisch schlüssig erklären. Insgesamt werden in der Fachliteratur jedoch nur sehr wenige Einzelfälle beschrieben, in denen mit dem Einsatz von Casing-Treatment eine Verbesserung des Wirkungsgrades erreicht wird.

Ein alternativer Weg zum Verständnis zur Funktionsweise von Casing-Treatments ist neben detaillierten Experimenten der Versuch, analytische Modelle zu entwickeln. Entsprechende Arbeiten werden unter anderem 1974 von Boyce [52] und 1982 von Paulon [53] veröffentlicht. Ihre Ansätze basieren allerdings auf einer stark idealisierten zweidimensionalen Betrachtung der Spaltströmung; zudem sind viele weitere Annahmen sehr einfach gehalten, um überhaupt zu einer analytischen Lösung zu kommen. Dadurch sind die Modelle nicht in der Lage, die reale Strömungskomplexität — wie sie heute bekannt ist — auch nur annähernd wiederzugeben.

Mit der stark zunehmenden Rechnerleistung kommen schließlich Anfang der 90er Jahre verstärkt numerische Simulationsmethoden in der Verdichterbeforschung zum Einsatz. Diese ermöglichen im Vergleich zum Experiment eine ungleich höhere Informationsdichte gerade in den für Messapparaturen äußerst unzugänglichen Bereichen der Spalt- und Grenz-

schichtströmung. Die Arbeiten von Storer (1991 [54]), Adamczyk (1993 [55]), Kang (1994 [56]), Chima (1996 [57]), Furukawa (1997 [58], 1998 [59]), Schlechtriem (1997 [75]), Hoeger (1998 [60]), Gerolymos (1998 [61]) und Hofmann (2002 [62], 2003[63]) stellen nur einige der Arbeiten dar, die mit Hilfe numerischer Simulationen die Spaltströmung und den Spaltwirbel in Verdichterstufen untersuchen. Durch detaillierte Validierungsrechnungen — unter anderem am Experimentalverdichter NASA Rotor 37 — konnte von den Autoren unabhängig nachgewiesen werden, dass die numerischen Simulationsmethoden sehr gute Übereinstimmungen mit experimentellen Messungen in Bezug auf Kennlinienverlauf, Lage der Pumpgrenze und Detailinformationen der Spaltströmung liefern.

In vielen dieser Arbeiten, die sich mit transsonischen Verdichterstufen beschäftigen, steht die Wechselwirkung zwischen dem aus der Spaltströmung entstehenden Spaltwirbel und dem Verdichtungsstoß in der Schaufelpassage im Mittelpunkt, da dieser Mechanismus für die Entstehung großflächiger Blockagezonen im Bereich der Pumpgrenze verantwortlich gemacht wird (Adamczyk [55], Furukawa [59], Suder [64], Hofmann [63]).

Ermutigt durch die Erfolge in der rechnerischen Simulation von Verdichterströmungen dehnen sich die numerischen Analysen auch auf die Erforschung von Casing-Treatments aus. Zu den ersten Veröffentlichungen auf diesem Gebiet gehört die Arbeit von Crook (1993 [65]). In dieser Arbeit, die sich vornehmlich auf eine rein qualitative Visualisierung der Strömungsvorgänge konzentriert, wird die Wechselwirkung zwischen einem Längsnuten-Hub-Treatment und einer Statorströmung zunächst noch sehr vereinfachend und stationär aufgelöst. Hall (1994 [66]) beschäftigt sich mit der stationären und instationären Simulation von Umlauf- und Längsnuten an verschiedenen Verdichter- bzw. Fanstufen. Ein so genanntes „Vane-Recessed“-Casing-Treatment wird von unter anderem von Ghila (2001 [68]) numerisch analysiert, jedoch nur über eine stark vereinfachende stationäre Kopplung. Das Konzept der selbst-rezirkulierenden Casing-Treatments wird in einer Veröffentlichung von Hathaway (2002 [69]) detaillierter untersucht und Rabe (2002 [70]) analysiert an einem transsonischen Verdichter die Wirkung von Umlaufnuten unterschiedlicher Tiefe. Yang (2003 [71]) beschäftigt sich schließlich mit der instationären Simulation eines Längsnutenkonzeptes. Nach Kenntnis des Autors sind auch für 2005 weitere Veröffentlichungen zu diesem Thema geplant [76].

Bislang finden sich jedoch insgesamt zur numerischen Simulation von Verdichterströmungen mit Casing-Treatment nur relativ wenige Publikationen. Dieses dürfte zum großen Teil an der hohen Komplexität der numerischen Koppelung zwischen der Strömung in der Rotorpassage und dem Casing-Treatment liegen, welche — bei entsprechend geforderter Simulationsgüte — an die verwendeten Softwarelösungen extreme Anforderung stellt.

Allen oben genannten Publikationen ist gemein, dass für die Strömungssimulationen bereits bekannte Casing-Treatment-Bauformen verwendet wurden, deren jeweilige Ausführung entweder im „Blindversuch“ oder nach empirischen Gesichtspunkten erfolgte. In keiner dieser Arbeiten findet sich ein Hinweis darauf, auf welchen verdichterspezifischen Kriterien die Auslegung eines Casing-Treatments basieren sollte oder welche Faktoren der Rotorströmung die Effektivität eines Casing-Treatments nachhaltig beeinflussen. Schwerpunkt der bisherigen Arbeiten ist primär der Nachweis, dass der stabilisierende Effekt durch Casing-Treatments auch in den numerischen Simulationen realistisch abgebildet werden kann. Eine detaillierte und systematische Analyse der komplexen Strömungsvorgänge wird dagegen häufig vernachlässigt.

Eigene Forschungsarbeiten des Autors auf dem Gebiet der numerischen Simulation von Verdichterströmungen mit Casing-Treatment wurden unter anderem 2000 [77], 2001 [78], 2002 [79], 2003 [80] und 2004 [81, 82] veröffentlicht und sind weiterhin für 2005 [83] geplant. In diesen wird maßgeblich die Strategie verfolgt, wichtige Schlüsselparameter der Wechselwirkung zwischen Casing-Treatment und Rotorströmung zu identifizieren, welche die Auslegung hoch effizienter Casing-Treatments ermöglichen. Neben den Veröffentlichungen werden auch weitere wissenschaftliche Beiträge im Rahmen der kooperativen Forschungsprojekte FVV „Gehäusestrukturierung“ (Beginn 2003) und AGTurbo III (Beginn 2005) publiziert.

Jahr	Patentnummer	
1965	US	3.189.260
1978	US	4.086.022
1982	WO	82/01919
1984	US	4.871.294
1994	US	5.282.718
1995	US	5.431.533
1996	JP	8.219.086
1996	US	5.586.859
1996	US	5.520.508
1997	US	5.607.284
1998	US	5.762.470

Tabelle 3-1: Patentübersicht Casing-Treatment

3.3. Stand der Forschung

Ein Blick auf die geschichtliche Entwicklung in der Casing-Treatment Forschung zeigt deutlich, dass bislang sehr viele und sehr unterschiedliche Konzepte für stabilisierende Gehäusestrukturen in Verdichtern entwickelt wurden (Tabelle 3-1). Die in der Literatur beschriebenen Casing-Treatment-Ausführungen lassen sich nach ihrer Bauform unter anderem in folgende schematische Hauptgruppen klassifizieren, wobei natürlich auch Mischformen existieren.

- Stabilisator- und Separatorringe,
- Längs- und Umlaufnuten (mit und ohne Plenum),
- Selbst-rezirkulierende Casing-Treatments,
- „Vane-Recessed“-Casing-Treatments,
- Einlagen-Casing-Treatments (z.B. Honeycomb).

Mit diesen Konzepten konnten in zahlreichen unabhängigen Untersuchungen an unterschiedlichsten Verdichtern und Gebläsen zum Teil erhebliche Verbesserungen der Strömungsstabilität erreicht werden. Dabei zeigt sich, dass das Stabilisierungspotenzial eines Casing-Treatments sehr stark von seiner Bauform und den Strömungsbedingungen im Verdichter abhängt. So kann in Verdichtersystemen mit Hilfe von Umlaufnuten die Pumpgrenze tendenziell bis etwa 10 Prozent verschoben werden, während Längsnutenkonzepte ein deutlich höheres Stabilisierungspotenzial aufweisen und eine Verschiebung der Pumpgrenze um 20 bis teilweise sogar 30 Prozent bewirken können. In Niedriggeschwindigkeitsverdichtern bzw. Gebläsestufen lässt sich eine Verbesserung der Strömungsstabilität durch den Einsatz von „Vane-Recessed“-Casing-Treatment-Konfigurationen sogar um über 40 Prozent realisieren.

Allen dokumentierten Konzepten ist jedoch in der Regel gemein, dass ihre stabilisierende Wirkung nicht wirkungsgradneutral umzusetzen ist — vielmehr steigen die bei Auslegungsdrehzahl zu erwartenden Verluste proportional mit dem Stabilisierungspotenzial eines Casing-Treatments an. Bezogen auf den maximalen Wirkungsgrad kann dieses im Extremfall den Verlust einiger Prozentpunkte bedeuten. Fujita [37] bestimmt für konventionelle Casing-Treatment-Bauformen die empirische Regel, dass bei einer Verschiebung der Pumpgrenze um 10 Prozent durchschnittlich im maximalen Wirkungsgrad mit einem Verlust von etwa einem Prozent gerechnet werden muss. In der Tat finden sich in der Literatur nur vereinzelte Ausnahmefälle, in denen eine moderate Erhöhung der Strömungsstabilität gelingt, ohne den Wirkungsgrad im Auslegungspunkt nennenswert zu beeinträchtigen.

Die in der Literatur veröffentlichten Messdaten dokumentieren zudem, dass eine Übertragbarkeit bestimmter Casing-Treatment-Eigenschaften zwischen unterschiedlichen Verdichtersystemen nicht ohne weiteres möglich ist: Casing-Treatments, die in einzelnen Verdichtern überzeugende Resultate liefern, können in anderen Verdichtern völlig enttäuschen.

Auch wenn viele Casing-Treatment-Bauformen sowohl im sub- als auch transsonischen Verdichterbetrieb die Strömungsstabilität nachhaltig verbessern können, ist die Effektivität und die Effizienz in der Regel sehr stark von der gefahrenen Drehzahl abhängig. Konzepte, die auf langsam laufenden Gebläsen gute Resultate liefern — wie etwa das „Vane-Recessed“-Casing-Treatment —, sind für den transsonischen Betrieb nicht geeignet. Umgekehrt zeigen etwa Umlaufnuten, welche insbesondere unter transsonischen Strömungsbedingungen als effizient gelten, häufig nur eine geringe Auswirkung im unteren Drehzahlbereich.

Die Untersuchung von Qing (2002, [47]) demonstriert sehr anschaulich den gegenwärtigen Stand in der Konzeption und Auslegung von Casing-Treatments für transsonische Verdichter. Basierend auf einem bereits patentierten Konzept (US 5.762.470 von 1998, siehe Anlage A) werden in dieser Untersuchung verschiedene Konfigurationen auf ihre stabilisierende Wirkung getestet, wobei sich die Auslegung der einzelnen Konfigurationsparameter nicht anhand konkreter Strömungsmechanismen sondern vielmehr anhand einfacher, geometrischer Gesichtspunkte orientiert.

Dieses Vorgehen ist typisch für viele andere Forschungsarbeiten. In diesen wird die Wechselwirkung zwischen Casing-Treatment und Rotorströmung zwar in vielen Varianten numerisch und experimentell untersucht. Jedoch wird nie der umkehrte Weg gegangen, zuerst die wichtigen Schlüsselmechanismen der Verdichterstabilisierung in einem konkreten Ver-

dichter zu identifizieren und anschließend geeignete Maßnahmen in Form gezielt ausgelegter Gehäusestrukturen umzusetzen.

Auf Basis der bislang publizierten Forschungsarbeiten dürfte als relativ gesichert gelten, dass die Spaltströmung für die Verdichterstabilität und damit auch für die Effektivität von Casing-Treatments eine wichtige Rolle spielt. Denn Casing-Treatments sind offenbar nur in solchen Verdichtersystemen wirksam, welche durch Strömungsinstabilitäten im Bereich der Schaufelspitzen charakterisiert sind.

Die Absaugung von kritischen Blockagegebieten und eine verbesserte Anströmung der Schaufelspitzen gelten hierbei als die Schlüsselfunktionen, welche die Effektivität eines Casing-Treatments definieren. Bis heute ist es allerdings noch weitgehend unklar, welche genauen Strömungsmechanismen im Bereich der Pumpgrenze zur Entstehung von kritischen Blockagegebieten im Blattspitzenbereich führen, welche Dynamik letztlich den vollständigen Verlust der Strömungsstabilität bedingt und welcher qualitativer Zusammenhang mit der Spalthöhe sowie den Anströmbedingungen besteht. Dieses gilt sowohl für den sub- als auch den transsonischen Strömungsfall. Die erfolgreiche Umsetzung eines effizienten Casing-Treatments an einem speziellen Verdichter ist folglich bis heute zumeist entweder ein zufälliges Ergebnis oder Resultat umfangreicher parametrischer Studien.

Auch über die spezifische Wechselwirkung zwischen Casing-Treatment und Verdichterströmung liegen nur unzureichende Informationen vor. Experimentelle Messungen können nur einen begrenzten Einblick in die komplexen Strömungsmechanismen geben und numerische Verfahren sind erst seit jüngster Zeit in der Lage, entsprechende Simulation zu realisieren. Im Hinblick auf eine Analyse der stabilisierende Wirkung herrscht zudem Uneinigkeit darüber, nach welchen konkreten Einflussfaktoren überhaupt zu suchen ist.

3.4. Theoretische Überlegungen zur Auslegung

Die erfolgreiche Auslegung eines Casing-Treatments setzt eine harmonische Abstimmung vieler und oft widersprechender Anforderungen voraus, die nicht nur aerodynamischer, sondern auch strukturmechanischer und konstruktiver Natur sind. Im Einzelnen lassen sich die wichtigsten Anforderungen an ein effizientes Casing-Treatment zu folgenden Punkten zusammenfassen:

- Deutliche Verschiebung der Pumpgrenze in ausgewählten Drehzahlbereichen,
- Neutralisierung von Defekten in der Anströmung (für Frontstufen),
- vernachlässigbare Beeinträchtigung des Wirkungsgrades,
- geringe Beeinflussung der Kennlinienverläufe,
- leicht zu fertigen und zu montieren,
- lange Dauerfestigkeit,
- kleiner Bauraum,
- passiv.

Wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten geschildert, lässt sich die stabilisierende Wirkung eines Casing-Treatments primär auf Basis der pauschalen Mechanismen „Absaugung und Verhinderung von wandnahen Blockagezonen“ und „Verbesserung der Schaufelspitzenanströmung“ verstehen. Je effektiver ein Casing-Treatment diese Stabilisierungs-

maßnahmen in der Strömung umsetzen kann, desto höher dürfte in der Regel das zu erwartende Stabilisierungspotenzial sein. Die stabilisierenden Mechanismen „Absaugung von Blockagezonen“ und „Verbesserung der Schaufelspitzenanströmung“ sind bei der Auslegung eines Casing-Treatments keine isoliert zu betrachtenden Strategien, sondern sollten sich im Idealfall vielmehr gegenseitig ergänzen.

Theoretisch ließen sich so über eine einfache, gerichtete Zirkulation über den Schaufelspitzen — welche über den Schaufeln Fluid entnimmt und dieses wieder stromauf in die Hauptströmung zurückspeist — nicht nur Blockagegebiete aus der wandnahen Schaufelpassage entnehmen, sondern zugleich auch der lokale Massenstrom im Bereich der Schaufelspitzen auf ein unkritisches Maß erhöhen (Abbildung 3-2). Darüber hinaus besteht auch die Möglichkeit, den Impuls des über die Casing-Treatment-Zirkulation geförderten Bypass-Massenstroms auszunutzen, um eine zusätzliche Stabilisierung der Verdichterströmung nach dem Prinzip „aktive Einblasung von Hochdruckluft“ zu erreichen.

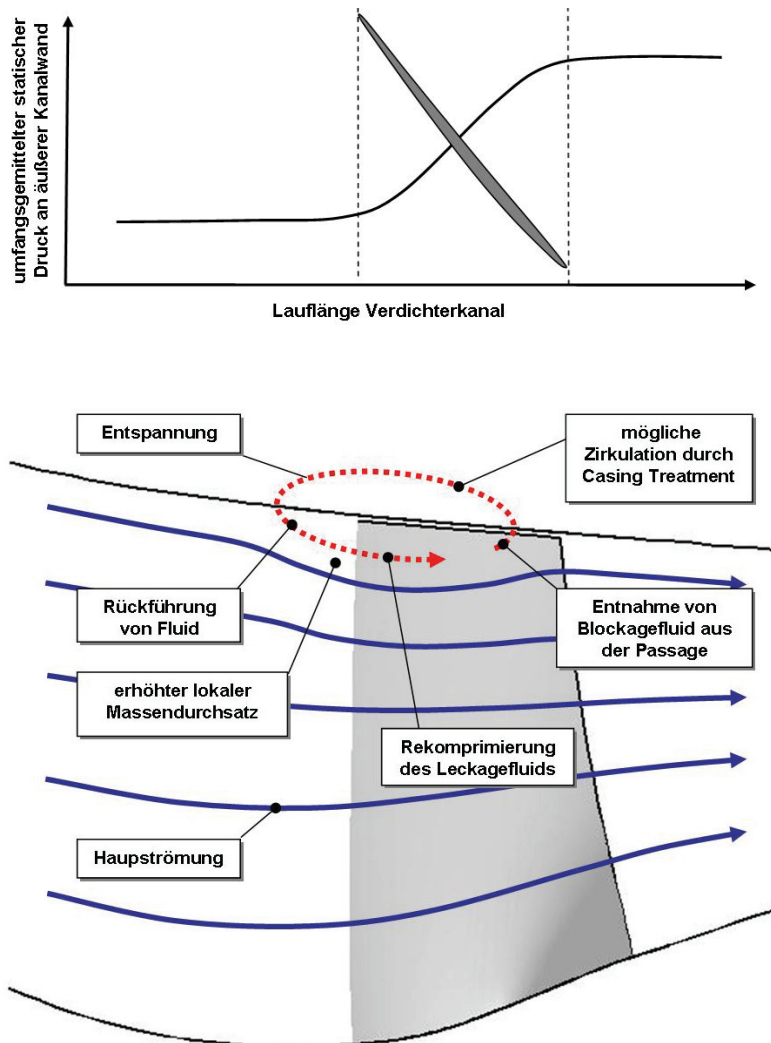


Abbildung 3-2: Druckgetriebene, stabilisierende Zirkulation über den Rotorschauflerspitzen durch Casing-Treatment

Einem maximalen Stabilisierungspotenzial steht jedoch die Anforderung gegenüber, im Verdichterwirkungsgrad so geringe Verluste wie möglich zu generieren. Diese Restriktion kann bei einer guten Verdichterauslegung nur dadurch eingehalten werden, dass die Wechselwirkung zwischen Casing-Treatment und Verdichterströmung zumindest im Auslegungspunkt auf ein Minimum reduziert wird.

Sämtlicher Massenstrom, der durch die Strukturen des Casing-Treatments zirkuliert, durchläuft in der Regel einen vollständigen Kreislauf aus Entspannung und anschließender, verlustbehafteter Rekomprimierung. Das Ziel einer effizienten Auslegung lässt sich daher in hoch belasteten Verdichtern nur erreichen, wenn die Einströmöffnungen des Casing-Treatments so gestaltet werden, dass vornehmlich nur die kritischen Blockagegebiete in der Schaufelpassage entlastet, verlustintensive Leckageströme aus stabilen Hochdruckgebieten jedoch weitgehend vermieden werden. Dieser Aspekt ist bei der axialen Positionierung des Casing-Treatments über den Verdichterschaukeln entsprechend zu berücksichtigen.

3.5. Analyse mit Hilfe numerischer Methoden

Um in einer Verdichterstufe die stabilisierende Wirkung eines Casing-Treatments wirkungsgradneutral umsetzen zu können, ist eine genaue Kenntnis über die Identität und der kausalen Wechselwirkung zwischen den einzelnen Strömungsmechanismen Voraussetzung, welche den Stabilitätsverlust an der Pumpgrenze bewirken. Obwohl bislang viele und umfangreiche Arbeiten auf diesem Sektor publiziert wurden, sind die grundsätzlichen Phänomene noch nicht so weit aufgearbeitet, dass sie in der Praxis Anwendung finden können.

Aus diesem Grund wendet sich diese Arbeit im ersten Teil der numerischen Untersuchung zunächst diesem Themengebiet zu. Hierbei werden zwei unterschiedliche transsonische Verdichterstufen auf ihre spezifischen Strömungseigenschaften an der Pumpgrenze untersucht. Die numerische Strömungsmechanik ermöglicht im Idealfall durch ein theoretisch unbegrenztes Analysepotenzial einen tief greifenden und umfassenden Einblick in die komplexen Phänomene im Bereich der Spaltströmung, des Spaltwirbels und der Strömungsmechanismen nahe der Pumpgrenze. In dieser Hinsicht hat die numerische Simulation gegenüber experimentellen Untersuchungen einen entscheidenden Vorteil, da sich viele Detailinformationen im Experiment entweder gar nicht, unzureichend oder nur sehr aufwendig messtechnisch erfassen lassen. Zudem können in den Simulationen parametrische Änderungen der Geometrie und der Randbedingungen relativ leicht und kostensparend realisiert werden. Eine erfolgreiche Simulation der vielschichtigen Strömungsmechanismen in Verdichterstufen stellt jedoch — gerade im grenzstabilen Bereich der Pumpgrenze — an die verwendeten Modellierungstechniken extreme Anforderungen. Viele Aspekte der realen Strömungseigenschaften können in den bislang zur Verfügung stehenden Simulationsverfahren nur über tief greifende Näherungen und Vereinfachungen berücksichtigt werden. Numerische Simulationen bergen somit stets auch das Risiko, ein falsches Bild der Strömungsvorgänge zu liefern. Die Ergebnisse aus numerischen Simulationen müssen daher in jedem Fall auf Plausibilität überprüft und — wenn möglich — anhand experimenteller Vergleichsdaten validiert werden.

Basierend auf den Erkenntnissen aus dem ersten Teil dieser Arbeit wird im zweiten Teil versucht, allgemeine Methoden und Konzepte abzuleiten, die eine effiziente Steigerung der Strömungsstabilität in transsonischen Verdichterstufen bewirken, ohne den Gesamtwirkungsgrad nennenswert zu beeinträchtigen. Diese werden dann entsprechend ihrer Eignung für die untersuchten Verdichter in konkrete Gehäusestrukturen umgesetzt und mit Hilfe numerischer Verfahren analysiert.

Die Berechnung der komplexen Strömungsvorgänge erfordert die Verwendung einer leistungsfähigen Software. Diese muss in der Lage sein, dreidimensionale, instationäre Simulationen mit Koppelung drehender und stehender Gittersysteme umzusetzen. Die Berechnung einzelner Drehzahlkurven — beginnend beim maximalen Massenstrom bis hin zur Pumpgrenze — ist mit einem enormen Rechenaufwand verbunden. Dieser kann innerhalb eines sinnvollen Zeitrahmens nur bewältigt werden, wenn die einzelnen Simulationen parallelisiert berechnet werden. Unter Verwendung nur eines einzelnen Rechenknotens wären selbst bei einer Prozessortaktung von deutlich über 2 GHz Rechenzeiten von teilweise mehreren Monaten zu erwarten. Aus diesem Grund wurde für die Verdichtersimulationen ein leistungsfähiger Rechen-Cluster bestehend aus 25 Knoten (jeweils 1.5 GB Arbeitsspeicher, 1.8 GHz Taktung) eingerichtet, der die zeitgleiche Berechnung von fünf unterschiedlichen, zudem auf jeweils 5 Prozessoren aufgespreizten Prozessen erlaubt.

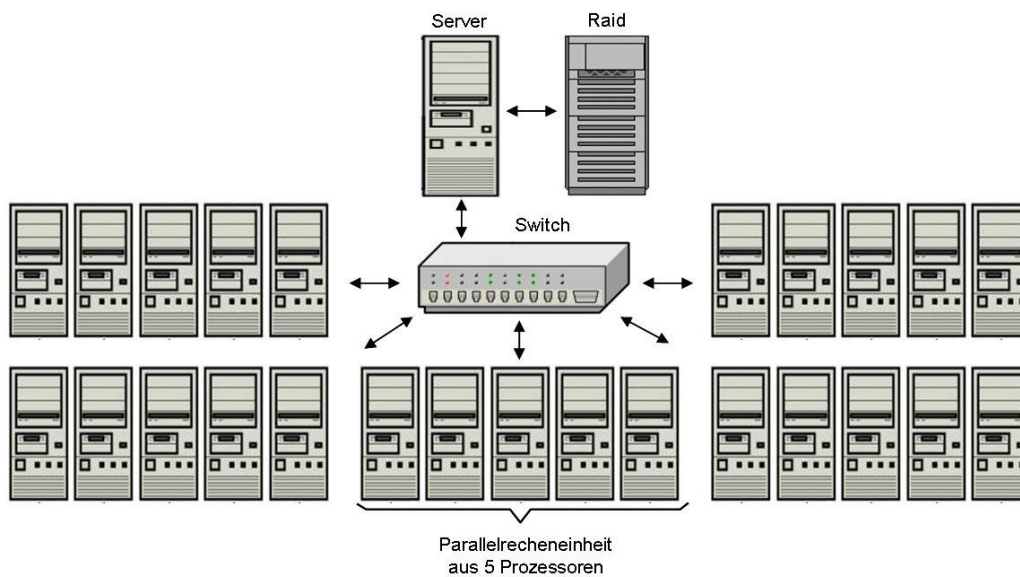
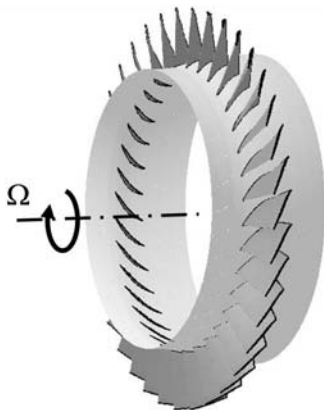


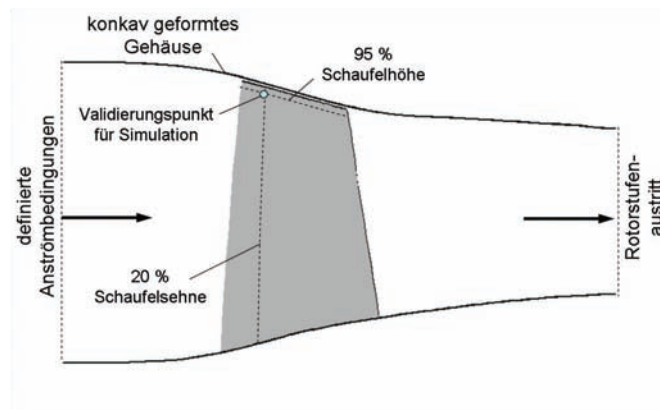
Abbildung 3-3: Aufgebauter Rechencluster mit 25 Knoten

4. Numerisch untersuchte Verdichter

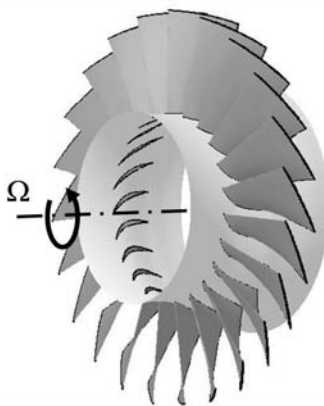
In dieser Arbeit werden zwei transsonische Axialverdichterstufen auf ihre aerodynamischen Eigenschaften an der Pumpgrenze numerisch untersucht und der Einfluss verschiedener Gehäusestrukturen auf ihre Kennfelder analysiert (Abbildung 4-1). Es handelt sich hierbei zum einen um den NASA Rotor 37, der bereits gegen Ende der 70er Jahre am NASA Lewis Research Center als Frontstufe eines experimentellen Hochgeschwindigkeits-Hochdruckverdichters (Verdichtungsverhältnis 20:1) einer Fluggasturbine entwickelt wurde, und zum anderen um die Frontstufe eines modernen Hochdruckverdichters eines namhaften europäischen Triebwerkherstellers, dessen Entwicklung erst gegen Ende der 90er Jahre erfolgte.



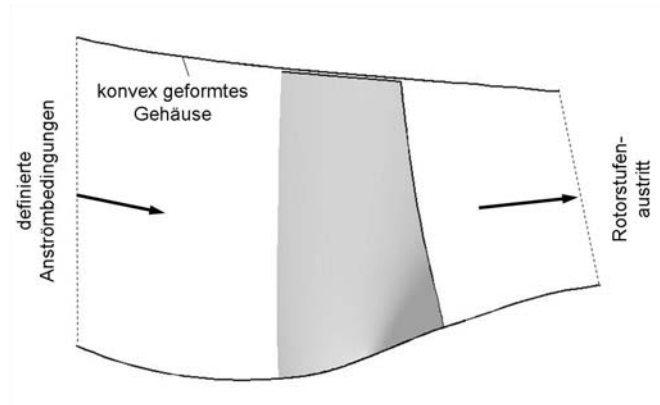
Beschaufelung NASA Rotor 37



Verdichterkanal NASA Rotor 37



Beschaufelung Rotor 2



Verdichterkanal Rotor 2

Abbildung 4-1: Untersuchte Verdichterstufen

Der NASA Rotor 37 weist am Auslegungspunkt ein Druckverhältnis von 2,106 und ein Massenstrom von 20,2 kg/s auf. Die Drehzahl im Auslegungspunkt beträgt ca. 17 188 U/min — die relative Anströmung der Schaufelspitzen erreicht damit etwa 450 m/s, was bei den vorgegebenen Einströmbedingungen einer relativen Machzahl von ungefähr 1,5 entspricht. Die Geometrie des Verdichterkanals im Bereich der Rotorstufe zeichnet sich durch einen nahezu konstanten mittleren Durchmesser aus — Gehäuseinnen- und Gehäuseaußenwand laufen in Strömungsrichtung konisch zusammen. Das Nabenvverhältnis an der Schaufelvorderkante und das Teilungsverhältnis (Schaufelabstand t zu Schaufelsehnenlänge l) im Mittelschnitt betragen jeweils etwa 0,7. Der NASA Rotor 37 besitzt insgesamt 36 Schaufeln und weist nach [100] im Auslegungsfall eine effektive Spalthöhe von 0,356 mm auf, was etwa 0,5 Prozent der axialen Schaufelspitzenlänge entspricht. Ungenauigkeiten im Verlauf der äußeren Gehäusewand lassen diesen Wert jedoch um $\pm 0,075$ mm schwanken [101]. Für kleinere Drehzahlen sind für den Rotorspalt in der Literatur keine entsprechenden Referenzwerte zu finden, so dass die Spalthöhe in den Simulationen für alle untersuchten Drehzahlbereiche als konstant betrachtet wird. Weitere Details zur Auslegung dieses Verdichters sind unter anderem in [102] aufgeführt.

Der NASA Rotor 37 wurde 1994 im Rahmen eines „Blind-Test-Case“ in einem ASME/IGTI Workshop als Referenzverdichter verwendet, um die Zuverlässigkeit und die Genauigkeit von CFD-Programmen zu testen. Daher gibt es über diesen Verdichter umfangreiche und öffentlich zugängliche experimentelle Daten, die eine qualitativ hochwertige Validierung berechneter Simulationsergebnisse ermöglichen. Dieses und die Tatsache, dass dieser Verdichter bereits in vielen anderen Publikationen experimentell und numerisch detailliert analysiert wurde (Suder [64], Chima [57], Arima [103], Gerolymos [61], Hofmann [62, 63], u.v.a), waren ausschlaggebend für die Wahl des NASA Rotor 37 für die durchgeführten Simulationen.

Auch wenn zwischenzeitlich zum Teil berechtigte Zweifel an der Gültigkeit der experimentellen Daten in Nabennähe aufgekommen sind (Shabbir [104]), herrscht die allgemeine Auffassung vor, dass die Daten im Bereich der Schaufelspitzen relativ genau sind und sich damit für die Validierung der hier verwendeten Simulationsmodelle eignen. Die experimentellen Vergleichsdaten wurden am Prüfstand unter atmosphärischen Bedingungen gewonnen. Gemessene radiale Profile für die Verteilung von Totaldruck und Totaltemperatur, ermittelt für eine ausgewählte Ebene vor den Rotorschaukeln, legen die Eintrittsbedingungen für die Simulation fest.

Um die Übertragbarkeit der Erkenntnisse und der theoretischen Überlegungen auf unterschiedliche Verdichtersysteme zu überprüfen, wurde eine zweite, moderne Verdichterstufe (im Folgenden als Rotor 2 bezeichnet), bestehend aus 23 Schaufeln, in die Untersuchungen mit einbezogen. Die moderne Schaufelgeometrie weicht deutlich von der des NASA Rotor 37 ab und weist an der Schaufelvorderkante ein deutlich kleineres Nabenvverhältnis (0,5) auf. Das Teilungsverhältnis im Mittelschnitt ist ebenfalls niedriger und beträgt in etwa auch 0,5.

Im Gegensatz zum NASA Rotor 37-Gehäuse, welches im Bereich der vorderen Schaufelspitze stark konkav konturiert, also radial nach innen gekrümmt ist, zeichnet sich das Verdichtergehäuse des Rotor 2 durch einen leicht konvexen Verlauf aus.

Die Umfangsgeschwindigkeit der Schaufelspitzen ist im Bereich des Auslegungspunktes im Vergleich zum NASA Rotor 37 deutlich geringer. In den Simulationen wird für den Auslegungspunkt eine Drehzahl von 14 000 U/min angenommen, was einer relativen An-

strömgeschwindigkeit der Schaufelspitzen von etwa 1,35 Mach entspricht. Bei der angenommenen Auslegungsdrehzahl ergibt sich ein maximales Gesamtdruckverhältnis von etwa 1,7. Die modellierte Spalthöhe wird für alle untersuchten Drehzahlen konstant gehalten und beträgt etwa 0,5 Prozent der axialen Schaufellänge an den Blattspitzen.

Für den Rotor 2 liegen weder zugängliche Vergleichsmessungen vor noch dürfen im Rahmen dieser Arbeit konkrete Daten genannt werden. Aus diesem Grund werden in den folgenden Darstellungen sämtliche Rotor 2 Kennlinien normiert, indem alle Betriebspunkte auf den Auslegungspunkt bzw. den maximalen Massenstrom bezogen werden.

Im Gegensatz zur Testversion des NASA Rotor 37 wird der Rotor 2 in der Originalkonfiguration mit einem vorgeschalteten Vorleitrad betrieben. Im Rahmen der instationären Simulationen beschränkt sich die Modellierung jedoch ausschließlich auf die isolierte Rotorschaufelreihe, wobei aus Gründen der Übertragbarkeit die Rotoreintrittsbedingungen den Strömungsbedingungen nach dem Vorleitrad aus einer stationären Mehrstufenrechnung gleichgesetzt wurden.

Wegen der Beschränkung der Simulationen auf isolierte Rotorstufen werden sich die folgenden, allgemeinen Überlegungen und Analysen zur Verdichterstabilität vornehmlich auf Rotorstufen beziehen. Dieses betrifft insbesondere auch die Abschnitte, die sich mit dem Einsatz und der Auslegung von Casing-Treatments befassen. Im Prinzip sind jedoch bis auf die transsonischen Phänomene nahezu alle Erkenntnisse auch auf Statoren zu übertragen, da die grundsätzlichen Strömungsvorgänge im jeweiligen Relativsystem weitgehend identisch sind.

5. Grundlagen der numerischen Strömungssimulation

5.1. Mathematisch-Physikalische Modellbildung

5.1.1. Grundgleichungen der Strömungsmechanik

Das strömungsphysikalische Verhalten von Fluiden lässt sich in der Strömungsmechanik über ein Gleichungssystem beschreiben, das aus den axiomatischen Erhaltungssätzen für Masse, Energie und Impuls besteht. Werden diese Erhaltungssätze in der Euler'schen Betrachtungsweise formuliert, so ergeben sich daraus die in der klassischen Strömungsmechanik verwendeten Kontinuitäts-, Energie- und Navier-Stokes-Gleichungen. Diese beschreiben in einem festen kartesischen Koordinatensystem den Strömungszustand q_i eines strömenden Gases an einem gegebenen Ort x_i und Zeitpunkt t . Der Strömungszustand q_i definiert sich zum Beispiel über die konservativen Größen ρ , ρv_i und e_t . Eine Beschreibung der Strömung auf Basis dieser konservativen Größen ist im Hinblick auf eine numerische Simulation von Vorteil, da sie in numerischen Rechenverfahren gegenüber so genannten primitiven Größen wie Geschwindigkeit v_i oder Druck p in der Regel besser konvergieren.

$$q_i = q(x_i, t) \quad \text{mit} \quad q_i = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v_i \\ e_t \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 5-1}$$

Es bezeichnen x_i den Ortsvektor $[x, y, z]^T$, v_i den Geschwindigkeitsvektor $[u, v, w]^T$, ρ die Dichte und e_t die volumenspezifische Gesamtenergie, die insgesamt mit dem Massenstrom transportiert wird. Die Energie e_t setzt sich somit aus einer inneren Energie u und dem kinetischen Energieanteil aus der Strömungsgeschwindigkeit zusammen; sie kann über die Totalenthalpie h_t und den Druck p beschrieben werden.

$$e_t = \rho u + \frac{\rho}{2} v_i^2 = \rho h - \frac{\rho}{2} v_i^2 - p = \rho h_t - p \quad \text{Gl. 5-2}$$

Die Erhaltungssätze der Strömungsmechanik beschreiben den Strömungszustand in einem beliebigen kartesischen Koordinatensystem. Dieses System kann sowohl absolut als auch relativ definiert werden. In rotierenden Turbomaschinenkomponenten bietet es sich deshalb an, die Strömung in einem mit den Rotorscheaufeln mitbewegten Relativsystem zu beschreiben. Ist Ω die konstante Winkelgeschwindigkeit um die Maschinenachse, so sind Absolut- und Relativgeschwindigkeiten über die Transformation

$$v_i = v_i' + \omega_i \times x_i' \quad \text{mit} \quad \varpi_i = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \Omega \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 5-3}$$

miteinander verbunden. Die gestrichenen Größen kennzeichnen hierbei die Werte im Relativsystem. Mit dieser Transformation ändert sich auch der Strömungszustand q_i in den Erhaltungssätzen.

$$q_i' = q_i'(x_i', t) \quad \text{mit} \quad q_i' = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho v_i' \\ e_i' \end{bmatrix} \quad \text{Gl. 5-4}$$

Unter Annahme eines kompressiblen und homogenen Newton'schen Fluids lassen sich die Erhaltungssätze wie folgt in einem mit konstanter Winkelgeschwindigkeit Ω rotierenden Relativsystem in Tensor-Schreibweise formulieren.

- Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \frac{\partial}{\partial x_i'}(\rho v_i') = 0 \quad \text{Gl. 5-5}$$

- Energiegleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h_i') + \frac{\partial}{\partial x_j'}(\rho v_j' h_i') = \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_j'}(T_{ij} v_i' + q_j^L) + \rho v_i' f^{\varpi_i} \quad \text{Gl. 5-6}$$

- Navier-Stokes Gleichungen:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho v_i') + \frac{\partial}{\partial x_j'}(\rho v_i' v_j') = -\frac{\partial p}{\partial x_i'} - \frac{\partial}{\partial x_j'} T_{ij} + \rho f^{\varpi_i} \quad \text{Gl. 5-7}$$

Der Spannungstensor T_{ij} ist hierbei (basierend auf der Annahme eines Newton'schen Fluids) definiert zu

$$T_{ij} = -\mu \left(\frac{\partial v_i'}{\partial x_j'} + \frac{\partial v_j'}{\partial x_i'} \right) - \lambda \frac{\partial v_k'}{\partial x_k'} \delta_{ij}. \quad \text{Gl. 5-8}$$

Im Hinblick auf reale Gase kann die dynamische Zähigkeit μ im Spannungstensor zusätzlich als Funktion der Temperatur T formuliert werden (zum Beispiel nach dem Gesetz von Sutherland). Die Volumenzähigkeit λ kann gemäß der Stokes'schen Annahme vereinfachend gesetzt werden zu

$$\lambda = -\frac{2}{3}\mu. \quad \text{Gl. 5-9}$$

Die über die Transformation in das drehende Relativsystem entstehenden Coriolis- und Zentripetalbeschleunigungen werden über die Funktion f_i^{ω} mit

$$f_i^{\omega} = -2\omega_i \times v_i' - \omega_i \times (\omega_i \times x_i') \quad \text{Gl. 5-10}$$

berücksichtigt. Der laminare Wärmestromvektor q_j^L ist definiert über

$$q_j^L = -k_l \frac{\partial T}{\partial x_j'} \quad \text{Gl. 5-11}$$

In der oben dargestellten Form stellen die Erhaltungssätze ein Gleichungssystem aus partiellen nichtlinearen Differenzialgleichungen zweiter Ordnung dar. Dieses Gleichungssystem ist nicht geschlossen, da den drei Erhaltungssätzen die 5 unbekanntenen Strömungsparameter ρ , $\rho v_i'$, h_i' , p und T gegenüberstehen.

Zur Schließung des Problems werden somit noch zwei weitere Gleichungen benötigt. Diese sind die thermische Zustandsbeschreibung des betrachteten Fluids und eine kalorische Zustandsgleichung zur Beschreibung der Enthalpie h' . Bei Annahme eines idealen Gases ergibt sich die thermische Zustandgleichung zu

$$p = \rho RT \quad \text{Gl. 5-12}$$

und die massenspezifische Enthalpie h kann über

$$h = c_p T \quad \text{Gl. 5-13}$$

bestimmt werden.

Vor dem Hintergrund einer numerischen Strömungssimulation ist eine dimensionslose Formulierung der Grundgleichungen erforderlich. Diese erhält man, wenn alle verwendeten dimensionsbehafteten physikalischen Größen über beliebige, feste Referenzgrößen normiert werden. Bei Turbomaschinen können als Referenzgrößen etwa die Zustandsgrößen und die Stoffwerte der Umgebung bzw. der Anströmung (Index 0) sowie geometrische Schaufelparameter verwendet werden. Dieses sind etwa die Totaltemperatur T_{t0} , Dichte ρ_0 , Schallgeschwindigkeit a_0 bzw. Anströmgeschwindigkeit $|v_{i,0}|$ dynamische Zähigkeit μ_0 , Wärmeleitfähigkeit $k_{l,0}$ und mittlere Schaufellänge l bzw. Schaufelabstand t . Auf Basis einer solchen Normierung ergeben sich unter anderem folgende dimensionslose Kennzahlen, welche den Charakter einer Strömung definieren:

$$\text{Re}_0 = \frac{\rho_0 |v_{i,0}| l}{\mu_0}, \quad \text{Ma}_0 = \frac{|v_{i,0}|}{a_0}, \quad \text{Pr}_0 = \frac{\mu_0 c_p}{k_{l,0}} \quad \text{Gl. 5-14}$$

Die Reynoldszahl Re beschreibt das Verhältnis von Trägheitskraft zur Reibungskraft und damit den Turbulenzcharakter einer Strömung. Laminare, viskose Strömungen, die einen vernachlässigbaren Impulsaustausch quer zur Strömungsrichtung aufweisen, zeichnen sich durch geringe Reynoldszahlen aus, während turbulente Strömungen durch große Reynoldszahlen definiert sind. In den dimensionslosen Gleichungen ist der Spannungstensor T_{ij} reziprok mit der Reynoldszahl gewichtet. Die Prandtlzahl Pr , welche ein Charakteristikum des Fluids und nicht einer speziellen Strömungsausprägung ist, setzt die Diffusion von Impuls und Wärme zueinander in Verhältnis.

Die Gleichungen Gl. 5-5 bis Gl. 5-13 erlauben schließlich zusammen mit der Definition geeigneter Anfangs- und Randbedingungen die vollständige Beschreibung instationärer, dreidimensionaler und reibungsbehafteter Strömungen eines idealen Gases — egal, ob sie laminar oder turbulent ausgeprägt sind.

5.1.2. Reynoldsmittelung der Grundgleichungen

Notwendigkeit der Reynoldsmittelung

In vielen strömungsmechanischen Anwendungen ist eine genaue Kenntnis der feinskalierten, turbulenten Schwankungen nicht notwendig. Vielmehr sind die zeitlich gemittelten Strömungswerte von Interesse, da sie eine komplexe Strömung oftmals besser zu verstehen helfen. Durch die zeitliche Mittelung werden zufällige, statistische Effekte weitestgehend ausgeblendet, wodurch der eigentliche, deterministische Strömungscharakter besser zum Vorschein kommt. In der numerischen Strömungsmechanik ist die zeitliche Mittelung der Strömungsgrößen zudem ein probates Mittel, den Rechenaufwand, der sich bei der direkten Lösung der Grundgleichungen in einer turbulenten Anwendung ergeben würde, drastisch zu reduzieren.

In einer direkten numerischen Simulation, bei der die Turbulenz direkt aufgelöst werden soll, muss das zu berücksichtigende Rechengebiet generell mindestens so groß gewählt werden wie die größte deterministische Fluktuation bzw. die größte turbulente Schwankung. Ihre Größenordnung wird üblicherweise über ein deterministisches Längenmaß L bzw. ein so genanntes integrales turbulentes Längenmaß l_T skaliert. Das deterministische Längenmaß L orientiert sich an den Geometrieparametern des Strömungsraumes; im Fall von Turbomaschinen wären dieses etwa die Schaufelteilung oder auch die Schaufellänge. Das integrale turbulente Längenmaß l_T entspricht einer mittleren Wirbelgröße, bei der sich in einer Strömung die meiste turbulente Energie konzentriert. Die Größe von l_T hängt stark vom Charakter der Strömung ab. In Turbomaschinen wird l_T häufig mit der Grenzschichtdicke oder der Nachlaufdicke δ gleichgesetzt (Eulitz [84]).

Die Dimension eines gültigen Rechengebietes muss daher, wenn alle turbulenten Strömungsschwankungen sicher erfasst werden sollen, in jeder Raumrichtung mindestens ein Mehrfaches des Längenmaßes l_T oder die Größenordnung von L aufweisen. Eine direkte Simulation muss ferner die vollständige Dissipation von kinetischer Energie umfassen,

welche auf den kleinsten turbulenten Skalen durch das Vorhandensein der laminaren Viskosität μ stattfindet. Aus diesem Grund darf das potentielle Rechengitter in der Simulation nicht gröber sein als ein durch die Viskosität vorgegebenes Größenmaß, das so genannte Kolmogorov'sche Längenmaß η_K . Im Fall einer einfachen homogen verteilten Turbulenz ergibt sich demnach eine mindest erforderliche Anzahl an Rechenpunkten von L/η_K oder wenigstens ein Mehrfaches von l_T/η_K pro Raumrichtung.

Es kann ferner gezeigt werden (Ferziger [86], Tenneks [87]), dass sich dieser Wert proportional zu $Re_L^{3/4}$ verhält, wobei sich Re_L über die Größe der Geschwindigkeitsfluktuationen und das integrale turbulente Längenmaß l_T definiert. Typischer Weise ist dieser Wert um zwei Größenordnungen kleiner als die makroskopische Reynoldszahl einer Strömung.

Unter Berücksichtigung, dass die maximale Zeitschrittweite umso kleiner gewählt werden muss, je feiner das Netz aufgelöst wird, lässt sich der Rechenaufwand P_{Sim} bei einer direkten Lösung der Grundgleichungen damit abschätzen zu

$$P_{Sim} \approx \left(\frac{Re}{100} \right)^3. \quad \text{Gl. 5-15}$$

Gegenwärtig lassen sich auf leistungsfähigen Parallelrechnern Gitter mit einer Größenordnung von etwa 10^6 Rechenpunkten problemlos bewältigen. Nach Gl. 5-15 entspricht die damit erreichbare Reynoldszahl für eine direkte Lösung in etwa $2 \cdot 10^4$. Die Strömung in Turbomaschinen weist jedoch gemäß Gl. 5-14 in der Regel Reynoldszahlen auf, die im Bereich von etwa 10^6 liegen. Die hierfür erforderliche Rechenleistung müsste also auf Basis der gegenwärtigen Rechenleistung um das 10^5 -fache gesteigert werden – eine Anforderung, die für gängige Computersysteme wohl noch lange nicht realistisch ist. Aus diesem Grund ist für hochturbulente Strömungen eine Modellierung der feinskaligen Turbulenzphänomene essentiell. Dieses wird in Turbomaschinen über eine Strömungsmittelung nach Reynolds bzw. nach Favre erreicht.

Reynoldsmittelung

Zurückgehend auf Reynolds kann eine momentane Strömungsgröße wie etwa der Geschwindigkeitsvektor v_i in einen zeitlich gemittelten, stationären Hauptwert \bar{v}_i und einen Schwankungsanteil \tilde{v}_i aufgeteilt werden:

$$v_i(x_i, t) = \bar{v}_i(x_i) + \tilde{v}_i(x_i, t), \quad \text{Gl. 5-16}$$

mit

$$\bar{v}_i(x_i) = \overline{v_i(x_i, t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} v_i(x_i, t) dt \quad \text{und} \quad \overline{\tilde{v}_i(x_i, t)} = 0. \quad \text{Gl. 5-17}$$

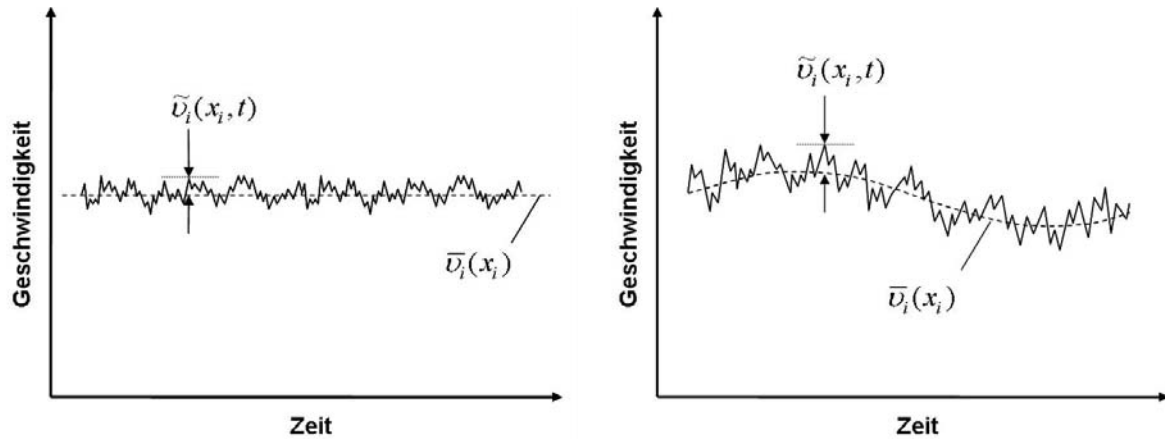


Abbildung 5-1: Stationärer (links) und langwellig schwankender (rechts) Mittelwert in einer turbulenten Strömung

Wird diese Mittelungsvorschrift auf die strömungsmechanischen Grundgleichungen angewendet, so entstehen durch die Berücksichtigung der verschiedenen Schwankungsanteile zahlreiche neue unbekannte Terme. Zur Schließung des Gleichungssystems werden somit insbesondere wegen

$$\overline{\tilde{v}_i \tilde{v}_j} \neq 0 \quad \text{Gl. 5-18}$$

zusätzliche Gleichungen benötigt. Während das Schließungsproblem bei inkompressiblen Strömungen ($\rho = \text{konst.}$) noch weitgehend überschaubar ist, ist die Schließungskomplexität bei kompressiblen Strömungen aufgrund zu berücksichtigender Dichteschwankungen

$$\rho = \bar{\rho} + \tilde{\rho} \quad \text{Gl. 5-19}$$

erheblich größer. Im Fall von kompressiblen Strömungen wird deshalb, um den resultierenden Schließungsaufwand zu minimieren, die Mittelungsvorschrift Gl. 5-17 durch die massengewichtete Mittelung nach Favre ersetzt (Index F). Dieses betrifft mit der Geschwindigkeit, der Totalenergie und der Temperatur solche Größen, die in den Erhaltungssätzen zusammen mit der Dichte erscheinen. Für die Geschwindigkeit ergibt sich zum Beispiel die Favremittelung zu

$$v_i(x_i, t) = \bar{v}_i^F(x_i) + \tilde{v}_i^F(x_i, t) \quad \text{Gl. 5-20}$$

mit

$$\bar{v}^F(x_i) = \overline{v_i(x_i, t)}^F = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \frac{1}{\bar{\rho}} \int_t^{t+T} \rho(x_i, t) v_i(x_i, t) dt \quad \text{und} \quad \overline{\tilde{v}_i^F(x_i, t)}^F = 0. \quad \text{Gl. 5-21}$$

Die nach Favre gemittelten kompressiblen Erhaltungssätze können für Strömungen schließlich soweit vereinfacht werden, dass sie in ihrem Aufbau den Grundgleichungen Gl. 5-5 bis Gl. 5-7 entsprechen.

- Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \bar{v}_i^F) = 0 \quad \text{Gl. 5-22}$$

- Energiegleichung:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \bar{h}_t^F) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{v}_i^F \bar{h}_t^F) = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{T}_{ij} \bar{v}_i^F + \overline{T_{ij} \tilde{v}_i^F} + \bar{q}_j^L + \bar{q}_j^T) - \bar{\rho} \bar{v}_i^F \bar{f}_i^{\omega F} \quad \text{Gl. 5-23}$$

mit dem turbulenten Wärmestrom $q_j^T = \overline{\rho \tilde{v}_j^F \tilde{h}_t^F}$

- Navier-Stokes-Gleichungen:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho} \bar{v}_i^F) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho} \bar{v}_i^F \bar{v}_j^F) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{T}_{ij} + \bar{\tau}_{ij}) + \bar{\rho} \bar{f}_i^{\omega F} \quad \text{Gl. 5-24}$$

mit dem Reynolds- bzw. Favre-Spannungstensor

$$\bar{\tau}_{ij} = \overline{\rho \tilde{v}_i^F \tilde{v}_j^F} \quad \text{Gl. 5-25}$$

In diesem favre-gemittelten Gleichungssystem ergeben sich mit dem turbulenten Anteil aus der viskosen Arbeit

$$w_{viskos,T} = \overline{T_{ij} \tilde{v}_i^F} \quad \text{und} \quad \text{Gl. 5-26}$$

dem turbulenten Wärmestrom q_j^T sowie dem Reynolds-Spannungstensor $\bar{\tau}_{ij}$ unbekannte neue Größen, die in einer entsprechenden Turbulenzmodellierung geschlossen werden müssen. Im Folgenden wird aus Gründen der Überschaubarkeit nicht mehr zwischen der Reynolds- und der Favremittelung unterschieden.

Separationsproblem bei instationären Strömungen

Der Ansatz, die Strömungsgrößen in einen Mittelwert und einen turbulenten Schwankungsterm aufzuteilen, ist für stationäre Strömungen bestens geeignet, da sich die Mittelungsvorschrift nach Gl. 5-21 exakt umsetzen lässt. Im Fall instationärer Strömungen führt die Mittelung jedoch zu einem Modellkonflikt. Um auf Basis der reynoldsgemittelten Gleichungen überhaupt instationäre Effekte auflösen zu können, wird die Mittelung auf ein

definiertes Zeitfenster limitiert. Die Größe dieses Zeitfensters richtet sich dabei primär nach den Strömungsschwankungen, die aufgelöst werden sollen. Bei diesem Vorgehen besteht jedoch die Möglichkeit, dass sich turbulente und deterministische Schwankungen überlagern und damit das Ergebnis negativ beeinflussen.

Eine konfliktfreie Mittelung nach Reynolds setzt demnach voraus, dass die Frequenzen der turbulenten und der nichtturbulenten periodischen Schwankungen um Größenordnungen auseinander liegen und sich nicht gegenseitig beeinflussen. Dieses ist in Turbomaschinen nicht immer gegeben [84]. Zum einen zeigen Messungen von Energiespektren in Turbomaschinen hohe Energiedichteamplituden in einem relativ niederfrequenten Bereich, zum anderen liegt die Schaufelfrequenz, welche maßgeblich die Periodizität der Strömung in einem Stufenverband bestimmt, im Bereich von einigen tausend Herz. Wie stark letztlich die Güte der Simulation durch dieses so genannte „Spectral-Gap“-Problem beeinträchtigt wird, ist im Fall von Turbomaschinen noch nicht genauer untersucht worden [84]. Es ist jedoch ersichtlich, dass mit den reynoldsgemittelten Gleichungen nicht jedes instationäre Strömungsproblem in Turbomaschinen korrekt gelöst werden kann. Auch bei der in den nachfolgenden Kapiteln beschriebenen numerischen Simulation von Verdichterströmungen mit Casing-Treatment ist diese Problematik entsprechend zu berücksichtigen. Letztlich lässt sich das Separationsproblem nur durch eine Modifikation der Reynoldsmittelung beheben. Ansätze dazu werden von Eulitz [84] beschrieben.

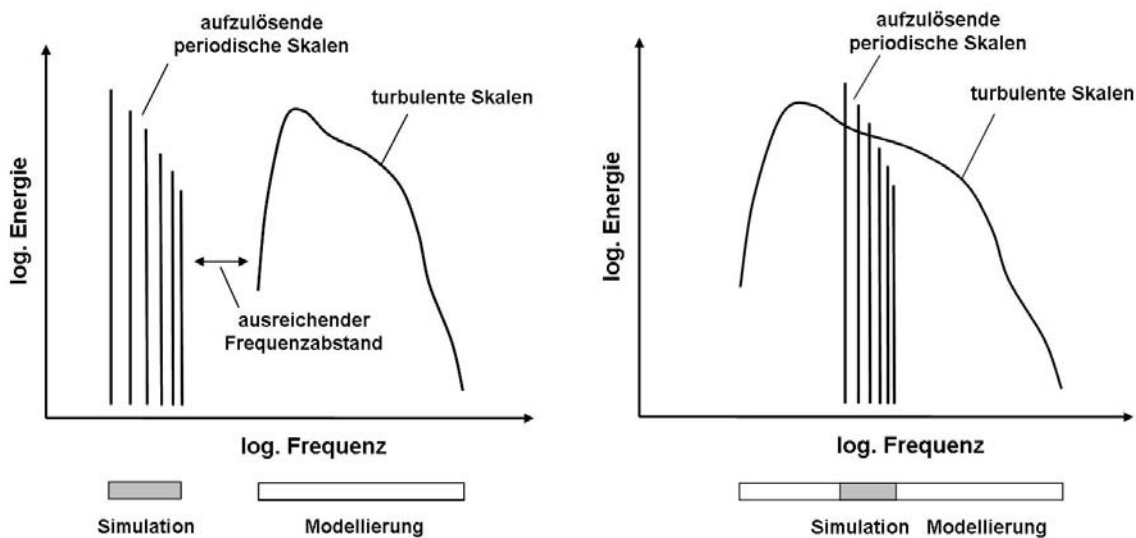


Abbildung 5-2: Möglicher „Spektral-Gap“-Konflikt bei der instationären Simulation auf Basis der reynoldsgemittelten Strömungsgleichungen; links konfliktfrei, rechts konfliktbehaftet, nach [84]

5.1.3. Turbulenzmodelle

Die Aufgabe von Turbulenzmodellen besteht darin, die bei der Reynoldsmittelung entstehenden Schwankungsterme zu beschreiben und damit das Gleichungssystem zu schließen. Der genaueste Ansatz ist hierbei natürlich, die einzelnen Schwankungsglieder direkt über Gleichungen zu beschreiben. Dieses Vorgehen erlaubt selbst die Simulation anisotroper Turbulenzeffekte. Solche Modellgleichungen, die das Verhalten des Reynolds-

Spannungstensors definieren, sind größtenteils hochkomplex und Gegenstand intensiver Forschungsarbeiten. Sie tragen der Tatsache Bedeutung, dass vielmehr der Transport der turbulenten Reynoldsspannungen von den Geschwindigkeitsgradienten der Hauptströmung abhängt als die turbulenten Reynoldsspannungen selbst. In [88] und [89] sind einige Ansätze hierzu beschrieben.

In der Turbomaschinen-Aerodynamik hat sich eine andere, einfachere Methode etabliert, das gemittelte Gleichungssystem zu schließen. Diese basiert auf dem Wirbelviskositätsansatz von Boussineque [90], der eine scheinbare turbulente Wirbelviskosität μ_T einführt. Mit Hilfe der turbulenten Wirbelviskosität μ_T und der turbulenten kinetischen Energie k mit

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{\tilde{u}_i'^2} + \overline{\tilde{u}_j'^2} + \overline{\tilde{u}_k'^2} \right) \quad \text{Gl. 5-27}$$

können die Reynoldsspannungen $\bar{\tau}_{ij}$, der turbulente Wärmestromvektor q_j^T und der turbulente Anteil aus der viskosen Arbeit w_{viskos} verhältnismäßig einfach modelliert werden.

Die Reynoldsspannungen $\bar{\tau}_{ij}$ werden im Allgemeinen analog zum viskosen Spannungstensor T_{ij} , über die turbulente Wirbelviskosität μ_T , den Tensor der Verzerrungsgeschwindigkeiten der Hauptströmung und der turbulenten Energie k definiert zu

$$\bar{\tau}_{ij} = -\mu_T \left(\frac{\partial \bar{v}_i'}{\partial x_j'} + \frac{\partial \bar{v}_j'}{\partial x_i'} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{v}_k'}{\partial x_k'} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} \bar{k} \delta_{ij}. \quad \text{Gl. 5-28}$$

Der turbulente Wärmestromvektor q_j^T wird über die Diffusionsannahme

$$q_j^T = -\frac{\mu_t}{\text{Pr}_T} \frac{\partial \bar{h}}{\partial x_j'} \quad \text{Gl. 5-29}$$

approximiert [92, 84]. Dabei wird die turbulente Prandtlzahl Pr_T in der Regel als konstant betrachtet ($\text{Pr}_{T,\text{Luft}} \approx 0,9$).

Die viskose Arbeit in der Energiegleichung wird im Allgemeinen entweder über eine Analogiebetachtung zu den Spannungstensenoren in der Impulserhaltung (Eulitz [84]) mit

$$w_{\text{viskos}} = -\frac{\partial}{\partial x_j'} (\bar{T}_{ij} \bar{v}_i' + \bar{T}_{ij} \tilde{v}_i') = \frac{\partial}{\partial x_j'} (\bar{T}_{ij} + \bar{\tau}_{ij}) \bar{v}_i' \quad \text{Gl. 5-30}$$

geschlossen oder approximiert über die Annahme [92]

$$\overline{T_{ij} \tilde{v}_i'} \approx \mu_t \frac{\partial \overline{k}}{\partial x_j'} \quad \text{Gl. 5-31}$$

Auf Basis des Wirbelviskositätsansatzes von Boussineque lassen sich also die dreidimensionalen turbulenten Schwankungsgrößen in den Erhaltungssätzen auf die integralen Turbulenzparameter μ_T und k vereinfachen. Im Gegensatz zu μ stellt die Wirbelviskosität μ_T , die vom lokalen Strömungszustand abhängig ist, keine Stoffkonstante dar, sondern muss explizit bestimmt werden. Diese Aufgabe übernehmen verschiedene so genannte Eddy-Viscosity-Turbulenzmodelle, die μ_T über algebraische, Ein- oder Zweigleichungssysteme definieren. Der Beitrag der Schließungsterme, welche die turbulente kinetische Energie k enthalten, ist in der Regel gegenüber den anderen Termen klein. Er wird daher häufig, insbesondere in Zusammenhang mit algebraischen oder Eingleichungs-Turbulenzmodellen, welche keine turbulente Energie bestimmen, vernachlässigt.

In der stationären Verdichteraerodynamik haben sich in den letzten 20 Jahren vor allem das algebraische Baldwin-Lomax-Modell, das k - ϵ -Zweigleichungsmodell und in jüngster Zeit auch verstärkt das Turbulenzmodell von Spalart-Allmaras [91] als Standard etabliert.

Durch den Wirbelviskositätsansatz wird die Existenz einer isotropen Turbulenz postuliert. Dies dürfte in einer freien Hauptströmung in guter Näherung zutreffen, in Wandnähe und in Nachlaufstörungen jedoch eine deutliche Abweichung von der Realität bedeuten. Das Wirbelviskositätsprinzip hat sich für den stationären Berechnungsfall anliegender und schwach gestörter Grenzschichtströmungen mit primär zweidimensionaler Struktur und mäßigen Druckgradienten als sehr brauchbar erwiesen. Hingegen treten in rotierenden bzw. stark gekrümmten Strömungen, bei abrupten Strömungsänderungen und bei Ablösungen an Profilen teils deutliche Abweichungen von der Realität auf. Dieser Sachverhalt muss gerade bei der Interpretation von numerischen Simulationsergebnissen von Turbomaschinenströmungen berücksichtigt werden.

Jedes Turbulenzmodell zeigt abhängig vom Strömungsfall konkrete Stärken und Schwächen. Kein Modell wird für alle denkbaren Anwendungsfälle geeignet sein. Selbst die Aussage, wann welches Turbulenzmodell die besten Resultate liefert, ist kaum zu treffen, da sich die Frage der Genauigkeit mit der Existenz unvermeidbarer numerischer Fehler überlagert.

Baldwin-Lomax-Turbulenzmodell

Im Baldwin-Lomax-Turbulenzmodell, welches erstmals 1978 [94] vorgestellt wurde, wird die scheinbare turbulente Viskosität μ_T über rein algebraische Gleichungen bestimmt. Grundlage dafür ist die Überlegung, dass sich die turbulente Viskosität infolge eines molekülbedingten Impulsaustausches über eine charakteristische Geschwindigkeit und eine charakteristische Größe analog zur laminaren Viskosität (u_m = mittlere Molekülgeschwindigkeit, l_m = mittlere freie Weglänge) beschreiben lässt.

$$\mu = \frac{\rho}{3} u_m l_m \Rightarrow \mu_T \sim \rho u_c l_c \quad \text{Gl. 5-32}$$

In der Turbulenzmodellierung geht es nun darum, über entsprechende Annahmen für u_c und l_c die Turbulenz bestmöglich zu beschreiben, indem das gesamte Turbulenzspektrum auf eine mittlere Wirbelgröße l_c mit der mittleren Geschwindigkeit u_c reduziert und der gesamte turbulente Impulstransport auf diesem Einheitswirbel abgebildet wird.

Um den komplexen Charakter einer reibungsbehafteten Strömung mit Grenzschichtausbildung möglichst genau zu beschreiben, unterscheidet das Baldwin-Lomax-Modell im Strömungsfeld zwischen einem wandnahen und einem wandfernen Gebiet. Für diese Zonen werden die charakteristischen Wirbelgrößen und Geschwindigkeiten nach jeweils unterschiedlichen Vorschriften ermittelt. Während die turbulente Viskosität für den wandnahen Bereich auf Basis der einfachen Prandtl'schen Mischungsweghypothese bestimmt wird zu

$$\mu_t = \rho l_c^2 \left| \frac{1}{2} \nabla \times \bar{v}_i \right| \quad \text{mit } l_c = kn(1 - e^{-y^+/A^+}) \quad \text{und } u_c = l_c \left| \frac{1}{2} \nabla \times \bar{v}_i \right| \quad \text{Gl. 5-33}$$

(k und A^+ sind feste Parameter, n bezeichnet den Wandnormalenabstand und y^+ den dimensionslosen Wandabstand), ist die Rechenvorschrift für die äußere turbulente Viskosität dafür ausgelegt, Ablösungen in der Hauptströmung zu erfassen. Sie beruht daher maßgeblich auf empirischen Zusammenhängen.

Das Baldwin-Lomax-Modell stellt ein so genanntes Low-Reynolds-Modell dar, welches auf die Verwendung einer Wandfunktion verzichtet. Durch die explizite Simulation der wandnahen Strömung nach Gl. 5-33, muss das Rechengitter in den Grenzschichtzonen entsprechend fein aufgelöst werden.

Der Vorteil des Baldwin-Lomax-Turbulenzmodells ist vor allem sein geringer Rechenaufwand, da keine weiteren Differentialgleichungen eingeführt werden, und die Tatsache, dass weder Anfangs- oder Randbedingungen erforderlich sind. Der gravierende Nachteil besteht jedoch darin, dass dieses Modell weder den Transport noch die Diffusion von Turbulenz abbildet.

Turbulente Vorgeschichtseffekte und eine Beschreibung stromabwandernder Nachlaufsysteme können daher mit dem Baldwin-Lomax-Turbulenzmodell nicht realisiert werden. Eine detaillierte Simulation einer Verdichterströmung, bei der zum Beispiel die instationäre Wechselwirkung in einem Mehrstufenverband aufgelöst werden soll, schließt damit die Verwendung des Turbulenzmodells nach Baldwin-Lomax grundsätzlich aus. Daneben ist auch häufig zu beobachten, dass Ablösegebiete unzureichend wiedergegeben werden.

Die Praxis zeigt jedoch, dass in der numerischen Simulation von Verdichterströmungen mit diesem algebraischen Modell durchaus akzeptable Ergebnisse erzielt werden können, wenn auch bei Detailinformationen Abstriche gemacht werden müssen. Eine genauere Darstellung des Baldwin-Lomax-Modells ist unter anderem in [94] beschrieben.

k-ε-Turbulenzmodelle

Wie auch beim Baldwin-Lomax-Turbulenzmodell stellt Gl. 5-32. die Basis für die Bestimmung der turbulenten Viskosität dar. Zur Bestimmung der charakteristischen Wirbelgröße und -geschwindigkeit gehen die k-ε-Turbulenzmodelle von der Überlegung aus, dass

große Wirbel über die Produktion von Turbulenz kontinuierlich in immer kleinere Wirbel zerfallen und schließlich in charakteristischen Mikrowirbeln (Größe $l_{k-\varepsilon}$ und Geschwindigkeit $u_{k-\varepsilon}$) vollständig dissipieren. Den $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodellen liegt ferner die Annahme zugrunde, dass sich Turbulenzproduktion P und Turbulenzdissipation ε an jedem Ort in der Strömung in einem Gleichgewicht befinden, so dass

$$P \approx \varepsilon \quad \text{Gl. 5-34}$$

gilt. Die Turbulenzproduktion ergibt sich aus der Energie, welche die Mikrowirbel über eine Verschiebearbeit an das umgebende Fluid abgeben; sie kann mit Hilfe der Skalen $l_{k-\varepsilon}$ und $u_{k-\varepsilon}$ bestimmt werden zu

$$P = \frac{u_{k-\varepsilon}^3}{l_{k-\varepsilon}}. \quad \text{Gl. 5-35}$$

Die charakteristische Wirbelgeschwindigkeit $u_{k-\varepsilon}$ ist proportional zum mittleren Betrag aus den turbulenten Schwankungen, welche die turbulente Energie k einer Strömung definieren. Sie lässt sich damit vereinfachend bestimmen zu

$$u_{k-\varepsilon} = \sqrt{k}. \quad \text{Gl. 5-36}$$

Über das postulierte Gleichgewicht zwischen der Produktion und Dissipation von Turbulenz kann schließlich die charakteristische Wirbelgröße $l_{k-\varepsilon}$ bestimmt werden zu

$$l_{k-\varepsilon} = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \quad \text{mit} \quad \varepsilon = \frac{\mu}{\rho} \overline{\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i'} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i'}} \quad \text{Gl. 5-37}$$

Damit ergibt sich für die turbulente Viskosität die Bestimmungsgleichung

$$\mu_T = c_\mu \rho l_{k-\varepsilon} u_{k-\varepsilon} = c_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad \text{Gl. 5-38}$$

mit c_μ als konstantem Proportionalfaktor.

Die noch unbekanntenen Größen k und ε werden in den $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodellen über zwei zusätzliche differentielle Transportgleichungen bestimmt. Diese lassen sich formal aus den Navier-Stokes-Gleichungen ableiten [95]. Die mathematische Definition für die Dissipation ε gemäß Gl. 5-37 ergibt sich dabei auch aus der Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k , da Dissipation nur in Zusammenhang mit der laminaren Viskosität μ entstehen kann.

Im Gegensatz zu den algebraischen Turbulenzmodellen, sind die $k-\varepsilon$ -Turbulenzmodelle in der Lage, den Transport von Turbulenz und damit auch Vorgeschichtseffekte abzubilden. Die Transportgleichungen für k und ε bilden in ihrer Grundform jedoch nur solche Turbulenzeffekte ab, die über definierte Randbedingungen in das Kontrollgebiet eindringen und mit der Hauptströmung transportiert werden. Grenzschichteffekte müssen über zusätzliche

Wandfunktionen (Standard-k- ϵ -Modell) oder komplexe Erweiterungen der k- ϵ -Transportgleichungen eingebracht werden, welche die Grenzschicht bis zur Wand auflösen (Low-Reynolds-Modelle).

Theoretisch sind die k- ϵ -Turbulenzmodelle den einfacheren, algebraischen überlegen. Allgemein gelten jedoch die Modellierung des turbulenten Längenmaßes l_ϵ (über das Gleichgewicht aus Turbulenzproduktion und Dissipation) und der Transportgleichung für die Dissipation als Schwachpunkte. Low-Reynolds-Formulierungen dieser Modelle, welche die Anwendung der Transportgleichungen bis an die Wand erlauben, besitzen eine hohe numerische Steifheit, die einen erheblichen Verlust an numerischer Stabilität und Netzunabhängigkeit verursacht. Um eine netzunabhängige Lösung der Grenzschicht zu gewährleisten, ist häufig ein maximaler Wandabstand der ersten Netzzelle von y^+ kleiner als 1 bis sogar 0,2 erforderlich. In zeitgenauen Simulationen, bei denen der maximale Zeitschritt durch die kleinste Netzzelle limitiert ist, bedeutet dieses eine entsprechende Erhöhung der Gesamtrechnenzeit. Ein weiterer Nachteil vieler Zweigleichungsmodelle ist die so genannte Staupunktanomalie, die sich durch eine unrealistisch starke Ansammlung turbulenter Energie an den Staupunkten bemerkbar macht. Daher sind Zweigleichungsmodelle nicht immer notwendigerweise den einfacheren algebraischen Turbulenzmodellen überlegen, zumal sich auch die Schwierigkeit ergibt, geeignete Randbedingung für die turbulente Energie und die Dissipation abzuleiten (vgl. Kapitel 6.2.3).

Spalart-Allmaras-Turbulenzmodell

Das Spalart-Allmaras-Modell [91] gehört zu den Eingleichungs-Turbulenzmodellen der neuen Generation, die auf eine Bestimmung der turbulenten Viskosität nach Gl. 5-32 verzichten und stattdessen rein phänomenologisch den Transport der Wirbelviskosität direkt beschreiben.

$$\mu_T = \bar{\rho} \nu_T (\bar{\rho}, \nu_T, t, \mu, \bar{v}_i) \quad \text{Gl. 5-39}$$

Damit tragen sie der Tatsache Rechnung, dass vor allem der Transport der turbulenten Spannungen von den Gradienten der Hauptströmung abhängt und weniger die turbulenten Spannungen selbst. Im Gegensatz zu den meisten anderen Transportmodellen ist es empirisch im Baukastenprinzip formuliert worden. Es erlaubt daher zusätzliche Erweiterungen und Adaptionen, wie sie für die instationäre Turbomaschinen-Aerodynamik erforderlich sind [84].

Die Tatsache, dass nur eine partielle Differenzialgleichung gelöst werden muss und dass die Wirbelviskosität in der Regel flachere Gradienten an der Wand aufweist als die turbulente kinetische Energie oder die Dissipationsrate, begründet ein im Vergleich zu den k- ϵ -Turbulenzmodellen höheres Maß an numerischer Robustheit und Netzunabhängigkeit. Das Spalart-Allmaras-Modell weist keine Staupunktanomalie auf und ist insbesondere im Ausmischverhalten turbulenter Nachläufe realistischer. Wie im k- ϵ -Turbulenzmodell müssen für die Turbulenz auch im Modell nach Spalart-Allmaras entsprechende Randbedingung getroffen werden, deren realitätsnahe Abschätzungen oftmals Schwierigkeiten bereiten. Dieses betrifft jedoch mit der turbulenten Viskosität nur eine Strömungsgröße (vgl. Kapitel 6.2.3). Detaillierte Informationen zum Spalart-Allmaras-Turbulenzmodell werden unter anderem in [84] zusammengefasst.

5.2. Numerische Verfahren — Diskretisierung

Eine analytische Lösung der Gleichungen aus den Erhaltungssätzen und Turbulenzmodellen ist im Fall der hochkomplexen Strömung in Turbomaschinen nicht möglich. Durch Ersetzen der Differentialquotienten durch finite Differenzenquotienten (Diskretisierung) kann jedoch die Komplexität des Differentialgleichungssystems auf ein diskretes System algebraischer Gleichungen in Matrixform reduziert werden, für welches zahlreiche numerische Lösungsverfahren existieren. Das Gleichungssystem wird in der Regel nicht direkt, sondern aufgrund seiner Größe und vorhandener Nicht-Linearitäten, beginnend mit einer vorgegebenen Startlösung iterativ gelöst. Ein geeignetes iteratives Verfahren ist zum Beispiel das generalisierte Verfahren nach Stone [86].

Die notwendige Diskretisierung der Gleichungssysteme hat jedoch den Verlust der Lösungskontinuität zur Folge, da die algebraischen Gleichungen die Strömung ausschließlich an diskreten Raum- und Zeitpunkten beschreiben. Die diskreten Raumpunkte werden über ein das Rechengebiet erfassendes Gitternetz variabler Auflösung definiert. Im Fall der in dieser Arbeit untersuchten Verdichterströmungen ist dieses ein blockstrukturiertes und krummliniges Rechengitter, dessen Koordinaten i , j und k körperangepasst verlegt sind (Abbildung 5-3). Während sich Statoren und starre Gehäusestrukturen über inertial stehende Gitter modellieren lassen, müssen Rotorpassagen mittels rotierender Gitter vernetzt werden.

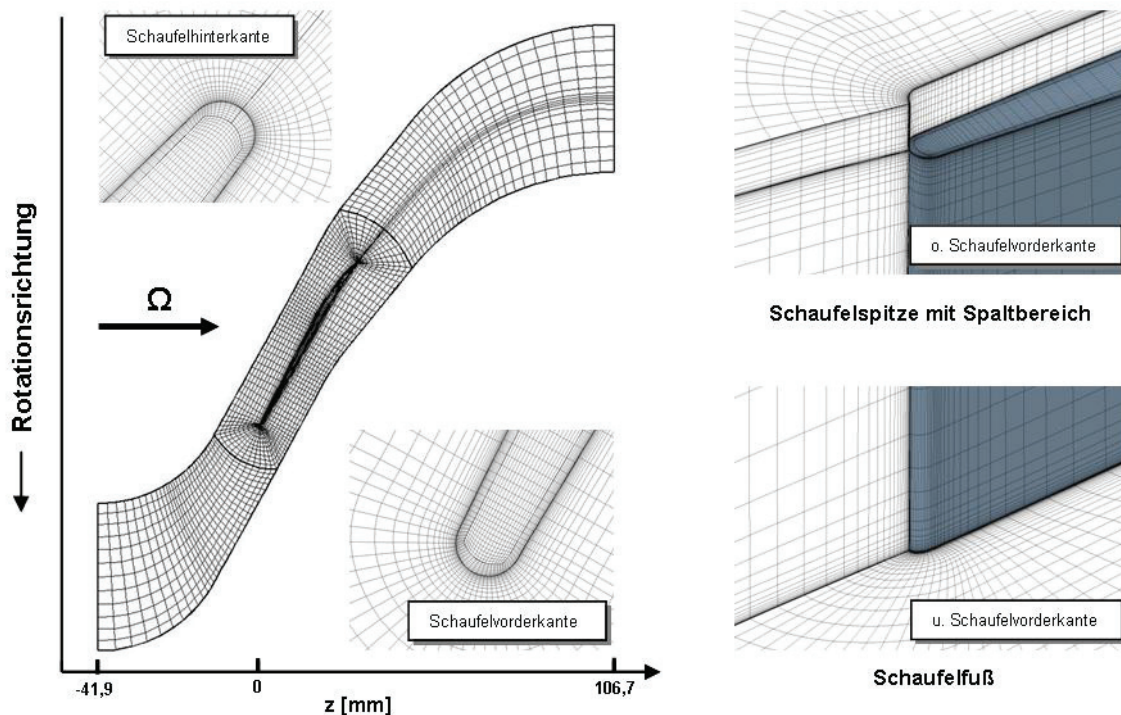


Abbildung 5-3: Verwendetes Rechengitter für den NASA Rotor 37 mit Vernetzung des Rotorspaltes

Für die Diskretisierung der Strömungsgleichungen auf Basis der so festgelegten Gitterpunkte N_{ijk} existieren viele Verfahren, unter denen die Finite-Differenzen- (FD), die Finite-

Elemente- (FE) und die Finite-Volumen- (FV) Methode die wichtigsten Ansätze darstellen. Für die Berechnung von Turbomaschinenströmungen hat sich insbesondere die Finite-Volumen-Methode bewährt. Sie ist daher Basis für die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen. Sämtliche im Folgenden präsentierte Simulationsergebnisse wurden mit dem kommerziellen CFD-Code *EURANUS* von NUMECA berechnet. Im Folgenden soll deshalb auf das in *EURANUS* implementierte FV-Verfahren soweit eingegangen werden, wie es zum Verständnis und zur Beurteilung der Simulationemethode hilfreich ist.

5.2.1. Räumliche Diskretisierung

Während die Gleichungen Gl. 5-22 bis Gl. 5-24 die Erhaltungssätze in Differentialform beschreiben, verwendet die FV-Methode die Erhaltungssätze in deren Integralform, indem sie die Bilanzen über durch das Gitternetz definierte endliche Kontrollvolumina Ω_{CV} und Kontrollflächen S_{CV} betrachtet. Beide Ansätze lassen sich über das Gauss'sche Theorem

$$\frac{\partial q}{\partial x_i} \rightarrow \int_{\Omega_{CV}} \rightarrow \int_{\Omega_{CV}} \frac{\partial q}{\partial x_i} d\Omega = \int_{S_{CV}} q n_i dS \quad \text{mit } \vec{n} \cdot d\vec{S} = 0 \quad \text{Gl. 5-40}$$

ineinander überführen. Hierin bezeichnet q eine beliebige skalare Strömungsgröße und n_i den Einheitsnormalenvektor auf die Kontrollfläche dS eines Kontrollelementes.

Die Erhaltungssätze ergeben sich somit in Integralform zu

- Massenerhaltung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{CV}} \bar{\rho} d\Omega + \int_{S_{CV}} \bar{\rho} \bar{v}_i' n_i dS = 0 \quad \text{Gl. 5-41}$$

- Impulserhaltung:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{CV}} \bar{\rho} \bar{v}_i' d\Omega + \int_{S_{CV}} \bar{\rho} \bar{v}_i' \bar{v}_j' n_j dS = - \int_{S_{CV}} \bar{p} n_i dS - \int_{S_{CV}} (\bar{T}_{ij} + \bar{\tau}_{ij}) n_j dS + \int_{\Omega_{CV}} \bar{\rho} \bar{f}_i' d\Omega \quad \text{Gl. 5-42}$$

- Energieerhaltung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{CV}} \bar{\rho} \bar{h}_i' d\Omega + \int_{S_{CV}} \bar{\rho} \bar{v}_i' \bar{h}_i' n_j dS = \\ = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_{CV}} \bar{p} d\Omega - \int_{S_{CV}} (\bar{T}_{ij} \bar{v}_i' + \bar{T}_{ij} \bar{v}_i' + \bar{q}^L_j + \bar{q}^T_j) n_j dS - \int_{\Omega_{CV}} \bar{\rho} \bar{v}_i' \bar{f}_i' d\Omega \end{aligned} \quad \text{Gl. 5-43}$$

Durch Anwendung verschiedene Diskretisierungsverfahren gilt es nun die in den Gleichungen Gl. 5-41 bis Gl. 5-43 auftretenden Volumenintegrale über die Kontrollvolumina Ω_{CV} und die Oberflächenintegrale der einzelnen Flüsse über die Kontrolloberflächen S_{CV} bestmöglich zu approximieren.

Berechnung der Volumenintegrale

Analytisch sind der Differenzial- und der Integralansatz der Erhaltungssätze exakt, d.h. die Erhaltung von Masse, Impuls und Energie wird gewährleistet. Jedoch reduziert die Integralform die Strömungsauflösung auf über die Kontrollvolumina Ω_{CV} bilanziell gemittelte Werte. Genaue lokale Strömungsinformationen können mit diesem Ansatz im Gegensatz zur reinen Differentialform nicht gewonnen werden. Unter Annahme hinreichend kleiner Kontrollvolumina kann jedoch davon ausgegangen werden, dass die gemittelten Strömungsvariablen nahezu den analytisch lokalen Werten der Strömung entsprechen. Damit lässt sich das Volumenintegral über eine gegebene Strömungsgröße \bar{q} über

$$\int_{\Omega_{CV}} \bar{q} d\Omega = \bar{q}_{CV} \Delta\Omega_{CV} \approx \bar{q}_{CVM} \Delta\Omega_{CV} \quad \text{Gl. 5-44}$$

bis zur zweiten Ordnung genau approximieren. Dabei stehen $\Delta\Omega_{CV}$ für das Volumen eines Kontrollelementes, \bar{q}_{CV} für die über das Kontrollvolumen gemittelte Strömungsgröße \bar{q} und \bar{q}_{CVM} für den lokalen, approximierten Wert von \bar{q} in der Kontrollvolumenmitte CVM. Die obige Approximation ist exakt, wenn \bar{q} entweder konstant ist oder sich im Kontrollvolumen CV linear ändert.

Diese zellzentrierte Methode ist aufgrund ihrer Einfachheit das in CFD-Programmen am meisten verwendete Volumenintegrationsverfahren. Höherwertige Approximationen benötigen mehr Kontrollpunkte als nur das Volumenzentrum und sind deshalb deutlich aufwendiger zu implementieren. Verschiedene Ansätze hierzu sind in [86] aufgeführt.

Berechnung der Oberflächenintegrale

Analog zum Volumenintegralverfahren können auch die Oberflächenintegrale der konvektiven und viskosen Flüsse f approximiert werden.

$$\int_{S_{CV}} \bar{f} dS = \sum_m \bar{f}_{CS,m} \Delta S_m \approx \sum_m \bar{f}_{CSM,m} \Delta S_m \quad \text{Gl. 5-45}$$

Es bezeichnen hierbei ΔS_m die Flächen der einzelnen Kontrollflächen CS über dem Kontrollvolumen CV, $\bar{f}_{CS,m}$ die über die einzelnen Kontrollflächen ΔS_m gemittelten Flüsse \bar{f} und $\bar{f}_{CSM,m}$ die lokalen, approximierten Werte von \bar{f} in den jeweiligen Kontrollflächenmitten CSM. Wie Gl. 5-44 ist auch Gl. 5-45 zweiter Ordnung genau und dann exakt, wenn \bar{f} auf einer Kontrollfläche ΔS_m entweder konstant ist oder sich auf der Kontrollfläche linear ändert.

Höherwertige Approximationen benötigen weitere Stützpunkte wie etwa die Eckknoten der Kontrollvolumina (weiterführende Ansätze hierzu sind unter anderem in [86] beschrieben). Insbesondere in dreidimensionalen Simulationen ist die so genannte „Midpoint Rule“ nach Gl. 5-45 die mit Abstand einfachste Approximation zweiter Ordnung und findet deshalb in den meisten CFD-Programmen Verwendung.

Berechnung der Flüsse

Konvektive Flüsse:	$f_{k,i} \sim qn_i$	
Viskose Flüsse:	$f_{v,i} \sim \nabla qn_i$	Gl. 5-46

Die Finite-Volumen-Methode berechnet primär die Strömungsgrößen in den zentralen Mittelpunkten CVM der jeweiligen Kontrollelemente CV. An den Gitterpunkten selbst oder innerhalb der Kontrollflächen liegen dagegen keine direkten Strömungsaussagen oder Flussinformationen vor. Diese müssen — um den Diskretisierungsansatz nach Gl. 5-45 letztendlich schließen zu können — über Interpolationstechniken aus den Strömungsdaten in den Mittelpunkten der einzelnen Kontrollvolumina (im Folgenden Kontrollpunkte genannt) gewonnen werden. Die Güte der Interpolationstechniken ist ein entscheidender Parameter für Stabilität, Konvergenz und Genauigkeit der numerischen Lösung. Dementsprechend ist diese Thematik Gegenstand vieler Forschungsarbeiten.

Zu den bekanntesten Methoden zählen so genannte Upwind- und zentrale Interpolationsverfahren. Je nach konvektiver oder viskoser Natur der in den Oberflächenintegralen vorkommenden Flüsse werden oft unterschiedliche Verfahren verwendet, um den spezifischen Transportmechanismen in der Strömung Rechnung zu tragen. Während die viskosen Flüsse in der Regel über zentrale Interpolationsverfahren approximiert werden, wird bei den konvektiven Flüssen hingegen oft ein Upwind oder ein gemischtes Verfahren eingesetzt.

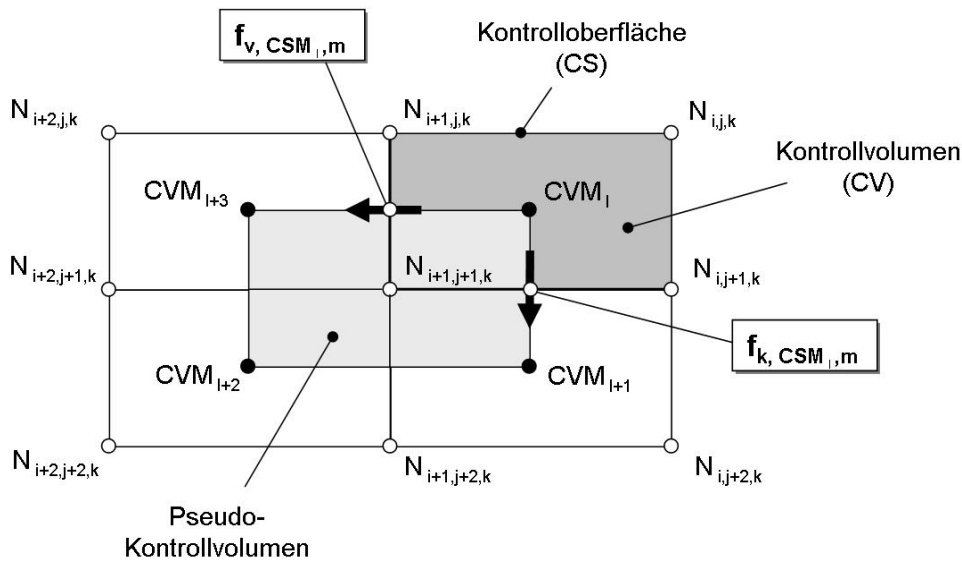


Abbildung 5-4: Bestimmung der viskosen und konvektiven Flüsse

Die Interpolationsverfahren für die viskosen Flüsse f_v stützen sich im Allgemeinen auf das Gauss'sche Theorem nach Gl. 5-40, nach dem sich Volumenintegrale über Gradienten in Oberflächenintegrale mit algebraischen Integranden überführen lassen. Über die Definition geeigneter Pseudo-Kontrollvolumina (wie zum Beispiel in Abbildung 5-4 dargestellt) lassen sich so allein auf Basis der bekannten Strömungsgrößen an den Kontrollpunkten CVM die Flüsse $f_{v,ijk}$ an den einzelnen Gitterknoten N_{ijk} bestimmen. Mit Hilfe der nun bekannten

Knotenflüsse $f_{v,ijk}$ lassen sich anschließend etwa über ein einfaches lineares Interpolationsverfahren für die einzelnen Oberflächen ΔS_m des Kontrollvolumens die gesuchten mittleren Flüsse $\bar{f}_{v,CSM,m}$ berechnen. Das in Abbildung 5-4 gezeigte Pseudo-Kontrollvolumen stellt nur eine Möglichkeit dar, das Integrationsgebiet für die Bestimmung der viskosen Flüsse f_v zu definieren. Über geeignete Modifikationen der Pseudo-Kontrollvolumina können auch alternative Interpolationsverfahren formuliert werden [67].

Die reinste Form eines Upwind-Verfahrens zur Bestimmung der konvektiven Flüsse $\bar{f}_{k,CSM,m}$ auf den Oberflächen ΔS_m des Kontrollvolumens ist, diese den bereits bekannten Flüssen in den jeweiligen Kontrollpunkten entsprechend der an der Oberfläche ΔS_m herrschenden Strömungsrichtung gleichzusetzen.

$$f_{k,CSM,m} = \begin{cases} f_{k,CVM,upwind} & , \text{wenn } (\bar{v}_i n_i)_{CSM,m} \geq 0 \\ f_{k,CVM,downwind} & , \text{wenn } (\bar{v}_i n_i)_{CSM,m} < 0 \end{cases} \quad \text{Gl. 5-47}$$

Das Interpolationsverfahren nach Gl. 5-47 zeigt jedoch in der Praxis einen hohen numerischen diffusiven Charakter insbesondere bei nicht orthogonalen Netzen oder Strömungen, die schräg zu den Gitternetzlinien verlaufen. Daher werden in numerischen Simulationen auch oft Verfahren eingesetzt, die die konvektiven Flüsse an den Grenzflächen der Kontrollvolumina über eine lineare oder quadratische Interpolation zwischen den jeweiligen benachbarten Kontrollpunkten (CVM_l und CVM_{l+i}) mitteln. Die einfachste Art einer solchen Interpolation ist ein zentrales Differenzenverfahren in der Form

$$f_{k,CSM,m} = \frac{1}{2}(f_{k,CVM_l,m} + f_{k,CVM_{l+i},m}) . \quad \text{Gl. 5-48}$$

Solche Interpolationsmethoden können jedoch in einer Strömungssimulation zu erheblichen numerischen, nicht-physikalischen Schwingungen führen [86]. Daher müssen im Rahmen dieser Methoden in der Regel zusätzliche Dissipationsterme eingeführt werden, um die auftretenden Schwingungen künstlich zu dämpfen und dadurch die Lösung zu stabilisieren. Gerade in kompressiblen Strömungen mit Verdichtungsstößen sind die numerischen Schwingungen oft ein großes Problem.

In dem für diese Arbeit verwendeten CFD-Programm *EURANUS* basiert die Interpolation der konvektiven Flüsse auf einem zentralen Verfahren nach Gl. 5-48, welches über einen zusätzlichen Dämpfungsterm d_m erweitert wird [67].

$$f_{k,CSM,m} = \frac{1}{2}(f_{k,CVM_l,m} + f_{k,CVM_{l+i},m}) - d_m \quad \text{Gl. 5-49}$$

Der Dämpfungsterm d_m steuert die Stärke des Upwind-Charakters und die numerische Dämpfung. Er kann in der verwendeten *EURANUS*-Version 4.8 entweder über ein zentrales Schema nach Jameson [98], über ein TVD-Upwind-Flux-Difference-Splitting nach Roe [96] bzw. Yee [97] aktiviert werden.

Mit entsprechender Dämpfung eignen sich sowohl Upwind- als auch das zentrale Differenzenverfahren prinzipiell dazu, Verdichtungsstöße im Strömungsfeld zu detektieren. Auch wenn moderne Upwind-Verfahren von der Theorie her den zentralen Interpolationsschemata überlegen sind, liefern sie in der Praxis nicht zwangsläufig die besseren Ergebnisse. Oft sind zentrale Verfahren mindestens ebenbürtig — und das bei gleichzeitig deutlich geringerem Rechenaufwand. Dieser Umstand ist gerade bei instationären, dreidimensionalen Strömungen von besonderer Bedeutung. Vor diesem Hintergrund wurde für die in dieser Arbeit beschriebenen Simulationen eine Diskretisierung der konvektiven Flüsse auf Basis des zentralen Schemas gewählt.

5.2.2. Zeitliche Diskretisierung

Die Erhaltungssätze Gl. 5-41 mit Gl. 5-43 enthalten neben den räumlichen integralen Größen auch differentielle Zeitabhängigkeiten, die im Rahmen einer numerischen Lösung ebenfalls diskretisiert werden müssen. Wie die räumliche Diskretisierung basiert auch die Lösung der zeitlichen Diskretisierung auf Integrationsschemata, welche die differentiellen Elemente in finite Größen umwandeln.

$$\frac{d\bar{q}(t)}{dt} = f(\bar{q}, t) \rightarrow \bar{q}_{t+\Delta t} - \bar{q}_t = \int_t^{t+\Delta t} f(\bar{q}, t) dt \approx f(\bar{q}, t) \Delta t \quad \text{Gl. 5-50}$$

Hierbei bezeichnen q_t und $q_{t+\Delta t}$ zeitabhängige Strömungsgrößen zu den Zeitpunkten t und $t+\Delta t$. Für die erforderliche Approximation des Zeitintegrals stehen verschiedene explizite und implizite Verfahren zur Verfügung, die sich hinsichtlich der Auflösungsgüte und des Rechenaufwands zum Teil erheblich unterscheiden können.

Stationäre Lösung

In einer stationären Rechnung wird die Zeitableitung in den Grundgleichungen lediglich als numerischer Iterationsterm (Pseudozeitkonzept) verwendet, der bei Konvergenz zum stationären Strömungszustand verschwindet. In der stationären Rechnung ist daher ein dissipatives Verhalten des Zeitschrittschemas bei möglichst großen Zeitschritten oft von Vorteil, um eine effiziente Dämpfung hochfrequenter numerischer Störungen — und damit ein besseres Konvergenzverhalten — zu erreichen. Das stationäre Zeitschrittschema wird daher oft implizit erster Ordnung genau definiert (etwa in *TRACE*, einer in Kooperation zwischen dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V und der MTU Aero Engines GmbH entwickelten Turbomaschinen-CFD-Software).

Einfacher und oftmals effizienter ist jedoch ein explizites Verfahren, da es die Berechnung einer Strömungsgröße zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ allein mit Hilfe der zum Zeitpunkt t bereits bekannten Strömungsgrößen erlaubt. Die Zeitschrittweite Δt kann jedoch nicht so groß gewählt werden wie im Fall der impliziten Zeitdiskretisierung. Dies hat aber auch den Vorteil, dass das (theoretisch postulierte) stationäre Verhalten einer Strömung nicht so hart formuliert wird und damit gewisse Strömungsfluktuationen zugelassen sind.

In dem für diese Arbeit verwendeten CFD-Programm *EURANUS* ist die Zeitdiskretisierung im stationären Strömungsfall im expliziten Runge-Kutta-Vierschritt-Verfahren implemen-

tiert. Zur Bestimmung des Strömungszustandes \bar{q} nach einem Zeitschritt Δt gilt für dieses Verfahren folgende Rechenvorschrift:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{q}}{dt} &= f(\bar{q}, t) \\ \bar{q}^{(0)} &= \bar{q}_t, \\ \bar{q}^{(1)} &= \bar{q}_t + \alpha_1 \Delta t f(\bar{q}^{(0)}, t) \\ \bar{q}^{(2)} &= \bar{q}_t + \alpha_2 \Delta t f(\bar{q}^{(1)}, t) \\ \bar{q}^{(3)} &= \bar{q}_t + \alpha_3 \Delta t f(\bar{q}^{(2)}, t) \\ \bar{q}_{t+\Delta t} &= \bar{q}_t + \alpha_4 \Delta t f(\bar{q}^{(3)}) \end{aligned} \quad \text{Gl. 5-51}$$

Die Parameter α_n sind in diesem Verfahren konstante Größen und werden im Hinblick auf optimale Stabilitätseigenschaften in Abhängigkeit der gewählten Raumdiskretisierung der Flüsse festgelegt [84, 67].

Bei einer stationären Strömungslösung ist das Einschwingverhalten nur von untergeordneter Bedeutung. Wichtiger ist es, mit möglichst wenigen Iterationen eine Lösungskonvergenz zu erhalten. Aus diesem Grund ist Δt möglichst groß zu wählen. Es zeigt sich jedoch, dass das Runge-Kutta-Vierschritt-Verfahren bei zu großen Zeitschrittweiten instabil wird. Die maximal zulässige Zeitschrittweite hängt neben dem Strömungscharakter auch stark von der Gittergröße ab. Anschaulich lässt sich diese Restriktion so interpretieren, dass kein Fluidpartikel in einem Zeitschritt Δt mehr als eine Zelle passieren darf. Während große Gitterabstände relativ weite Zeitschritte erlauben, erfordern hingegen geringere Netzabstände entsprechend kleinere Zeitschritte.

Für stationäre Simulationen ist es daher sinnvoll, keinen global einheitlichen Zeitschritt zu definieren, sondern lokal angepasste Zeitschrittweiten $\Delta t_{i,j,k}$, um den numerischen Stabilitätsbereich jeder Netzzelle voll auszunutzen. Δt wird deshalb mittels einer definierbaren Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (CFL-Zahl), der lokalen Schallgeschwindigkeit $a_{i,j,k}$, der lokalen Zellmetrik $\Omega_{CV, i,j,k}$ und lokalen Strömungsgrößen wie Viskosität μ und Geschwindigkeit \bar{v}_i berechnet [84, 67].

$$\Delta t = \Delta t_{i,j,k} = \frac{CFL}{f(a_{i,j,k}, \Omega_{CV, i,j,k}, \mu, \bar{v}_i)} \quad \text{Gl. 5-52}$$

Durch die Verwendung einer solchen, räumlich inkonsistenten Zeitschrittweite verliert der Einschwingvorgang einer stationären Strömungslösung jedoch jeden Anspruch auf Zeitlichkeit.

Instationäre Lösung

Im Unterschied zur beschleunigten stationären Zeitintegration erfordert die Zeitgenauigkeit einen einheitlichen, globalen Zeitschritt. Bei Navier-Stokes-Rechnungen mit starker Netz-

verfeinerung in Wandnähe, wie es die für die Auflösung der laminaren Unterschicht einer turbulenten Grenzschicht notwendig ist, ergeben sich somit insbesondere für explizite Verfahren enorme Einschränkungen in der Zeitschrittweite und damit ein entsprechend hoher Rechenaufwand. Somit ist eine Beschleunigung des Zeitintegrationsverfahrens dringend erforderlich. Eine Möglichkeit einer solchen Beschleunigung — wie sie auch für die Simulationen in dieser Arbeit verwendet wurde — stellt der Pseudozeit-Ansatz nach Jameson [99] dar. In diesem Verfahren wird neben der physikalischen Zeit t eine weitere künstliche, numerische Pseudozeit τ eingeführt.

Die Einführung der Pseudozeit τ erlaubt zum einen den Einsatz eines impliziten Zeitintegrationsverfahrens für die Realzeit t und damit die Verwendung wesentlich größerer Zeitschritte Δt als bei einem reinen expliziten Schema. Zum anderen kann der Iterationsprozess zwischen zwei physikalischen Realzeitpunkten t auf die Lösung eines stationären Problems in der Pseudozeit reduziert werden. Damit stehen auch der instationären Simulation die aus der stationären Simulation bekannten Beschleunigungstechniken wie etwa Mehrgitterverfahren, lokale Zeitschritte und implizite Residuenglättung zur Verfügung. Der Pseudozeit-Ansatz wird im Folgenden anhand der Massenerhaltung demonstriert:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \bar{\rho} d\Omega + \int_S \bar{\rho} \bar{v}_i n_i dS = 0 \rightarrow \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \bar{\rho} d\Omega}_{\text{Realzeit}} + \underbrace{\int_{\Omega} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} d\Omega}_{\text{Pseudozeit}} + \int_S \bar{\rho} \bar{v}_i n_i dS = 0$$

$$\underbrace{\int_{\Omega} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \tau} d\Omega}_{\text{Pseudozeit}} = - \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} \bar{\rho} d\Omega}_{\text{Realzeit}} - \int_S \bar{\rho} \bar{v}_i n_i dS = 0$$

Gl. 5-53

Die Integration über die Realzeit Δt erfolgt in der Regel in einem impliziten Schema erster oder zweiter Ordnung (Euler-Rückwärtsdifferenz). Die Größe der physikalischen Zeitschrittweite unterliegt damit aus numerischer Sicht keinem Stabilitätskriterium; für die Wahl der Pseudozeitschrittweite gelten jedoch mit einer zu definierenden CFL-Zahl gewisse Obergrenzen. Insbesondere sollte die Pseudozeitschrittweite deutlich kleiner gewählt werden als die physikalische Zeitschrittweite. Typischerweise liegen die mit dem Pseudozeitschrittverfahren realisierbaren physikalischen Zeitschritte Δt bei Strömungen mit periodischen Charakter je nach gewünschter Auflösung bei 1/20 bis 1/40 der Schwingungsperiode.

Theoretisch betrachtet erfüllt der Pseudozeit-Ansatz die Zeitgenauigkeit nur, wenn so lange in der Pseudozeit iteriert wird, bis der Einfluss der Pseudozeiterme in den Erhaltungsgleichungen vollständig verschwindet. Unter rechentechnischen Aspekten ist dieses jedoch nicht praktikabel. Daher wird in der Praxis unter Berücksichtigung möglicher Einbußen in der Genauigkeit die Zahl der Iterationsschritte beschränkt. Je stärker diese Beschränkung und je größer die physikalischen Zeitschritte gewählt werden, desto höhere Beschleunigungsraten lassen sich in der instationäre Simulation theoretisch realisieren. Der Pseudozeit-Ansatz stellt somit ein Kompromiss aus Genauigkeit und Rechenbeschleunigung dar. Die Erfahrung mit Turbomaschinenströmungen zeigt, dass die benötigte Rechenzeit bei Verwendung des Pseudozeit-Ansatzes im Vergleich zur normalen Zeitintegration um den Faktor 10 reduziert werden kann, ohne dass sichtliche Einbußen in der erzielten Genauigkeit hingenommen werden müssen [109].

5.3. Aussagefähigkeit numerischer Simulationen

Wie in den vorangegangenen Kapiteln erläutert sind für die numerische Lösung der analytischen Grundgleichung viele Annahmen und Vereinfachungen nötig. Die Modellierung und Diskretisierung der Erhaltungssätze ist daher zwangsläufig mit Ungenauigkeiten verbunden, die letztlich die Güte der Simulationsergebnisse definieren. Während einige Fehler systemimmanent sind, können andere Fehlerquellen durch den Anwender selbst kontrolliert und minimiert werden. Die Fehler können im Allgemeinen analytischer, numerischer und modellierungstechnischer Natur sein. In vielen Fällen kann oder muss daher erst durch Abgleich mit experimentellen Daten die Gültigkeit der numerischen Simulation bestätigt werden.

Analytische Fehler

Die Grundgleichungen Gl. 5-5 bis Gl. 5-7 beschreiben eine instationäre, dreidimensionale und reibungsbehaftete Strömung eines idealen Fluids exakt — egal, ob sie laminar, transitionell oder turbulent ausgeprägt ist. Die notwendige Einführung der Reynolds- bzw. Favremittelung führt jedoch zu unbekanntem Termen, die über Turbulenzmodelle geschlossen werden müssen.

Die Annahmen, auf denen die unterschiedlichen Turbulenzmodelle basieren, sind zum Teil sehr unterschiedlich. Je nach vorliegendem Charakter der zu simulierenden Strömung können die in den Turbulenzmodellen getroffenen Annahmen die Realität teilweise sehr gut beschreiben, aber auch sehr deutlich von ihr abweichen. Kein Turbulenzmodell wird daher für alle Anwendungen gleichermaßen geeignet sein. Die Tatsache, dass gewisse Strömungsphänomene nur bei einem bestimmten Turbulenzmodell in Erscheinung treten, spricht nicht zwangsläufig gegen dieses Turbulenzmodell — aus analytischer Sicht können jedoch mögliche Modellierungsfehler am ehesten ausgeschlossen werden, wenn sich Phänomene unabhängig vom Turbulenzmodell nachweisen lassen.

Neben der Modellierungsproblematik der turbulenten Viskosität ist im Zusammenhang mit instationären Simulationen auch eine mögliche Überschneidung der Strömungsauflösung mit niederfrequenten Turbulenzeinflüssen zu beachten. Je langwelliger die aufzulösenden Strömungsschwankungen sind, desto eher können Modellierungskonflikte ausgeschlossen werden.

Numerische Fehler

Die Diskretisierungsqualität der analytischen Erhaltungs- und Turbulenzmodellgleichungen hängt sehr stark von den verwendeten Verfahren und den Eigenschaften des Rechenetzes ab. Der Abschnitt 5.2 zeigt auf, dass die Güte der Diskretisierung mit steigender Netz- und Zeitauflösung prinzipiell zunimmt, da die in den Diskretisierungsverfahren oftmals eingesetzten Linearisierungen den Strömungsverlauf immer besser abbilden können.

In der Praxis ist jedoch im Allgemeinen aus Gründen der Rechenzeit ein Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand erforderlich. In der Regel zeigt sich aber, dass die Änderung im Strömungsfeld mit steigender Netz- bzw. Zeitauflösung immer geringer werden, bis sich schließlich eine nahezu netzunabhängige Lösung einstellt. Sollen numerische Simulationen den Anspruch auf Genauigkeit erheben, so ist darauf zu achten, dass die numerischen Ergebnisse auf einer solchen netzunabhängigen Strömungslösung basieren.

Numerische Fehler müssen insbesondere auch an Verbindungsstellen von Netzblöcken unterschiedlicher Gittereinteilung berücksichtigt werden, da hier die Verfahren zur Berechnung der Flüsse nicht mehr blockkonsistent umgesetzt werden können. In der Regel ist an solchen Verbindungsstellen immer mit erhöhter numerischer Diffusion und einer Verletzung der Erhaltungssätze zu rechnen. So ist zum Beispiel an der Schnittstelle zwischen drehenden und stehenden Gittern im Allgemeinen ein numerisch bedingter Verlust im durchgesetzten Massenstrom festzustellen. Diese Aspekte müssen auch im Hinblick auf eine Implementierung von Casing-Treatments berücksichtigt werden.

Modellierungsfehler

In der Realität ist ein Strömungsvorgang immer in ein größeres, komplexes Strömungsgebiet eingebettet. Im Rahmen einer numerischen Simulation ist es jedoch aus Rechenzeitgründen oft nicht möglich, diese Umgebung vollständig in das Simulationsmodell zu integrieren. Stattdessen müssen geeignete Randbedingung definiert werden, welche die anschließende Umgebung ersetzen. Die Güte dieser Randbedingungen hat einen entscheidenden Einfluss auf die Qualität der Simulation im Hinblick auf experimentelle Vergleichsmessungen.

Modellierungsunsicherheiten bestehen auch hinsichtlich der zu vernetzenden Referenzgeometrie, die sich gerade bei Turbomaschinen unter Last zum Teil deutlich verformen kann. Selbst geringfügige geometrische Abweichungen in der Schaufelverdrehung oder der effektiven Spalthöhe usw. können die aerodynamischen Eigenschaften nachhaltig beeinflussen und so die Qualität der Simulation schmälern.

6. Numerische Simulation der Verdichterströmung

Mit ihrem Anfang vor etwa 20 Jahren stellt die numerische Simulation reibungsbehafteter Turbomaschinenströmungen ein vergleichsweise junges Forschungsfeld dar. Beginnend mit bescheidenen Anfängen, in denen die Modellierung mit Rücksicht auf die zur Verfügung stehenden Rechenressourcen so einfach wie möglich gehalten wurde (Anzahl der Gitterpunkte bis ca. $2 \cdot 10^5$, zum Beispiel in [105], [106], [55], uva.), wurden die Simulationsmodelle und damit die Aussagefähigkeit und Genauigkeit im Laufe der Zeit immer weiter verbessert. Mittlerweile ist die Vernetzung einer Schaufelpassage mit über einer Million Gitterpunkten in vielen Publikationen Standard. Im Rahmen einer vereinfachenden, stationären Betrachtungsweise sind Diskretisierung und numerische Schemata größtenteils bereits soweit entwickelt, dass sich zum Beispiel für eine isolierte Verdichterstufe im stabilen Arbeitsbereich auch ohne vorherige Validierung hochwertige Simulationen realisieren lassen.

Deutlich schwieriger zu beherrschen sind jedoch Mehrstufenrechnungen, zeitgenaue Simulationen und Untersuchungen grenzstabiler Betriebszustände mit Grenzschichteffekten wie sie etwa in Nähe der Pumpgrenze auftreten. In solchen komplexen Fällen können auch lokale Strömungsdetails das Verhalten der globalen Strömung soweit beeinflussen, dass ihre genaue Auflösung bzw. Abbildung im Simulationsmodell essentiell für die Aussagefähigkeit der Rechnung ist. Gerade die instationäre Simulation dreidimensionaler Turbomaschinenströmungen ist daher auf eine Vielzahl tief greifender analytischer und numerischer Modellierungsansätze angewiesen, deren erfolgreiche Anwendung und Interpretation Erfahrung und ein fundiertes Verständnis der abzubildenden Strömungsmechanismen erfordern.

Die Integration der vielschichtigen, in Realität auftretenden viskosen Effekte in die erforderlichen Turbulenzmodelle ist ein hochaktuelles Problem in der Strömungsmechanik. Trotz intensiver Forschungsarbeiten gibt es gerade im Hinblick auf Turbomaschinenströmungen noch kein Generalmodell, welches für alle Anwendungsfälle gleichermaßen geeignet wäre. Insbesondere bei der Detektion und Beschreibung noch unbekannter Strömungsmechanismen — wie im Fall der Casing-Treatments — ist daher die Auswahl eines geeigneten Turbulenzmodells bzw. geeigneter Turbulenzparameter sehr schwierig. Oftmals kann die Entscheidung hierbei erst durch einen direkten Vergleich getroffen werden.

6.1. Modellierungskonzepte mit stehenden Gehäusestrukturen

Die Bauformen von Casing-Treatments lassen sich hinsichtlich ihrer Geometrie in rotationssymmetrische und nicht-rotationssymmetrische Konfiguration unterteilen. Im drehenden Relativsystem von Rotoren ist die Form rotationssymmetrischer Gehäusestrukturen von der Umlaufposition der Rotorschaukeln unabhängig. Daher können Verdichterströmungen mit rotationssymmetrischen Casing-Treatments relativ einfach in einem einheitli-

chen Blocksystem diskretisiert werden — eine Trennung des Modells in drehende und stehende Gitter ist hierbei nicht notwendig.

Nicht-rotationssymmetrische Casing-Treatments können dagegen nur in einem stehenden Gitter modelliert werden, was eine aufwendige Schnittstelle zur numerischen Koppelung an das drehende Rotorgitter erforderlich macht (im Folgenden Rotor-Stator-Schnittstelle genannt). Die Genauigkeit, mit der diese Schnittstelle die konvektiven und viskosen Flüsse zwischen den Gittersystemen abbildet, hat einen entscheidenden Einfluss auf die Qualität der Simulation.

Theoretisch kann die Rotor-Stator-Schnittstelle sowohl stationär als auch instationär formuliert werden. Im Zusammenhang mit der komplexen Wechselwirkung zwischen Casing-Treatment und Rotorströmung erscheint eine rein stationäre Auflösung der Casing-Treatment Anbindung jedoch als nicht geeignet, da an der Schnittstelle primär nur umfangsgemittelte Strömungsgrößen ausgetauscht werden. Gerade im Hinblick auf die enormen Druckunterschiede zwischen Druck- und Saugseite über den Schaufelspitzen ist eine hochauflösende, instationäre Formulierung der Schnittstelle unverzichtbar. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die instationäre Rotor-Stator-Schnittstelle ein Verfahren auf Basis der so genannten „Domain Scaling“-Methode verwendet, bei der die gekoppelten Netzblöcke über eine identische Periodizität verfügen müssen.

In Simulationen mit rotationssymmetrischen Casing-Treatments kann dagegen die Wechselwirkung zwischen Gehäusestruktur und Rotorströmung durch ein zusammenhängendes Blocksystem auch in einer stationären Simulation in Umfangsrichtung lokal aufgelöst werden. Eine zeitgenaue Formulierung hat somit in einem solchen Fall gegenüber einer einfachen stationären Beschreibung keinen wesentlichen Vorteil, solange die Hauptströmung einen dominanten stationären Charakter aufweist.

Sämtliche in dieser Arbeit vorgestellten numerischen Simulationen basieren auf einem vereinfachenden Ein-Passagen-Modellierungskonzept, bei dem nicht die komplette Rotorstufe mit allen Schaufeln sondern nur eine einzelne Rotorpassage diskretisiert wird (Abbildung 5-3). Über die Definition periodischer Randbedingungen kann hierbei — unter der idealen Annahme, dass die Strömung in jeder Passage identisch ist — der volle Rotor rechnerisch abgebildet werden. Aufgrund der in dem verwendeten instationären Rotor-Stator-Schnittstellenschema einzuhaltenden Periodizität zwischen drehenden und stehenden Gittern überträgt sich die Modellreduktion des Rotors auch auf ein angekoppeltes, stehendes Casing-Treatment. Das Ein-Passagen-Modellierungskonzept schränkt damit in der Simulation auch die Gestaltungsfreiheiten möglicher Casing-Treatments ein. Diese müssen entweder rotationssymmetrisch aufgebaut oder über solche Strukturen definiert sein, die sich in einem ganzzahligen Verhältnis zur Rotorschaufelzahl gruppieren lassen.

Diese Modellreduktion ergibt sich aus der Notwendigkeit, den erforderlichen Rechenaufwand insbesondere für die zeitgenaue Simulation der Wechselwirkung zwischen Rotorströmung und Gehäusestrukturierungen minimal zu halten. Mit dem Ein-Passagen-Modellierungskonzept gelingt nicht nur eine Reduktion der Modellgröße, sondern es verbessert sich gerade im Hinblick auf eine instationäre Simulation auch das Konvergenzverhalten. Das instationäre Einschwingen in eine periodische Strömungslösung gelingt umso effizienter, je weniger niedrigfrequente Störeinflüsse unterhalb der Schaufelfrequenz vorliegen. Die Reduktion der Modellierung auf eine einzelne Rotorpassage impliziert die Annahme, dass die Strömung in jeder einzelnen Rotorpassage identisch ist; sie blendet dadurch auch in Umfangsrichtung orientierte grobskalige Störungen ungeachtet ihrer Natur oder Ursache kategorisch aus. Mit dieser, aus Konvergenzsicht positiven, künstlichen Ver-

steifung des Strömungsverhaltens verliert das Modell allerdings auch die Fähigkeit, umlaufende dynamische Strömungseffekte wie etwa „Rotating-Stall“ auflösen zu können. Angesichts der gegenwärtig zur Verfügung stehenden Rechenressourcen ist das Ein-Passagen-Modellierungskonzept für die Simulation vollständiger Verdichterkennlinien bei zeitgenauer Auflösung der Wechselwirkung zwischen Rotorströmung und inertial festen Gehäusekonturen ein unverzichtbarer Ansatz.

6.2. Aufbau der Simulationsmodelle

6.2.1. Räumliche Diskretisierung

Die räumliche Diskretisierung erfolgt im Rahmen des für die Simulationen verwendeten Solvers *EURANUS* durchgängig zweiter Ordnung genau. Die Integrale über die einzelnen Kontrollvolumina und Oberflächen werden gemäß Gl. 5-44 und Gl. 5-45 approximiert, diffusive Flüsse auf Basis von Gl. 5-40 berechnet. Die Modellierung der konvektiven Flüsse erfolgt über ein zentrales Differenzenverfahren mit einer Dämpfungsfunktion nach Jameson [98].

Die Auflösung des Rechengitters muss neben den Grenzschichten insbesondere auch die hohen Strömungsgradienten in der Schaufelpassage (infolge von Verdichtungsstößen bei transsonischem Betrieb) und im Rotorspalt berücksichtigen. Aus Konsistenzgründen wurde in den numerischen Untersuchungen für beide Verdichterkonfigurationen eine einheitliche HOH-Blocktopologie und Netzauflösung gewählt (Abbildung 5-3). Ein O-Block umschließt vollständig die Rotorschaukel und zwei H-Blöcke bilden jeweils den An- und Abströmbereich ab. Der O-Block erlaubt insbesondere im Bereich der Schaufeloberflächen und in der Schaufelpassage eine qualitativ hochwertige und weitgehend orthogonale Vernetzung. Dieses ist zum einen für die Auflösung der Grenzschichten und der Verdichtungsstöße in der Rotorpassage von Vorteil, zum anderen erhöht sich dadurch auch die numerische Stabilität gerade bei Verwendung von $k-\epsilon$ -Turbulenzmodellen, welche bei einer ungünstigen Netzstruktur häufig zu Staupunktanomalien im Bereich der Schaufelvorderkante neigen.

Gitter		O-Netz			Spalt			Gesamt
		Radial	Umfang	Kanalhöhe	Breite	Umfang	Höhe	
G0		21	121	41	17	145	9	ca. $1,5 \cdot 10^5$
G1		41	241	81	33	289	17	ca. $1,2 \cdot 10^6$
G2		41	241	113	33	289	17	ca. $1,6 \cdot 10^6$
G3	Rotor 37	41	241	89	33	289	25 (+8)	ca. $1,5 \cdot 10^6$
	Rotor 2	41	241	65	-	-	25	ca. $1,3 \cdot 10^6$

Tabelle 6-1: Auflösung verwendeter Rechengitter

In der Basis-Vernetzung (**G1**) ohne Casing-Treatment besteht das O-Netz radial aus 41 Gitterpunkten, in Umfangsrichtung aus 241 und in Kanalhöhe aus insgesamt 81 Knoten. Der Spaltbereich über der Schaufelspitze ist aus einem H- und einem ihn umschließenden O-Ring-Gitter modelliert (Abbildung 5-3). Insgesamt weist die Spaltvernetzung in Umfangsrichtung 289, in Schaufelquerrichtung 33 und in Spalthöhe 17 Gitterpunkte auf. Die Spaltvernetzung und das die Rotorschaukel umgebende O-Gitter besitzen keine direkte Knotenverbindung, sondern werden über eine Interpolationsvorschrift gekoppelt. Diese Strategie vermeidet unnötige Gitterverzerrungen — allerdings sind hierbei auch mögliche numerische Diffusionseffekte zu berücksichtigen.

Die Auflösung der wandnahen Bereichen ist jeweils so gewählt, dass die von Low-Reynolds-Turbulenzmodellen geforderte Restriktion eines maximalen dimensionslosen Wandabstandes y^+ der ersten Zellebene von ≤ 1 gewährt ist. Die in der Basis-Vernetzung (**G1**) gewählte Gitterauflösung entspricht in weiten Teilen der auch von anderen Autoren vorgeschlagenen und verwendeten Diskretisierung ([64], [57], [103], [61], [62]). Um die Unabhängigkeit der Simulationsergebnisse von der gewählten Netzauflösung nachzuweisen, wurde in einem zweiten Gittermodell (**G2**) bei sonst gleichen Parametern die Auflösung der Schaufelpassage in Kanalhöhe von 81 auf 113 Knoten erhöht, in einem dritten Modell (**G0**) die Auflösung konsequent in jeder Raumrichtung halbiert.

Die Erweiterung des Simulationsmodells um stehende, nicht-rotationssymmetrische Strukturen in der Gehäusewand erfordert im Rahmen des verwendeten Strömungslösers eine spezielle Modellierung der Schnittstelle zwischen Schaufelpassage und Casing-Treatment. Eine Koppelung drehender und stehender Netze ist in diesem Softwarepaket nur über H-Blöcke möglich. Aus diesem Grund wurde die Spaltvernetzung im Vergleich zum Basis-Gitter so abgeändert, dass der obere Teil des Rotorspalts über ein H-Gitter vernetzt wurde, welches über eine Interpolationsvorschrift an die restliche Schaufelpassage gekoppelt ist (Abbildung 6-1).

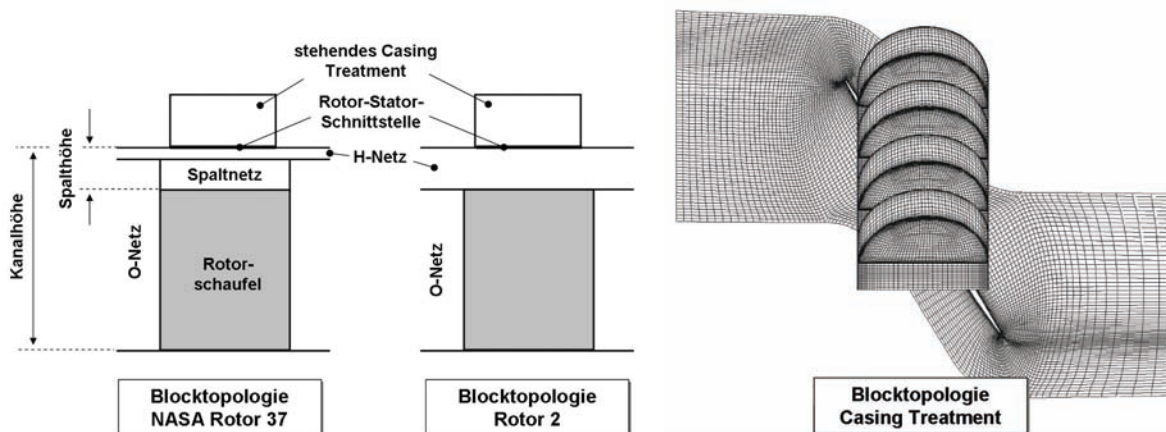


Abbildung 6-1: Verwendete Blocktopologien zur Anbindung stehender Gehäusestrukturen an die Rotorpassage

Mit Einführung dieser zusätzlichen Bockschnittstelle muss in diesem Bereich jedoch auch mit einer erhöhten numerischen Diffusion gerechnet werden. Vorab kann deshalb nicht entschieden werden, welche Aufteilung des Rotorspalts im Hinblick auf Genauigkeit und numerische Stabilität optimal ist. In den Simulationen wurden daher zwei Strategien verfolgt. Zum einen, wie im Fall des NASA Rotor 37, den H-Block so dünn wie möglich zu

wählen (ca. 15 Prozent der Rotorspalthöhe) und zum anderen, wie im Fall des Rotor 2, den Rotorspalt vollständig mit einem H-Block auszufüllen.

In den Simulationsmodellen mit Casing-Treatment (**G3**) ist die radiale Gitterauflösung des Rotorspalts im Vergleich zum Basis-Gitter etwas erhöht, um im sensiblen Bereich der Rotor-Stator-Schnittstelle eine möglichst gleichmäßige Knotenverteilung zu realisieren. Im Fall des NASA Rotor 37 beträgt sie inklusive des H-Netzes insgesamt 33 Knoten, im Fall des Rotor 2 durch das Fehlen des O-Netzes im Spaltbereich 25 Knoten. Das H-Netz an der Rotor-Stator-Schnittstelle besitzt in Umfangsrichtung 73 und in Passagenlängsrichtung 257 Knoten. In Umfangsrichtung wurde im Hinblick auf eine instationäre Auflösung der Wechselwirkung zwischen Casing-Treatment und Rotorströmung eine äquidistante Gitterauflösung gewählt.

Bedingt durch die Implementierung der Rotor-Stator-Schnittstelle in *EURANUS* können die Nuten der untersuchten Casing-Treatments nicht einzeln, sondern müssen über ein verbindendes dünnes Zwischenband (H-Netz, 10 Prozent der Rotorspalthöhe) als zusammenhängende Einheit an die Rotorpassage gekoppelt werden (Abbildung 6-1). Pro Schaufelpassage sind die modellierten Casing-Treatments insgesamt mit bis zu $6 \cdot 10^6$ Gitterpunkten vernetzt. Längsnutenkonzepte haben in ihrer Längsrichtung meist eine Auflösung von ca. 73 - 129 und in der Nutbreite eine Auflösung von 25 Knoten. Die Gesamtgröße der modellierten Verdichterstufen mit Casing-Treatment erreicht damit eine Größenordnung von etwa $2 \cdot 10^6$ Kontrollvolumina und liegt somit an der Grenze der Leistungsfähigkeit herkömmlicher PC-Systeme.

6.2.2. Zeitliche Diskretisierung

Die zeitliche Diskretisierung stationärer Simulationen erfolgt im expliziten Runge-Kutta-Vierschritt-Verfahren; bei zeitgenauen Berechnungen basiert die Zeitintegration auf dem impliziten Pseudozeitschrittverfahren nach Jameson [99]. Durch die Verwendung dieses impliziten Zeitschrittschemas können in der zeitgenauen Simulation prinzipiell größere Zeitschritte realisiert werden, ohne dass numerische Stabilitätsprobleme auftreten.

Bei der zeitlichen Auflösung der Wechselwirkung zwischen Casing-Treatment und Verdichterströmung ist jedoch darauf zu achten, dass die Zeitschrittweite mit der Gitterauflösung an der Rotor-Stator-Schnittstelle korreliert und dass für den Durchgang einer Schaufelspitze über eine nicht-rotationssymmetrische Gehäusekontur eine ausreichende Anzahl von Zeitschritten definiert wird, um numerische „Fehlschwingungen“ zu vermeiden.

Für die zeitliche Auflösung einer Schaufelpassage wurden in den instationären Simulationen konsequent 43 Zeitschritte verwendet. Dies erlaubt unter der Restriktion von mindestens fünf Zeitschritten pro vom Rotor überstrichene Gehäusestruktur die Untersuchung von Casing-Treatment-Konzepten, die aus maximal vier nicht-achsensymmetrischen Strukturen pro Schaufelpassage bestehen. Die Wahl einer Primzahl für die Anzahl der Zeitschritte soll numerische Resonanzen mit der Schaufelfrequenz oder der Casing-Treatment-Wechselwirkung unterdrücken. Das Verhältnis von azimuthalem Gitterabstand zu Wegstrecke pro Zeitschritt beträgt an der Rotor-Stator-Schnittstelle etwa 1,7.

Auch wenn die Wahl kleinerer Zeitschrittweiten theoretisch vorzuziehen ist, um die zeitliche Strömungsauflösung weiter zu erhöhen, so ist dieser Ansatz vor dem Hintergrund der zu erwartenden Rechenzeiten nicht praktikabel. Unter Umständen ist erst nach mehreren Rotorumdrehungen mit einer eingeschwingenen, periodischen Strömungslösung zu rech-

nen. In Vergleichsrechnungen mit 61 Zeitschritten konnten keine signifikanten Unterschiede zu den Simulationen mit 43 Zeitschritten festgestellt werden; somit kann davon ausgegangen werden, dass die mit 43 Zeitschritten erhaltene Strömungslösung weitgehend zeitschrittunabhängig ist. Die Anzahl der inneren Iterationen auf der Pseudozeitebene wurde auf 15 – 20 bei einer CFL-Zahl von 3 limitiert.

6.2.3. Turbulenzmodellierung

In der Validierung werden das algebraische Turbulenzmodell nach Baldwin-Lomax, das Eingleichungs-Turbulenzmodell nach Spalart-Allmaras sowie das Low-Reynolds-k-ε-Zweingleichungs-Turbulenzmodell nach Young-Shih auf ihre Eignung hin überprüft, die experimentellen Messergebnisse für den NASA Rotor 37 auf dem gesamten Kennlinienbereich möglichst genau zu reproduzieren. Für die Simulation eignen sich ausschließlich Low-Reynolds-Turbulenzmodelle. High-Reynolds-Turbulenzmodelle, die mit Hilfe definierter Wandfunktionen den Verlauf der Grenzschichten beschreiben, erfordern einen minimalen dimensionslosen Wandabstand der ersten Zellebene von $y^+ \geq 20-30$. In den untersuchten Verdichterkonfigurationen ist die radiale Dimension des Rotorspalts jedoch zu klein, um die Spalthöhe unter dieser Restriktion mit ausreichend vielen Gitterknoten zu vernetzen.

Die Ein- und Zweingleichungs-Turbulenzmodelle enthalten jeweils Transportgleichungen für die Berechnung der turbulenten Viskosität μ_T . Abhängig vom Turbulenzmodell werden mittels dieser Transportgleichungen unterschiedliche Turbulenzparameter durch die Strömung transportiert, was für diese Transportgrößen die Definition von Randbedingungen erforderlich macht. Da es sich aber bei den Transportgrößen wie etwa im Fall von μ_T oder ε um theoretische Werte handelt, müssen für die entsprechenden Randbedingungen in der Regel pauschale Annahmen über den Charakter der Hauptstromturbulenz getroffen werden. Die Unsicherheit über die Richtigkeit der Annahmen erfordert letztlich eine systematische Parametervariation.

Spalart- Allmaras	Annahmen: $\begin{cases} \frac{\mu_T}{\mu} = 3,33 \\ \frac{\mu_T}{\mu} = 66,66 \end{cases}$	$\Rightarrow \mu_T = \begin{cases} 5 \cdot 10^{-5} \\ 1 \cdot 10^{-3} \end{cases}$
k-ε Young-Shih	Annahmen: $\begin{cases} T_u = 3\% \\ T_u = 2\% \end{cases}$	$\Rightarrow k = \frac{3}{2} (T_u c_{ref})^2 = \begin{cases} 30 \\ 15 \end{cases}$
	Annahmen: $\begin{cases} k = 30, \frac{\mu_T}{\mu} = 2,5 \\ k = 15, \frac{\mu_T}{\mu} = 50 \end{cases}$	$\Rightarrow \varepsilon = C_\mu \frac{\mu}{\mu_T} \left(\frac{\rho_{ref} k^2}{\mu} \right) = \begin{cases} 2 \cdot 10^6 \\ 1 \cdot 10^5 \end{cases}$

- $T_u = 3\%$: ASME „Test Case“ Vorgabe für NASA Rotor 37
- c_{ref}, ρ_{ref} : Gemittelte Geschwindigkeit und Dichte der Anströmung (aus Simulation)
- $\mu_{Luft} = 1,5e^{-5}$ Pa·s

Tabelle 6-2: Bestimmung der Turbulenzrandbedingungen

6.2.4. Randbedingungen

Zu- und Abströmbedingungen

Die Strömungsbedingungen am Rotoreintritt werden über radiale Profile für die Strömungsrichtung, den Totaldruck und die Totaltemperatur definiert. Die Anströmung wird in jedem Simulationslauf als in Umfangsrichtung konstant betrachtet. Das Anströmungsprofil entspricht im Fall des NASA Rotor 37 den experimentell gemessenen Vorgaben [100, 101]. Im Fall des Rotor 2 stammen diese Daten aus einer stationären Mehrstufenrechnung mit Vorleitrad. Beide Anströmprofile berücksichtigen vorhandene Grenzschichten in Nähe der Gehäusewände. Die Eintrittsbedingungen werden für alle untersuchten Betriebszustände (Drehzahl, Druckverhältnis) jeweils konstant gehalten.

Die Austrittsbedingung wird — entsprechend dem radialen Druckgleichgewicht in einer rotierenden Strömung — über ein statisches Druckprofil über der Kanalhöhe festgelegt, dessen Steigung sich über die Beziehung

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{c_u^2}{2} \quad \text{Gl. 6-1}$$

errechnet. Analog zu den Einströmbedingungen wird auch die Ausströmbedingung als in Umfangsrichtung konstant betrachtet.

Wandgeschwindigkeiten

Naben- und Schaufeloberflächen sind „drehende Wände“. Ihre Winkelgeschwindigkeit entspricht der Schaufelrotation. Die äußeren Wände des Verdichtergehäuses und das Casing-Treatment sind dagegen inertial fest. In den Simulationen werden jeweils 60 und 100 Prozent der Auslegungsdrehzahl untersucht.

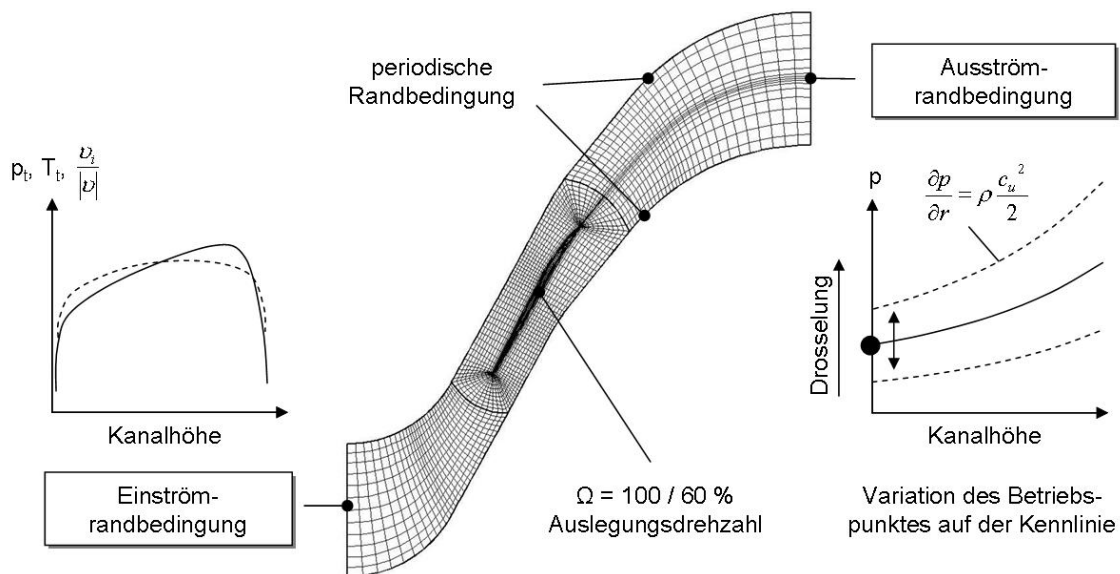


Abbildung 6-2: Randbedingungen für die numerische Simulation von Verdichterströmungen

6.3. Validierung der Simulationsmodelle

Die erforderliche Validierung der verwendeten numerischen Schemata erfolgt aufgrund der notwendigen Ein-Passagen-Modellierung anhand stationärer Vergleichsmessungen am NASA Rotor 37. Diese wurden insbesondere im Rahmen des CFD-Code-Assessment ASME-Workshops 1994 [100, 101] für definierte, numerisch implementierbare Randbedingungen veröffentlicht (vgl. Kapitel 4).

Eine detaillierte Überprüfung hinsichtlich dynamisch umlaufender instationärer Effekte, wie sie etwa von Bright [107] für den NASA Rotor 37 dokumentiert werden, würde eine Erweiterung des Simulationsmodells um mehrere Passagen und — im speziellen Fall des NASA Rotor 37 — zudem die Berechnung von bis zu mehreren hundert Rotorumdrehungen erfordern. Dieses ist jedoch im Hinblick auf die verfügbaren Rechenressourcen nicht sinnvoll zu realisieren.

Die Abbildung 6-3 und Abbildung 6-4 zeigen die mit unterschiedlichen Turbulenzparametern und Gitterauflösungen berechneten NASA Rotor 37-Kennlinien bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl im Vergleich mit den experimentellen Messdaten; die dargestellten Kennlinien sind über den jeweils maximalen Massenstrom normiert.

Die berechneten maximalen Massenströme bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl stimmen für alle simulierten Modellkonfigurationen sehr gut mit dem gemittelten experimentellen Vergleichswert von 20,93 kg/s innerhalb der im Messprotokoll angegebenen Toleranz von $\pm 0,14$ kg/s überein. Einzig die Simulationen mit dem k- ϵ -Turbulenzmodell nach Yang-Shih auf dem Gitter **G1** liegen bei den gewählten Turbulenzrandbedingungen von $k = 30$ und $\epsilon = 10^5$ bzw. $k = 15$ und $\epsilon = 2.0 \cdot 10^6$ geringfügig unterhalb des Messwertes. Die einzelnen Maximalmassenströme sind in Tabelle 6-3 zusammengefasst.

		\dot{m}_{\max} (kg / s)	Abweichung
Experiment		20,93	+/- 0,67 %
Simulationsmodell	Young Shih, G1 (k=30, e=1e5)	20,79	- 0,68 %
	Young Shih, G1 (k=15, e=1e5)	20,78	- 0,72 %
	Young Shih, G1 (k=30, e=2e6)	20,82	- 0,55 %
	Young Shih, G2 (k=30, e=2e6)	20,83	- 0,50 %
	Young Shih, G0 (k=30, e=2e6)	20,83	- 0,49 %
	Spalart-Allmaras, G1 (mu=1e-3)	20,80	- 0,62 %
	Spalart-Allmaras, G1 (mu=5e-5)	20,85	- 0,40 %
	Spalart-Allmaras, G3 (mu=5e-5)	20,88	- 0,25 %
	Baldwin-Lomax, G1	20,81	- 0,60 %

Tabelle 6-3: Mit unterschiedlichen Simulationsmodellen berechnete maximale Massenströme im NASA Rotor 37 bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl

Alle Simulationsmodelle geben im unteren Belastungsbereich den experimentellen Verlauf des Totaldruckverhältnisses qualitativ hochwertig wieder; sie unterscheiden sich nur marginal von einander. Im hohen Belastungsbereich sind hingegen deutlichere Unterschiede zwischen den einzelnen Simulationsmodellen festzustellen. Sowohl die Wahl des Turbulenzmodells und der Turbulenzparameter als auch die verwendete Gitterauflösung haben hier einen sichtbaren Einfluss. Tendenziell verbessern sich die Simulationsergebnisse mit steigender Netzauflösung. Die Diagramme A1 und A2 in Abbildung 6-3 vergleichen die Kennlinien für unterschiedliche Gitterauflösungen (**G0**, **G1**, **G2**) bei Verwendung des $k-\epsilon$ Turbulenzmodells nach Yang-Shih mit $k = 30$ und $\epsilon = 2.0 \cdot 10^6$. Hierbei zeigt das Netz **G2** mit der höchsten Auflösung zwar prinzipiell die besten Resultate; die Unterschiede zwischen den Simulationsergebnisse auf den Netzen **G1** und **G2** fallen jedoch nur noch sehr gering aus. Die Strömungslösung auf dem Gitter **G1** kann somit als nahezu netzunabhängig betrachtet werden; der relative Zugewinn an Genauigkeit bei Verwendung des Gitters **G2** rechtfertigt nicht den um 30 Prozent höheren Rechenaufwand.

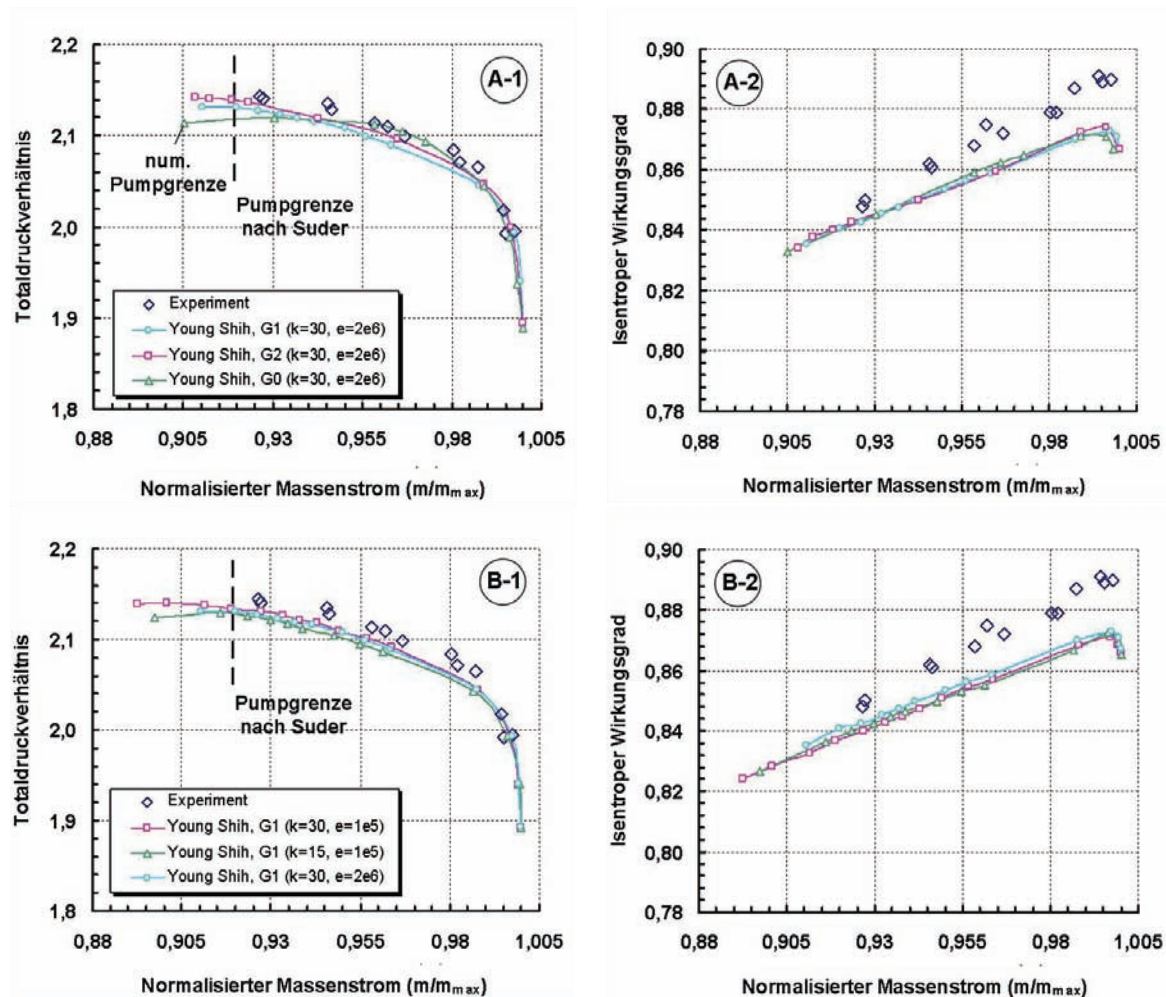


Abbildung 6-3: Vergleich gemessener und berechneter Kennlinien für den NASA Rotor 37 bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl

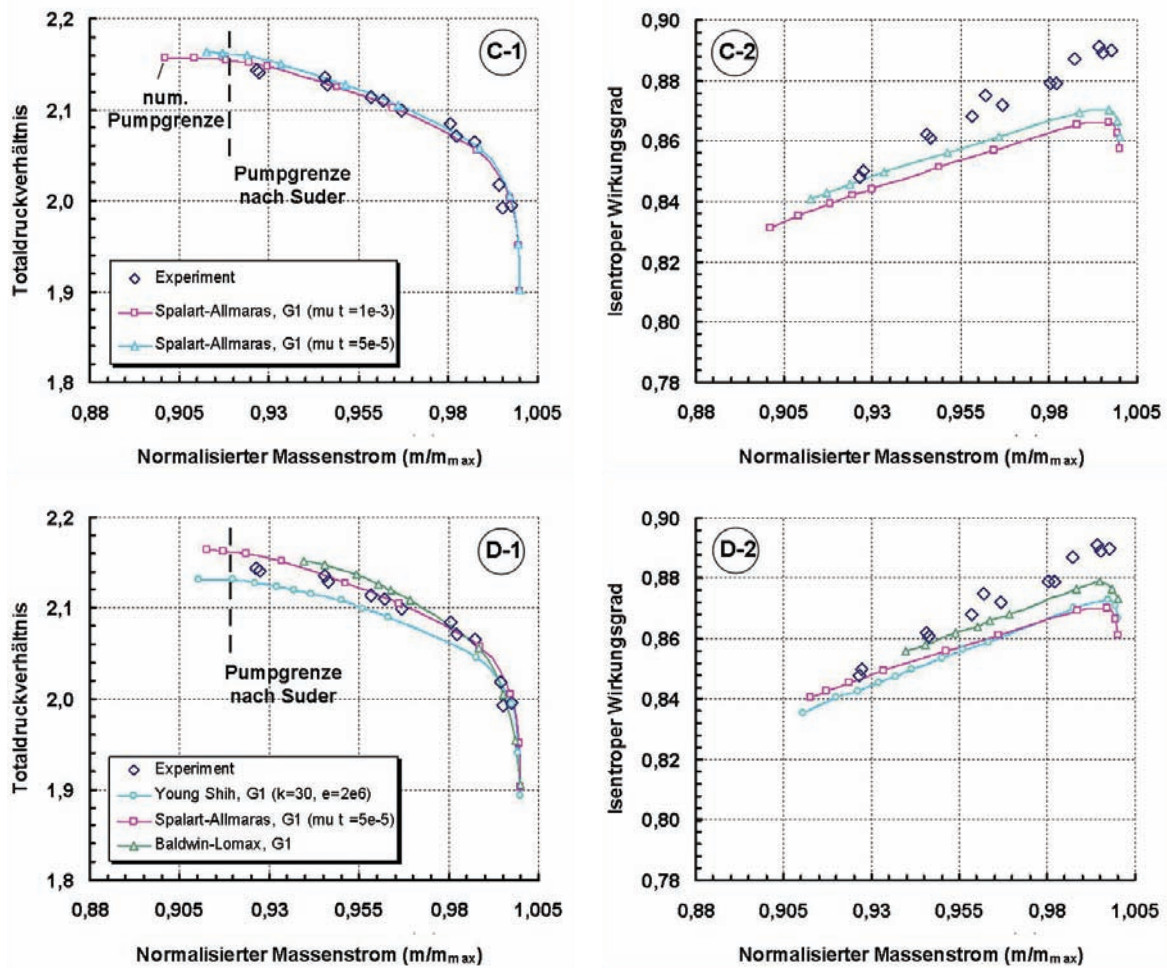


Abbildung 6-4: Vergleich gemessener und berechneter Kennlinien für den NASA Rotor 37 bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl

Die Lage der numerischen Pumpgrenze wird in den Simulationen weniger durch die Gitterauflösung als vielmehr durch das Turbulenzmodell und seine Randbedingungen beeinflusst (Diagramme B1, C1 und D1 in Abbildung 6-3 und Abbildung 6-4). Die Lage der numerischen Pumpgrenze definiert sich auf den berechneten Kennlinien über den letzten Betriebspunkt, der sich noch durch ein stabiles Niveau für den durchgesetzten Massenstrom, den Wirkungsgrad sowie das Druckverhältnis auszeichnet. Betriebszustände jenseits der numerischen Pumpgrenze sind durch ein instabiles Strömungsfeld charakterisiert, in dem der durchgesetzte Massenstrom, das Druckverhältnis und der Wirkungsgrad kontinuierlich absinken. Die in dieser Arbeit verwendete Definition der numerischen Pumpgrenze entspricht dem allgemeinen Vorgehen in der Literatur (z.B. [69], [71]).

In den Simulationen für den NASA Rotor 37 ohne Casing-Treatment ist die Pumpgrenze in allen Berechnungen konsequent auf bis zu 250 Pa im Gegendruck bestimmt. Im Fall des Rotor 2 — bei dem keine experimentellen Referenzdaten gegeben sind und bei dem daher vor allem die qualitativen Eigenschaften im Vordergrund stehen — beschränkt sich die Bestimmung der Pumpgrenze auf eine Genauigkeit von 1 kPa. Die Lage der numerischen Pumpgrenze erweist sich unter Verwendung der Turbulenzmodelle Spalart-Allmaras und Yang-Shih bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl — im Rahmen der verwendeten Auflö-

sung — als nahezu identisch für stationäre und instationäre Strömungslösungen. Einzig das Turbulenzmodell von Baldwin-Lomax zeigt in diesem Zusammenhang im Bereich der Pumpgrenze deutliche Schwächen bei der stationären Simulation. Hier fallen im Vergleich mit dem instationären Simulationsergebnis Massenstrom und Druckverhältnis an der Pumpgrenze annähernd um jeweils 2,5 Prozent niedriger aus. Aus diesem Grund werden im Zusammenhang mit dem Baldwin-Lomax-Turbulenzmodell im Folgenden ausschließlich instationäre Simulationsergebnisse diskutiert.

Suder [108] definiert für den NASA Rotor 37 bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl die experimentelle Pumpgrenze bei einem normierten Massenstrom von 0,919. Im Hinblick auf diesen Wert zeigt die Simulation auf Basis des k - ϵ -Turbulenzmodells von Yang-Shih mit den Randbedingungen $k = 30$ und $\epsilon = 2.0 \cdot 10^6$ eine sehr gute Übereinstimmung (Pumpgrenzmassenstrom = 0,910, Diagramm B1 in Abbildung 6-3). Bei Verwendung des Turbulenzmodells von Spalart-Allmaras verbessert ein Absenken der turbulenten Viskosität von $1 \cdot 10^{-3}$ Pa·s auf $5 \cdot 10^{-5}$ Pa·s am Rotoreintritt das Simulationsergebnis erheblich (Pumpgrenzmassenstrom = 0,913, Diagramm C1 in Abbildung 6-4). Die instationäre Simulation mit dem Baldwin-Lomax-Turbulenzmodell bestimmt die Pumpgrenze bei einem Massenstrom von 0,937 (Diagramm D1 in Abbildung 6-4) und liegt damit etwa 2 Prozent über dem von Suder definierten Grenzwert. Tendenziell liegt damit die Aussagefähigkeit des algebraischen Modells in einer ähnlichen Größenordnung wie die der höherwertigen Turbulenzmodelle. Die Simulationen mit dem Baldwin-Lomax-Modell können jedoch im Bereich der Pumpgrenze zu ausgeprägten Schwingungen neigen. Im Fall des NASA Rotor 37 sind die Schwingungen an der Pumpgrenze sehr intensiv, im Fall des Rotor 2 dagegen wesentlich schwächer ausgebildet.

Das Turbulenzmodell von Baldwin-Lomax zeigt gegenüber den turbulenztransportierenden Modellen eine deutlich bessere Übereinstimmung mit dem experimentellen, massenstromgemittelten Verdichtungswirkungsgrad (Diagramm D2 in Abbildung 6-4). Hinsichtlich des maximalen Wirkungsgrads ergibt sich bei Verwendung des Baldwin-Lomax-Turbulenzmodells eine Abweichung von etwa 1,2 Prozent, während bei den Turbulenzmodellen von Spalart-Allmaras und Yang-Shih eine Differenz von teilweise über 2 Prozent festzustellen ist. Der Verdichtungswirkungsgrad lässt sich in den Simulationen nur gering über eine Variation der turbulenten Randbedingungen und der Gitterauflösung beeinflussen (Diagramme A2-D2 in Abbildung 6-3 und Abbildung 6-4). So ergibt sich im Rahmen der getesteten Turbulenzparameter lediglich eine maximale Differenz von etwa 0,5 Prozent. Hierbei zeigen tendenziell die Parameterkombinationen die besten Resultate, die auch im Hinblick auf die Pumpgrenze die besten Ergebnisse ergeben. Die relativ deutlichen Abweichungen im Wirkungsgrad hinsichtlich der experimentellen Referenzdaten werden auch von anderen Autoren dokumentiert ([62], [63], [61]).

Abbildung 6-5 zeigt die am Rotoraustritt gemessenen und berechneten (Spalart-Allmaras, Baldwin-Lomax) radialen Wirkungsgradprofile für die Betriebsbereiche maximaler Wirkungsgrad und Pumpgrenze. Qualitativ zeigen die simulierten Verläufe eine gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Profilen. Nennenswerte lokale Differenzen treten vor allem in den oberen 20 Prozent des Verdichterkanals auf. Diese Abweichungen sind es schließlich auch, die den deutlichen Unterschied zum gemessenen Verdichterwirkungsgrad erklären, da dieser Bereich aufgrund eines hohen lokalen Massenstroms in der Mittelungsvorschrift zur Bestimmung des Gesamtwirkungsgrads stark gewichtet wird.

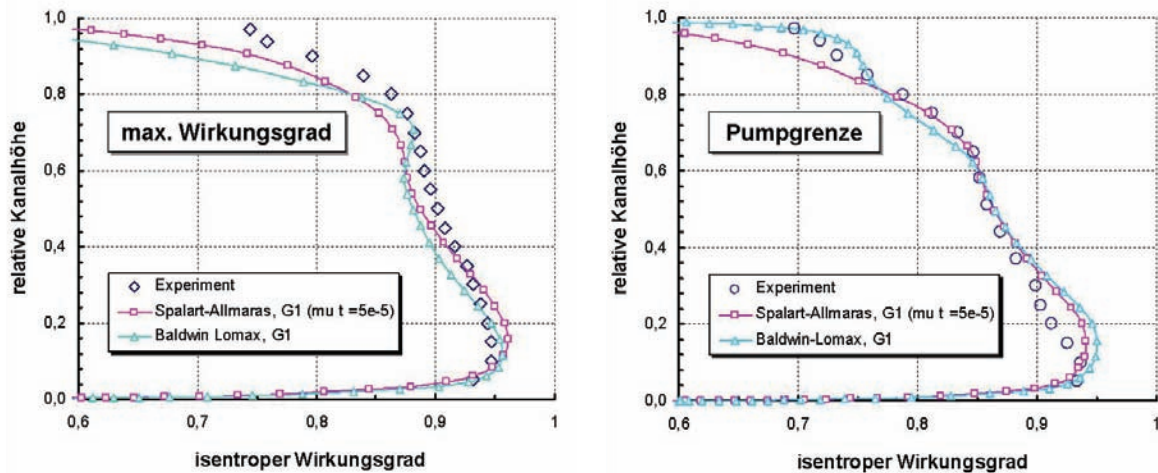
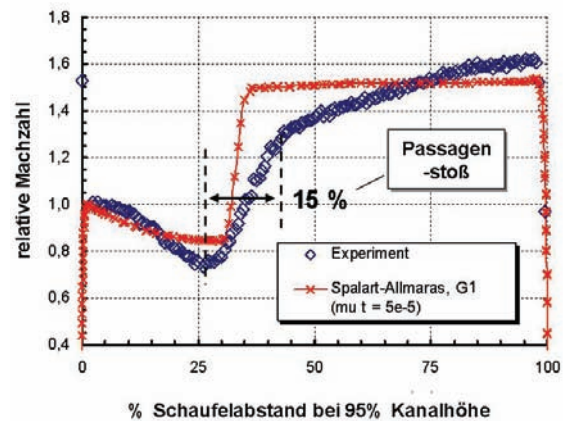
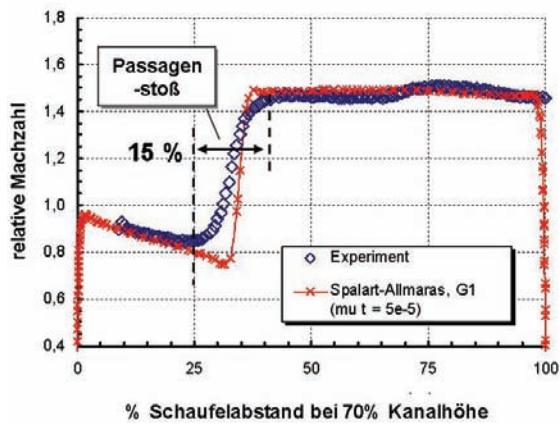


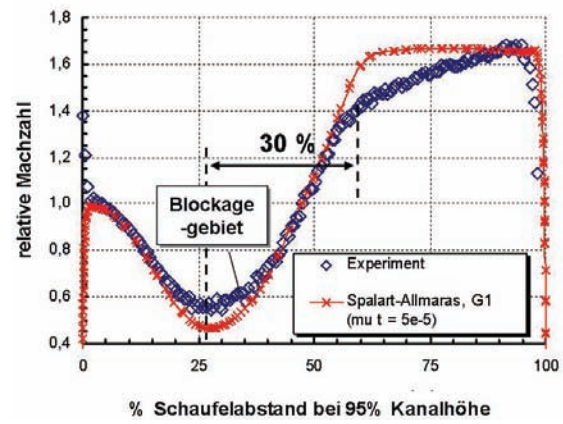
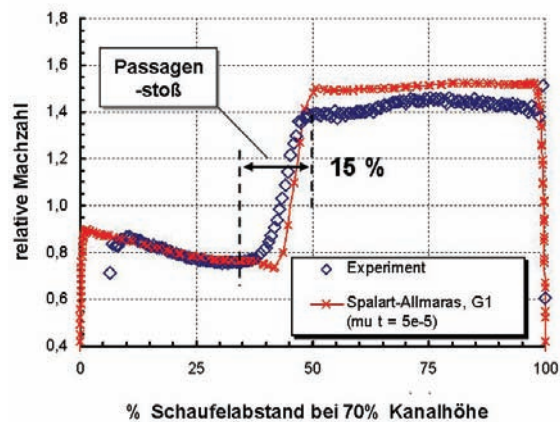
Abbildung 6-5: Vergleich der radialen Profile für den lokalen Wirkungsgrad am Rotoraustritt des NASA Rotor 37 bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl (links: maximaler Wirkungsgrad; rechts: Nähe Pumpgrenze)

Die Gründe für die Abweichungen im radialen Wirkungsgradprofil sind vermutlich vielschichtig. Zum einen können Messungenauigkeiten bzw. Messtoleranzen nicht ausgeschlossen werden, zum anderen sind auch Modellierungsfehler hinsichtlich der effektiven Spalthöhe und der unter Last verformten Rotorschaukelgeometrie denkbar. Ebenfalls sind Unzulänglichkeiten der Turbulenzmodellierung zu berücksichtigen, die insbesondere in den Grenzschicht- und Nachlaufbereichen zu erhöhten Ausmischverlusten führen könnten. Wahrscheinlich ist ein Teil der numerischen Verluste auch auf einen — im Vergleich mit dem Experiment — intensiveren Verdichtungsstoß im Bereich der Schaukelspitze zurückzuführen (Abbildung 6-6, insbesondere oben rechts).

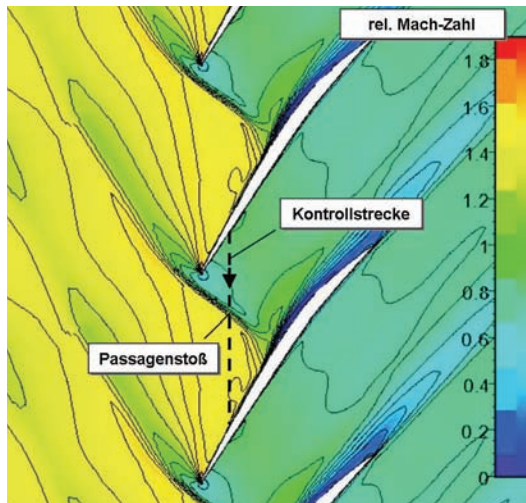
Abbildung 6-6 zeigt die azimuthale Verteilung der relativen Machzahl bei 70 und 95 Prozent Kanalhöhe und 20 Prozent Schaukelspitzensehne für die Massenströme 0,98 und 0,925. In diesen Diagrammen fallen zwischen Simulation (Spalart-Allmaras, $\mu_T = 5 \cdot 10^{-5}$ Pa·s) und Experiment insbesondere zwei Unterschiede auf: Zum einen verlaufen in den Messkurven die Verdichtungsstöße deutlich gedehnter (bis etwa 15 Prozent des Schaukelabstandes) und zum anderen liegt — insbesondere bei 95 Prozent Kanalhöhe — das experimentelle Machzahl-Niveau vor dem Stoß etwas unterhalb der entsprechenden Simulationswerte. Während die signifikante Aufweitung des gemessenen Stoßes maßgeblich auf die Massenträgheit der im Messverfahren verwendeten Partikel zurückzuführen ist (Laseranemometrie, Partikelgröße $0,8 \mu\text{m}$, [101, 108]), ist das in der Simulation erhöhte



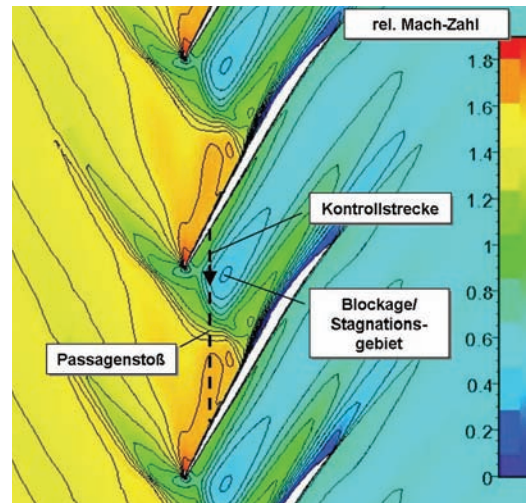
Vergleich der relativen Machzahl bei $\dot{m} = 0,98$



Vergleich der relativen Machzahl bei $\dot{m} = 0,925$



Relative Machzahl auf 70 Prozent Kanalhöhe bei $\dot{m} = 0,925$, Simulation



Relative Machzahl auf 95 Prozent Kanalhöhe bei $\dot{m} = 0,925$, Simulation

Abbildung 6-6: Vergleich der relativen Machzahl-Verteilung zwischen Experiment und Simulation auf 70 bzw. 95 Prozent Kanalhöhe und 20 Prozent axialer Schauffellänge bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl (Simulationsmodell: Gitter G1, Spalart-Allmaras mit $\mu_1=5 \cdot 10^{-5}$)

Machzahl-Niveau sehr wahrscheinlich die Folge einer ungenauen Kanal- oder Schaufelgeometrie bzw. unzureichender Ein- und Auslassrandbedingungen im Bereich der Schaufelspitzen.

Insgesamt jedoch weisen Simulation und Experiment in der lokalen Machzahl-Verteilung eine quantitativ und qualitativ überzeugende Übereinstimmung auf. Insbesondere sind die Simulationen in der Lage, im Bereich der Pumpgrenze die Entstehung eines charakteristischen Blockagegebietes im oberen Schaufelkanal hinsichtlich der Dimension und der Intensität wiederzugeben. Die Ausdehnung dieses Blockagegebietes in Umfangsrichtung (etwa 30 Prozent des Schaufelabstandes) übersteigt den möglichen Trägheitseinfluss der für die Messung eingesetzten Partikel (ca. 15 Prozent Schaufelabstand) bei weitem, so dass davon ausgegangen werden kann, dass Simulation und Experiment hierbei ein identisches Strömungsphänomen auflösen.

Die Entstehung dieses Blockagegebietes im Bereich der numerischen und experimentellen Pumpgrenze zeigt sich unabhängig vom Diskretisierungsgrad (**G0**, **G1**, **G2**, **G3**) und den verwendeten Turbulenzmodellen, was darauf hindeutet, dass es sich hierbei um ein grundlegendes und robustes Strömungsphänomen handeln muss.

Insgesamt zeigen die Simulationen für den NASA Rotor 37 auf den Gittern **G1** und **G2** bei Verwendung der Turbulenzmodelle Spalart-Allmaras und Yang-Shih mit entsprechend kalibrierten Turbulenzrandbedingungen die besten Übereinstimmungen mit den experimentellen Vergleichsdaten — insbesondere im Bereich der Pumpgrenze. Diese Erfahrung bestätigt sich auch bei Teillast. Hier zeigen die Simulationen bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl ähnlich gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Messungen. Insbesondere die Höhe des Pumpgrenzmassenstroms und des maximalen Totaldruckverhältnisses sowie die Lage des maximalen Wirkungsgrades werden sehr genau wiedergegeben (Abbildung 6-7). Die Defizite im Wirkungsgrad entsprechen denen bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl (ca. 2,5 Prozent).

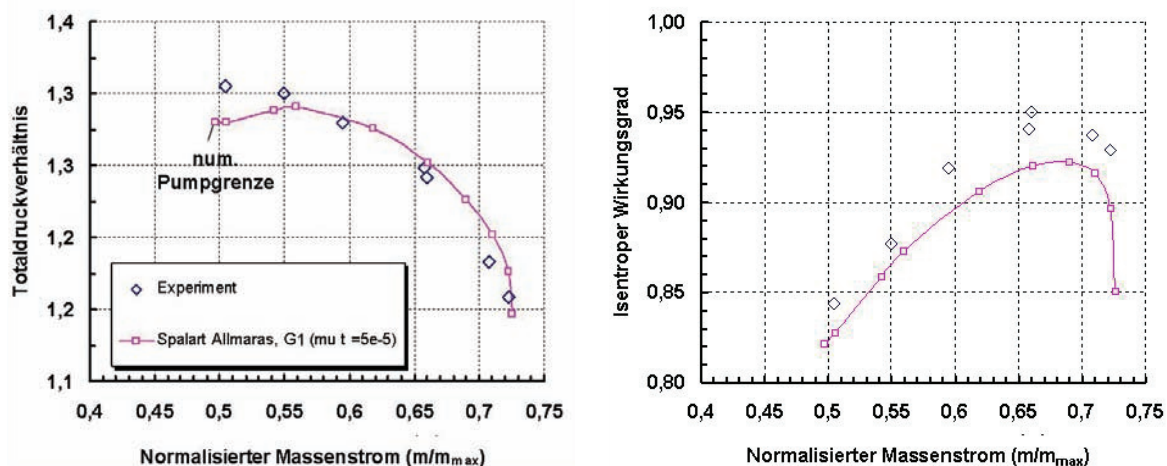


Abbildung 6-7: Vergleich gemessener und berechneter Kennlinien für den NASA Rotor 37 bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl (Gitter G1, Spalart-Allmaras mit $\mu_T=5 \cdot 10^{-5}$)

Die Gitterauflösung **G1** und das Turbulenzmodell nach Spalart-Allmaras versprechen damit für die Casing-Treatment-Simulation am NASA Rotor 37 den besten Kompromiss aus

Rechenzeit, Genauigkeit und numerischer Robustheit. Allerdings hängt die Güte der Simulationsergebnisse von der Einstellung der Turbulenzrandbedingung ab. Ein optimaler Wert für diese Turbulenzrandbedingung kann letztlich nur mit Hilfe experimenteller Vergleichsdaten festgelegt werden.

In solchen Fällen, in denen keine Kalibrierung der Turbulenzparameter vorgenommen werden kann bzw. der Turbulenzcharakter der Anströmung völlig unbekannt ist, erscheint damit auch der Einsatz des Turbulenzmodells nach Baldwin-Lomax vertretbar, insbesondere dann, wenn der Schwerpunkt auf qualitative Untersuchungen gelegt wird. Dieses trifft prinzipiell auf die Analysen am Rotor 2 zu. In diesem Verdichter fallen zudem die Strömungsschwingungen im Bereich der Pumpgrenze bei Verwendung des Baldwin-Lomax Turbulenzmodells äußerst moderat aus.

Aufgrund der überzeugenden Ergebnisse des Datenabgleichs zwischen Experiment und Simulation kann davon ausgegangen werden, dass das reduzierte Ein-Passagen-Modell auf Basis der verwendeten Diskretisierung, der eingesetzten Randbedingungen und der numerischen Schemata Strömungsinformationen liefern kann, welche bis zum Auftreten möglicher „Rotating-Stall“-Effekte im Bereich der Pumpgrenze sehr gut mit den realen Verhältnissen im NASA Rotor 37 übereinstimmen.

Da weder die verwendete Diskretisierung noch die eingesetzten numerischen Schemata speziell auf den NASA Rotor 37 zurechtgeschnitten wurden, sondern vielmehr allgemeine Verfahren sind, sollte diese Modellierungsstrategie auch in anderen, aerodynamisch ähnlich charakterisierten Verdichtern — wie etwa dem Rotor 2 — auch ohne vorherige Validierung zumindest qualitativ erfolgreich sein.

Die Erweiterung der Verdichtermodelle um stehende Gehäusestrukturen erfordert eine Modifizierung des Basisgitters **G1** in das Rechengitter **G3**, wobei sich die im NASA Rotor 37 verwendete Spaltdiskretisierung von der im Rotor 2 unterscheidet (vgl. Kapitel 6.2.1). Vergleichsrechnungen zwischen den Varianten **G1** und **G3** bei glatter Gehäusewand zeigen auf, dass die Strömungslösung beim NASA Rotor 37 durch das Gitter **G3** nicht nennenswert verändert wird; Wirkungsgradverlauf und Lage der Pumpgrenze sind identisch. Die im Fall des Rotor 2 verwendete Modifikation des Basisgitters ist dagegen mit geringen Abweichung hinsichtlich der Referenzlösung auf dem Gitter **G1** verbunden. Insbesondere die Pumpgrenze verschiebt sich etwas in Richtung höherer Massenströme (ca.1 Prozent); der Strömungscharakter wird jedoch insgesamt nicht beeinflusst.

Inwieweit sich die unterschiedlichen Spaltmodellierungen im Gitter **G3** tatsächlich auf die Qualität der Simulationen mit Casing-Treatment auswirken, lässt sich nicht mit Bestimmtheit sagen; die Ergebnisse aus den Gitter-Vergleichsrechnungen mit glatter Gehäusewand lassen sich nicht ohne weiteres auf die Modelle mit Casing-Treatment übertragen. Letztlich kann die Güte der beiden Modellierungsstrategien nur durch eine direkte, experimentelle Validierung bewertet werden.

Im Folgenden beschränken sich sämtliche Betrachtungen der Strömungsmechanismen bei glatter Gehäusewand ausschließlich auf die Simulationsergebnisse auf Basis des Rechengitters **G1**. Vergleiche des Strömungsverhaltens der Rotorstufen mit bzw. ohne Casing-Treatment finden dagegen konsequent auf Basis des Gitters **G3** statt.

7. Strömungssimulationen mit glatter Gehäusewand

7.1. Analyse der Spaltströmung

7.1.1. Eigenschaften der Spaltströmung

Bedingt durch die hohe Druckdifferenz über der Schaufelspitze und durch die Relativbewegung zwischen Gehäusewand und Rotorscheufel entfaltet sich über dem Rotorspalt eine komplexe Ausgleichs- bzw. Leakageströmung. Diese Spaltströmung tritt in der Rotorpassage in Wechselwirkung mit der Hauptströmung und kann somit neben dem Wirkungsgrad auch die Stabilität der Verdichterströmung gravierend beeinflussen — in der Regel verringern sich Verdichterstabilisierungsgrad und Strömungsstabilität deutlich mit zunehmender Spalthöhe (vgl. Kapitel 2.5). Gestützt auf eigene und in der Literatur veröffentlichte Forschungsergebnisse liegt deshalb die Vermutung nahe, dass die Mechanismen der Spaltströmung ein elementarer Schlüssel zum Verständnis der Wirkungsweise von Casing-Treatments sind.

Die Spaltströmung ist maßgeblich beeinflusst durch den Druckunterschied zwischen der Saug- und Druckseite an der Schaufelspitze sowie durch viskose Scherkräfte als Folge der Relativbewegung zwischen Rotorscheufel und Gehäusewand. Durch Überlagerung dieser Effekte ist die Spaltströmung primär eine Mischung aus Couette- und Kanalströmung. Während in Bereichen geringer Druckgradienten vor allem der Scherströmungscharakter überwiegt, dominiert in Zonen hoher Druckgradienten die Ausprägung als Kanalströmung. Eine solche klare Differenzierung ergibt sich insbesondere unter transsonischen Strömungsbedingungen durch die Lage des Verdichtungsstoßes in der Schaufelpassage. Das über der Schaufelspitze herrschende Druckverhältnis kann hierbei vor dem Stoß den kritischen Wert von

$$\left(\frac{P_{\text{Saugseite}}}{P_{t, \text{Druckseite}}} \right)_{\text{krit}} = \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad \text{Gl. 7-1}$$

deutlich unterschreiten.

Bedingt durch die Richtung des über der Schaufelspitze herrschenden Druckgradienten erfolgt die Strömungsexpansion im Rotorspalt primär über eine starke Umlenkung der Spaltströmung und weniger über die Kontur der effektiv durchströmten Spalthöhe. Wegen dieser Umlenkung erfährt die Spaltströmung, welche druckseitig zunächst in Richtung der Passagenhauptströmung in den Spalt eindringt, beim Wiedereintritt in die nachfolgende Rotorpassage eine stromaufwärts orientierte Beschleunigung (Abbildung 7-1). Die Spaltströmung stellt somit im Bereich der äußeren Kanalwand eine erhebliche Blockage der

Hauptströmung dar, deren störender Einfluss mit dem Stufendruckverhältnis überproportional zunimmt.

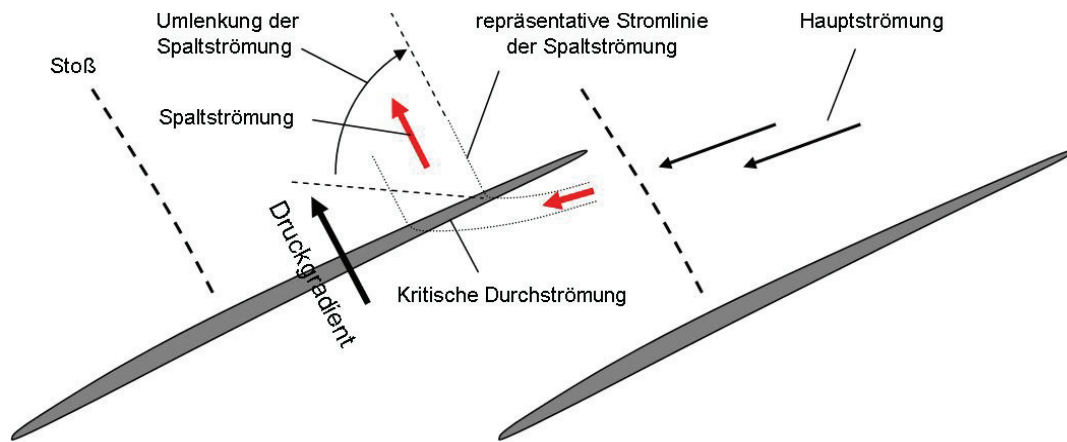


Abbildung 7-1: Umlenkung und Beschleunigung der Spaltströmung über der Rotorspitze bei transsonischem Betrieb

Im Schaufelkanal ist die Spaltströmung den Einflüssen aus der Hauptströmung, der rotierenden Gehäusewand und zusätzlich dem Druckgefälle in der Schaufelpassage ausgesetzt. Aus dieser Wechselwirkung resultiert die Ausbildung eines so genannten Spaltwirbels, der charakteristisch sowohl für den sub- als auch transsonischen Betrieb ist.

Dieser Wirbel entsteht, wenn die Spaltströmung auf die energiereiche Hauptströmung trifft und durch deren Impuls stromabwärts umgelenkt wird. Dabei taucht die Spaltströmung zunächst unter das weiter stromabwärts gelegene, noch unabgelenkte Spaltströmungsgebiet ab. Durch viskose Scherungskräfte zwischen diesen unterschiedlich orientierten Strömungsschichten rollt sich schließlich der charakteristische Spaltwirbel auf; dieser weist entlang seiner Trajektorie signifikant erhöhte Strömungsverluste auf (Abbildung 7-2).

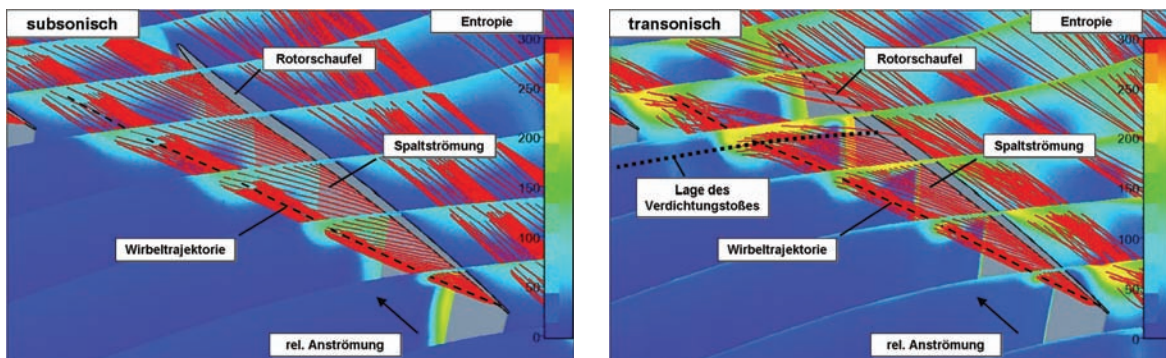
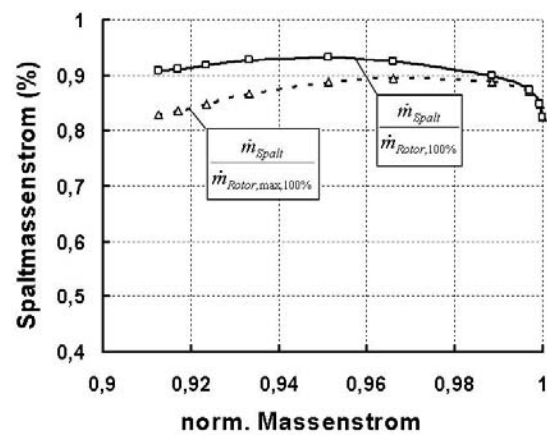
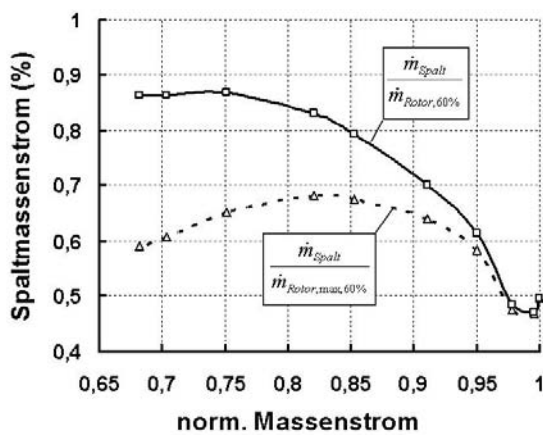


Abbildung 7-2: Topologie des Spaltwirbels im NASA Rotor 37 unter sub- und transsonischen Strömungsbedingungen (links $\dot{m}_{norm} = 0.62$, rechts $\dot{m}_{norm} = 0.95$)

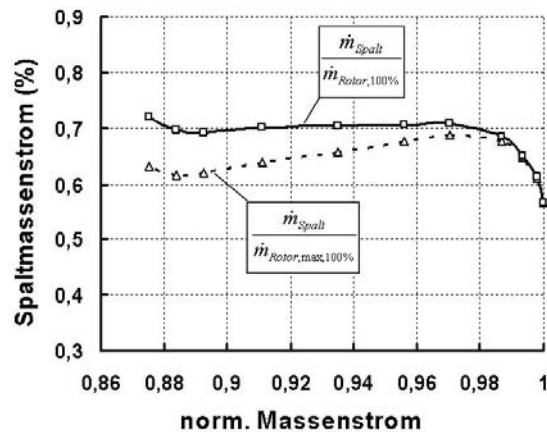
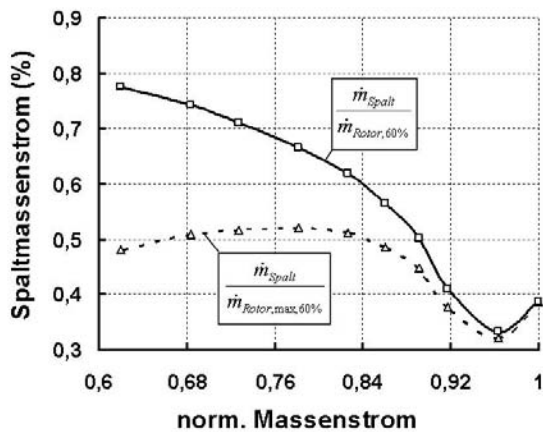
Während sich die Lage des Spaltwirbels unter subsonischen Strömungsbedingungen mit steigendem Druckverhältnis deutlich stromaufwärts verschiebt, bleibt die relative Position des Spaltwirbels unter transsonischen Bedingungen weitgehend konstant (vgl. Kapitel 2.5).

Die bisherigen Untersuchungen lassen darauf schließen, dass diese Eigenschaften des Spaltwirbels vor allem auf die unterschiedlichen Intensitäten des Spaltmassenstroms bei Voll- und Teillastbetrieb zurückzuführen sind. Die Diagramme in Abbildung 7-3 zeigen den über den Rotorspalt transportierten Massenstrom für den NASA Rotor 37 und den Rotor 2 bei 100 und 60 Prozent Auslegungsdrehzahl. Während sich der Spaltmassenstrom unter subsonischen Betriebsbedingungen mit steigendem Druckverhältnis bis hin zur Pumpgrenze deutlich vergrößert, bleibt dieser unter transsonischen Bedingungen im höheren Lastbereich weitgehend konstant. Diese quasi Invarianz des Spaltmassenstroms vom Stufendruckverhältnis ist insbesondere damit zu begründen, dass im transsonischen Betrieb weite Teile des Spalts kritisch durchströmt werden und damit der Leckagemassenstrom — als Funktion von Spalthöhe sowie von Totaldruck und Totaltemperatur der Schaufelanströmung — gasdynamisch grundsätzlich limitiert ist.



NASA Rotor 37, 60 Prozent Auslegungsdrehzahl

NASA Rotor 37, 100 Prozent Auslegungsdrehzahl



Rotor 2, 60 Prozent Auslegungsdrehzahl

Rotor 2, 100 Prozent Auslegungsdrehzahl

Abbildung 7-3: Spaltmassenströme in den untersuchten Rotorstufen bei 60 und 100 Prozent Auslegungsdrehzahl

7.1.2. Aufplatzen des Spaltwirbels

In der Strömungsmechanik ist das Phänomen des Wirbelaufplatzens beim Durchlaufen großer Druckgradienten ein viel untersuchtes Forschungsthema. Gerade in der Flugzeugaerodynamik oder auch in Einläufen von Flugtriebwerken ist das Aufplatzen von Wirbeln ein oft zu beobachtendes Phänomen, welches zu empfindlichen Störungen der Hauptströmung führen kann, da mit dem Zusammenbruch des Wirbels ein nachhaltiger Blockageeffekt verbunden ist.

Da auch in transsonischen Verdichterstufen der Spaltwirbel mit dem Verdichtungsstoß in der Schaufelpassage ein großes Druckniveau überwinden muss, ist ein mögliches Wirbelaufplatzen ebenfalls ein wichtiger Aspekt, der bei der Analyse der Strömungsmechanismen an der Pumpgrenze berücksichtigt werden muss.

Die Topologie des Spaltwirbels kann mathematisch näherungsweise über so genannte Burgers- bzw. Lamb-Oseen-Wirbel beschrieben werden (Abbildung 7-4). Der Spaltwirbel weist im Kern einen niedrigen statischen Druck sowie hohe Verluste im relativen Totaldruck aus. Infolge dieser Verluste verringert sich im Vergleich mit der umgebenden Hauptströmung auch das Geschwindigkeitsniveau im Wirbelkern (M_{Wirbel}) um den Geschwindigkeitsdefekt δ mit

$$\delta = \frac{M_{\text{Umgebung}} - M_{\text{Wirbel}}}{M_{\text{Umgebung}}} \quad \text{Gl. 7-2}$$

Trifft ein Wirbel senkrecht auf eine Druckbarriere, so kann er diese solange intakt durchdringen, wie sein Impuls entsprechend der Impulserhaltung die statische Druckerhöhung überwiegt. Für den verlustreichen Wirbelkern gilt damit die Stabilitätsrestriktion, dass

$$p_{\text{Wirbel}} + \rho_{\text{Wirbel}} |v_i|_{\text{Wirbel}}^2 \geq p_2$$

bzw.

$$p_{\text{Wirbel}} \left(1 + \kappa \left((1 - \delta) M_{\text{Umgebung}} \right)^2 \right) \geq p_2 \quad \text{Gl. 7-3}$$

erfüllt sein muss. Hierbei beschreiben p_2 den statischen Umgebungsdruck nach der Druckbarriere und die mit dem Index „Wirbel“ gekennzeichneten Größen die Strömungswerte im Wirbelkern vor der Druckbarriere.

Werden in dieses Stabilitätskriterium etwa zum Beispiel die mathematischen Gleichungen zur Beschreibung des Burgers- oder Lamb-Oseen-Wirbels eingesetzt, so kann ein Stabilitätszusammenhang zwischen der Machzahl im Wirbelkern und der Wirbelstärke

$$\left(\frac{v_\varphi}{v_z} \right)_{\max} \quad \text{Gl. 7-4}$$

abgeleitet werden. Die Bezeichnungen v_φ und v_z definieren die auf die Wirbelachse bezogenen Umfangs- bzw. die axiale Geschwindigkeiten im Wirbel.

Abhängig vom Wirbeltyp und der Strömungsgeschwindigkeit M_{Umgebung} vor der Druckbarriere lässt sich für die Wirbelstärke nach Gl. 7-4 ein kritischer Wert bestimmen, dessen Überschreiten ein Zusammenbrechen des Wirbelkerns und damit die Entstehung eines ausgedehnten Stagnationsgebietes bedeutet.

Der kritische Grenzwert fällt mit der Machzahl der Hauptströmung und mit dem Geschwindigkeitsdefekt δ im Wirbelkern stark ab. Wirbel können daher im Allgemeinen umso leichter aufplatzen, je stärker ihre Rotation und je höher das Geschwindigkeitsniveau der Hauptströmung sind.

Abbildung 7-4 zeigt den qualitativen Verlauf typischer kritischer Grenzwerte für angenommene Geschwindigkeitsdefekte im Wirbelkern von $\delta = 0,1$, $0,2$ und $0,3$. Der Einfluss des Geschwindigkeitsdefektes δ ist insbesondere bei höheren Machzahlen von Bedeutung, da δ zusammen mit der Machzahl quadratisch in Gl. 7-3 eingeht. Das Aufplatzen von Wirbeln ist daher vor allem für transsonische Verdichter im hohen Drehzahlbereich ein akutes Problem.

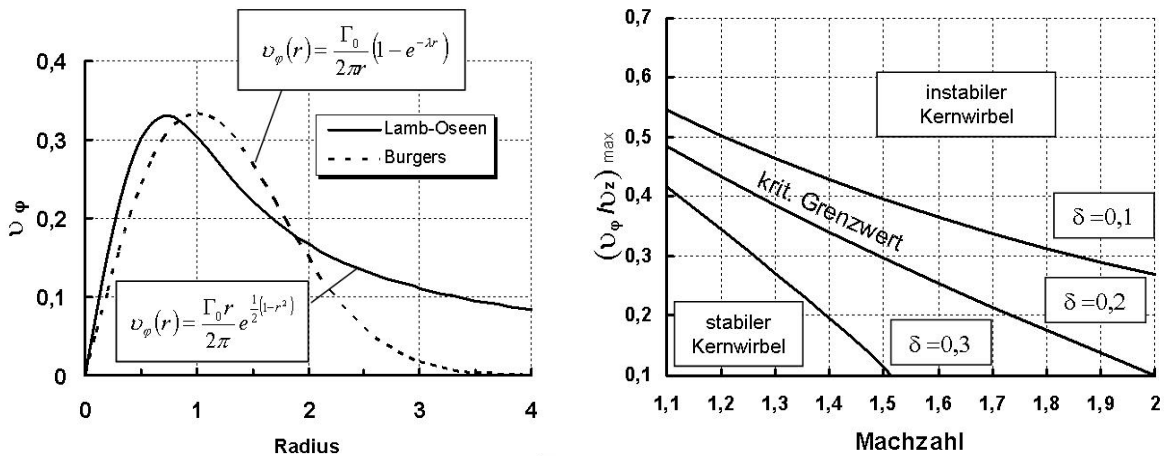


Abbildung 7-4: Mathematische Beschreibung des Spaltwirbels und theoretisches Stabilitätskriterium für den Durchgang durch einen Verdichtungsstoß

Die Strömungssimulationen für den NASA Rotor 37 und den Rotor 2 zeigen auf, dass es bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl mit Annäherung an die Pumpgrenze zu einem Zusammenbruch des Spaltwirbels am Verdichtungsstoß kommt (Abbildung 7-5). Dieses grundlegende Phänomen erweist sich in beiden Verdichtern als weitgehend unabhängig von der verwendeten Gitterauflösung und vom jeweils verwendeten Turbulenzmodell (Baldwin-Lomax, Spalart-Allmaras und Yang-Shih). Das in der Simulationsvalidierung identifizierte Blockagegebiet im Bereich des äußeren Schaufelkanals (vgl. Kapitel 6.3 und Abbildung 6-6) kann damit eindeutig auf ein konkretes Strömungsphänomen zurückgeführt werden.

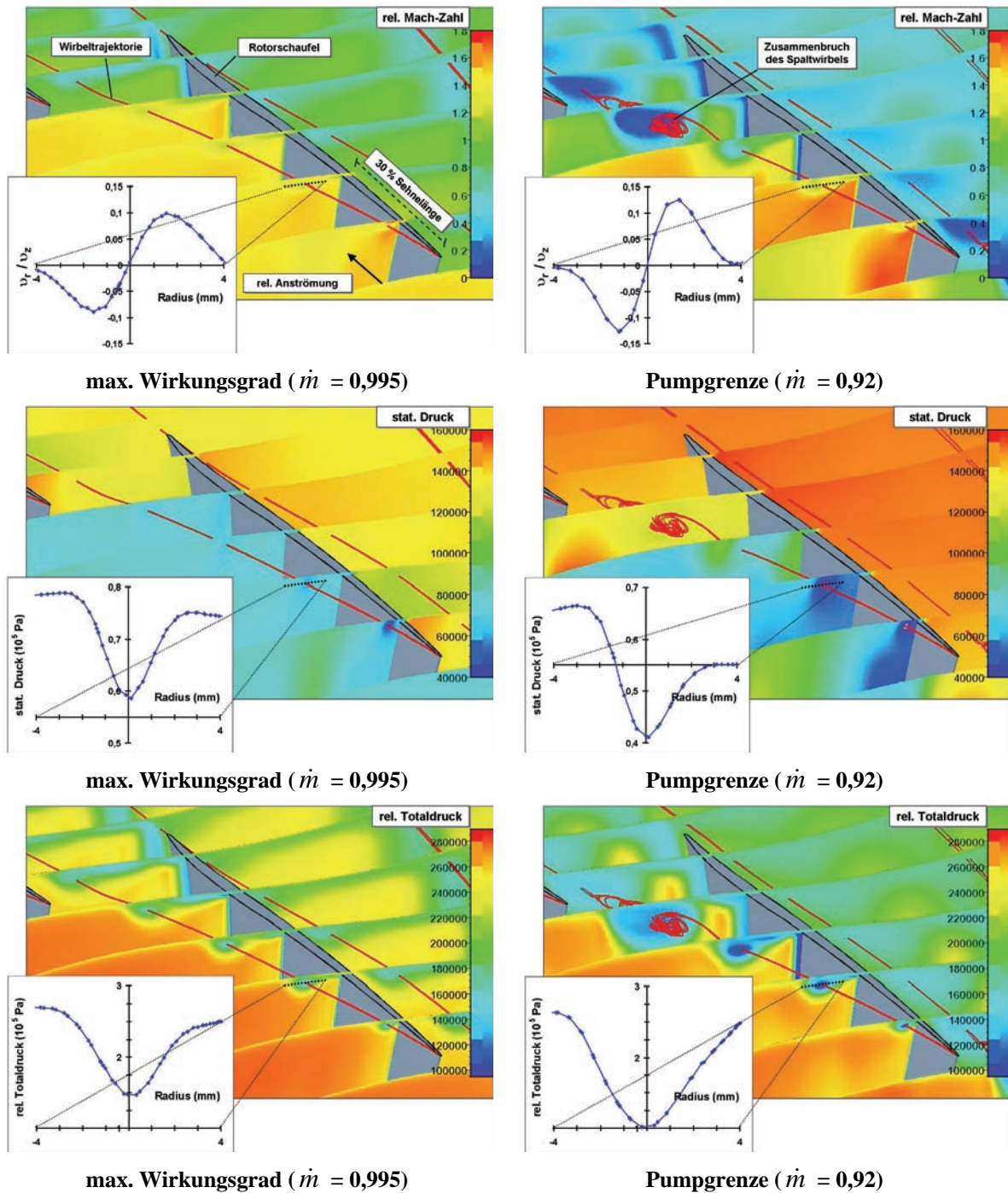


Abbildung 7-5: Verteilung von statischem Druck, relativem Totaldruck und relativer Machzahl in der NASA Rotor 37 Schaufelpassage sowie Verlauf der Wirbelstärke v_r/v_z , des statischen Drucks und des relativen Totaldrucks über den Wirbelquerschnitt bei 30 Prozent axialer Rotorschaufellänge (Gitter G1, Spalart-Allmaras)

		M_{Umgebung}	$1-\delta$	p_{Wirbel}	$P_{\text{Wirbel}} \left(1 + \kappa \left((1-\delta)M_{\text{Umgebung}}\right)^2\right)$	p_2
NASA Rotor 37	maximaler Wirkungsgrad ($\dot{m} = 0,995$)	1,45	0,9	0,6 bar	2,03 bar	1,3 bar
	Pumpgrenze ($\dot{m} = 0,92$)	1,65	0,75	0,4 bar	1,25 bar	1,45 bar
Rotor 2	maximaler Wirkungsgrad ($\dot{m} = 0,989$)	1,36	0,92	0,6 bar	1,9 bar	1,25 bar
	Pumpgrenze ($\dot{m} = 0,878$)	1,46	0,77	0,45 bar	1,25 bar	1,35 bar

Tabelle 7-1: Simulierte Wirbelnennwerte für den NASA Rotor 37 (Gitter G1, Spalart-Allmaras) und Rotor 2 (Gitter G1, Baldwin-Lomax) bei 30 Prozent Sehnenlänge für maximalen Wirkungsgrad und Pumpgrenze bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl

Die Bedingungen, unter denen in den Simulationen ein Aufplatzen des Wirbels am Passagenstoß zu beobachten ist, entsprechen dem Stabilitätskriterium nach Gl. 7-3. So bleibt der Spaltwirbel intakt, wenn der Impuls des Wirbelkerns größer ist als die statische Druckerhöhung über dem Verdichtungsstoß. Dies trifft für moderate Druckverhältnisse — wie etwa bei maximalem Wirkungsgrad — zu. Im Bereich der Pumpgrenze — in dem das Aufplatzen des Spaltwirbels auftritt — sinkt jedoch der Impuls des Wirbelkerns unter das Stabilitätslimit (Abbildung 7-5, Tabelle 7-1).

Eine der Ursachen für das drastische Absinken des Impulses im Wirbelkern bei höheren Druckverhältnissen ist neben einem zunehmenden Geschwindigkeitsdefekt δ auch ein Absinken des statischen Drucks auf der Saugseite der Rotorschaukeln infolge einer verstärkten Umlenkung der Hauptströmung. Das abgesenkte Druckniveau spiegelt sich direkt im relativen Totaldruck im Wirbelkern wider (Abbildung 7-5).

7.2. Klassifizierung stabilitätskritischer Mechanismen

In hoch belasteten Axialverdichtern kann der Verlust der Strömungsstabilität an der Pumpgrenze durch unterschiedliche strömungsmechanische Faktoren beeinflusst bzw. verursacht werden. Verantwortlich hierfür können sowohl die allgemeine Aerodynamik der Hauptströmung als auch komplexe Wechselwirkungen der Verdichterströmung mit Sekundär-, Spalt- und Grenzschichtströmungen sein.

Im Fall „einfacher“ Schaufelablösungen wird die aerodynamische Belastbarkeit der Schaufelprofile durch eine übertriebene Umlenkung der An- bzw. Hauptströmung überschritten. Dieser Effekt tritt zum Beispiel ein, wenn sich der Anströmwinkel einer Schaufelreihe durch Fehlanströmung oder infolge einer starken Androsselung über ein kritisches Maß hinaus vergrößert. Die Konsequenz einer solchen aerodynamischen Schaufelprofilüberbe-

lastung ist die Entstehung saugseitig ausgedehnter Ablösezellen, welche die Hauptströmung empfindlich stören können.

Die effektive Höhe der aerodynamischen Schaufelbelastung hängt außer vom Anströmwinkel auch vom Teilungsverhältnis der Stufe ab. Je kleiner das Teilungsverhältnis einer Verdichterstufe gewählt wird, desto wirksamer lassen sich Schaufelablösungen unterdrücken bzw. hinauszögern, da sich die auf das Arbeitsfluid übertragene Kraft entsprechend auf mehrere Schaufeln verteilt.

In der Praxis zeigt es sich jedoch, dass eine Verbesserung des Teilungsverhältnisses oft nicht den theoretisch möglichen Stabilisierungseffekt bewirkt. So können hoch belastete Rotorstufen bereits vor Erreichen der eigentlichen aerodynamischen Maximalbelastung der Beschaukelung Strömungsinstabilitäten im lokalen Bereich der Blattspitzen zeigen. Diese Instabilitäten sind die Folge einer komplexen und bislang in der Literatur noch nicht vollständig beschriebenen Wechselwirkung zwischen Haupt-, Grenzschicht- und Spaltströmung.

Nach einer experimentellen Studie von Greitzer [39], eigenen Erfahrungen des Autors und den veröffentlichten Ergebnissen aus anderen Untersuchungen ist der Einsatz von Casing-Treatments insbesondere in solchen Fällen effektiv, in denen die Verdichterströmung durch Instabilitäten im Blattspitzenbereich charakterisiert ist. Daher konzentrieren sich die folgenden Strömungsanalysen ausschließlich auf den Bereich der Blattspitzen.

Basierend auf den Eigenschaften der Spaltströmung, des Spaltwirbels sowie des Stoßsystems im oberen Schaufelkanal können für den sub- und transsonischen Strömungsfall mindestens drei unterschiedliche Mechanismen abgeleitet werden, die zur Entstehung kritischer Strömungsinstabilitäten im Bereich der Schaufelblattspitzen führen. Diese lassen sich zum einen auf die Folgen einer gewöhnlichen, saugseitigen Schaufelablösung und zum anderen auf Blockageeffekte durch die Spaltströmung oder den Verdichtungsstoß zurückführen.

Im Folgenden werden daher die Begriffe *Schaufelspitzenablösung*, *spaltströmungsbedingte Schaufelspitzenblockage* und *verdichtungsstoßbedingte Schaufelspitzenblockage* eingeführt, um die kausalen Eigenschaften der auftretenden Instabilitäten zu beschreiben. In realen Verdichtern können alle genannten Phänomene sowohl als isolierte Mechanismen als auch in Kombination auftreten. Wie die Erfahrung aus zahlreichen Casing-Treatment Simulationen zeigt, hängt es insbesondere vom dominierenden Mechanismus ab, wie effektiv die Pumpgrenze in einem Verdichter bei Einsatz eines Casing-Treatments prinzipiell verschoben werden kann.

7.2.1. Schaufelspitzenablösung

Bei der *Schaufelspitzenablösung* spielt die Spaltströmung beim Verlust der Strömungsstabilität nur eine untergeordnete Rolle. Vielmehr ist der lokale Anströmwinkel der Schaufelblattspitzen — etwa durch ausgeprägte Geschwindigkeitsdefekte in der gehäusenahen Hauptströmung — sehr groß, so dass sich infolge einer aerodynamischen Profilüberbelastung lokale Ablöse- bzw. Rezirkulationsgebiete auf der Saugseite der Schaufelspitzen ausbilden.

Die vorhandene Spaltströmung füllt im Fall einer *Schaufelspitzenablösung* die entstehen-

den Ablösegebiete vornehmlich „nur“ auf und stellt somit keine direkte Blockage der Hauptströmung dar. Mit Annäherung an die Pumpgrenze können die anfänglich lokal begrenzten Ablösegebiete schließlich soweit anwachsen, dass weite Teile der Schaufelpassage blockiert werden.

Im theoretischen Idealfall einer reinen *Schaufelspitzenablösung* verläuft die Trajektorie des Spaltwirbels nahezu parallel zur Hauptströmung, so dass zur Abschätzung des Ablöseeffektes das Verhältnis

$$B_p = \frac{\alpha - \xi}{\chi - \xi} \quad \text{Gl. 7-5}$$

herangezogen werden kann, welches den Anströmwinkel α , den Winkel der Wirbeltrajektorie χ sowie den Staffelungswinkel der Beschaukelung ξ mit einander in Beziehung setzt (vgl. Abbildung 7-6).

Strebt der Faktor B_p mit Annäherung an die Pumpgrenze auf den Wert von eins, so ist als Auslöser der Strömungsinstabilität eine gewöhnliche Schaufelspitzenablösung sehr wahrscheinlich.

7.2.2. Spaltströmungsbedingte Schaufelspitzenblockage

Bei der spaltströmungsbedingten Blockage ist primär die Spaltströmung der treibende Faktor für den Verlust der Strömungsstabilität. Die *spaltströmungsbedingte Schaufelspitzenblockage* kann sowohl im sub- als auch transsonischen Strömungsfall auftreten — die maßgeblichen Effekte unterscheiden sich hierbei jedoch deutlich.

Unter subsonischen Strömungsbedingungen nimmt die Höhe des relativen Spaltmassenstroms mit steigendem Druckverhältnis kontinuierlich zu (vgl. Kapitel 7.1.1). Die Spaltwirbeltrajektorie — welche bei geringen Druckverhältnissen relativ flach zur Schaufelsehne verläuft — stellt sich daher bei zunehmender Drosselung immer steiler auf, wodurch die resultierende Blockage der Hauptströmung erheblich zunimmt (vgl. Abbildung 2-15). Unter stabilen Betriebsbedingungen überwiegt jedoch der axiale Impuls der gehäusenahen Hauptströmung den spaltströmungsbedingten Blockageeffekt. Er verhindert somit ein unkontrolliertes Anwachsen von Stagnationsgebieten im äußeren Kanalbereich. Ein stabiler Betriebspunkt ist unter subsonischen Strömungsbedingungen durch ein Spaltwirbel charakterisiert, welcher innerhalb der Rotorpassage vollständig nach hinten umgelenkt und mit der Hauptströmung Richtung Rotoraustritt transportiert wird.

Mit steigendem Druckverhältnis sinkt jedoch mit dem durchgesetzten Massenstrom im Verdichter auch der stabilisierende Axialimpuls der Hauptströmung. Als Konsequenz verlagert sich der Spaltwirbel schließlich soweit stromaufwärts, bis seine Trajektorie nahezu auf Höhe der Schaufelvorderkanten verläuft und damit den oberen Schaufelkanal vollständig versperrt. Bei einer in Umfangsrichtung orientierten Wirbeltrajektorie kann der mit dem Wirbel transportierte Massenstrom nicht mehr abgeführt werden und sammelt sich daher in einem kontinuierlich wachsendem Stagnationsgebiet an. In Folge einer nun vollständigen Abschirmung der hinter dem Wirbel liegenden Spaltströmung von der Hauptströmung wird dieser Effekt zusätzlich verstärkt. Mit dem Erreichen einer kritischen Blo-

ckagegröße verliert die Verdichterströmung schließlich die Stabilität und der Verdichter zeigt typische „Rotating-Stall“- bzw. Pumperscheinungen.

Ähnlich geartet ist die Entstehung von spaltströmungsbedingten Blockagegebieten unter transsonischen Bedingungen. Hier ist jedoch — gegenüber der subsonischen Spaltströmung — die Lage der Spaltwirbeltrajektorie weitgehend konstant (vgl. Kapitel 2.5). Der Spaltwirbel muss allerdings durch den Stoß in der Schaufelpassage transportiert werden. Insbesondere der impulsarme Kern des Spaltwirbels wird dabei drastisch verzögert, was in einer signifikanten Querschnittszunahme des Wirbels resultiert. Die Simulationen zeigen zudem, dass im Bereich der Pumpgrenze der axiale Impuls des Wirbelkerns das Niveau der statischen Druckdifferenz über den Verdichtungsstoß deutlich unterschreitet. Nach dem Gesetz der Impulserhaltung ist es dem Wirbelkern in einem solchen Fall nicht mehr möglich, den Stoß in der Schaufelpassage zu passieren (vgl. Kapitel 7.1.2). Der Wirbelkern muss folglich an der Stoßfront unter Ausbildung eines Stagnationsgebietes zusammenbrechen.

Wie bereits beschrieben nimmt der Impulsverlust im Wirbelkern mit zunehmendem Stufendruckverhältnis erheblich zu; die Größe des Stagnationsgebietes wächst somit mit zunehmender Drosselung des Verdichters signifikant an. Unter stabilen Strömungsbedingungen verhindern jedoch Mischungsprozesse mit der impulsreichen Hauptströmung durch einen kontinuierlichen Abtrag von Blockagefluid ein selbständiges und unkontrolliertes Anwachsen des Stagnationsgebietes.

Von einer kritischen Größe des Stagnationsgebietes an wird jedoch der blockierende Effekt schließlich so groß, dass die Hauptströmung das Stagnationsgebiet nicht mehr vollständig umströmen kann, sondern im Gegenteil selbst an ihr aufgestaut wird (Abbildung 7-6). Die Folge ist ein unkontrolliertes Anwachsen der Blockagezone im äußeren Schaufelkanal und eine Destabilisierung der Verdichterströmung.

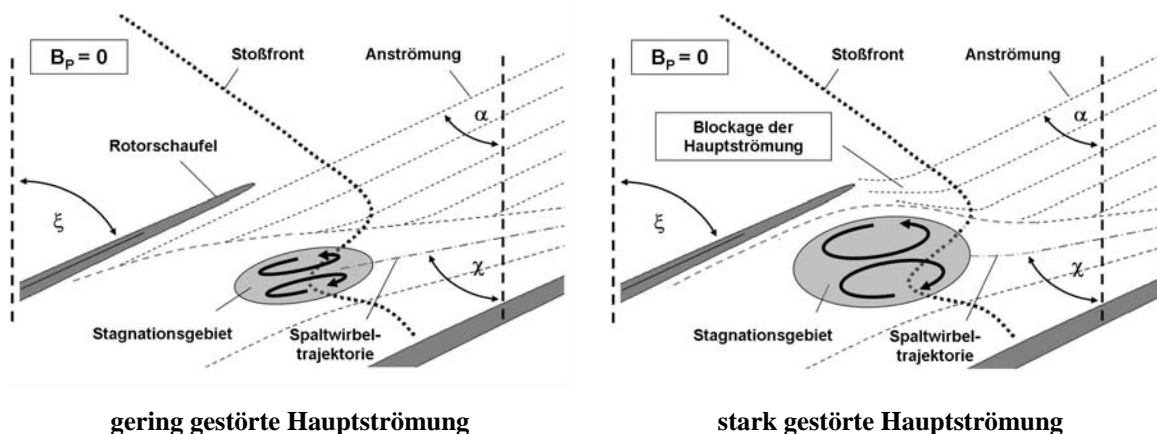


Abbildung 7-6: Spaltströmungsbedingte Blockage des Schaufelkanals unter transsonischen Strömungsbedingungen ($B_p = 0$)

Im Idealfall einer spaltströmungsbedingten Blockage ist der Winkel zwischen der Spaltwirbeltrajektorie und der Anströmung sehr groß. Nach Gl. 7-5 sprechen daher kleine Werte des Blockagefaktors B_p prinzipiell für einen spaltströmungsbedingten Stabilitätsverlust. Im transsonischen Fall kann ferner als Indikator für die Intensität der Wirbelblockage am Verdichtungsstoß das aus Gl. 7-3 abgeleitete Kriterium

$$B_w = \frac{p_2}{p_{\text{Wirbel}} \left(1 + \kappa \left((1 - \delta) M_{\text{Umgebung}} \right)^2 \right)} \quad \text{Gl. 7-6}$$

herangezogen werden.

7.2.3. Verdichtungsstoßbedingte Schaufelspitzenblockage

Eine verdichtungsstoßbedingte Blockage des Schaufelkanals tritt insbesondere im Zusammenhang mit abgehobenen Stößen auf. Solche abgehobenen Stöße sind in der Regel typisch für transsonische Betriebszustände mit hohen Druckverhältnissen (vgl. Kapitel 2.5).

Abbildung 7-7 zeigt die schematische Konstellation aus relativer Schaufelanströmung, Position des Spaltwirbels und Lage des Verdichtungsstoßes, wie sie charakteristisch ist für den Bereich der Schaufelspitzen. Der Verdichtungsstoß ist abgehoben positioniert und bezüglich einer Meridianebene um den Winkel β angestellt. Die relative Anströmung der Rotorstufe erfolgt unter dem Winkel α , so dass sich zwischen der Anströmung und der Stoßfront der Winkel γ ergibt.

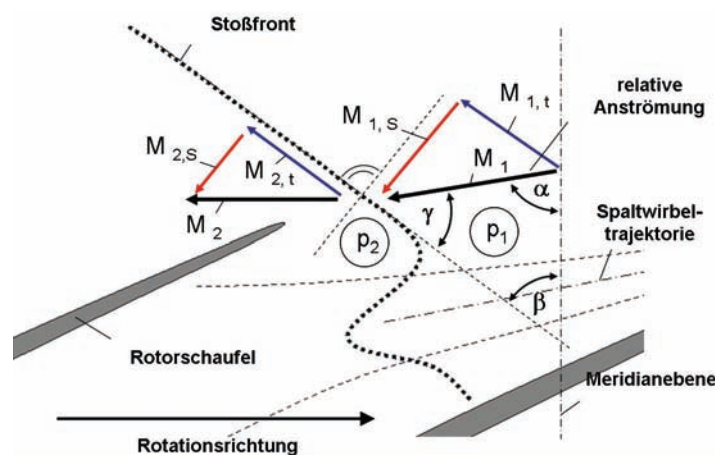


Abbildung 7-7: Entstehung der verdichtungsstoßbedingten Blockage im Schaufelkanal

Im Folgenden wird der Verlauf einer repräsentativen Stromlinie betrachtet, welche den Verdichtungsstoß auf der druckseitigen Passagenzone durchläuft. Für die Machzahl der zum Stoß senkrechten Strömungskomponente gilt nach dem Stoß

$$M_{2,s}^2 = \frac{2 + (\kappa - 1)M_{1,s}^2}{2\kappa M_{1,s}^2 - (\kappa - 1)} \quad \text{Gl. 7-7}$$

Damit entlang der betrachteten Stromlinie Massenstrom in die Schaufelpassage eintreten kann, darf der resultierende Geschwindigkeitsvektor nach dem Stoß nur bis maximal in

Umfangsrichtung abgelenkt werden. Für die Geschwindigkeit $M_{2,S}$ nach dem Stoß gilt damit die Restriktion

$$M_{2,S} \geq M_{2,S,krit} = M_1 \tan(90^\circ - \beta) \cos(180^\circ - (\alpha + \beta)). \quad \text{Gl. 7-8}$$

Mittels $M_{2,S}$ und $M_{2,S,krit}$ kann schließlich für die druckseitige Passagenströmung ein Stoß-Blockagefaktor B_S definiert werden.

$$B_S = \frac{M_{2,S,krit}}{M_{2,S}} \quad \text{Gl. 7-9}$$

Kleinere Werte von B_S deuten generell auf eine weitgehend ungestörte Strömung hin. Größere Werte von B_S indizieren hingegen ein deutliches Ansteigen der Stoß-Blockage. Entspricht der Stoß-Blockagefaktor B_S einem Wert von eins, so ist dieses im Fall einer homogenen Anströmung äquivalent zu einer totalen axialen Stagnation der Strömung nach dem Verdichtungsstoß. In einem solchen Fall besitzt die Hauptströmung in weiten Bereichen hinter dem Verdichtungsstoß keinen axialen Impuls mehr und wird somit extrem empfindlich gegenüber kleinen Störeinflüssen. Der Druckanstieg in der Schaufelpassage, die stromaufwärtsorientierte Spaltströmung oder das Stagnationsgebiet infolge eines Zusammenbruchs des Spaltwirbels können die Hauptströmung schließlich soweit beeinträchtigen, dass ausgedehnte Rückströmgebiete entstehen und der Verdichter seine Strömungsstabilität verliert (Abbildung 7-8).

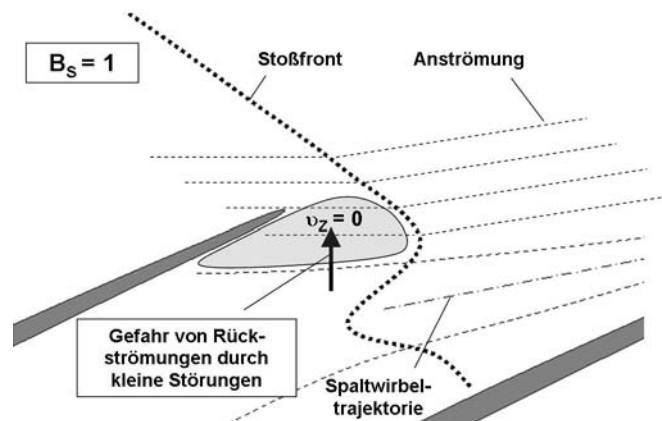


Abbildung 7-8: Blockageeffekt und Rückströmgefahr bei einem Stoß-Blockagefaktor $B_S = 1$

7.3. Ablösemechanismen in den untersuchten Rotorstufen

Umfangreiche experimentelle Studien zeigen, dass der Einsatz von Casing-Treatments nicht in jedem Verdichtersystem eine nachhaltige Steigerung der Strömungsstabilität bewirkt. Daher ist es vor der Integration eines Casing-Treatments sinnvoll, die Verdichterströmung im Bereich der Pumpgrenze auf charakteristische Eigenschaften zu untersuchen, die eine Aussage über das mögliche Stabilisierungspotenzial erlauben und Hinweise auf die optimale Gestaltung einer möglichen Gehäusestruktur geben. Vor diesem Hintergrund werden in diesem Abschnitt die stabilitätskritischen Strömungsmechanismen im NASA Rotor 37 und im Rotor 2 an der Pumpgrenze detailliert untersucht.

Im Idealfall kann ein Casing-Treatment, die Strömungsstabilität im gesamten Drehzahlbereich des Verdichters verbessern. Eine vollständige Untersuchung des gesamten Drehzahlpektrums ist jedoch — wegen des für die Simulationen erforderlichen Rechenaufwands — nicht sinnvoll; daher konzentrieren sich die Simulationen in dieser Arbeit auf zwei ausgewählte Drehzahllinien. Diese sind in beiden untersuchten Rotorstufen jeweils die Kennlinien bei 100 und 60 Prozent Auslegungsdrehzahl.

Casing-Treatments können die Verdichterstabilität offensichtlich nur in solchen Fällen effektiv verbessern, in denen Strömungsinstabilitäten im Bereich der Blattspitzen Auslöser für „Rotating-Stall“ bzw. Pumpvorgänge sind. Aus diesem Grund konzentrieren sich die folgenden Untersuchungen maßgeblich auf die Zone der Rotorblattspitzen.

Zur Visualisierung des Strömungsfeldes werden — wie bereits in Kapitel 7.1 eingeführt — äquidistante Schnittebenen durch die Schaufelpassage betrachtet. Auf diesen Schnittebenen ist die relative Machzahl aufgetragen, ergänzt um repräsentative Stromlinien der gehäusenahen Hauptströmung (blau) und der Spaltströmung (rot). Mit Hilfe dieser Darstellung lassen sich stabilitätskritische Blockagegebiete, die durch hohe Strömungsverluste und ein geringes Geschwindigkeitsniveau charakterisiert sind, deutlich lokalisieren.

7.3.1. Instabilitäten bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl

Abbildung 7-9 und Abbildung 7-10 zeigen die Kennlinien der untersuchten Verdichter bei 100 Auslegungsdrehzahl im stabilen Arbeitsbereich und das instationäre „Abrutschen“ des letzten stabilen Arbeitspunktes an der Pumpgrenze infolge einer Androsselung des Verdichters über das Stabilitätslimit. Die Darstellungen mit der relativen Machzahlverteilung verdeutlichen die zu bestimmten Betriebspunkten zugehörigen Strömungsvorgänge im Blattspitzenbereich.

Bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl ergeben die Simulationen für beide untersuchten Verdichter ein weitgehend identisches Verhalten der Spaltströmung bzw. des Spaltwirbels. Unter moderaten Druckverhältnissen — wie etwa bei maximalen Wirkungsgrad (NASA Rotor 37 $\dot{m} = 0,997$, Rotor 2 $\dot{m} = 0,989$) — weisen Spaltströmung und Spaltwirbel eine intakte und weitgehend ungestörte Struktur auf. Die Wirbeltrajektorie verläuft in beiden Fällen — beginnend an der Schaufelspitze — gleichmäßig mit der Hauptströmung in Richtung Rotoraustritt. Der Wirbelkern passiert ungehindert den Verdichtungsstoß in der

Schaufelpassage; mögliche Blockagewirkungen auf die Hauptströmung sind damit im Bereich des maximalen Wirkungsgrades minimal.

Die Strömungsverhältnisse ändern sich jedoch deutlich, wenn der Massenstrom in den Verdichtern auf $\dot{m} = 0,935$ (NASA Rotor 37) bzw. $\dot{m} = 0,911$ (Rotor 2) gedrosselt wird. Der Impuls der beiden Wirbelkerne ist unter diesen Bedingungen nicht mehr ausreichend, um dem gesamten Wirbelquerschnitt ein vollständiges Durchdringen der jeweiligen Druckbarrieren am Verdichtungsstoß zu ermöglichen. Infolge dieses Impulsdefizits kommt es zu einem Zusammenbrechen der Wirbelkerne. In den Simulationen ist das Aufplatzgebiet charakterisiert durch intensive Strömungsverluste und eine ausgeprägte Stagnations- bzw. Rezirkulationsblase.

Bei weiterer Androsselung der Verdichtersysteme wachsen die spaltwirbelbedingten Stagnationsgebiete zwar deutlich an, befinden sich jedoch bis zum Erreichen der Pumpgrenze (NASA Rotor 37: $\dot{m} = 0,912$ bzw. Rotor 2: $\dot{m} = 0,878$) in einem stabilen Gleichgewicht mit der umgebenden Hauptströmung. Mischungseffekte zwischen der impulsreichen Hauptströmung und der Blockagezone bewirken im stabilen Arbeitsbereich, dass ein unkontrolliertes Anwachsen des Stagnationsgebietes unterdrückt wird.

Die Eigenschaften der Hauptströmung bzw. der Schaufelanströmung sind somit essentiell für eine effektive Dämpfung des Blockagegebietes und haben daher einen entscheidenden Einfluss auf die Lage der Pumpgrenze. Wird für den NASA Rotor 37 und den Rotor 2 für die Betriebszustände $\dot{m} = 0,935$ bzw. $\dot{m} = 0,911$ (Zusammenbruch des Spaltwirbels) nach Gl. 7-9 der Blockagefaktor B_S auf einer Kanalhöhe von 99 Prozent berechnet, so unterscheiden sich die Werte erheblich. Für den NASA Rotor 37 ergibt sich ein Blockagefaktor B_S von 0,76, während dieser für den Rotor 2 nur 0,473 beträgt (Tabelle 7-2). Damit hat die gehäusenahere Hauptströmung im NASA Rotor 37 gegenüber dem Rotor 2 nach dem Frontstoß nur etwa die Hälfte des axialen Impulses.

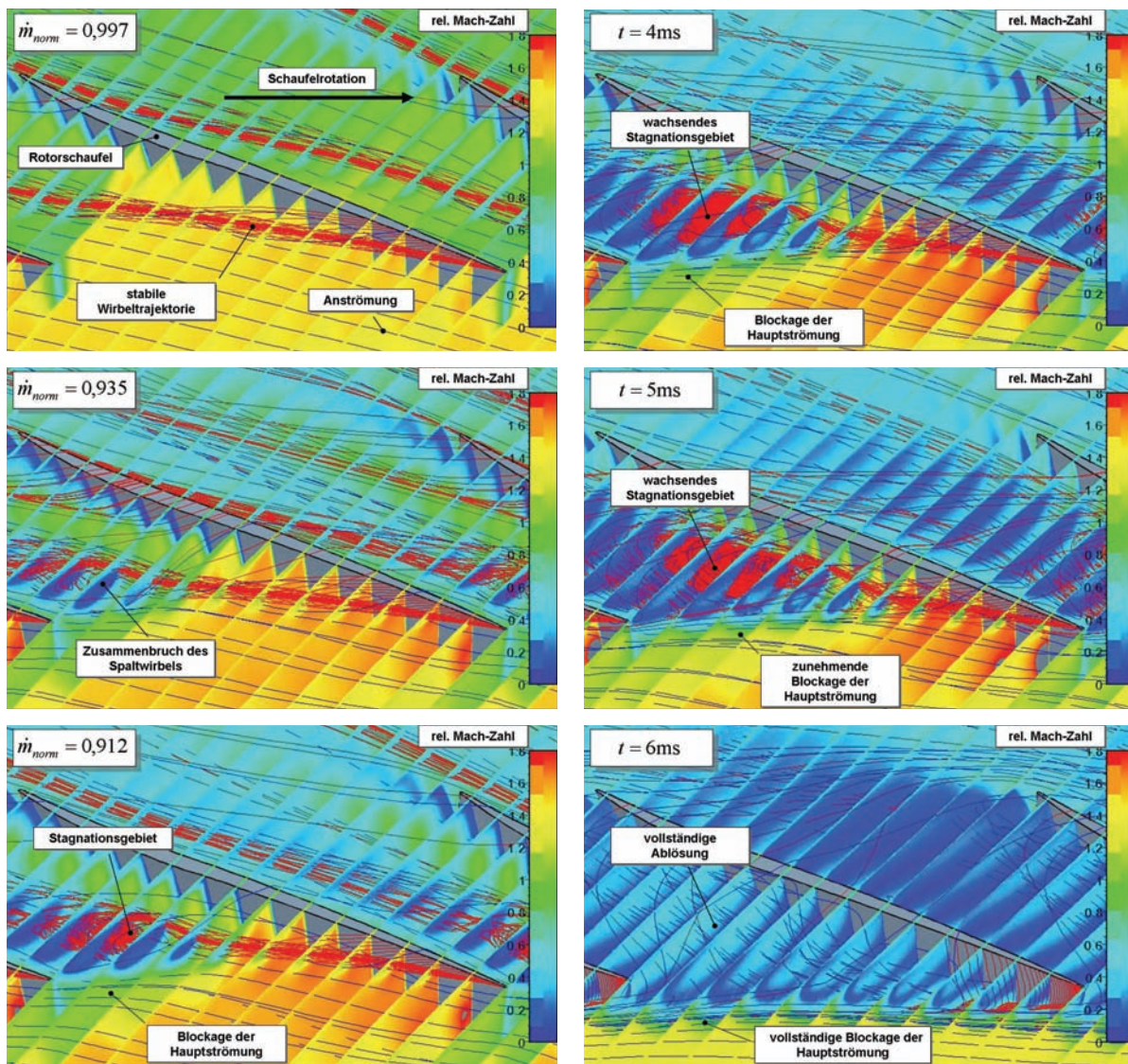
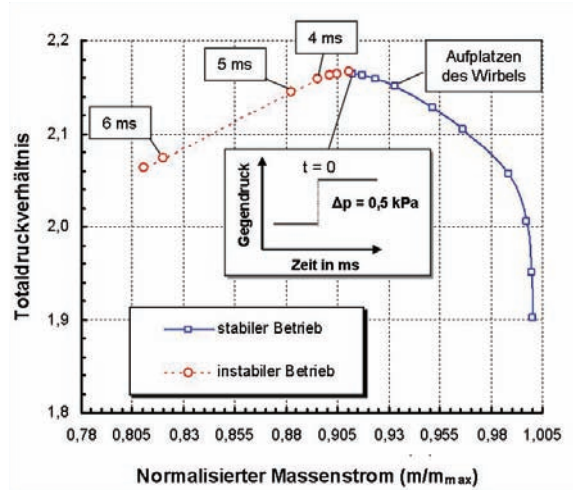


Abbildung 7-9: Blockageentwicklung und Stabilitätsverlust im NASA Rotor 37 bei Androsselung (100 Prozent Auslegungsdrehzahl, Gitter G1, Spalart-Allmaras)

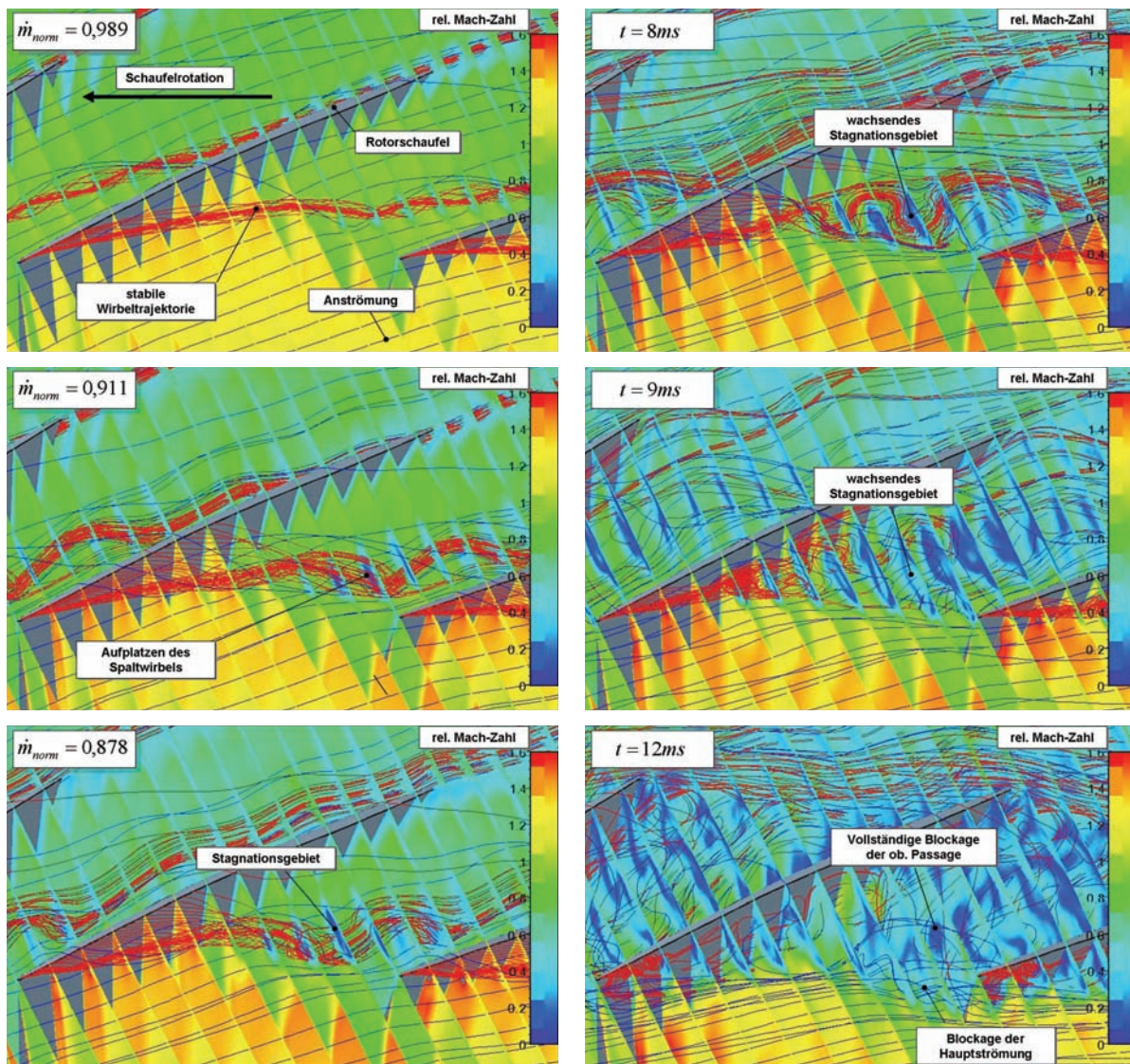
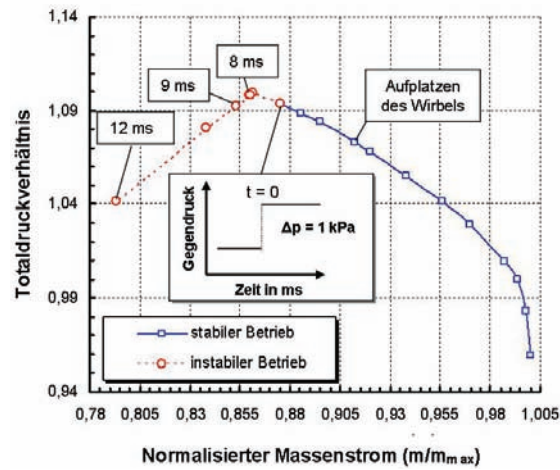
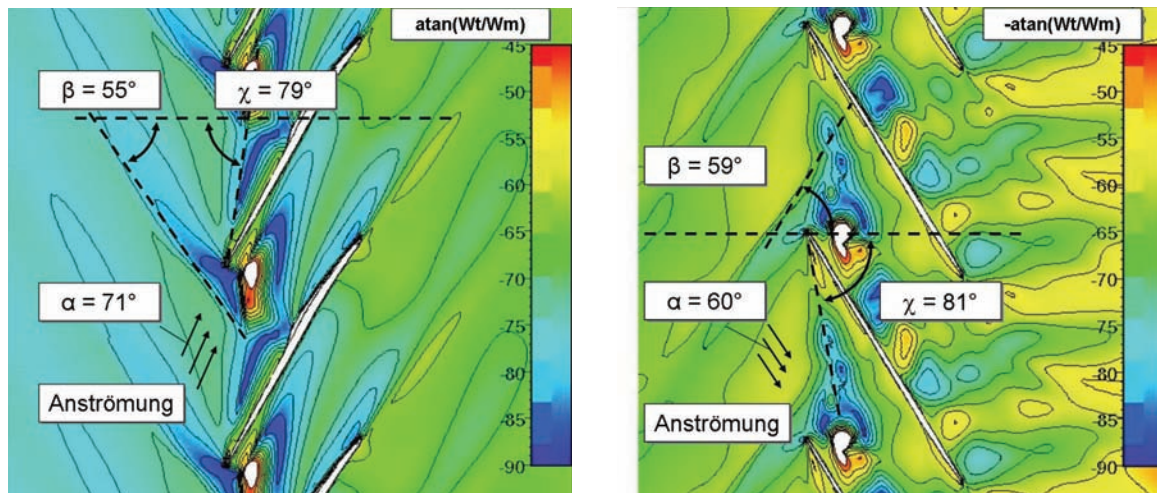


Abbildung 7-10: Blockageentwicklung und Stabilitätsverlust im Rotor 2 bei Androsselung (100 Prozent Auslegungsdrehzahl, Gitter G1, Baldwin-Lomax)



NASA Rotor 37, $\dot{m} = 0,935$

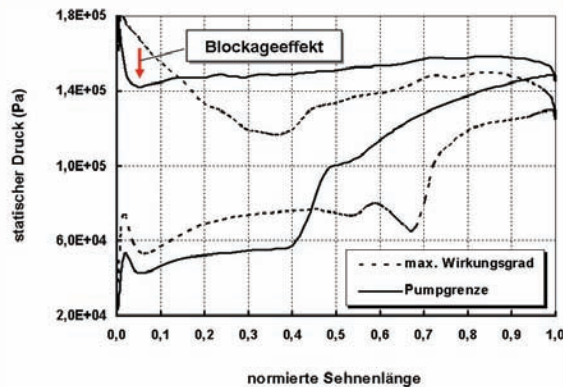
Rotor 2, $\dot{m} = 0,911$

Strömungswinkel auf 99 Prozent Kanalhöhe

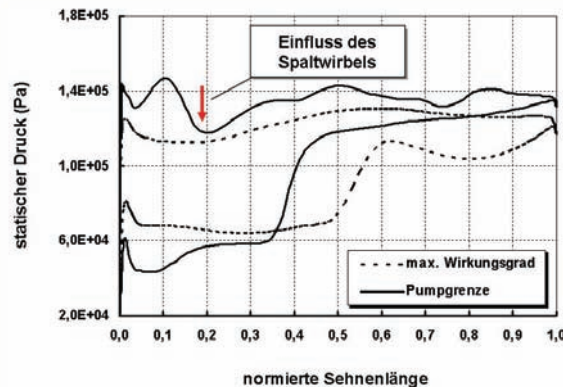
	Strömungsdaten								Kennzahlen	
	α	β	γ	χ	ξ	M_1	$M_{2,S}$	$M_{2,S,krit}$	B_S	B_P
NASA Rotor 37 ($\dot{m} = 0,935$)	71°	55°	54°	79°	60°	1,52	0,824	0,626	0,760	0,58
Rotor 2 ($\dot{m} = 0,911$)	60°	59°	61°	81°	59°	1,37	0,843	0,399	0,473	0,05

Tabelle 7-2: Stabilitätskennzahlen für den NASA Rotor 37 und Rotor 2 auf 99 Prozent Kanalhöhe (Gitter G1, Spalart-Allmaras (NASA Rotor 37), Baldwin-Lomax (Rotor 2))

Der offensichtliche Defekt in der Blattspitzenanströmung im NASA Rotor 37 macht sich sowohl in der Druckverteilung an der Schaufelspitze als auch in der Kennzahl B_P — dem Indikator für eine *Schaufelspitzenablösung* — bemerkbar (vgl. Kapitel 7.2.1). Während diese Kennzahl nach Tabelle 7-2 für den Rotor 2 mit 0,05 verschwindend klein ist, beträgt sie im Fall des NASA Rotor 37 0,58. Abbildung 7-11 vergleicht die Druckverteilung auf den Rotorschaukeln auf 99 Prozent Kanalhöhe für maximalen Wirkungsgrad und einen Betriebspunkt nahe der Pumpgrenze. Dabei zeigt sich im Fall des NASA Rotor 37 an der Pumpgrenze — trotz einer gestiegenen aerodynamischen Gesamtbelastung — eine sehr ausgeprägte, atypische Abnahme des Druckniveaus auf den vorderen 15 Prozent der Schaufeldruckseite. Im Fall von Rotor 2 ist dagegen der Einfluss des auf die Druckseite auftretenden Spaltwirbels deutlich zu erkennen.



NASA Rotor 37, 100 Prozent Auslegungsdrehzahl
(Gitter G1, Spalart-Allmaras)



Rotor 2, 100 Prozent Auslegungsdrehzahl
(Gitter G1, Baldwin-Lomax)

Abbildung 7-11: Schaufeldruckverteilung auf 99 Prozent Kanalhöhe

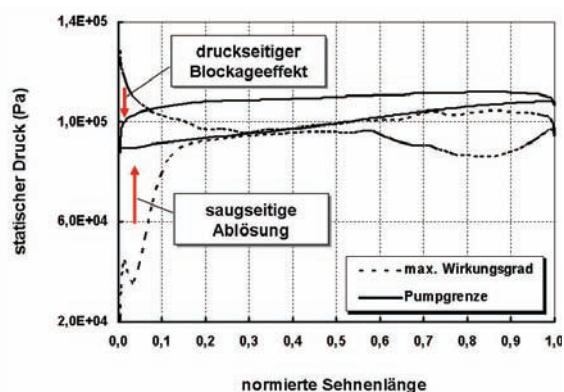
Die relative Höhe des Spaltmassenstroms ist in beiden Verdichtern in etwa vergleichbar (vgl. Abschnitt 7.1); der absolute Spaltmassenstrom ist im Rotor 2 jedoch annähernd doppelt so groß. Damit hat die Spaltströmung im Fall des Rotor 2 im gehäusenahen Strömungsbereich eine wesentlich höhere Blockagewirkung. Dieser Effekt und die gravierenden Unterschiede in den in Kapitel 7.2 eingeführten Stabilitätskennzahlen beeinflussen die Dynamik der Blockageentwicklung bei Überschreiten der Pumpgrenze.

Abbildung 7-9 und Abbildung 7-10 zeigen das zeitliche Anwachsen des Blockagegebietes im Blattspitzenbereich nach Überschreiten der Stabilitätsgrenze. Im Fall des NASA Rotor 37 ist deutlich zu erkennen, dass sich das durch den Spaltwirbel entstandene Stagnationsgebiet zuerst im „geschwächten“ druckseitigen Schaufelbereich ausdehnt, bis in diesem Bereich eine vollständige lokale Blockage der Anströmung entsteht. Erst anschließend greift die Störung auf die Saugseite der Rotorpassage über. In den Simulationen des Rotor 2 ist dagegen zu beobachten, dass sich die Stagnationsblase durch den aufgeplatzten Spaltwirbel kanalmittig nahezu gleichmäßig in alle Richtungen ausdehnt, bis letztlich die gesamte obere Schaufelpassage blockiert ist.

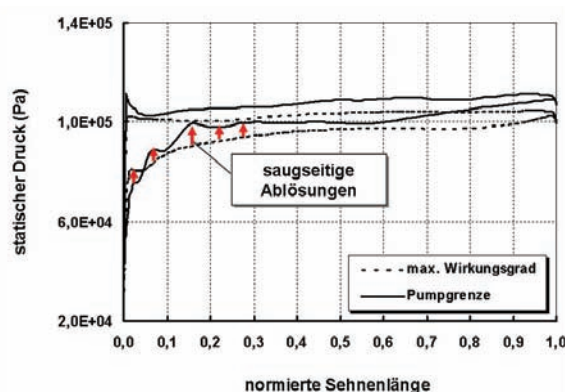
Auf Basis der Simulationsergebnisse bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl sind damit für beide untersuchten Verdichter charakteristische Mechanismen im Bereich der Blattspitzen als eindeutige Ursachen für die Strömungsinstabilität an der Pumpgrenze identifiziert. Damit eignen sich — theoretisch — beide Verdichter für den Einsatz von Casing-Treatments.

7.3.2. Instabilitäten bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl

Die stabilitätskritischen Strömungsmechanismen bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl unterscheiden sich sehr deutlich von den Phänomenen, wie sie bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl zu beobachten sind. Bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl befindet sich die Strömung in beiden Verdichtern im subsonischen Machzahl-Bereich. Die Druckgradienten entlang der Schaufelpassage und über der Schaufelspitze sind somit wesentlich geringer (Abbildung 7-12). Ein mögliches Zusammenbrechen des Spaltwirbels kann damit — insbesondere nach Abbildung 7-4 — ausgeschlossen werden. Somit müssen andere Mechanismen für den Verlust der Strömungsstabilität verantwortlich sein.



NASA Rotor 37, 60 Prozent Auslegungsdrehzahl
(Gitter G1, Spalart-Allmaras)



Rotor 2, 60 Prozent Auslegungsdrehzahl
(Gitter G1, Baldwin-Lomax)

Abbildung 7-12: Schaufeldruckverteilung auf 99 Prozent Kanalhöhe

Abbildung 7-13 zeigt die Verteilung der relativen Machzahl und den Verlauf repräsentativer Stromlinien im oberen Bereich der Schaufelpassage des NASA Rotor 37 für unterschiedliche Massenströme. Bei geringen Schaufelbelastungen — wie etwa maximalem Wirkungsgrad ($\dot{m} = 0,689$) — ist die Ausbildung eines charakteristischen Spaltwirbels zu erkennen. Die Trajektorie verläuft nahezu parallel mit der Hauptströmung ($\alpha \approx \chi$) — ein Indiz dafür, dass die Spaltströmung eine geringe Intensität aufweist und damit nur begrenzt Einfluss auf die Passagenströmung ausüben kann. Wegen $\alpha \approx \chi$ beträgt der Blockagefaktor B_P nach Gl. 7-5 nahezu eins; er deutet damit bereits auf eine wahrscheinliche *Schaufelspitzenablösung* hin.

In der Tat zeigt sich bei zunehmender Drosselung, dass die Spaltströmung im NASA Rotor 37 offensichtlich keine signifikante Wirkung auf die Lage der Pumpgrenze im unteren Teillastbereich entfaltet. Vielmehr treten andere, dominantere Mechanismen in den Vordergrund, die den direkten Einfluss der Spaltströmung und des Spaltwirbels überlagern.

Bei einem Massenstrom von 0,559 tritt in den Simulationen — infolge einer bereits sehr steilen Schaufelanströmung — ein lokales Ablösegebiet im vorderen Bereich der Schaufel-saugseite auf. Diese Ablösezone spiegelt sich auch im Verlauf der Druckverteilung an den Schaufelspitzen des NASA Rotor 37 wider (Abbildung 7-12). Durch Wechselwirkung mit diesem Ablösegebiet kommt es zu einer vollständigen Dissipation des Spaltwirbels; die Spaltströmung rollt sich somit nicht mehr zu dem typischen Spaltwirbel auf, sondern sie sammelt sich in den entstehenden Ablösegebieten an und verstärkt dadurch indirekt den Blockageeffekt in der Schaufelpassage.

Bereits ab einem Massenstrom von 0,559 ist der gesamte obere Bereich des Schaufelkanals als Folge der Ablösung nahezu vollständig versperrt — die Strömung im NASA Rotor 37 ist jedoch insgesamt noch stabil. Das Blockagegebiet wächst mit weiter zunehmender Drosselung deutlich radial nach innen, bis schließlich bei einem Massenstrom von 0,496 nahezu 20 Prozent der gesamten Rotorpassage versperrt sind und der Verdichter die numerische Pumpgrenze erreicht.

Die Strömungsanalysen im Teillastbetrieb des NASA Rotor 37 weisen somit eindeutig nach, dass auch bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl Instabilitäten im Bereich der Schaufel-

blattspitzen den Betriebsbereich des Verdichters limitieren. Diese Tatsache spricht — theoretisch — für einen erfolgreichen Einsatz von Casing-Treatments auch im unteren Teillastbereich des NASA Rotor 37. Zu beachten ist aber, dass nicht primär die Spaltströmung, sondern massive Ablösungen auf den Rotorschaufelaußenseiten für den Zusammenbruch der Verdichterströmung verantwortlich sind. Eine nachhaltige Stabilisierung der Rotorströmung dürfte daher ungleich intensivere Casing-Treatment-Zirkulationen erfordern, als im Fall einer reinen spaltströmungsbedingten Instabilität.

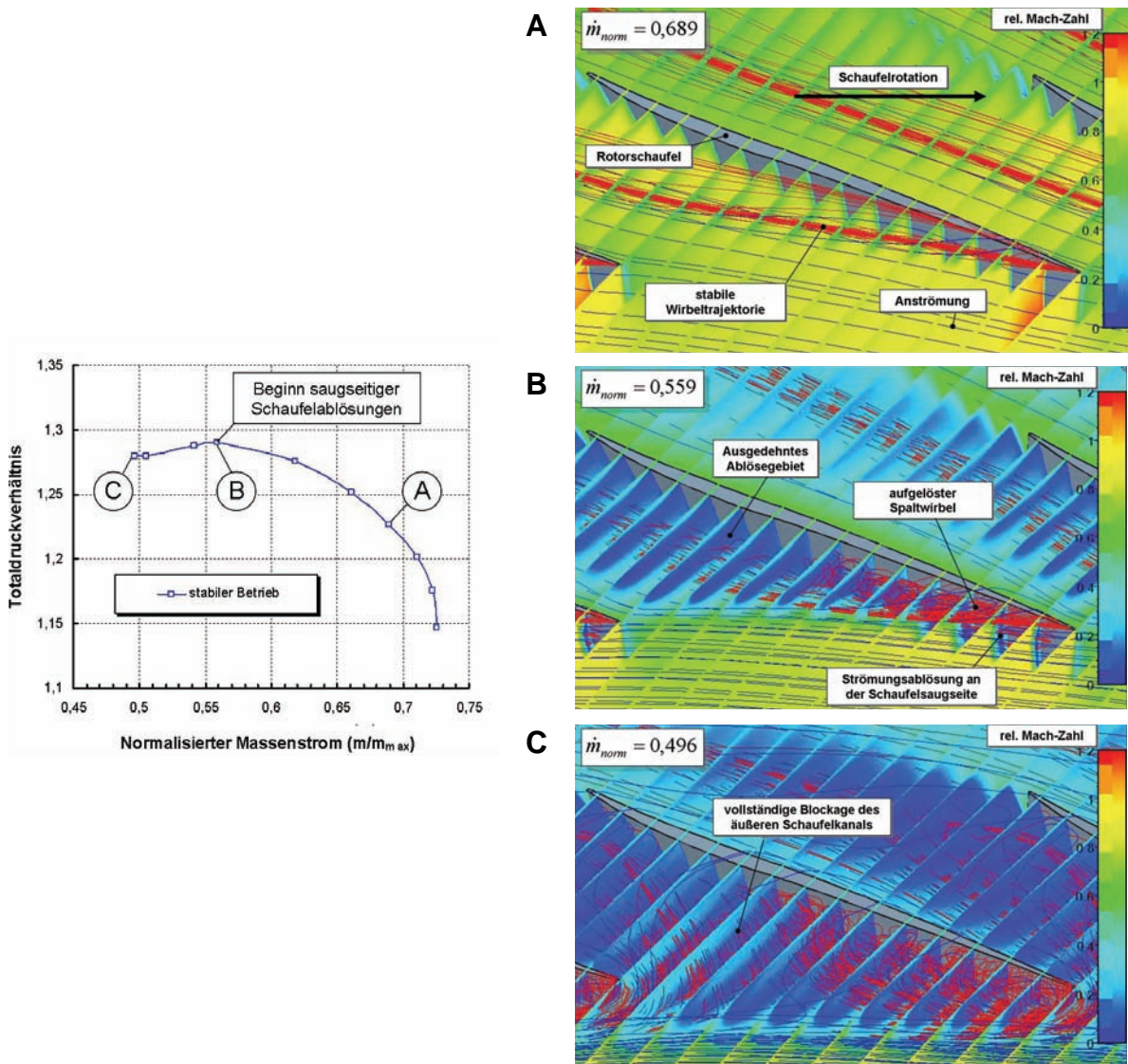
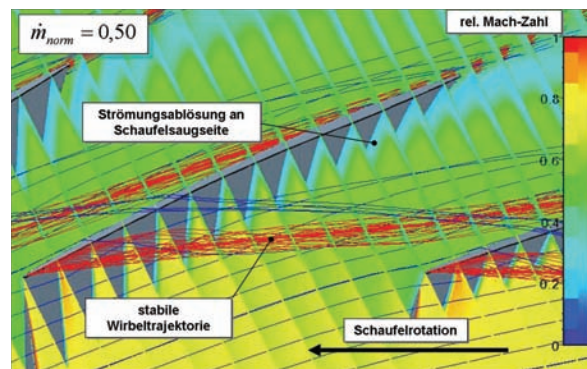
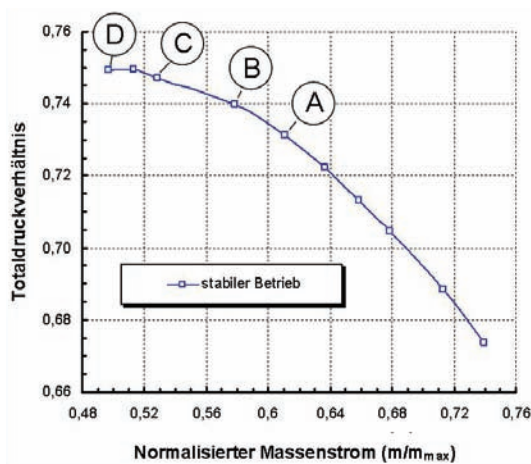


Abbildung 7-13: Blockageentwicklung und Stabilitätsverlust im NASA Rotor 37 bei Androsselung (60 Prozent Auslegungsdrehzahl; Gitter G1, Spalart-Allmaras)

Auch im Fall des Rotor 2 demonstrieren die Simulationen, dass die Verdichterstabilität bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl unter den gegebenen Randbedingungen nicht durch die Spaltströmung limitiert wird (Abbildung 7-14). Im Gegensatz zum NASA Rotor 37 bleibt hier der Spaltwirbel jedoch auch bei Teillast für alle Betriebszustände auf der Kennlinie intakt.

Wie für subsonische Rotorströmungen zu erwarten, nimmt zwar der Winkel zwischen Wirbeltrajektorie und Schaufelsehne mit zunehmender aerodynamischer Belastung des Rotor 2 kontinuierlich zu. Er erreicht aber auf dem stabilen Arbeitsbereich der Kennlinie nicht den kritischen Wert, der eine vollständige Versperrung des oberen Schaufelkanals verursachen würde. Abbildung 7-14 zeigt die Verteilung der relativen Machzahl im Bereich der Rotor 2-Blattspitzen und die Lage der Wirbeltrajektorie für einen Massenstrom von 0,5 (Pumpgrenze). Stattdessen ergeben sich in den Teillastsimulationen im Bereich der Pumpgrenze auf der gesamten Schaufelaußenseite massive Strömungsablösungen, die die Verdichterstabilität vorzeitig auf einen Pumpgrenzmassenstrom von 0,5 limitieren. In Abbildung 7-14 ist deutlich zu erkennen, wie sich die Ablösegebiete auf der Schaufelaußenseite bei zunehmender Drosselung kontinuierlich ausbreiten und dadurch die Rotorströmung destabilisieren. Die großflächigen Ablösungen machen sich in den Strömungssimulationen durch massive, ungeordnete Schwingungen bemerkbar.



Topologie des Spaltwirbels an der Pumpgrenze

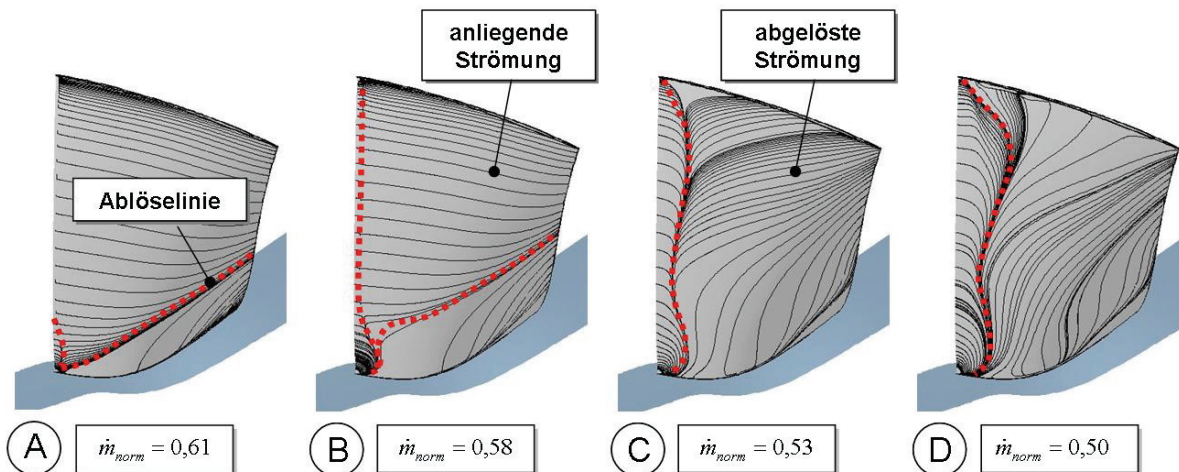


Abbildung 7-14: Blockageentwicklung und Stabilitätsverlust im Rotor 2 bei Androsselung (60 Prozent Auslegungsdrehzahl; Gitter G1, Baldwin-Lomax)

Als Folge der aerodynamischen Überbelastung der Rotorschaufeln im unteren Teillastbereich dürfte der Rotor 2 bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl somit nicht über ein Casing-Treatment zu stabilisieren sein. Eine Modifikation der Anströmbedingungen (zum Beispiel

durch Vordrall) könnte allerdings die Ablösungen am Schaufelprofil soweit hinauszögern, dass die Spaltströmung letztlich doch die Stabilität des Verdichters limitiert und sich damit der Einsatz eines Casing-Treatments anbietet.

8. Strömungssimulationen mit Casing-Treatments

8.1. Stabilisierung axialer Rotorstufen

Kritische Strömungsinstabilitäten können in axialen Rotorstufen durch unterschiedlichste Phänomene ausgelöst werden. In Kapitel 7 wurden in diesem Zusammenhang für den Blattspitzenbereich charakteristische Strömungsmechanismen klassifiziert. Dazu gehören sowohl einfache, saugseitige Ablösungen aufgrund einer aerodynamischen Schaufelüberlastung als auch Blockageeffekte durch die Spaltströmung und die axiale Verzögerung infolge der Stoßsysteme bei transsonischem Betrieb. Anströmbedingungen, Intensität und Richtung der Spaltströmung sowie die in der Schaufelpassage herrschenden Druckgradienten zählen hierbei zu den maßgeblichen Parametern, welche die Ausprägung der unterschiedlichen Strömungsmechanismen beeinflussen.

Während saugseitige Ablösungen oder stoßbedingte Blockageeffekte in der Regel erst bei hohen Anströmwinkeln in Erscheinung treten, können sich spaltströmungsbedingte Instabilitäten bereits unter solchen Strömungsbedingungen entwickeln, unter denen noch keine Indikatoren auf eine aerodynamische Überlastung der Schaufelprofile oder der Gehäusekontur deuten. Daher dürften vor allem solche Verdichtersysteme ein hohes Stabilisierungspotenzial haben, die durch dominante Blockageeffekte infolge der Wechselwirkung zwischen der Spalt- und der Hauptströmung charakterisiert sind. Diese Eigenschaft trifft insbesondere auf den Rotor 2 zu.

Im Fall spaltströmungsbedingter Instabilitäten sollte sich die Verdichterstabilität bereits über eine einfache Manipulation der Spaltströmung — wie etwa Umlenkung oder Absaugung auf der Druckseite bzw. über dem Rotorspalt — deutlich verbessern lassen (vgl. Abbildung 8-1). Solche Maßnahmen können die Strömungsstabilität theoretisch solange aufrechterhalten, bis die aerodynamische Belastung ein Niveau erreicht, auf dem schließlich Schaufelablösungen und stoßbedingte Blockageeffekte dominieren.

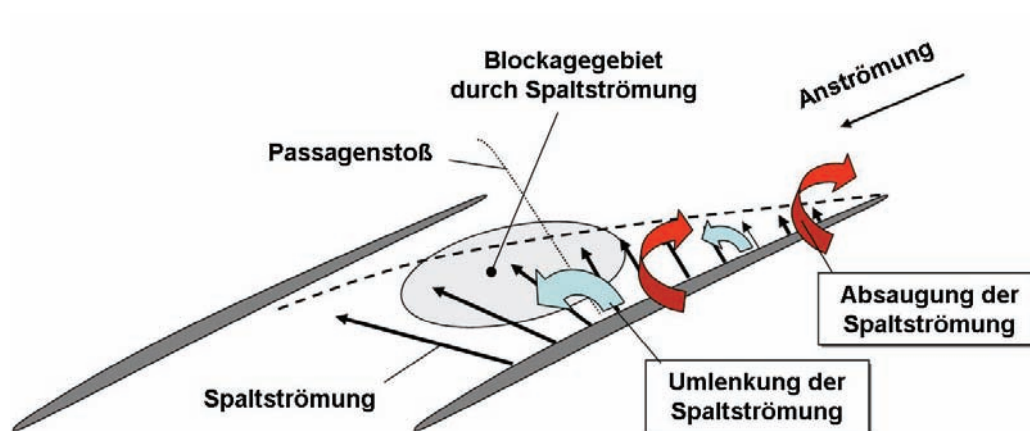


Abbildung 8-1: Maßnahmen zur Dämpfung spaltströmungsbedingter Blockageeffekte

Rotoren, die im Bereich der Pumpgrenze durch eine aerodynamische Überlastungen charakterisiert sind — also auf den Schaufeloberflächen großflächige Ablösegebiete aufweisen —, können letztlich nur über eine Änderung der Schaufelspitzenumströmung stabilisiert werden. Im Fall saugseitiger Ablösungen verlangt das insbesondere eine Erhöhung des Volumenstroms bzw. eine Verminderung des Anströmwinkels (vgl. Abbildung 8-2). Diese Maßnahme entspricht vom Prinzip her einer konventionellen Abblasung.

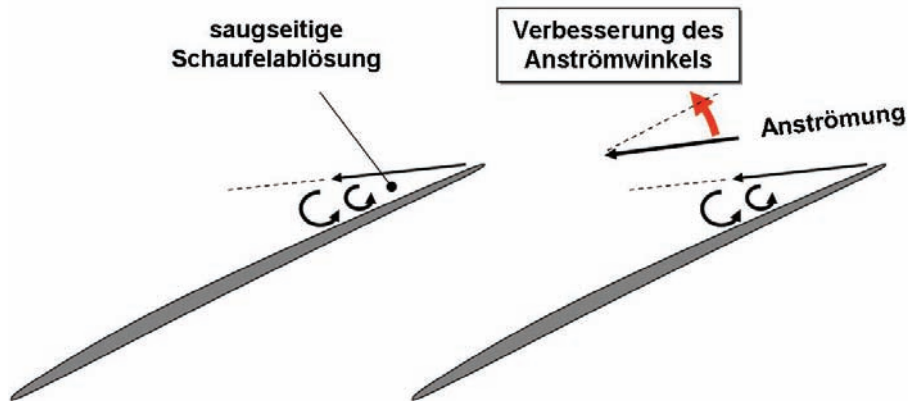


Abbildung 8-2: Maßnahme zur Stabilisierung saugseitiger Ablösungen

Blockagen auf der Druckseite der Rotorpassage müssen dagegen vor allem durch massives Absaugen von Fluid aus dem Stagnationsbereich gedämpft werden (vgl. Abbildung 8-3) — stabilisierend sollten sich in diesem Zusammenhang aber auch eine Impulserhöhung der relativen Anströmung in Richtung der Schaufelsehne sowie eine Verlagerung der Stoßfront auswirken (möglichst angelegter Frontstoß mit einem Stoßwinkel β kleiner als $90^\circ - \chi$, um den Blockagefaktor B_S gering zu halten). Die in Abbildung 8-3 rot dargestellte Stoßfront stellt den Idealfall für einen — aus Stabilitätssicht — optimalen Stoßverlauf dar. Durch den nun schrägen Bugstoß im Bereich der vorderen Schaufelspitze wird die Anströmung nicht mehr entgegen, sondern in Laufrichtung der Rotorschauflern umgelenkt. Der Blockagefaktor B_S reduziert sich dadurch drastisch — eine mögliche *verdichtungsstoßbedingte Schaufelspitzenblockage* kann somit nicht mehr auftreten.

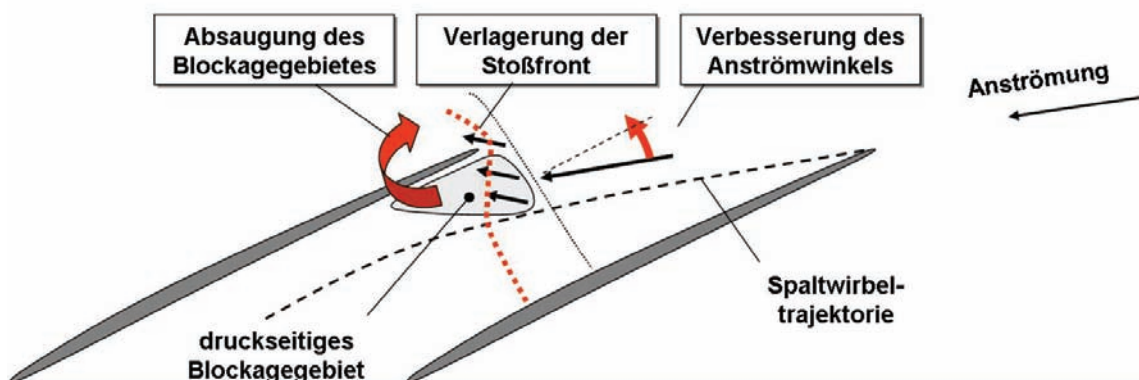


Abbildung 8-3: Maßnahmen zur Dämpfung druckseitiger Blockageeffekte

Stabilisierungskonzepte, die primär auf einer Absaugung von Blockagefluid oder einer Erhöhung des Volumenstromes im Blattspitzenbereich basieren, erfordern künstliche, zum Teil massive Ausgleichsströmungen über den Schaufelspitzen. Solche Ausgleichsströmungen können letztlich nur über das in der Rotorpassage herrschenden Druckgefälle angetrieben werden. Damit erhöht sich jedoch auch zwangsläufig der effektive Leckage- bzw. Rezirkulationsmassenstrom im Verdichter, was sich in einem deutlichem Absinken des resultierenden Verdichterwirkungsgrades bemerkbar machen kann.

Beim Entwurf eines Casing-Treatment-Konzeptes ergibt sich in der Praxis das Problem, dass die stabilitätskritischen Strömungsmechanismen sehr stark von der Drehzahl und den Eigenschaften der Anströmung (wie zum Beispiel Einlaufstörungen) abhängen können.

Eine effektive und praxistaugliche Casing-Treatment-Lösung darf daher nicht nur eine Stabilisierungsstrategie verfolgen, sondern sie muss unterschiedliche Ansätze erfolgreich integrieren (Abbildung 8-1 bis Abbildung 8-3).

8.2. Konzeption von Casing-Treatments

Die Strategie bei der Auslegung effizienter Casing-Treatments muss es sein, wie im vorangegangenen Abschnitt eingehend beschrieben, gezielt an den strömungskritischen Stellen im Verdichter stabilisierende Zirkulationen aufzuprägen, mit deren Hilfe entstehendes Blockagefluid abgeführt, Volumenstrom erhöht, die Stoßfront verlagert und zudem die Spaltströmung umgelenkt werden können. Die praktische Umsetzung solcher Zirkulationen gelingt aber nur, wenn das Druckgefälle in der Rotorpassage geschickt genutzt wird, um über die Kanäle der Gehäusestruktur bereits verdichtete Luft gezielt zu entspannen und diese anschließend gerichtet und damit verlustarm in Gebiete niederen Drucks zurückzuleiten. Je mehr Fluid aus den Hockdruckzonen der Verdichterströmung entnommen wird, desto stärker werden tendenziell auch die Zirkulationen und die damit zu erwartende stabilisierende Wirkung.

Ein künstlich erhöhter Zirkulationsmassenstrom wirkt sich jedoch in der Regel auch gravierend auf den resultierenden Verdichterwirkungsgrad aus. Bei der Konzeption eines effizienten Casing-Treatments ist daher darauf zu achten, dass insbesondere in Nähe des Auslegungspunktes so wenig Leckage bzw. Zirkulation wie möglich entsteht. Für transsonische Verdichter ergibt sich damit die Konsequenz, die Öffnungen der Casing-Treatment-Strukturen nur zu geringen Teilen über den Verdichtungsstoß in der Schaufelpassage zu positionieren und dadurch einen unnötig hohen Bypassstrom aus den hinteren Hockdruckbereichen zu vermeiden. Angesichts der Tatsache, dass die kritischen Strömungsmechanismen im Blattspitzenbereich vor allem auf Höhe des Verdichtungsstoßes auftreten (vgl. Kapitel 7), dürfte diese geometrische Restriktion jedoch keine wesentliche Beeinträchtigung der Stabilisierungsmöglichkeiten darstellen.

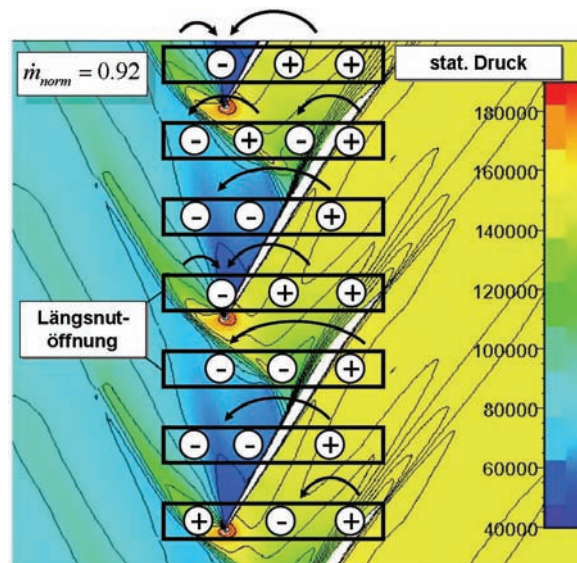


Abbildung 8-4: Zu erwartende druckgetriebene Ausgleichsströmungen beim Einsatz von Längsnuten im Gehäuse des NASA Rotor 37, Druckverteilung in der Passage auf 90 Prozent Kanalhöhe (+ : positiver Massenstrom in die Nut; - : negativer Massenstrom aus der Nut)

Der Motor für die Ausgleichsströmungen über ein Casing-Treatment ist, wie mehrfach erwähnt, vor allem das statische Druckgefälle in der Rotorpassage. Aus diesem Grund können — wie in Abbildung 8-4 repräsentativ dargestellt — die Öffnungen eines Casing-Treatments primär nur dort Fluid aus der Rotorströmung aufnehmen, wo ein hohes statisches Druckniveau vorliegt. In Bereichen niederen Drucks — wie etwa dem Unterdruckbereich auf den Schaufelaußseiten — ist dagegen eine Entnahme von Fluid nicht möglich; dort entreißt vielmehr die Hauptströmung gepuffertes Fluid wieder dem Casing-Treatment. Aus Abbildung 8-4, die eine für transsonische Verdichterstufen typische Verteilung des statischen Drucks im Bereich der Schaufelblattspitzen zeigt, wird ersichtlich, dass insbesondere der vordere Bereich der Rotorschauflerspitzen in Umfangsrichtung durch einen ausgeprägten, periodischen Wechsel zwischen Hoch- und Niederdruckgebieten charakterisiert ist. Casing-Treatment-Öffnungen, die sich in diesem Bereich befinden, weisen somit intensive Schwankungen im durchgesetzten Massenstrom auf.

Soll eine Gehäusestruktur speziell dafür ausgelegt werden, die Spaltströmung zu manipulieren bzw. zu stabilisieren, so gelingt dieses entweder nur über eine Beeinflussung des Druckgradienten auf der Druckseite des Rotorspaltes bzw. direkt über der Schaufelspitze oder durch eine kontrollierte Umlenkung innerhalb der Schaufelpassage. Eine direkte Absaugung der auf der Schaufelaußseite austretenden Spaltströmung ist nicht möglich.

Casing-Treatments können schnell ihre stabilisierende Wirkung verlieren, wenn sich die Strömungsmechanismen an der Pumpgrenze infolge modifizierter Randbedingungen verändern. In dieser Hinsicht sind insbesondere die Einsatzmöglichkeiten einfacher Umlaufnuten stark eingeschränkt. Umlaufnuten können zwar unter transsonischen Strömungsbedingungen eine effiziente Strömungsstabilisierung bewirken, verlieren diese Eigenschaft aber zunehmend bei sinkenden Geschwindigkeiten. Zudem ist zu beobachten, dass die Wirkung von Umlaufnuten auch bei gestörten Einlaufbedingungen und zunehmenden Spalthöhen deutlich nachläßt [31].

Axial ausgerichtete Gehäusestrukturen scheinen dagegen wesentlich robuster gegenüber Spalthöhen, variablen Drehzahlen oder Anströmdefekten zu sein [31]. Damit liegt die Vermutung nahe, dass Umlaufnuten vor allem in direkte Wechselwirkung mit der Spaltströmung treten und dadurch Blockagegebiete unterdrücken, wie sie etwa durch das Aufplatzen des Spaltwirbels entstehen können. Genauere Informationen zur Funktionsweise von Umlaufnuten sind unter anderem einer 2002 veröffentlichten Arbeit des Autors zu entnehmen [79]. In dieser wird ein Umlaufnutenkonzept am Rotor 2 systematisch untersucht.

Umlaufnuten können jedoch nur bedingt den lokalen Volumenstrom im Bereich der Blattspitzen erhöhen, da sie primär eine Ausgleichsströmung in Umfangsrichtung, jedoch keine stabilisierende Zirkulation in Schaufellängsrichtung ermöglichen. Dadurch sind sie auch nur eingeschränkt in der Lage, die Anströmung der Schaufelblattspitzen zu verbessern. Lediglich druckseitige Blockagegebiete können über die umfangsgerichtete Bypassströmung etwas entlastet werden. Axiale Casing-Treatment-Konzepte haben im Vergleich zu Umlaufnuten den entscheidenden Vorteil, dass sie stabilisierende Zirkulationen in Schaufellängsrichtung ermöglichen und somit die aerodynamische Belastung der Schaufelblattspitzen deutlich reduzieren können. Damit decken sie grundsätzlich ein wesentlich größeres Stabilisierungsspektrum ab.

8.3. Untersuchte Casing-Treatments

Frühere numerische Untersuchungen am Rotor 2 [79] haben gezeigt, dass Umlaufnuten in diesem Verdichtersystem eine deutliche Verbesserung des Stabilitätsverhaltens bewirken können; die entsprechenden Analysen belegen eine Verschiebung der Pumpgrenze um annähernd 9 Prozent. Im Fall des NASA Rotor 37 dürfte jedoch das Stabilisierungspotenzial von Umlaufnuten aufgrund der dominanten Anströmdefekte im Bereich der Schaufelspitzen deutlich geringer ausfallen. Einfache, stationäre Simulationen des NASA Rotor 37 (Gitter G1, Spalart-Allmaras Turbulenzmodell) mit einer einfachen, konventionellen Umlaufnutenkonfiguration (Abbildung 8-5) bestätigen diese Annahme. Demnach sind die Stabilisierungsmöglichkeiten hier bereits bei etwa 4 Prozent erschöpft.

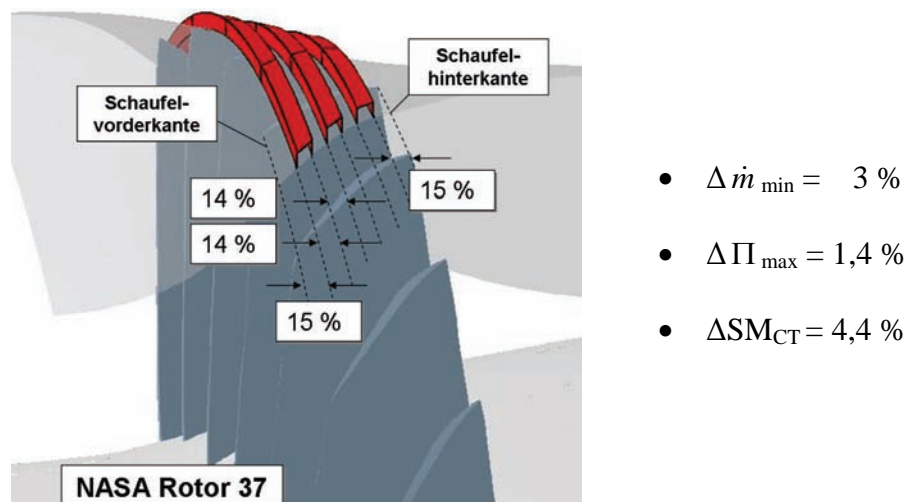


Abbildung 8-5: Untersuchte Umlaufnutenkonfiguration am NASA Rotor 37

Angesichts der charakteristischen Strömungseigenschaften der analysierten Rotorstufen versprechen Casing-Treatments auf Basis von Längs- bzw. Axialnuten einen deutlich größeren Erfolg; diese Arbeit wird sich daher im Folgenden auf diesen Casing-Treatment-Typ konzentrieren. Die axiale Positionierung der Nuten relativ zur Schaufelvorderkante steht hierbei im Mittelpunkt der Untersuchungen. Denn über den Grad der Schaufelüberdeckung sollte sich — der Theorie nach — die Effizienz eines Casing-Treatments gravierend beeinflussen lassen.

8.3.1. Untersuchte Casing-Treatments am Rotor 2

Am Rotor 2 wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei axiale Positionen einer einfachen Axialnutenkonfiguration untersucht (Abbildung 8-6). Pro Schaufelpassage sind insgesamt vier äquidistant verteilte Längsnuten eingesetzt. Diese Zahl ergibt sich maßgeblich aus dem Kompromiss zwischen dem Wunsch nach möglichst vielen, schmalen Nuten und der — rechen-technisch — bedingten Restriktion, die Anzahl der Nuten so gering wie möglich zu halten, da sich die in der Simulation maximal zulässige Zeitschrittweite in etwa reziprok mit der Nutanzahl verkleinert (vgl. Kapitel 6.2.2).

Die modellierten Nuten sind in den getesteten Konfigurationen gleichmäßig um 45° in Schaufelrotationsrichtung geneigt, um ein Einströmen von rotierendem Fluid aus der Passage zu erleichtern. Um auch innerhalb der Nuten eine gleichmäßige Strömung zu unterstützen, ist der Nutlängsschnitt über einen Halbkreis definiert.

In ihrer Länge entsprechen die Nuten in etwa der axialen Sehnenlänge der Schaufelspitzen. In Umfangsrichtung addieren sich die Nuten zu einer Öffnung der Gehäusewand von 50 Prozent.

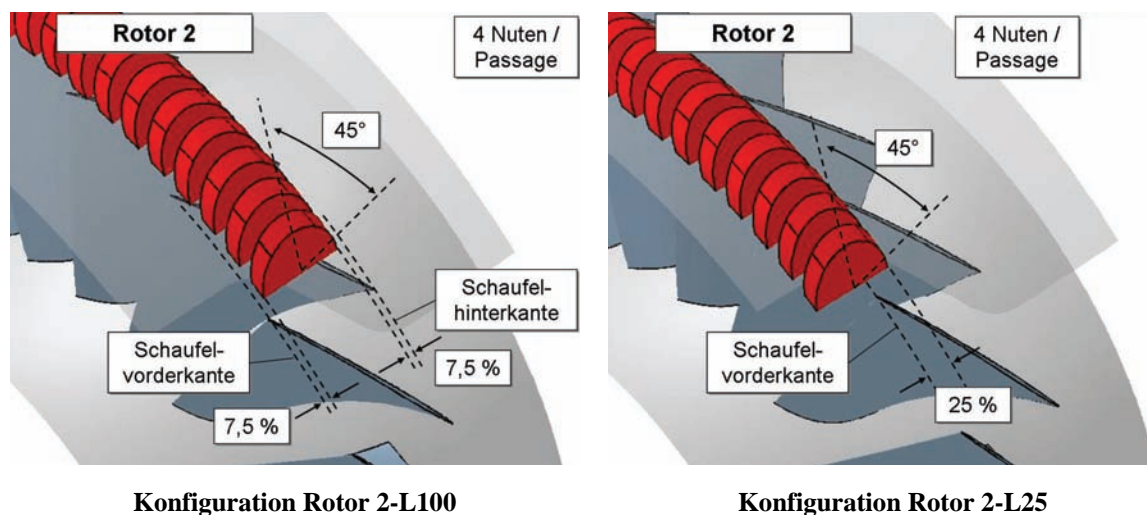


Abbildung 8-6: Untersuchte Axialnutenkonfigurationen am Rotor 2

In einer konventionellen Ausführung (Rotor 2 – L100) sind die Nuten mittig über den Schaufelspitzen positioniert; in einem modifizierten Konzept (Rotor 2 – L25) sind die Nuten deutlich stromaufwärts verschoben, so dass nur noch 25 Prozent der Schaufelspitzen vom Casing-Treatment überdeckt werden. Diese Modifikation berücksichtigt insbesondere

die Erkenntnis, dass die stabilitätskritischen Strömungsmechanismen im Blattspitzenbereich maßgeblich im vorderen Bereich der Schaufelpassage auftreten und dass damit die Entnahme von Fluid aus den hinteren stabilen Hochdruckbereichen der Rotorpassage vor allem den Verdichterwirkungsgrad beeinträchtigen, das Stabilitätsverhalten aber nur gering beeinflussen dürfte.

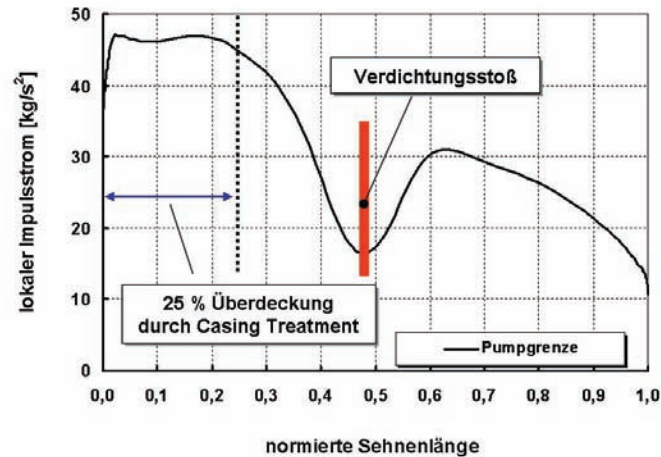


Abbildung 8-7: Verteilung des mit der saugseitigen Spaltströmung transportierten Impulses senkrecht zur Schaufelsehne (Relativsystem Rotor, 100 Prozent Auslegungsdrehzahl, $m = 0,911$)

Die Wahl des Überdeckungsgrades von 25 Prozent orientiert sich insbesondere an der Verteilung des mit der Spaltströmung senkrecht zur Schaufelsehne transportierten Impulsstroms im Bereich der Pumpgrenze bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl. Diese Impuls-komponente ist maßgeblich für die störende Ausbreitung der Spaltströmung in die Rotorpassage verantwortlich. Nach Abbildung 8-7 besitzt die in die Schaufelpassage eintretende Spaltströmung — betrachtet im Relativsystem des Rotors — in den vorderen 25 Prozent der Schaufelsehne die größten Impuls-komponenten senkrecht zur Schaufelspitze. Dieser Bereich des Rotorspaltes dürfte deshalb maßgeblich zum Aufbau und zur Intensität des Spaltwirbels beitragen. Eine Manipulation der Spaltströmung auf den vorderen 25 Prozent verspricht damit einen überzeugenden Kompromiss aus Effektivität und Effizienz.

8.3.2. Untersuchte Casing-Treatments am NASA Rotor 37

Analog zu den Untersuchungen am Rotor 2 wurden auch am NASA Rotor 37 zwei Axialnutenkonzepte unterschiedlicher Position getestet (R37-L25 und R37-L50). Deren Aufbau und Proportion bzgl. der Beschaukelung entsprechen exakt den am Rotor 2 simulierten Konfigurationen. Lediglich die Neigung der Nuten in Umfangrichtung wurde als Konsequenz der erhöhten Rotationsgeschwindigkeit der Schaufeln auf 60° erhöht. Die Überdeckungen der Schaufelspitzen betragen in der Konfiguration R37-L25 25 Prozent und in der Konfiguration R37-L50 50 Prozent der axialen Sehnenlänge. Die 50 Prozent entsprechen der saugseitigen Stoßlage im Auslegungspunkt des NASA Rotor 37 bei 100 Prozent Drehzahl.

8.4. Verdichter kennfelder mit Casing-Treatments

Abbildung 8-8 und Abbildung 8-9 zeigen die berechneten Kennfelder des Rotor 2 und des NASA Rotor 37 mit bzw. ohne Casing-Treatment-Erweiterung. Die Simulationen belegen sehr deutlich, dass der Einfluss der getesteten Casing-Treatments auf die betrachteten Verdichterkennlinien nicht einheitlich, sondern — je nach Konfiguration, Betriebszustand (Voll- oder Teillast) und Rotortyp — zum Teil sehr unterschiedliche Auswirkungen zeigt.

8.4.1. Simulationsergebnisse Rotor 2

Im Fall des Rotor 2 ergeben sowohl das konventionelle Längsnutenkonzept Rotor 2-L100 als auch die modifizierte Variante Rotor 2-L25 bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl einen erheblichen Stabilisierungseffekt. Beide Casing-Treatments verschieben die Pumpgrenze hinsichtlich des Pumpgrenzmassenstroms um etwa 14 Prozent bei einer gleichzeitigen Erhöhung des maximalen Druckverhältnisses um über 10 Prozent. Damit ergibt sich eine Verschiebung der Pumpgrenze ΔSM_{CT} um deutlich über 25 Prozent. Hinsichtlich der Casing-Treatment-Simulationen am Rotor 2 ist anzumerken, dass die Stabilitätsgrenzen mit einer — im Vergleich zu den Referenzrechnungen bei glatter Gehäusewand — größeren Auflösung von 2,5 kPa berechnet wurden. Aus diesem Grund ist zu erwarten, dass die berechneten Kennfelderweiterungen eine konservative Abschätzung darstellen.

Die Stabilitätserhöhung in Zusammenhang mit der konventionellen Casing-Treatment-Konfiguration Rotor 2-L100 bewegt sich im Ergebnisrahmen vergleichbarer experimenteller Untersuchungen. Wie zu erwarten, sind mit dem Einsatz der konventionellen Konfiguration eine deutliche Verschiebung der Kennlinie nach „links“ und vor allem massive Einbußen im resultierenden Wirkungsgrad verbunden. Hinsichtlich des maximalen Wirkungsgrades bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl ergibt sich ein Verlust von ca. 4 Prozent. Das Verhältnis von Stabilitätsgewinn und Wirkungsgradverlust entspricht damit dem empirischen Erfahrungswert für konventionelle Casing-Treatments (vgl. Kapitel 3.3).

Dieses Verhältnis verbessert sich allerdings drastisch, wenn die Längsnuten stromaufwärts verschoben werden (Rotor 2-L25). Bei mindestens gleichwertigem Stabilisierungspotenzial reduzieren sich die Einbußen im effektiven Verdichterwirkungsgrad bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl signifikant. Zudem ergeben die Simulationen im lokalen Bereich des originalen Auslegungspunktes bei glatter Gehäusewand nur eine geringfügige Abnahme des Wirkungsgrades um etwa 0,2 Prozent — hinsichtlich des maximalen Wirkungsgrades erweist sich die Nutkonfiguration Rotor 2-L25 sogar als nahezu wirkungsgradneutral.

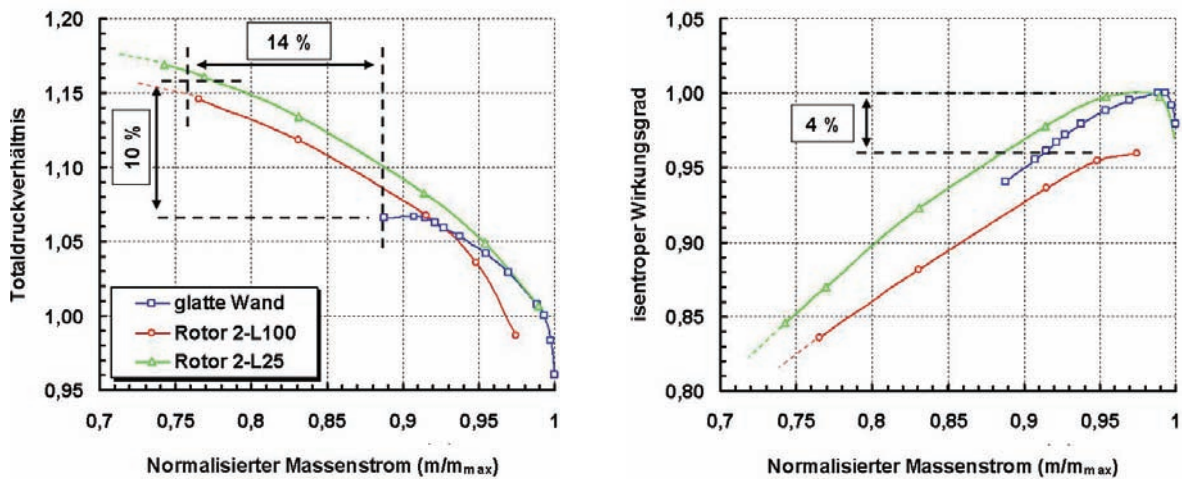


Abbildung 8-8: Berechnete Rotor 2 Kennfelder ohne bzw. mit Casing-Treatments Rotor 2-L100 und Rotor 2-L25, 100 Prozent Auslegungsdrehzahl (Gitter G3, Baldwin-Lomax)

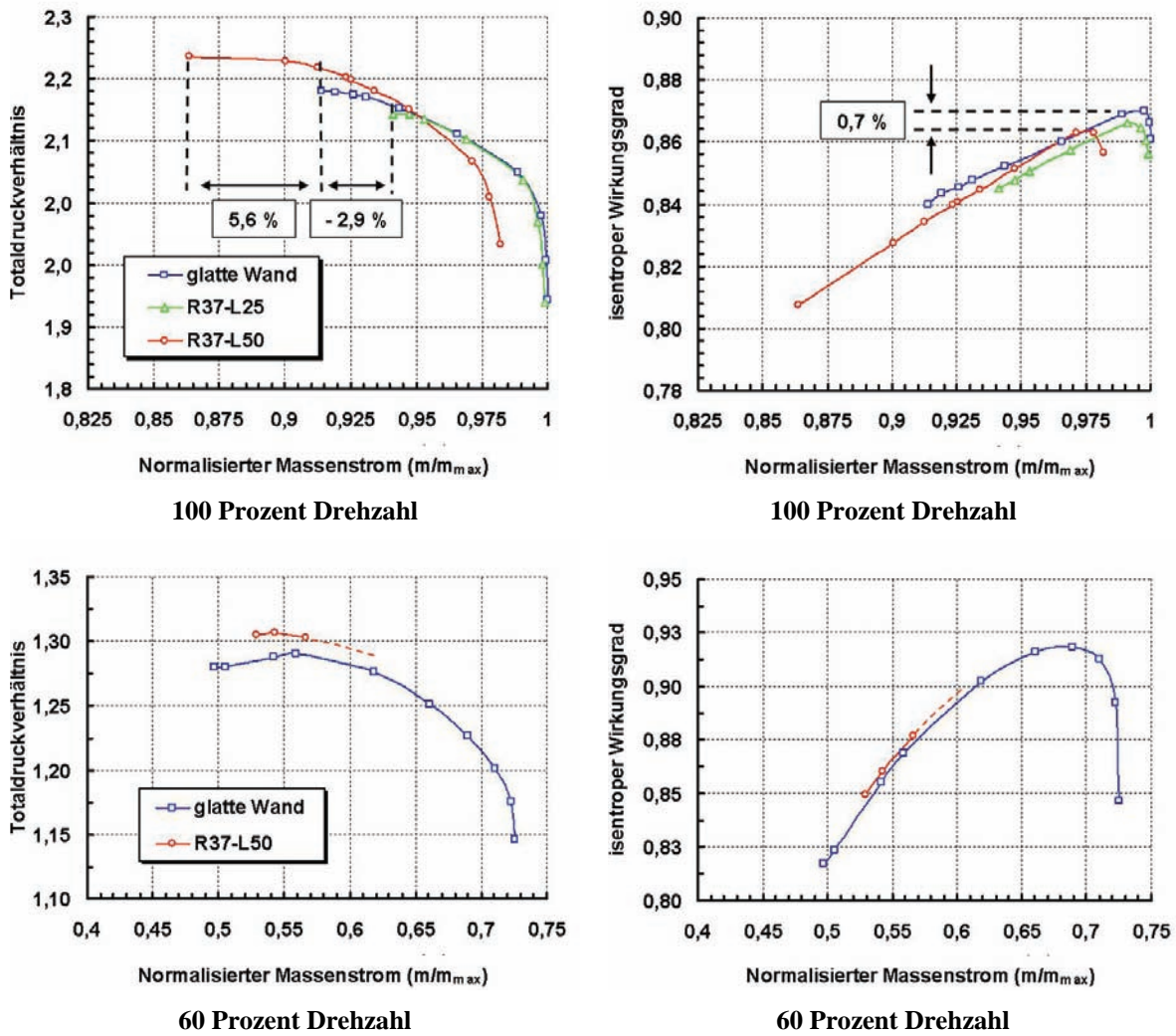


Abbildung 8-9: Berechnete NASA Rotor 37 Kennfelder ohne bzw. mit Casing-Treatments R37-L25 und R37-L50 (Gitter G3, Spalart-Allmaras)

Die Simulationen mit glatter Gehäusewand bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl deuten darauf hin, dass für den Verlust der Strömungsstabilität an der Pumpgrenze keine Spaltströmungseffekte, sondern großflächige Ablösungen auf der gesamten Schaufelaußenseite verantwortlich sind. Aus diesem Grund ist nicht zu erwarten, dass die Gehäusestrukturen Rotor 2-L100 bzw. Rotor 2-L25 eine erkennbare Stabilisierung der Verdichterströmung im unteren Teillastbereich bewirken. In der Tat zeigen Simulationen mit der Casing-Treatment-Konfiguration Rotor 2-L25 bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl im Bereich der Pumpgrenze keinen nennenswerten Einfluss auf das Verdichterkennfeld. Zwar erhöht sich als Folge der Nutzirkulationen das maximale Druckverhältnis leicht, die Höhe des Pumpgrenzmassenstroms bleibt jedoch im Rahmen der numerischen Auflösung unbeeinflusst. Die pumpgrenznahen Strömungssimulationen weisen im Teillastbereich — infolge der großflächigen Ablösezone — intensive Strömungsschwingungen mit enormen Amplituden im Massenstromverlauf von bis zu +/- 1 Prozent auf. Die Aussagefähigkeit der Simulationen ist daher — gerade im Hinblick auf fehlende Validierungsmöglichkeiten — prinzipiell eingeschränkt. Auf eine graphische Darstellung der Ergebnisse bei Teillast wird deshalb ebenso verzichtet wie auf eine detaillierte Strömungsanalyse in Abschnitt 8.5.

8.4.2. Simulationsergebnisse NASA Rotor 37

Der NASA Rotor 37 ist im Vergleich zum Rotor 2 bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl wesentlich schwieriger zu stabilisieren. Hier bewirkt die Casing-Treatment-Variante R37-L25 im Gegensatz zur geometrisch äquivalenten Konfiguration Rotor 2-L25 am Rotor 2 keine Verbesserung der Strömungsstabilität; vielmehr ist eine unerwünschte, zudem deutliche Verschiebung der Pumpgrenze in Richtung höherer Massenströme zu registrieren ($\Delta \dot{m}_{\min} = -2,9$ Prozent) — zusätzlich sinkt der maximale Wirkungsgrad um etwa 0,4 Prozent.

Eine Vergrößerung der Schaufelspitzenüberdeckung (Variante R37-L50) bewirkt zwar eine gewisse Stabilitätserhöhung. Doch das Stabilisierungspotenzial der Casing-Treatment-Variante R37-L50 erweist sich im Vergleich mit den am Rotor 2 getesteten Konfigurationen als deutlich geringer. Lediglich eine Verringerung des Pumpgrenzmassenstroms um 5,6 Prozent und eine Erhöhung des maximalen Druckverhältnisses um 2,6 Prozent können mit dem Casing-Treatment R37-L50 am NASA Rotor 37 realisiert werden. Insgesamt verschiebt sich dadurch die Pumpgrenze um etwa 8 Prozent. Die Verluste im maximalen Wirkungsgrad betragen 0,7 Prozent; damit ist die Effizienz der Nutkonfiguration R37-L50 deutlich geringer als die der Variante Rotor 2-L25 am Rotor 2.

Bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl zeigt der Einsatz der Casing-Treatment-Variante R37-L50 keine erkennbare Verbesserung der Strömungsstabilität. Die berechneten Betriebspunkte mit Casing-Treatment weichen nur geringfügig von der Referenzkennlinie mit glatter Gehäusewand ab — lediglich eine geringfügige Erhöhung des maximalen Druckverhältnisses kann festgestellt werden.

Mit Annäherung an die Teillast-Pumpgrenze zeigen die Simulationen zunehmend numerische Instabilitäten, die ihre Ursache vermutlich in den ungeordneten, ausgedehnten Ablösegebieten im Blattspitzenbereich haben. Die Auflösung der Pumpgrenze bei Verdichterbetrieb mit Casing-Treatment ist daher im Vergleich zur glatten Wand etwas geringer; sie

beträgt in den Simulationen 1 kPa. Der letzte strömungsmechanisch und numerisch stabile Arbeitspunkt liegt bei einem Massenstrom von 0,528.

Simulationen von Verdichterströmungen im unteren Teillastbereich sind generell mit großen Schwierigkeiten verbunden. Das Strömungsverhalten unterscheidet sich sehr stark von dem Bild, das sich unter idealen Auslegungsbedingungen ergibt. Zahlreiche Störeffekte infolge von lokalen Ablösungen und ausgeprägten Sekundärströmungen, die oftmals auch einen transienten Charakter aufweisen, können die Strömungseigenschaften im unteren Lastbereich nachhaltig prägen. Damit spielen gerade Grenzschicht- und Turbulenzeffekte für das Verhalten der Strömung eine dominante Rolle. Strömungssimulationen, die auf einer reynoldsgemittelten Turbulenzmodellierung basieren, verfügen somit grundsätzlich nur über ein begrenztes Auflösungsvermögen.

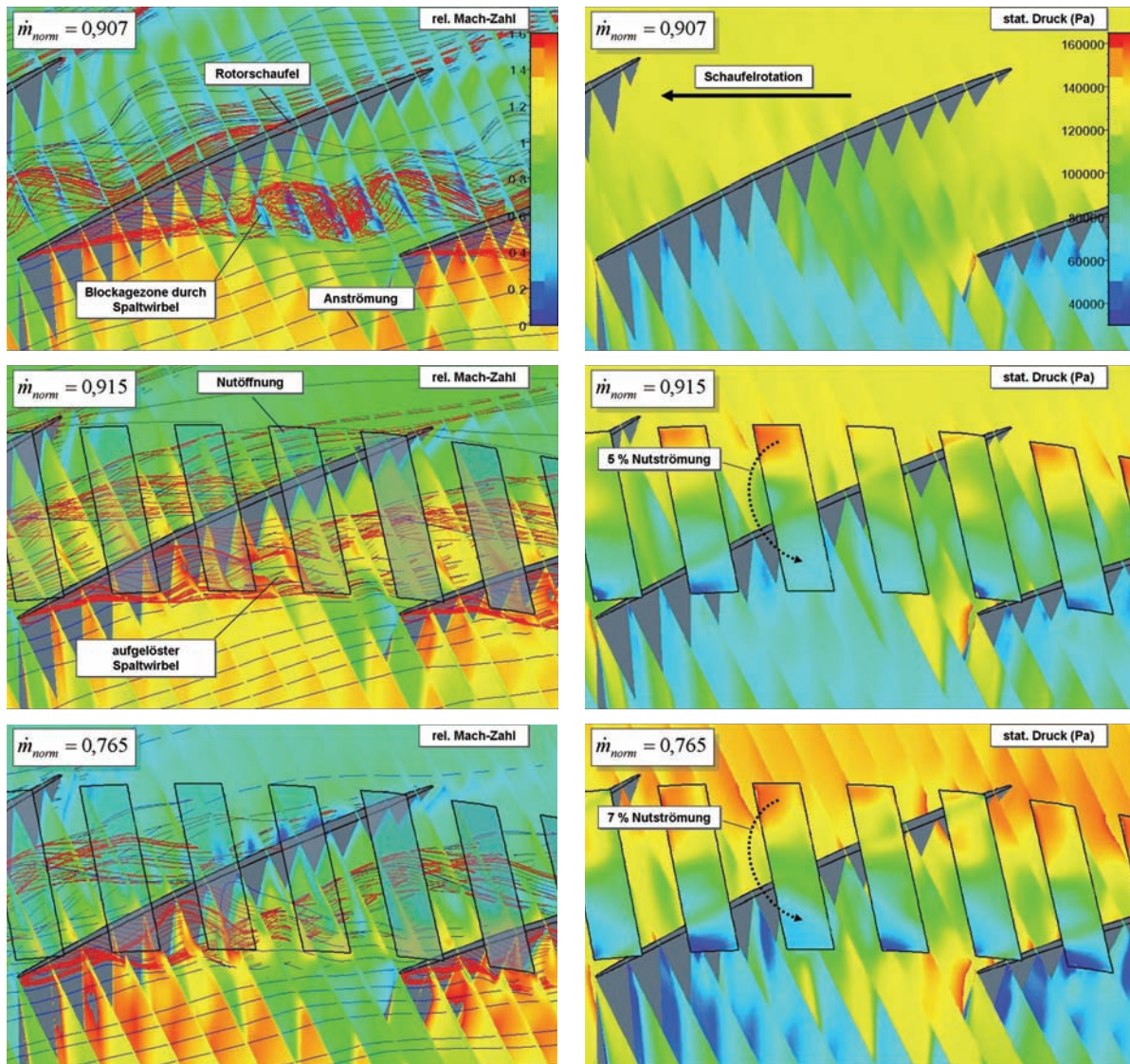
8.5. Analyse der Wechselwirkung

Die unterschiedlichen Auswirkungen der simulierten Casing-Treatments lassen sich anhand der spezifischen Wechselwirkung zwischen den Nutzirkulationen und der Rotorströmung im Blattspitzenbereich sehr anschaulich begründen. Zur Visualisierung der Strömungsvorgänge werden deshalb — wie in den vorangegangenen Kapiteln verwendet — äquidistante Schnittebenen durch den Schaufelkanal betrachtet. Auf diesen Schnittebenen sind zum einen die statische Druckverteilung, zum anderen der Verlauf der relativen Machzahl mit charakteristischen Stromlinien der An- und Spaltströmung angetragen. Ergänzt werden die Darstellungen mit der jeweils zugehörigen Verteilung des über die Nutöffnungen transportierten Massenstroms. Mit Hilfe dieser Darstellungen lassen sich die Unterschiede zu den Referenzströmungen bei glatter Gehäusewand klar herausarbeiten und die Wirkung und Dynamik der Nutströmungen überzeugend darstellen.

Eingehend analysiert werden im Folgenden insbesondere die Betriebszustände bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl, da im Fall der untersuchten Verdichter nur unter diesen Strömungsbedingungen ein erkennbarer Stabilisierungseffekt nachzuweisen ist.

8.5.1. Testverdichter Rotor 2

Abbildung 8-10 vergleicht die Strömungsverhältnisse im Blattspitzenbereich zwischen den Simulationen mit bzw. ohne Casing-Treatment Rotor 2-L100. Deutlich ist zu erkennen, dass die Gehäusestruktur die Ausbildung eines Spaltwirbels vollständig unterdrückt und dadurch an der ursprünglichen Verdichterpumpgrenze die Entstehung des wirbelbedingten Blockagegebietes verhindert.



Relative Machzahl und repräsentative Stromlinien in der Schaufelpassage

Statischer Druck in der Schaufelpassage und Verteilung des Massenstroms über den Nutöffnungen, Skalierung:

$-270 \text{ kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$ (blau) – $+230 \text{ kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$ (rot)

Abbildung 8-10: Beeinflussung der Strömung im Rotor 2 durch Casing-Treatment Rotor 2-L100 (Gitter G3, Baldwin-Lomax)

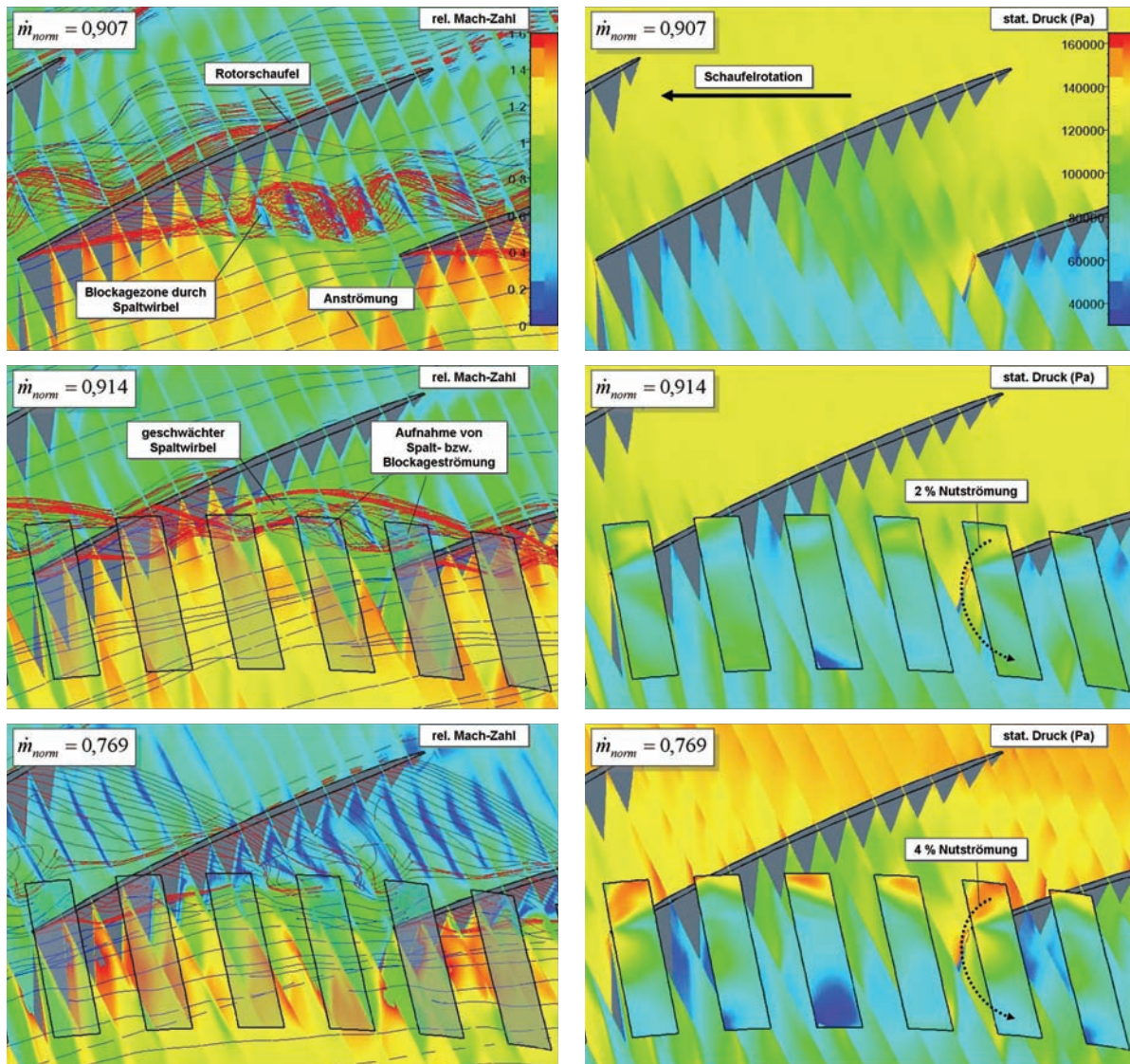
Die Spaltströmung befindet sich in den Simulationen mit Casing-Treatment Rotor 2-L100 infolge einer intensiven Ausgleichsströmung über die Nuten in einem nahezu geschlossenen Kreislauf. Die Spaltströmung, die im vorderen Passagenbereich über die Schaufelspitzen in die Rotorpassage einströmt, wird über die Nutöffnungen im hinteren Bereich des Schaufelkanals fast vollständig wieder abgesaugt. Die Nutkanäle transportieren diesen Leckagestrom stromaufwärts und speisen ihn im vorderen Passagenbereich wieder in die impulsreiche Hauptströmung ein. Als Folge dieses Kreislaufs wird in der Rotorströmung — selbst bei hohen Druckbelastungen — das Auftreten kritischer Stagnationszonen im Bereich der Schaufelspitzen wirkungsvoll unterdrückt.

Im Anhang B ist die Nutzirkulation in der Konfiguration Rotor 2-L100 über einer Schaufelperiode T repräsentativ für den Massenstrom von $\dot{m} = 0,959$ zeitlich aufgelöst dargestellt. Die Nutzirkulation ist für alle untersuchten Betriebspunkte sehr intensiv und wird maßgeblich durch das Druckgefälle entlang der Schaufelpassage angetrieben.

Der über die Nuten transportierte Leckagemassenstrom beträgt im Bereich des Auslegungspunktes ($\dot{m} = 0,987$) bereits 3 Prozent des gesamten Verdichtermassenstroms und nimmt bei zunehmender Verdichterbelastung infolge der steigenden Druckgradienten in der Schaufelpassage deutlich zu (7 Prozent bei einem Verdichtermassenstrom von $\dot{m} = 0,765$). Die Auswirkung des Casing-Treatments auf die Verdichterströmung ist damit im Bereich des oberen Schaufelkanals immens. Zum einen verschiebt sich das Stoßsystem im oberen Schaufelkanal infolge des lokal erhöhten Massenstroms deutlich stromabwärts, zum anderen bewirkt die gegen die Schaufellaufrichtung orientierte Rückführung der Nutströmung — bedingt durch die 45° -Neigung der Nuten — eine starke Erhöhung der Druckbelastung auf der vorderen Schaufeldruckseite. Die gravierenden Veränderungen im Strömungsfeld zusammen mit dem hohen Leckagestrom über die Nutkanäle erklären die deutlichen Abweichungen im Kennlinienverlauf und insbesondere die erheblichen Einbußen im Wirkungsgrad.

Gegenüber der Konfiguration Rotor 2-L100 ist der Leckagestrom im Casing-Treatment Rotor 2-L25 deutlich geringer (Abbildung 8-11). Dieser Unterschied ist vor allem für die Betriebspunkte im unteren Lastbereich signifikant, da hier die Front des Passagenstoßes noch relativ weit stromabwärts positioniert ist und die Nutöffnungen somit nur eine sehr kleine Zone des Hochdruckgebietes nach dem Stoß überstreichen. Im Bereich des Auslegungspunktes ($\dot{m} = 0,989$) beträgt der Leckagemassenstrom daher nur 0,3 Prozent vom gesamten Verdichtermassenstrom. Infolge der geringen Intensität der Nutströmung ist im unteren Lastbereich auch ein störender Einfluss des Casing-Treatments Rotor 2-L25 nur marginal. Die Kennlinien mit bzw. ohne Casing-Treatment unterscheiden sich somit im Bereich des Auslegungspunktes nur geringfügig. Dieses erklärt die geringen Einbußen im Wirkungsgrad.

Mit steigender Verdichterbelastung allerdings verschiebt sich die Stoßfront in der Rotorpassage kontinuierlich stromaufwärts und das Druckgefälle — als treibender Faktor für die Nutströmung — nimmt in Folge stetig zu. Damit erhöht sich auch die Intensität der resultierenden Nutströmung. Bei einem Massenstrom von $\dot{m} = 0,914$ beträgt die Strömung im Casing-Treatment Rotor 2-L25 bereits 2 Prozent und in Nähe der Pumpgrenze ($\dot{m} = 0,769$) schließlich über 4 Prozent. Die Stärke der Nutzirkulation reicht damit aus, um die Ausbildung des stabilitätskritischen Spaltwirbels abzuschwächen bzw. ein Anwachsen von Blockagegebieten innerhalb der Rotorpassage zu verhindern.



Relative Machzahl und repräsentative Stromlinien in der Schaufelpassage

Statischer Druck in der Schaufelpassage und Verteilung des Massenstroms über den Nutöffnungen, Skalierung:

-155 kg/(s·m²) (blau) – +210 kg/(s·m²) (rot)

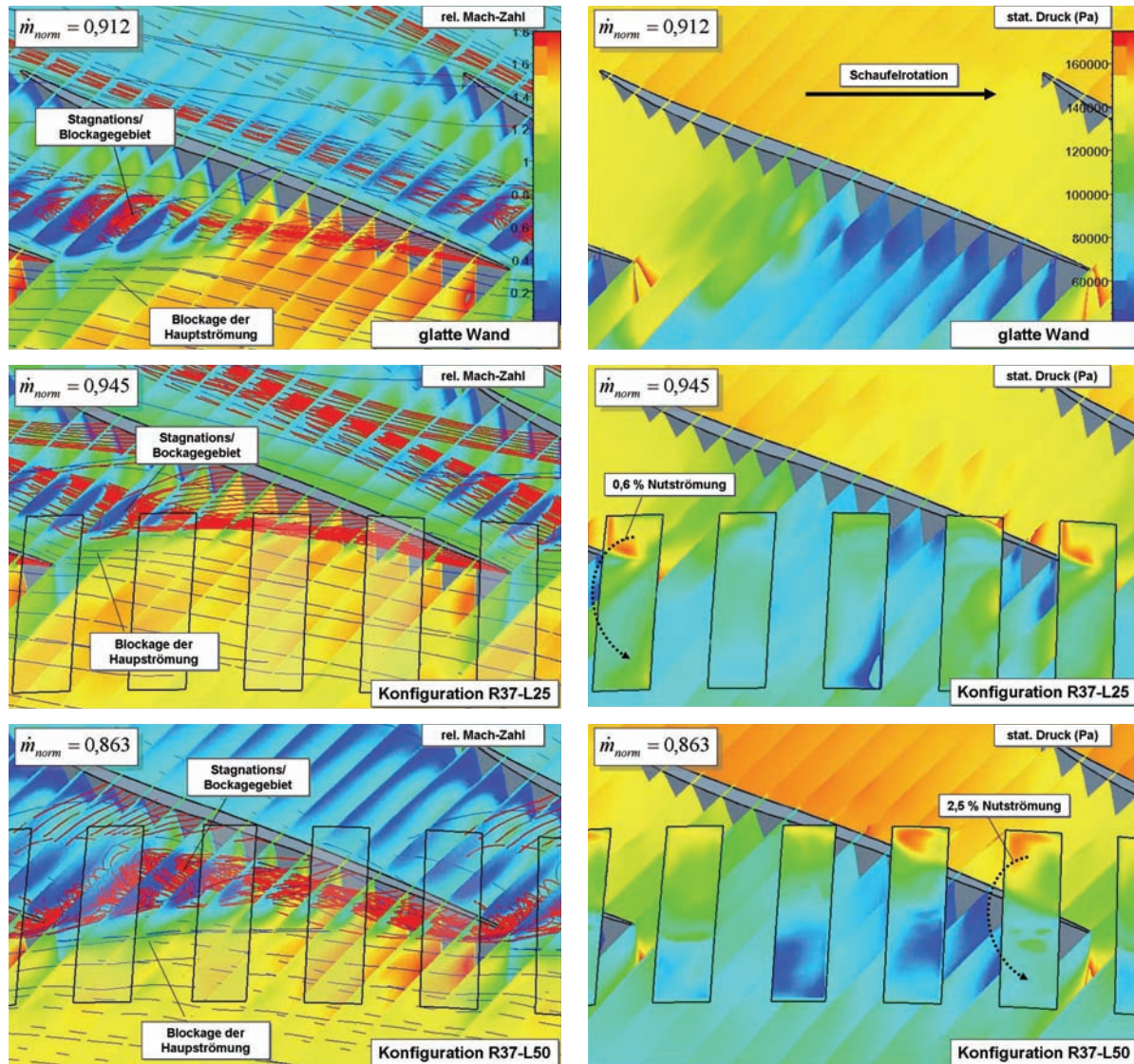
Abbildung 8-11: Beeinflussung der Strömung im Rotor 2 durch Casing-Treatment Rotor 2-L25 (Gitter G3, Baldwin-Lomax)

Die Stabilisierung der Verdichterströmung kann maßgeblich auf zwei Effekte zurückgeführt werden: Zum einen auf eine Absenkung des Druckgefälles und damit eine Minderung des Spaltströmungsimpulses durch massives Absaugen von Fluid aus dem vorderen Bereich der Schaufeldruckseite, zum anderen auf die kontinuierliche Aufnahme von Spalt- bzw. Blockageströmung aus der Schaufelpassage.

Gegenüber der Zirkulation in den zentral positionierten Nuten hat die Strömung im Casing-Treatment Rotor 2-L25 einen wesentlich ausgeprägteren instationären Charakter; maßgeblich angetrieben durch den „getakteten“ Druckimpuls beim Durchgang der Schaufelspitzen

bildet sich in den Nuten der Konfiguration Rotor 2-L25 eine — von der Schaufelfrequenz dominierte — periodische Zirkulationsbewegung aus (vgl. Anhang B).

8.5.2. Testverdichter NASA Rotor 37



Relative Machzahl und repräsentative Stromlinien in der Schaufelpassage

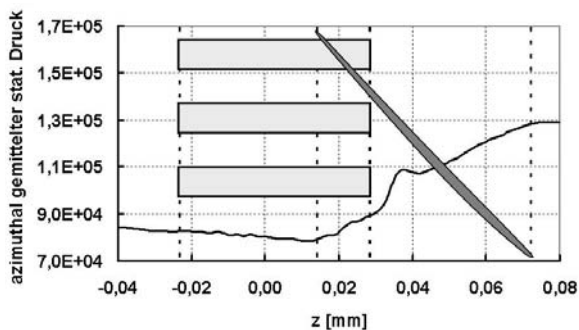
Statischer Druck in der Schaufelpassage und Verteilung des Massenstroms über den Nutöffnungen, Skalierung: $-155 \text{ kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$ (blau) – $+210 \text{ kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^2)$ (rot)

Abbildung 8-12: Beeinflussung der Strömung im NASA Rotor 37 durch die Casing-Treatments R37-L25 und R37-L50 (Gitter G3, Spalart-Allmaras)

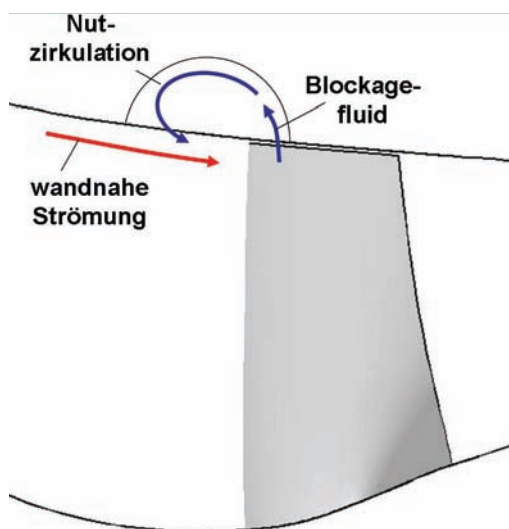
Die Wechselwirkung der Längsnuten R37-L25 und R37-L50 mit der Strömung im NASA Rotor 37 entspricht tendenziell den Mechanismen, wie sie auch im Rotor 2 bei Verwendung des Casing-Treatments Rotor 2-L25 zu beobachten sind (Abbildung 8-12). Allerdings ist die Intensität der Nutzirkulationen deutlich geringer, obwohl die treibenden Druckgra-

dienten in der Rotorpassage — infolge eines höheren Stufendruckverhältnisses — prinzipiell größer ausfallen.

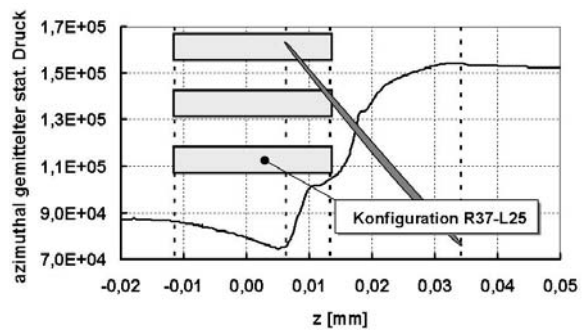
Im Fall der Konfiguration R37-L50 beträgt der Nutmassenstrom an der Pumpgrenze bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl ($\dot{m} = 0,863$) etwa 2,5 Prozent. Im Fall der Konfiguration R37-L25 erreicht der über die Nuten transportierte Massenstrom lediglich einen Maximalwert von 0,6 Prozent. Dieser — auch insbesondere im Vergleich zum Rotor 2 — gravierende Unterschied deutet darauf hin, dass für die Ausbildung der Nutzirkulation neben dem periodischen Druckstoß beim Schaufeldurchgang auch sehr wohl andere Effekte eine Rolle spielen. Abbildung 8-13 vergleicht für den Rotor 2 und den NASA Rotor 37 die Gehäusekonturen und den azimuthal gemittelten Druckverlauf entlang der Schaufelpassage (99 Prozent Kanalhöhe, glatte Gehäusewand) für einen Betriebspunkt nahe der Pumpgrenze. Demnach ist der Druckverlauf im Rotor 2 wesentlich ausgeglichener; zudem weist die Gehäusekontur eine konvexe Krümmung auf, die hier eine Zirkulation innerhalb der Nuten prinzipiell begünstigt. Im Fall des NASA Rotor 37 hingegen erschweren eine konkave Gehäusekrümmung und eine ausgeprägte Drucksenke im Bereich der Schaufelvorderkante den Aufbau einer stabilisierenden Zirkulation.



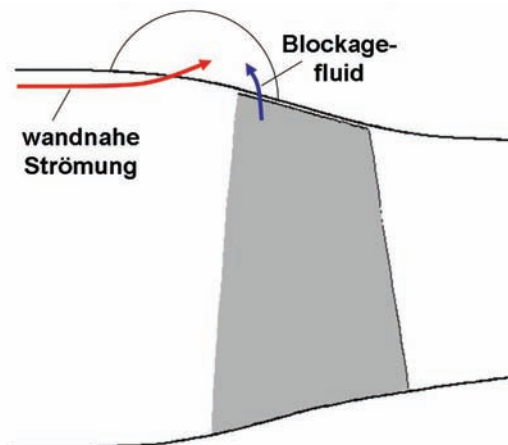
Druckverlauf im Rotor 2 bei glatter Gehäusewand (Pumpgrenze, 99 Prozent Kanalhöhe)



Rotor 2



Druckverlauf im NASA Rotor 37 bei glatter Gehäusewand (Pumpgrenze, 99 Prozent Kanalhöhe)



NASA Rotor 37

Abbildung 8-13: Beeinflussung der Nutzirkulation durch die Gehäusekontur und die Druckverteilung entlang des Verdichterkanals

Die Anströmung im NASA Rotor 37 ist im Bereich der Pumpgrenze bei 100 Prozent Auslegungsdrehzahl durch einen hohen Blockagefaktor B_S charakterisiert (vgl. Kapitel 7.3). Die Stärke dieses Blockageeffektes ist allgemein eine nicht-lineare Funktion des Anström- und Stoßwinkels sowie der Geschwindigkeit vor dem Stoß. Unter den im NASA Rotor 37 an der Pumpgrenze herrschen Strömungsbedingungen ist der Blockagefaktor B_S besonders empfindlich gegenüber einer Änderung des Anströmwinkels. So führt etwa eine Vergrößerung des Anströmwinkels um 5° — bei sonst als konstant betrachteten Strömungsverhältnissen nach Tabelle 7-2 — zur einer Erhöhung des Blockagefaktors B_S von 0,76 auf nahezu 0,8. Somit können Störungen innerhalb der Rotorpassage von der Hauptströmung kaum noch stabilisiert werden.

Die Simulationen des NASA Rotor 37 mit Casing-Treatment lassen vermuten, dass das offensichtlich geringe Stabilisierungspotenzial des NASA Rotor 37 maßgeblich auf diesen Effekt zurückzuführen ist. Als Folge der 60° -Neigung der Nuten weist der aus dem Casing-Treatment wieder austretende Massenstrom eine signifikante Geschwindigkeitskomponente entgegen der Rotorlaufrichtung auf. Der mit dem Massenstrom transportierte Impuls bewirkt somit eine Vergrößerung des lokalen Anströmwinkels und damit auch eine Erhöhung des Blockagefaktors B_S im Bereich der Schaufelspitzen.

Aufgrund der ungünstigen, konkaven Gehäusegeometrie und der ungleichmäßigen Druckverteilung im Verdichterkanal kann sich — wie die Untersuchungen zeigen — im Fall der Nutkonfiguration R37-L25 nur eine schwache und wenig geordnete Zirkulation ausbilden. Der resultierende Störeffekt auf die Anströmung (Erhöhung des Blockagefaktors B_S) überwiegt somit offensichtlich die stabilisierende Wirkung durch die Entnahme von Blockagefluid aus der Rotorpassage. Aus diesem Grund bewirkt das Casing-Treatment R37-L25 im NASA Rotor 37 keinen Gewinn an Strömungsstabilität. Erst durch eine Vergrößerung der Schaufelspitzenüberdeckung (Konfiguration R37-L50) und damit einer Intensivierung der Nutzirkulation kann der Störeffekt schließlich soweit überlagert werden, dass sich ein gewisser Zugewinn an Strömungsstabilität erreichen lässt.

Das allgemein geringe Niveau an erreichbarer Nutzirkulation erklärt insbesondere auch, warum im Teillastbetrieb keine Verbesserung im Stabilitätsverhalten erreicht werden kann. Die großflächigen *Schaufelspitzenablösungen* bei 60 Prozent Auslegungsdrehzahl, die an der Pumpgrenze bis zu 15 Prozent der Kanalhöhe blockieren, können letztlich nur über eine drastische Verbesserung des Anströmwinkels im gesamten oberen Schaufelbereich kontrolliert werden. Die simulierten Casing-Treatment-Masseströme reichen hierfür jedoch bei weitem nicht aus.

9. Bewertung der Ergebnisse und Schlussfolgerungen

9.1. Aussagefähigkeit der Simulationen

Die numerische Simulation von Verdichterströmungen im Bereich der Pumpgrenze — insbesondere in Zusammenwirken mit Casing-Treatments — ist eine Thematik, die höchste Anforderungen an die verwendete Modellierungstechnik und die Rechnerleistung stellt. Nur unter Einführung wesentlicher Vereinfachungen wie zum Beispiel der Ein-Passagen-Modellierung und der Verwendung von Turbulenzmodellen kann die Problematik überhaupt rechentechnisch erfasst werden.

Die erforderliche Vereinfachung der Strömungskomplexität birgt jedoch die Risiken, dass wesentliche Faktoren nicht oder nur unzureichend aufgelöst werden. Daher ist eine Validierung der für die Untersuchung verwendeten Simulationsmodelle dringend erforderlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurden hierfür experimentelle Vergleichsdaten aus detaillierten Messungen am NASA Rotor 37 (mit glatter Gehäusewand) am Auslegungspunkt und im Bereich der Pumpgrenze verwendet. Systematische Simulationsreihen mit unterschiedlichen Gitterauflösungen und Turbulenzmodellen haben hierbei gezeigt, dass die Numerik in der Lage ist, nicht nur Verlauf den Kennlinien und die Lage der Pumpgrenze, sondern auch das Strömungsbild innerhalb der Schaufelpassage qualitativ hochwertig wiederzugeben. In diesem Zusammenhang ist insbesondere die Auflösung eines charakteristischen Blockagegebietes im Bereich der Pumpgrenze zu erwähnen. Auch im Bezug auf die Lage der Pumpgrenze bei glatter Gehäusewand zeigen die Simulationsergebnisse überzeugende Resultate, auch wenn sich die Konvergenzgeschwindigkeit der Rechnungen mit Annäherung an die Pumpgrenze deutlich verringert. Teilweise ist im grenzstabilen Bereich die Simulation mehrerer Rotorumdrehungen notwendig, um zwischen stabilen bzw. instabilen Betriebspunkten differenzieren zu können; folglich besteht grundsätzlich immer eine gewisse Unsicherheit bzgl. der exakten Lage der numerischen Pumpgrenze.

Aufgrund der allgemein guten Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment kann davon ausgegangen werden, dass die in dieser Arbeit durchgeführten Strömungsanalysen im Bereich der Pumpgrenze keine rein numerisch bedingten Phänomene, sondern real auftretende Verhältnisse beschreiben und somit repräsentativ und damit auch übertragbar sind.

Im Vergleich zu den Strömungssimulationen bei glatter Gehäusewand müssen die Resultate aus den Simulationen mit Casing-Treatment hinsichtlich ihrer quantitativen Qualität etwas kritischer beurteilt werden. Zwar basieren die verwendeten Simulationsmodelle auf einem für die glatte Gehäusewand validierten Grundmodell, mit den für die Anbindung von stehenden Gehäusestrukturen notwendigen Erweiterungen sind jedoch wiederum numerische Unsicherheiten verbunden. Beim Vergleich der Simulationen mit bzw. ohne Casing-Treatments wurden deshalb die entsprechenden Rechnungen auf jeweils identischen Rechengittern für die Rotorpassage durchgeführt, um mögliche Diskretisierungseinflüsse weitestgehend zu eliminieren. Es bleibt jedoch zu beachten, dass gerade die erforderliche Unterteilung des sensiblen Bereiches des Rotorspalts die Ergebnisse nachhaltig beeinflusst.

sen bzw. verfälschen kann. Auch die — durch den Rechenaufwand erzwungene — Limitierung der Zeitauflösung auf 43 Zeitschritte bedingt natürlich eine erhebliche Modellvereinfachung.

Wegen fehlender direkter Validierungsmöglichkeiten müssen deshalb die Ergebnisse aus den Simulationen mit Casing-Treatment vornehmlich qualitativ betrachtet werden. Aus diesem Grund legen die Diskussionen in dieser Arbeit den Schwerpunkt maßgeblich auf diesen Gesichtspunkt. Die aus den Simulationsergebnissen abzulesenden Tendenzen sind jedoch so deutlich, dass die daraus abzuleitenden Aussagen — auch unter Berücksichtigung aller möglichen Unsicherheiten — sehr verlässlich erscheinen. Zudem liegen die Simulationsergebnisse speziell für den Rotor 2 mit Casing-Treatment in einem Bereich, der sich mit experimentellen Erfahrungswerten deckt.

9.2. Schlussfolgerungen

Die Simulationen haben nicht nur gezeigt, dass der stabilisierende Einfluss von Casing Treatemts auf Verdichterströmungen numerisch reproduziert werden kann, sondern auch, dass deren Wirkung auf konkrete Strömungsmechanismen im Bereich der Blattspitzen zurückgeführt werden kann. Wie eingangs vermutet, spielt hierbei die Spaltströmung eine essentielle Rolle. Diese kann — wie dargelegt — im Bereich der Pumpgrenze — bereits vor Erreichen der aerodynamischen Maximalbelastung der Schaufelprofile — zu destabilisierenden Blockagegebieten führen. Mögliche Mechanismen sind hierbei zum einen im transsonischen Betrieb ein Aufplatzen des Wirbelkerns am Verdichtungsstoß, zum anderen im subsonischen Betrieb vor allem eine zunehmende Blockage der oberen Schaufelpassage infolge eines sich mit dem Druckverhältnis stetig stromaufwärts verschiebenden Spaltwirbels. In den Simulationen mit Casing-Treatment konnte in den Verdichtersystemen Rotor 2 und NASA Rotor 37 nur dann eine Verbesserung der Strömungsstabilität erreicht werden, wenn als primäre Ursache der Verdichterininstabilität spaltströmungsbedingte Blockageeffekte vorlagen.

In den Simulationen mit den Rotorstufen NASA Rotor 37 und Rotor 2 hat sich zudem herausgestellt, dass ähnliche Casing-Treatment Konfigurationen (zum Beispiel Rotor 2-L25 und R37-L25) auf verschiedenen Verdichtersystemen signifikant unterschiedliche Resultate liefern können. Dieses Ergebnis entspricht der allgemeinen Erfahrung aus umfangreichen experimentellen Untersuchungen. Die Ursache hierfür scheinen vor allem Unterschiede im Charakter der Verdichterströmung zu sein. Diese lassen sich unter anderem über die in dieser Arbeit neu eingeführten Blockagefaktoren B_S und B_P quantifizieren. Demnach verspricht der Einsatz eines Casing-Treatments in einem Verdichtersystem prinzipiell den größten Erfolg, wenn

- der Spaltmassenstrom hoch und damit das Auftreten spaltströmungsbedingter Blockagemechanismen wahrscheinlich ist und wenn
- die Anströmung der Verdichterbeschaufelung an der Pumpgrenze durch kleine Blockagefaktoren B_S und B_P charakterisiert wird, also eine prinzipiell stabile Schaufelumströmung erwarten lässt.

Verdichterströmungen mit ungünstigen, hohen Blockagefaktoren B_S und B_P lassen sich einerseits über lokale Änderungen in der Anströmung (zum Beispiel durch Vordrall), andererseits über eine Modifikation der Schaufelprofilierung — insbesondere im Bereich der Schaufelspitzen — korrigieren. Geeignete Maßnahmen bei der Schaufelprofilierung wären etwa eine stärkere Verdrehung der vorderen Schaufelspitzen in Rotationsrichtung (Verbesserung des Anströmwinkels) sowie ein „Vorwärts-Sweep“ der Blattspitzen für den transsonischen Betriebsfall (Abbildung 2-11, Verlagerung der Stoßfront sowie des Stoßwinkels).

In den im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Untersuchungen hat sich das Konzept der stromaufwärts verschobenen Längsnuten grundsätzlich als sehr effizient herausgestellt. In Kombination mit einer geeigneten Verdichteraerodynamik — wie im Fall des Rotor 2 — ermöglicht diese Art von Casing-Treatment eine signifikante Verschiebung der Pumpgrenze bei vernachlässigbaren Verlusten im Wirkungsgrad; zudem ist es fertigungstechnisch relativ leicht zu realisieren. Der Schlüssel zu den geringen Verlusten ist vor allem der geringe Überdeckungsgrad mit dem Verdichtungsstoß in der Schaufelpassage. Dadurch wird im stabilen Bereich des Auslegungspunktes der Leckagemassenstrom auf ein Minimum reduziert. Die negativen Auswirkungen eines Casing-Treatments des Typs Rotor 2-L25 auf eine stabile Verdichterströmung werden prinzipiell um so geringer ausfallen, je weiter stromabwärts der Verdichtungsstoß im Auslegungspunkt positioniert ist.

Die stabilisierende Wirkung des Casing-Treatments Rotor 2-L25 kann maßgeblich auf zwei Effekte zurückgeführt werden. Zum einen wird über die Kanäle des Casing-Treatments Spaltströmung bzw. Fluid aus stagnierenden Hauptströmungszonen abgeführt. Zum anderen erhöht sich — durch massives Absaugen aus dem vorderen Bereich der Schaufeldruckseite — auch der lokale Massenstrom im oberen Schaufelkanal. Dieses spiegelt sich in einer Verlagerung der Stoßfront und in einer generell verbesserten Anströmung wider.

Die stabilisierende Wirkung des Längsnutenkonzeptes lässt sich allerdings nur dann effektiv umsetzen, wenn es gelingt, in den Nuten eine einheitliche und gerichtete Zirkulation aufzubauen. Hierbei spielt die axiale Druckverteilung entlang des Verdichtergehäuses eine wichtige Rolle: Denn je gleichmäßiger und stärker der Druckanstieg in Nutrichtung ist, desto stabiler wird die Zirkulation. In diesem Zusammenhang scheinen konvex gekrümmte Gehäusekonturen prinzipiell günstiger als konkave Gehäusewände zu sein.

Die Strömungssimulationen mit den „einfachen“, in Rotationsrichtung geneigten Nuten offenbaren indessen auch einen gravierenden Konstruktionsmangel.

In den untersuchten Casing-Treatment Varianten wurde die Neigung der Nuten maßgeblich dafür ausgelegt, den Eintritt von Massenstrom über den Schaufelspitzen zu verbessern; die Rückführung des Leckagestroms blieb bei diesen Konzeptionen zunächst unberücksichtigt. Die Simulationen zeigen jedoch, dass der aus den Nuten wieder austretende Leckagestrom — insbesondere bedingt durch die Neigung der Nuten — die Anströmung der Rotorschaukeln nachhaltig stören und damit die Verdichterströmung insgesamt vorzeitig destabilisieren kann. Eine ideale Rückführung des Nutmassenstroms sollte daher im Idealfall eine Verringerung des Anströmwinkels der Rotorschaukeln bewirken. Dies erfordert prinzipiell eine Nutneigung entgegen der Schaufelrotationsrichtung, was jedoch mit einer optimalen Einströmbedingung über den Schaufelspitzen nicht vereinbar ist.

Basierend auf den genannten Überlegungen schlägt der Autor eine Modifikation des stromaufwärts verschobenen Längsnutenkonzeptes vor (Abbildung 9-1). Dieses Konzept zielt insbesondere auf eine deutlich verringerte Neigung der Nuten ab. Um dennoch eine effektive Aufnahme von Massenstrom im Bereich der Schaufelspitzen zu ermöglichen, sind die Öffnungen der Nutschlitzes entsprechend erweitert und eine Abrundung der hinteren Nutkante erleichtert das Einströmen von gehäusenahen Spalt- bzw. Rückströmungen. Eine geringe Einschnürung des Verdichterkanals vor der Rotorstufe verringert den statischen Druck am Strömungsaustritt des Casing-Treatments und unterstützt somit die Zirkulation innerhalb der Nuten. Durch die resultierende Beschleunigung der Hauptströmung ist zudem auch eine verbesserte Ausmischung mit der Hauptströmung zu erwarten. Im Fall einer starken Nutzirkulation wird der Großteil des Massenstroms im Bereich der äußeren Nutwand transportiert; eine lokale Konturänderung am vorderen Nutende kann die Rückführung des Massestroms somit deutlich verbessern.

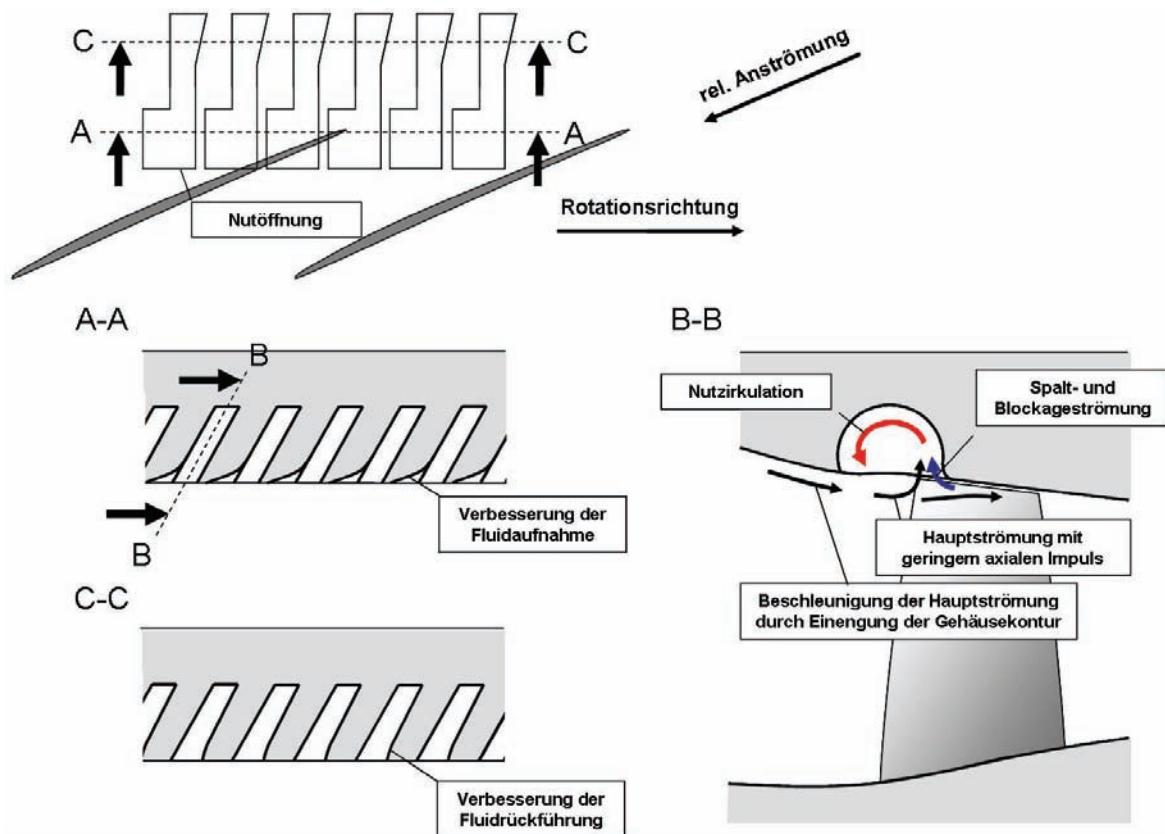


Abbildung 9-1: Neues Konzept für ein Längsnuten-Casing-Treatment

10. Zusammenfassung

Die Betrachtung der geschichtlichen Entwicklung der Casing-Treatment-Forschung macht deutlich, dass es bis heute nur unzureichende Erklärungsmodelle für die Wirkungsweise von Gehäusestrukturen gibt. Umfangreiche Testreihen und detaillierte Strömungsmessungen in der Rotorpassage und im Casing-Treatment selbst konnten in diesem Zusammenhang zwar sehr interessante Teilinformationen liefern. Die Informationsdichte erwies sich jedoch in keinem Fall ausreichend, um Kausalitäten und detaillierte Strömungsvorgänge im Bereich der Blattspitzen hinreichend genau zu verstehen. Diese Situation dürfte sich trotz einer rasanten Entwicklung in der Messtechnik auch Zukunft nur unwesentlich verbessern, da der Rotorspalt und die Kanäle eines Casing-Treatments für Messungen prinzipiell äußerst schwer zugänglich sind und sich daher kaum exakt und umfassend vermessen lassen. Reale Prüfstandsversuche liefern somit immer nur einen „Blick auf die Oberfläche“ des Casing-Treatment-Problems.

Einen Ausweg bieten numerische Simulationsverfahren. Sie erlauben einen tiefgreifenden und nahezu lückenlosen Einblick in die komplexen Strömungsphänomene — vor allem auch im Bereich des Rotorspaltes. Ein solcher numerischer Lösungsansatz ist in dieser Arbeit verfolgt worden. Mit Hilfe einer hochentwickelten Software zur dreidimensionalen, instationären Strömungssimulation wurden zwei transsonische Rotorstufen mit und ohne Casing-Treatment im Voll- und Teillastbereich untersucht. Eine ausführliche Validierungsstudie zu Beginn stellte sicher, dass die verwendeten Simulationsmodelle — insbesondere im Bereich der Pumpgrenze — repräsentative und hochwertige Aussagen liefern konnten.

Die präsentierten Verdichtersimulationen mit glatter Gehäusewand geben wertvolle Informationen über die komplexen Strömungsvorgängen im Bereich der Pumpgrenze. Die Analysen verdeutlichen, dass die Spaltströmung und der Spaltwirbel zu den wesentlichen Faktoren gehören, die die Eigenschaften eines Verdichters im Bereich der Pumpgrenze nachhaltig beeinflussen. Insbesondere das Aufplatzen des Spaltwirbels und das damit entstehende Blockagegebiet scheint demnach unter transsonischen Bedingungen ein kritischer Schlüsselmechanismus zu sein.

Darüber hinaus lösen die in dieser Arbeit angestellten Simulationen auch die Dynamik der Blockageentwicklung an der Pumpgrenze detailliert auf und helfen somit die Ursachen der Instabilitäten besser zu verstehen und einzuordnen. In diesem Zusammenhang werden in Abschnitt 7.2 aussagekräftige Kennzahlen in Form von Blockagefaktoren definiert, die den wesentlichen Stabilitätscharakter einer Verdichterströmung beschreiben. Mit Hilfe dieser Kennzahlen lässt sich noch unter stabilen Betriebsbedingungen bereits die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten bestimmter Ablösemeechanismen an der Pumpgrenze abschätzen. Beide untersuchten Verdichterströmungen unterscheiden sich hinsichtlich dieser Blockagefaktoren erheblich. Diese Tatsache spiegelt sich unter anderem auch in den an der Pumpgrenze zu beobachtenden Strömungsmechanismen wieder.

Auf Basis der detaillierten Strömungsanalyse wurden anschließend theoretischen Konzepte bzw. Strategien einer effizienten Verdichterstabilisierung abgeleitet und hinsichtlich ihrer

Umsetzbarkeit in ein Casing-Treatment diskutiert. Als konkrete Maßnahmen wurden im Einzelnen eine Verbesserung des Anströmwinkels der Schaufelblattspitzen, eine Erhöhung des Volumenstromes im oberen Bereich des Schaufelkanals, eine Absaugung bzw. Umlenkung der Spaltströmung, eine Verlagerung der Stoßfront sowie eine Entlastung des druckseitigen Passagenbereiches durch einen Bypassstrom identifiziert. Diese Überlegungen flossen in den Entwurf eines neuen Casing-Treatments für die in dieser Arbeit analysierten Rotorstufen ein. Dieses Casing-Treatment stellt im Wesentlichen eine Weiterentwicklung eines konventionellen Konzeptes dar. Gegenüber dem konventionellen Konzept wurde jedoch die Nutgeometrie deutlich verändert; auch wurde die Position des Casing-Treatments als ganzes signifikant stromaufwärts verschoben.

Die Strömungssimulationen mit Casing-Treatments belegen, dass in beiden Verdichtern bei Volllastbetrieb grundsätzlich eine Verschiebung der Pumpgrenze erreicht werden kann. Allerdings unterscheiden sich die Ergebnisse hierbei gravierend. Während das neue Konzept in einem Verdichter den angestrebten Idealfall — eine signifikante Verlagerung der Pumpgrenze ohne Einbußen im Wirkungsgrad — bewirkt, zeigt es in dem anderen untersuchten Verdichter nur eine mäßige, zudem verlustbehaftete Stabilitätswirkung.

Mit Hilfe detaillierter Strömungsanalysen lässt sich zeigen, dass dieser Unterschied primär auf die spezifischen Eigenschaften der Verdichtergehäuse und der Verdichterströmungen an der Pumpgrenze und damit direkt auf die definierten Blockagefaktoren zurückgeführt werden kann. Demnach hat eine Verdichterströmung, die durch kleine Blockagefaktoren charakterisiert ist, prinzipiell ein größeres Stabilisierungspotenzial als eine Verdichterströmung mit entsprechend hohen Blockagewerten. Diese Erkenntnis könnte wesentlich zur Klärung der immer noch weitgehend offenen Frage beitragen, weshalb ähnliche Casing-Treatments auf verschiedenen Verdichtersystemen unterschiedliche Resultate bewirken. Damit gäbe es endlich eine erste „Faustformel“ zur Auslegung von Casing-Treatments.

Neben den grundsätzlichen Blockagefaktoren können die Strömungsanalysen aber noch weitere Faktoren entschlüsseln, die für die Effektivität eines Casing-Treatments von entscheidender Rolle sind. Demnach ist die Wirksamkeit axial orientierter Casing-Treatments maßgeblich an eine gerichtete und starke Nutzirkulation gebunden. Je intensiver diese Zirkulation in einem Konzept umgesetzt werden kann, desto effektiver kann sich grundsätzlich die stabilisierende Wirkung entfalten.

Zusammenfassend lassen sich damit für die Entwurf eines hocheffektiven Casing-Treatments zwei grundsätzliche Auslegungskriterien definieren. Zum einen gilt es, die Strömung im Verdichterkanal und in der Rotorpassage so auszunutzen, dass im Bereich der Pumpgrenze eine intensive, kontinuierliche Zirkulation entstehen kann, dass aber im Bereich des Auslegungspunktes ein möglicher Leckagestrom weitestgehend vermieden wird. Zum anderen ist die Zirkulation so auszulegen, dass die über die Blockagefaktoren definierten Blockagemechanismen optimal unterdrückt werden.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Simulationen repräsentieren einen ersten Einstieg, grenzstabile Verdichteraerodynamik mit Hilfe numerischer Methoden zu analysieren. Um letztlich alle Facetten dieser Thematik im Detail zu verstehen, bedarf es sicherlich noch vieler weiterer Untersuchungen. Die vorliegende Arbeit sowie die darin abgeleiteten Ergebnisse sind als Anregung und Ansatz für zukünftige Forschungsarbeiten angelegt.

Literaturverzeichnis

- [1] Cumpsty N.A., „Compressor Aerodynamics”, Longman Scientific & Technical, J. Wiley, New York, 1989
- [2] Pampreen R.C., „Compressor Stall and Surge”, Concepts ETI, Inc., Norwich, Vermont 1993.
- [3] Walsh P.P., Fletcher P., „Gas Turbine Performance”, Blackwell Science, UK, 1998.
- [4] Huppert M.C., „Preliminary Investigation of Flow Fluctuations During Surge and Blade Row Stall in Axial-Flow Compressors”, NACA RM E52E28, 1952.
- [5] Day I.J., Cumpsty N. A., „The Measurement und Interpretation of Flow within Rotating Stall Cells in Axial Compressors”, Journal of Mechanical Engineering Sciences, The Institution of Mechanical Engineers, Vol. 20, No. 2, 1978.
- [6] Tavakoli S., Griffin I., Fleming P., „An Overview of Compressor Instabilities: Basic Concepts and Control”, Department of Automatic Control and Systems Engineering, The University of Sheffield, 2004.
- [7] Fink D.A., Cumpsty N.A., Greitzer E.M., „Surge Dynamics in a Free-Spool Centrifugal Compressor System”, Journal of Turbomachinery, 114, 321-332, 1992.
- [8] Kim K.H., Fleeter S., „Compressor Unsteady Aerodynamic Response to Rotating Stall and Surge Excitations”, Journal of Propulsion and Power, 10, 698-708, 1994.
- [9] Day I.J., „Axial Compressor Performance During Surge”, Journal of Propulsion and Power, 10, 329-336.
- [10] Reid L., Moore R.D., „Design and Overall Performance of Four Highly Loaded, High-Speed Inlet Stages for an Advanced High-Pressure-Ratio Core Compressor”, NASA Technical Paper 1337, 1978.
- [11] McNulty G.S., Decker J.J., Beacher B.F., Khalid S.A., „The Impact of Forward Swept Rotors on Tip-Limited Low-Speed Axial Compressors”, ASME GT2003-38837, 2003.
- [12] Koch C.C., „Stalling Pressure Rise Capability of Axial Flow Compressor Stages”, ASME Journal of Engineering for Power, 103, 645-656, 1981.
- [13] Bright M.M., Qammar H.K., Wang L., „Investigation of Pre-Stall Mode and Pip Inception in High-Speed Compressors Through the Use of Correlation Integral”, ASME 98-GT-365, 1998.
- [14] Saxer-Felici H.M., Saxer A.P., Inderbitzin A., Gyarmathy G., „Prediction and Measurement of Rotating Stall Cells in an Axial Compressor”, ASME 98-GT-67, 1998.

- [15] Bright M. M., Qammar H.K., Weigl H.J., Paduano J.D., „Stall Precursor Identification in High Speed Compressor Stages Using Chaotic Time Series Analysis Methods”, ASME 96-GT-370, 1996.
- [16] Weigl H.J., Paduano J.D., Frechette L.G., Epstein A.H., Greitzer E.M., Bright M.M., „Active Stabilization of Rotating Stall and Surge in a Transonic Single Stage Axial Compressor”, ASME 97-GT-411, 1997.
- [17] Suder K.L., Hathaway M.D., Thorp S. A., Strazisar A.J., Bright M.M., „Compressor Stability Enhancement Using Discrete Tip Injection”, ASME 2000-GT-650, 2000.
- [18] Bae J., Breuer K.S., Tan., „Active Control of Tip Clearance Flow in Axial Compressors“, ASME GT2003-38661, 2003.
- [19] Saathoff H., „Rotor-Spaltströmungen in Axialverdichtern”, ZLR-Forschungsbericht 2001-05, 2001.
- [20] Mailach R., Lehmann I., Vogeler K., „Rotating Instabilities in an Axial Compressor Originating from the Fluctuating Blade Tip Vortex“, ASME 2000-GT-506, 2000.
- [21] Smith G.D.J., Cumpsty N.A., „Flow Phenomena in Compressor Casing Treatment”, ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 106, No. 3, 532-541, 1984.
- [22] Furukawa M., Saiki K., Nagayoshi K., Kuroumaru M., Inoue M., „Effects of Stream Surface Inclination on Tip Leakage Flow Fields in Compressor Rotors”, ASME 97-GT-43, 1997.
- [23] Hoying D.A., Tan C.S., Vo H.D., Greitzer E.M., „Role of Blade Passage Flow Structures in Axial Compressor Rotating Stall Inception”, ASME 98-GT-588, 1998.
- [24] Gong Y., Tan C.S., Gordon K.A., Greitzer E.M., „A Computational Model for Short Wavelength Stall Inception and Development in Multi-Stage Compressors”, ASME 98-GT-476, 1998.
- [25] Camp T.R., Day I.J., „A Study of Spike and Modal Stall Phenomena in a Low-Speed Axial Compressor”, ASME 97-GT-526, 1997.
- [26] Eckert B., Schell E., „Axial- und Radialkompressoren”, Springer Verlag, Berlin, 1961.
- [27] Yshakow K.A., „Removal of Unstable Operation of Axial Flow Fan by Means of Separators”, Industrial Aerodynamics, Vol. 24, 9 -34, 1962.
- [28] Tanaka, Shuji, Murata, Susumu, „On the Partial Flow Rate Performance of Axial-Flow-Compressors and Rotating-Stall, 3rd Report, on the Devices for Improving the Unstable Performance and Stall Condition”, Japan Society Mechanical Engineering, JSME, Vol. 18, No. 125, 11/1975.
- [29] Klee D., Bard H., „Moderne Axialventilatoren für VLV-Systeme”, VDI-Berichte Nr. 594, 1986.

- [30] Bailey E.F., Voit C.I., „Some Observations of Effects of Porous Casings on Operating Range of a Single Axial-Flow Compressor Rotor”, NASA TM X-2120, 1970.
- [31] Osborn W.M., Lewis G.W., Jr., Heidelberg L.J., „Effect of Several Porous Casing Treatments on Stall Limit and Overall Performance of an Axial-Flow Compressor Rotor”, NASA TN D-6537, 1971.
- [32] Moore R.D. Kovich G., Blade R.J., „Effect of Casing Treatment on Overall and Blade-Element Performance of a Compressor Rotor”, NASA TN D-6538, 1971.
- [33] Boyce M.P., Schiller R.N., Desai A.R., „Study of Casing Treatment Effects in Axial Flow Compressors”, ASME 74-GT-89, 1974.
- [34] Takata H., Tsukuda Y., „Study on the Mechanism of Stall Margin Improvement of Casing Treatment”, ASME 75-GT-13, 1975.
- [35] Takata H., Tsukuda Y., „Stall Margin Improvement by Casing Treatments – Its Mechanism and Effectiveness, ASME 76-GT-A, 1976.
- [36] Moore R.D., Osborn W.M., „Effects of Tip Clearance on Overall Performance on Transonic Fan Stage With and Without Casing Treatment”, NASA TM X-3479, 1977.
- [37] Fujita H., Takata H., „A Study on Configurations of Casing Treatment for Axial Flow Compressors”, Japan Society Mechanical Engineering, JSME, Vol. 27, No. 230, 1984.
- [38] Fabri J., Reboux J., „Effect of Outer Casing Treatment and Tip Clearance on Stall Margin of a Supersonic Rotating Cascade”, ASME 75-GT-95, 1975.
- [39] Greitzer E.M., Nikkanen J.P., Haddad D.E., Mazzawy R.S., Joslyn H.D., „A Fundamental Criterion for the Application of Rotor Casing Treatment”, Journal of Fluids Engineering, Vol. 101, 237 – 243, 1979.
- [40] Smith G.D.J., Cumpsty N.A., „Flow Phenomena in Compressor Casing Treatment”, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 106, 532 – 541, 1984.
- [41] Prince D.C. Jr., Wisler D.C., Hilvers D.E., „A Study of Casing Treatment Stall Margin Improvement Phenomena”, ASME 75-GT-60, 1975.
- [42] Boyce M.P., Schiller R.N., Desai A.R., „Study of Casing Treatment Effects in Axial Flow Compressors”, ASME 74-GT-89, 1974.
- [43] Phillips W.R.C., Head M.R., „Flow Visualization in the Tip Region of a Rotating Blade Row”, International Journal of Mechanical Sciences, Vol. 22, No. 8, 1980.
- [44] Azimian A.R., Elder R.L., McKenzie A.B., „Application of Recess Vaned Casing Treatment to Axial-Flow Fans”, Journal of Turbomachinery. Vol. 112, 145 – 150, 1990.
- [45] Ziabasharhagh M., McKenzie A.B., Elder R.L., „Recessed Vane Passive Stall Control”, ASME 92-GT-36, 1992.

- [46] Kang C.S., McKenzie A.B., Elder R.L., „Recess Casing Treatment Effects on Fan Performance and Flow Field”, ASME 95-GT-197, 1995.
- [47] Qing Y., Qiushi L., Ling L., „The Experimental Researches on Improving Operating Stability of a Single-Stage Transonic Fan”, ASME GT-2002-30640, 2002.
- [48] Khalid S., „A Practical Compressor Casing Treatment”, ASME 97-GT-375.
- [49] Khalid S.A., Khalsa A.S., Waitz I.A., Tan C.S., Greitzer E.M., Cumpsty N.A., Adamczyk J.J., Marble F.E., „Endwall Blockage in Axial Compressors”, ASME 98-GT-188, 1998.
- [50] Wisler D.C., Beacher B.F., „Improved Compressor Performance Using Recessed Clearances (Trenches)”, Journal of Propulsion, Vol.5, No.4, 469-475, 1989.
- [51] Thompson D.W., King P.I., Rabe D.C., „Experimental Investigation of Stepped Tip Gap Effects on the Performance of a Transonic Axial-Flow Compressor Rotor”, ASME GT-97-7, 1997.
- [52] Boyce M.P., Schiller R.N., Desai A.R., „Study of Casing Treatment Effects in Axial Flow Compressors”, ASME 74-GT-89, 1974.
- [53] Paulon J., Dehondt D., „Influence of Casing Traitement on the Operating Range of Axial Compressors”, ONERA-TP-1982-20, 1982.
- [54] Storer J.A., Cumpsty N.A., „Tip Leakage Flow in Axial Compressors”, Journal of Turbomachinery, Vol. 113, 252 – 259, 1991.
- [55] Adamczyk J.J., Celestina M.L., Greitzer E.M., „The Role of Tip Clearance in High-Speed Fan Stall”, Journal of Turbomachinery, Vol. 113, 28 – 39, 1993.
- [56] Kang S., Hirsch C., „Numerical Simulation of 3D Viscous Flow in a Linear Compressor Cascade with Tip Clearance”, ASME 94-GT-364, 1994.
- [57] Chima R.V., „Calculation of Tip Clearance Effects in a Transonic Compressor Rotor”, ASME 96-GT-114, 1996.
- [58] Furukawa M., Saiki K., Nagayoshi K., Kuroumaru M., Inoue M., „Effects of Stream Surface Inclination of Tip Leakage Flow Fields in Compressor Rotors”, ASME 97-GT-43, 1997.
- [59] Furukawa M., Inoue M., Saiki K., Yamada K., „The Role of Tip Leakage Vortex Breakdown in Compressor Rotor Aerodynamics”, ASME 98-GT-239.
- [60] Hoeger M., Fritsch G., Bauer D., „Numerical Simulation of the Shock-Tip Leakage Vortex Interaction in a HPC Front Stage“, ASME 98-GT-261.
- [61] Gerolymos G.A., Vallet I., „Tip-Clearance and Secondary Flows in a Transonic Compressor Rotor”, ASME 98-GT-366.
- [62] Hofmann W., Ballmann J., „Tip Clearance Vortex Development and Shock-Vortex-Interaction in a Transonic Axial Compressor Rotor”, AIAA 2002-0083, 2002.
- [63] Hofmann W., Ballmann J., „Some Aspects of Tip Vortex Behavior in Transonic Turbocompressor”, ISABE 2003-1223, 2003.

- [64] Suder K.L., „Blockage Development in a Transonic, Axial Compressor Rotor”, ASME 96-GT-394.
- [65] Crook A.J., Greitzer E.M., Tan C.S., Adamczyk J.J., „Numerical Simulation of Compressor Endwall and Casing Treatment Flow Phenomena”, Journal of Turbomachinery, Vol. 115, 501 -512, 1993.
- [66] Hall E.J., Crook A.J., Delaney R.A., „Aerodynamic Analysis of Compressor Casing Treatment With a 3-D Navier-Stokes Solver”, AIAA 94-2796, 1994.
- [67] Fine Turbo User Manual Version 4.1, 2000.
- [68] Ghila A., Tourlidakis A., „Computational Analysis of Passive Stall Delay Through Vane Recess Treatment”, ASME 2001-GT-0342.
- [69] Hathaway D.H., „Self-Recirculating Casing Treatment Concept for Enhanced Compressor Performance”, ASME GT-2002-30368.
- [70] Rabe D.C., Hah C., „Application of Casing Circumferential Grooves for Improved Stall Margin in a Transonic Axial Compressor“, ASME GT-2002-30641.
- [71] Yang H., Nuernberger D., Nicke E., A. Weber, „Numerical Investigation of Casing Treatment Mechanisms with a Conservative Mixed-Cell Approach”, ASME GT-2003-38483.
- [72] Bard H., „Unstable Characteristics for Fans”, AMCA Engineering Conference, 1984.
- [73] Bard H., „Fan Stability by Anti-Stall in Tunnels and Industrial Process Ventilation”, Turbo Compressor and Fan Stability, IMechE Seminar, 1993.
- [74] Miyake Y., Inaba T., Kato T., „Improvement of Unstable Characteristics of an Axial Flow Fan by Air-Separator Equipment”, Journal of Fluids Engineering, Vol. 109, 36 – 40, 1987.
- [75] Schleichtriem S., Loetzerich M., „Breakdown of Tip Leakage Vortices in Compressors at Flow Conditions Close to Stall”, ASME 97-GT-41, 1997.
- [76] Madden D.S., West M.A., „Effects of Inlet Distortion on the Stability of an Advanced Military Swept Fan Stage With Casing Treatment”, ASME GT2005-68693, paper accepted for publication at the ASME Turbo Expo Conference in Reno (USA), 2005.
- [77] Wilke I., Kau H.P., „CFD-Simulationen von Verdichterstufen mit Casing Treatment“, DGLR-JT2000-094, Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, 2000.
- [78] Wilke I., Kau. H.P., „Wechselwirkung zwischen Rotorströmung und Casing Treatment“, DGLR-2001-084, 2001.
- [79] Wilke I., Kau H.P., „A Numerical Investigation of the Influence of Casing Treatments on the Tip Leakage Flow in a HPC Front Stage”, ASME GT-2002-30642, 2002.
- [80] Wilke I., Kau H.P., „A Numerical Investigation of the Flow Mechanisms in a HPC Front Stage With Axial Slots”, ASME GT-2003-38481, 2003.

- [81] Wilke I., Kau H.P., „Stall Margin Enhancing Flow Mechanisms in a Transonic Compressor Stage With Axial Casing Slots”, ISROMAC10-2004-006, 2004.
- [82] Wilke I., Kau H.P., „A Numerical Investigation of the Flow Mechanisms in a High Pressure Compressor Front Stage With Axial Slots”, Journal of Turbomachinery, Vol. 126, 339 – 349, 2004.
- [83] Wilke I., Kau H.P., „Numerically Aided Design of a High-Efficient Casing Treatment for a Transonic Compressor“, ASME GT2005-68993, paper accepted for publication at the ASME Turbo Expo Conference in Reno (USA), 2005.
- [84] Eulitz F., „Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinen”, Forschungsbericht 2000-05, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, 2000.
- [85] Vavra M.H., „Aero-Thermodynamics and Flow in Turbomachines“, R.E. Krieger Publishing Co., 1974.
- [86] Ferziger J.H., Peric M., „Computational Methods for Fluid Dynamics”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996.
- [87] Tennekes H., Lumley J.L., „A First Course in Turbulence“, MIT Press, 1976.
- [88] Hanjalic K., „Some Resolved and Unresolved Issues in Modelling Non-Equilibrium and Unsteady Turbulent Flows”, Engineering Turbulence Modelling and Experiments 3, W. Rodi u. G. Bergeles, Elsevier Sciences, 3 – 18, 1996.
- [89] Iacovides H., Launder B.E., Li H.-Y., „Second-Moment Computations of Flow with Heat Transfer Through U-Bends of Moderate Curvature”, Engineering Turbulence Modelling and Experiments 3, W. Rodi u. G. Bergeles, Elsevier Sciences, 19 – 28, 1996.
- [90] Boussinesque J., „Theorie de l' Ecoulement Tourbillant”, Mem. Presentes par Divers Savants Acad. Sci. Inst. Fr., Vol. 23, 45 – 50, 1877.
- [91] Spalart P.R., Allmaras S.R., „A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows“, AIAA 92-0439, 1992.
- [92] CFX-TASKflow Computational Fluid Dynamics Software, Theory Documentation, Version 2.12, AEA Technology.
- [93] John D.A. Jr., „Computational Fluid Dynamics”, McGraw-Hill International Editions, Mechanical Engineering Series, 1995.
- [94] Baldwin B.S., Lomax H., „Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows”, AIAA 78-0257, 1978.
- [95] „Kurzlehrgang Einführung in die Strömungsmechanik”, Lehrstuhl für Strömungsmechanik Erlangen, 1999.
- [96] Roe P.L., „Approximative Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes“, Journal Comp. Physics, 4, 1981.
- [97] Yee H.C., „A Class of High-Resolution Explicit and Implicit Shock-Capturing Methods”, VKI-Lecture Series, 1989-04, 1989.

- [98] Jameson A., Schmidt W., Turkel E., „Numerical Solutions of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time-Stepping Schemes”, AIAA 81-1259, 1981.
- [99] Jameson A., „Time Dependent Calculations Using Multigrid, with Applications to Unsteady Flow Past Airfoils and Wings”, AIAA 91-1596, 1991.
- [100] ASME Turbomachinery Committee, „CFD Code Assessment in Turbomachinery – Author’s Information Package NASA/Lewis Research Center Transonic Rotor 37 Blades“
- [101] ASME Turbomachinery Committee, „CFD Code Assessment in Turbomachinery – Data Report NASA/Lewis Research Center Transonic Rotor 37 Blades“
- [102] Reid L., Moore R.D., „Design and Overall Performance of Four Highly Loaded, High-Speed Inlet Stages for an Advanced High-Pressure-Ratio Core Compressor”, NASA Technical Paper 1337, 1978.
- [103] Arima T., Sonoda T., Shirotori M., Tamura A., Kikuchi K., „A Numerical Investigation of Transonic Axial Compressor Rotor Flow Using a Low Reynolds Number $k-\epsilon$ Turbulence Model”, ASME 97-GT-82, 1997.
- [104] Shabbir A., Celestina M.L., Adamczyk J.J., Strazisar A.J., „The Effect of Hub Leakage Flow on two High Speed Axial Flow Compressor Rotors”, ASME 97-GT-346.
- [105] Kang S., Hirsch C., „Numerical Simulation of 3D Viscous Flow in a Linear Compressor Cascade with Tip Clearance”, ASME 94-GT-364, 1994.
- [106] Sanger N.L., „Design of a Low Aspect Ratio Transonic Compressor Stage Using CFD Techniques”, ASME 94-GT-236, 1994.
- [107] Bright M., Qammar H., Weigl H.J., Paduano J.D., „Stall Precursor Identification in High Speed Compressor Stages Using Chaotic Time Series Analysis Methods”, ASME 96-GT-370, 1996.
- [108] Suder K.L., Strazisar A.J., Wood J.R., „Detailed Aerodynamic and Laser Anemometer Measurements in NASA Transonic Compressor Rotor 37”, Rotor 37-Blind Test Case, ASME: CFD Code Assessment Data, 1994.
- [109] Nürnberger D., „Implizite Zeitintegration für die Simulation von Turbomaschinen”, Forschungsbericht 2004-27, Deutsches Institut für Luft- u. Raumfahrt, 2004.

Internetquellen:

- [110] http://w4.siemens.de/FuI/de/archiv/zeitschrift/heft1_00/artikel01
- [111] <http://www.eads.net/xml/content/0F00000000400003/2/90/29606902.pdf>
- [112] http://www.umweltfibel.de/lexikon/t/lex_t_treibstoffverbrauch.htm
- [113] <http://www.grida.no/climate/ipcc/aviation/index.htm>
- [114] http://www.gfa.maschinenbau.tu-darmstadt.de/service/veroef/beitrage/euroturbo_2003.pdf
- [115] <http://www.unibw-muenchen.de/.campus/LRT/LRT10/bilder>

Anhang A

United States Patent [19]

Freeman et al.

[11] 4,086,022

[45] Apr. 25, 1978

[54] GAS TURBINE ENGINE WITH IMPROVED COMPRESSOR CASING FOR PERMITTING HIGHER AIR FLOW AND PRESSURE RATIOS BEFORE SURGE

[75] Inventors: Christopher Freeman, Farnsfield; Robert Rudolph Moritz, Littleover, both of England

[73] Assignee: Rolls-Royce Limited, London, England

[21] Appl. No.: 720,656

[22] Filed: Sep. 7, 1976

[30] Foreign Application Priority Data

Sep. 25, 1975 United Kingdom 39260/75

[51] Int. Cl.² F01D 5/26; F01D 25/04; F04D 29/68

[52] U.S. Cl. 415/119; 415/144; 415/DIG. 1

[58] Field of Search 415/119, 219 R, DIG. 1, 415/144, 172 A, 168, 181; 60/269; 137/15.1, 15.2

[56] References Cited

U.S. PATENT DOCUMENTS

3,620,640 11/1971 Lariviere 415/DIG. 1 X
 3,893,782 7/1975 Pierpolino et al. 415/119
 3,934,410 1/1976 Williams 415/DIG. 1 X

Primary Examiner—Carlton R. Croyle
 Assistant Examiner—Donald S. Holland
 Attorney, Agent, or Firm—Cushman, Darby & Cushman

[57] ABSTRACT

A plurality of skewed slots of a particular shape are provided within a compressor casing adjacent to at least one stage of compressor blade tips, the slots having an axial length greater than that of the adjacent blade tips. The slots are provided such that upon occurrence of compressor surge or stall, the stagnating air occurring about the blade row may be directed by the slots downstream of the compressor blade row back into the main stream of fluid passing through the compressor. By such an arrangement, the slots provide a compressor in which the air flow and pressure ratio may be increased before reaching compressor stall or surge.

2 Claims, 4 Drawing Figures

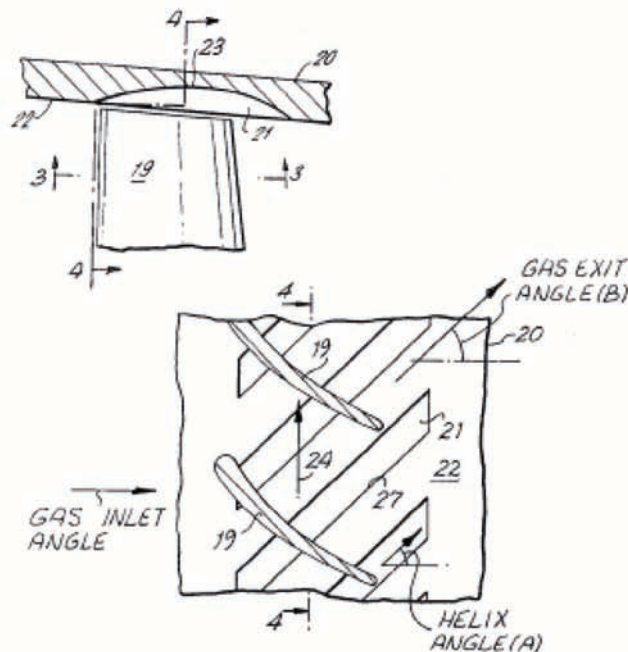


Abbildung A1: Patentschrift US 4.086.022

United States Patent [19]

[11] **4,086,022**

Freeman et al.

[45] **Apr. 25, 1978**

[54] **GAS TURBINE ENGINE WITH IMPROVED COMPRESSOR CASING FOR PERMITTING HIGHER AIR FLOW AND PRESSURE RATIOS BEFORE SURGE**

[75] Inventors: **Christopher Freeman, Farnsfield; Robert Rudolph Moritz, Littleover,** both of England

[73] Assignee: **Rolls-Royce Limited, London,** England

[21] Appl. No.: **720,656**

[22] Filed: **Sep. 7, 1976**

[30] **Foreign Application Priority Data**

Sep. 25, 1975 United Kingdom 39260/75

[51] Int. Cl.² **F01D 5/26; F01D 25/04; F04D 29/68**

[52] U.S. Cl. **415/119; 415/144; 415/DIG. 1**

[58] Field of Search **415/119, 219 R, DIG. 1, 415/144, 172 A, 168, 181; 60/269; 137/15.1, 15.2**

[56] **References Cited**

U.S. PATENT DOCUMENTS

3,620,640 11/1971 Lariviere 415/DIG. 1 X
 3,893,782 7/1975 Pierpoline et al. 415/119
 3,934,410 1/1976 Williams 415/DIG. 1 X

Primary Examiner—Carlton R. Croyle
Assistant Examiner—Donald S. Holland
Attorney, Agent, or Firm—Cushman, Darby & Cushman

[57] **ABSTRACT**

A plurality of skewed slots of a particular shape are provided within a compressor casing adjacent at least one stage of compressor blade tips, the slots having an axial length greater than that of the adjacent blade tips. The slots are provided such that upon occurrence of compressor surge or stall, the stagnating air occurring about the blade row may be directed by the slots downstream of the compressor blade row back into the main stream of fluid passing through the compressor. By such an arrangement, the slots provide a compressor in which the air flow and pressure ratio may be increased before reaching compressor stall or surge.

2 Claims, 4 Drawing Figures

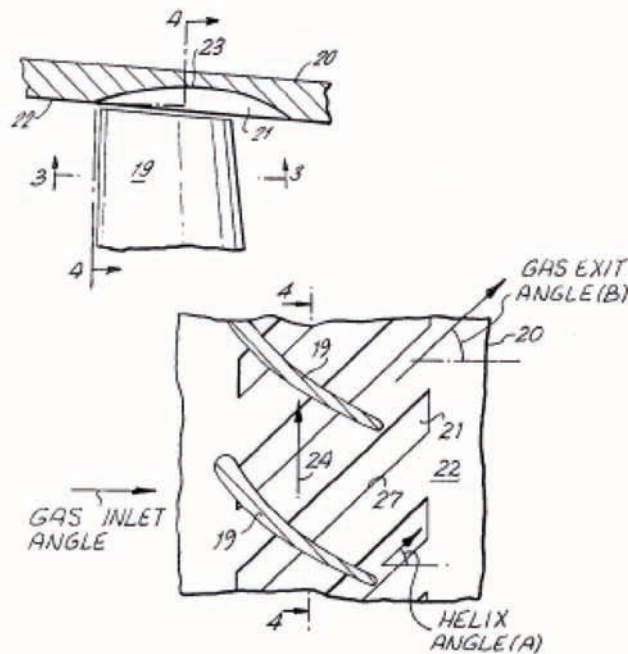


Abbildung A2: Patentschrift US 4.086.022

United States Patent [19]
Ivanov et al.

[11] **Patent Number:** 4,871,294
 [45] **Date of Patent:** Oct. 3, 1989

[54] **AXIAL-FLOW FAN**

[76] **Inventors:** Sergei K. Ivanov, ulitsa Artema, 102b, kv. 44.; Viktor E. Dudkin, ulitsa Avtotransportnikov, 1, kv. 72.; Valery P. Peredery, prospekt Dzerzhinskogo, 6, kv. 88.; Viktor N. Molchanov, prospekt Semashko, 26, kv. 42., all of Donetsk, U.S.S.R.

[21] **Appl. No.:** 508,241

[22] **Filed:** Jun. 27, 1983

[30] **Foreign Application Priority Data**

Jun. 29, 1982 [SU] U.S.S.R. 3465201
 Feb. 2, 1983 [SU] U.S.S.R. 3539801

[51] **Int. Cl.⁴** F04D 29/66

[52] **U.S. Cl.** 415/58.7; 415/914; 415/58.4

[58] **Field of Search** 415/53 R, 144, 191, 415/207, 213 C, DIG. 1, 199.5, 185, 208

[56] **References Cited**

U.S. PATENT DOCUMENTS

3,189,260 6/1965 Ivanov 415/191
 3,640,638 2/1972 Britt et al. 415/199.5 X

FOREIGN PATENT DOCUMENTS

110800 7/1982 Japan 415/53 R
 45457 4/1939 Netherlands 415/DIG. 1
 488310 10/1974 U.S.S.R. 415/DIG. 1
 2124303B 2/1984 United Kingdom .

OTHER PUBLICATIONS

"New Axial-Flow Fans Without Unstable Operating Areas" by H. D. Hensler, VGB Kraftwerkstechnik, A Special Issue: 3/77; pp. 159-165.

Primary Examiner—Robert E. Garrett
Assistant Examiner—Joseph M. Pitko
Attorney, Agent, or Firm—Lilling & Greenspan

[57] **ABSTRACT**

An axial-flow fan having a stepped housing defined by an inlet part and an outlet part, the outlet part having the inside diameter smaller than the inside diameter of the inlet part, the inlet part adjoined to an inlet tube of an inside diameter substantially equal to the inside diameter of the outlet part of the housing. The outlet part of the housing accommodates a rotor having blades arranged such that their forward tips are located in the inlet part of the housing and a ferrule being secured at a certain distance from the inlet tube coaxially with the housing to form with the housing an annular chamber having on the side of the rotor an inlet passage and on the side of the inlet tube an outlet passage. Rigidly affixed in this chamber are guide vanes pointing by their heels to the inlet tube. The heels of the guide vanes extend to the inlet tube and are radially curved at a portion between the inlet tube and the ferrule to form an annular radial grill.

5 Claims, 2 Drawing Sheets

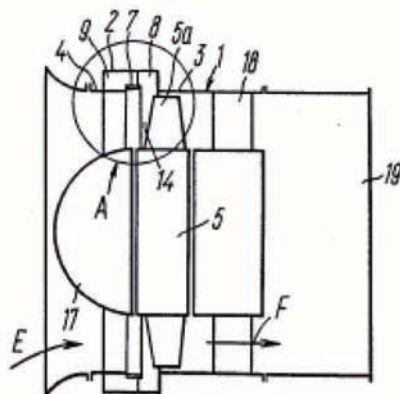


Abbildung A3: Patentschrift US 4.871.294



US005762470A

United States Patent [19]
Gelmedov et al.

[11] **Patent Number:** 5,762,470
 [45] **Date of Patent:** Jun. 9, 1998

[54] **ANTI-STALL TIP TREATMENT MEANS**

[75] **Inventors:** Fagin S. Gelmedov; Evgenij A. Lokshtanov, both of Moskovskaja; Lev Echilevich-Meerovich Olstain, Moskva; Michail A. Sidorkin, Ufa, all of Russian Federation

[73] **Assignee:** Central Institute of Aviation Motors (CIAM), Moscow, Russian Federation

[21] **Appl. No.:** 513,903

[22] **PCT Filed:** Mar. 11, 1994

[86] **PCT No.:** PCT/GB94/00481

§ 371 Date: May 2, 1996

§ 102(c) Date: May 2, 1996

[87] **PCT Pub. No.:** WO94/20759

PCT Pub. Date: Sep. 15, 1994

[30] **Foreign Application Priority Data**

Mar. 11, 1993 [RU] Russian Federation 012990

[51] **Int. Cl.⁶** **F01D 11/08**

[52] **U.S. Cl.** 415/57.4; 415/119; 415/173.1; 415/173.5; 415/914

[58] **Field of Search** 415/119, 173.1, 415/173.5, 173.6, 174.5, 186, 914, 208.2, 208.3, 208.5, 211.1, 57.4, 144; 60/39.29

[56] **References Cited**

U.S. PATENT DOCUMENTS

4,212,585 7/1980 Swarden et al. .
 4,466,772 8/1984 Okapu et al. 415/173.5

4,540,335 9/1985 Yamaguchi et al. 415/914

FOREIGN PATENT DOCUMENTS

0092955 11/1983 European Pat. Off. .
 0348674 1/1990 European Pat. Off. .
 722424 7/1942 Germany .
 2458709 6/1975 Germany .
 273364 10/1970 U.S.S.R. .
 757774 8/1980 U.S.S.R. .
 479427 1/1938 United Kingdom .

Primary Examiner—Christopher Verdier
Attorney, Agent, or Firm—Cushman Darby & Cushman Intellectual Property Group of Pillsbury Madison & Sutro LLP

[57] **ABSTRACT**

To delay the onset of stall conditions at the tips of the blading of an axial-flow, mixed-flow and axial-centrifugal compressors, at the tips of the annular arrays of blading anti-stall tip treatment arrangement is provided at least at one of the arrays (2) comprising an annular cavity (3) communicating with the flow path through the compressor through slots (5) formed by an annular grid of ribs (4). The slots (5) provide communication between the cavity (3) and the flow path (7, 8) both upstream of and axially coincident with the array of blades (2). The ribs (4) are inclined relative to the radial direction at an angle (ϕ_r) of b 30° to 50°. The pitch (l) of the ribs and the slot width (δ_s) between the ribs are in the ratio of 1.5 to 2.0. The rib radial projection height (h) and the slot width are in the ratio of 1.1 to 1.8. The axial length (L) of the grating of ribs and the blade tip chord axial projection (b') of the array of blades (2) are in the ratio of 0.5 to 1.5. The cavity height (H) outwardly of the ribs and the axial length of the grid are in the ratio of 0.2 to 0.5.

6 Claims, 2 Drawing Sheets

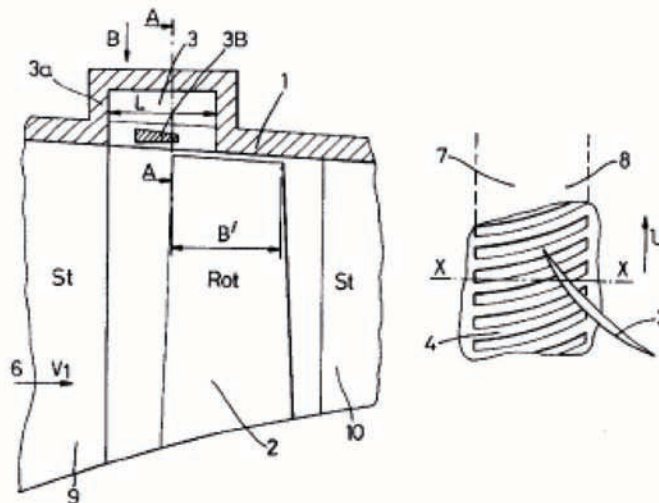


Abbildung A4: Patentschrift US 5.762.470



United States Patent [19]
Khalid

[11] **Patent Number:** 5,520,508
[45] **Date of Patent:** May 28, 1996

[54] **COMPRESSOR ENDWALL TREATMENT**

4,781,530 11/1988 Lauterbach et al. 415/914
5,160,248 11/1992 Clarke 415/119

[75] **Inventor:** Syed J. Khalid, Palm Beach Gardens, Fla.

Primary Examiner—John T. Kwon
Attorney, Agent, or Firm—Robert E. Greenstien

[73] **Assignee:** United Technologies Corporation, Hartford, Conn.

[57] **ABSTRACT**

[21] **Appl. No.:** 350,208

The compressor section of an insert gas turbine engine contains a insert installed around the compressor blades that includes cells in a honeycomb configuration. Each cell is inclined at a compound angle to the blade tip to energize the tip air flow as the tip passes over the cell as the blade rotates, improving stall margin with minimum efficiency loss. Each cell is oriented in the direction of the blade chord and faces the advancing blades. As the blade rotates, it sweeps by each cell and high pressure airflow is first captured in the cell from the high pressure side of the blade and released to the low pressure side as the blade passes the cell in the form of a transient energizing jet of high velocity flow in the direction of the airflow across the blade thereby providing effective mixing of the endwall flows and enhancing the tip flow streamwise momentum.

[22] **Filed:** Dec. 5, 1994

[51] **Int. Cl.⁶** **F01D 5/10**

[52] **U.S. Cl.** 415/119; 415/173.1; 415/914

[58] **Field of Search** 415/173.1, 119, 415/9, 57.4, 914

[56] **References Cited**

U.S. PATENT DOCUMENTS

3,365,172	1/1968	McDonough et al.	415/914
4,086,022	4/1978	Freeman et al.	415/914
4,540,335	9/1985	Yamaguchi et al.	415/914
4,714,406	12/1987	Hough	415/914

15 Claims, 5 Drawing Sheets

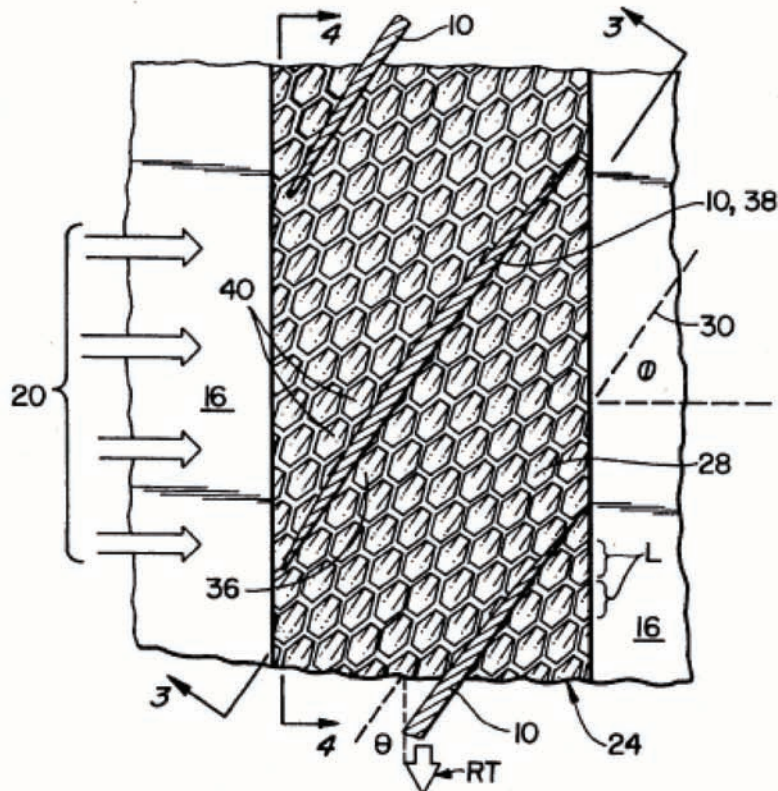


Abbildung A5: Patentschrift US 5.520.508

Anhang B

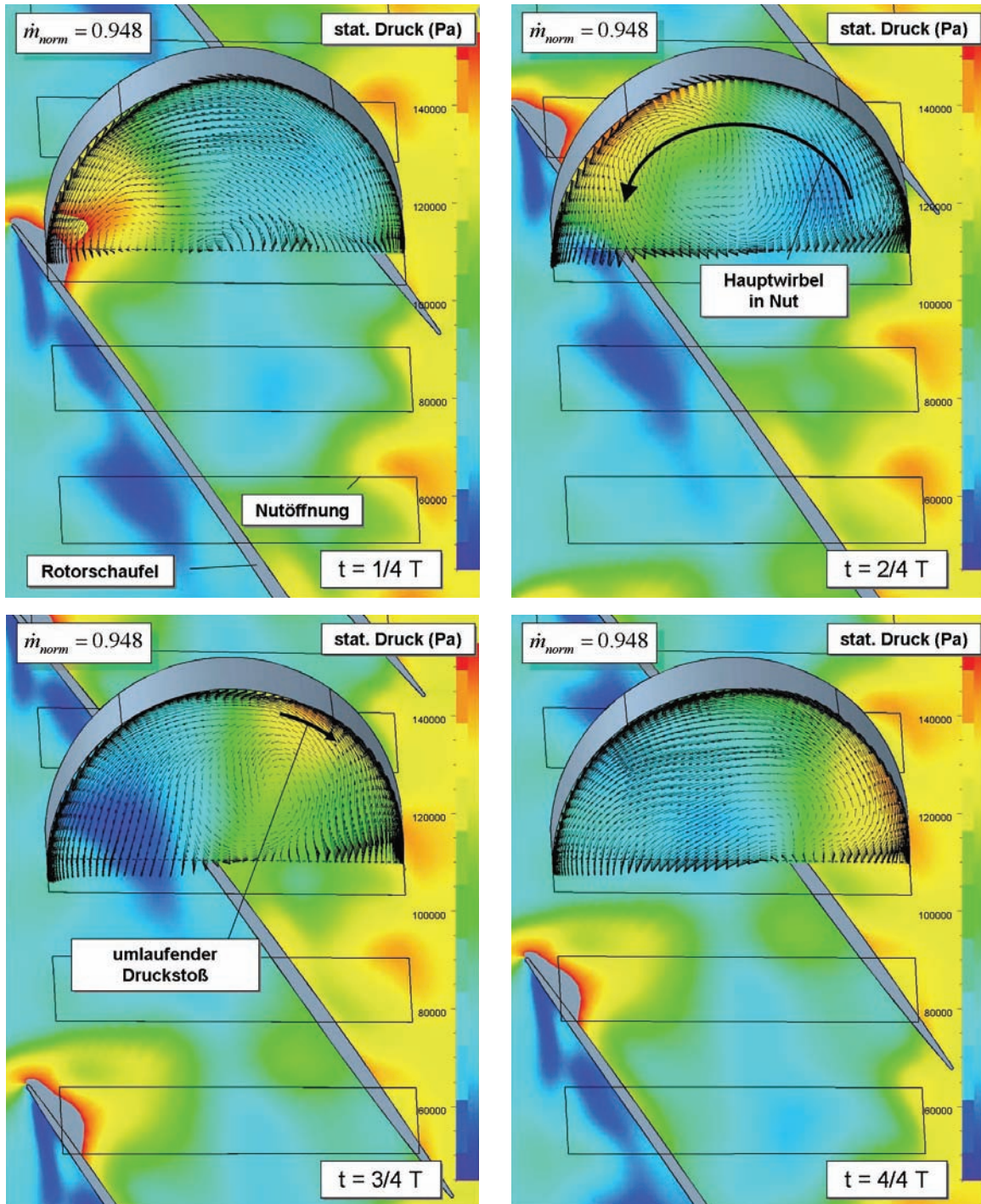


Abbildung B1: Zeitlicher Verlauf der Nutzirkulation im Casing-Treatment Rotor 2-L100

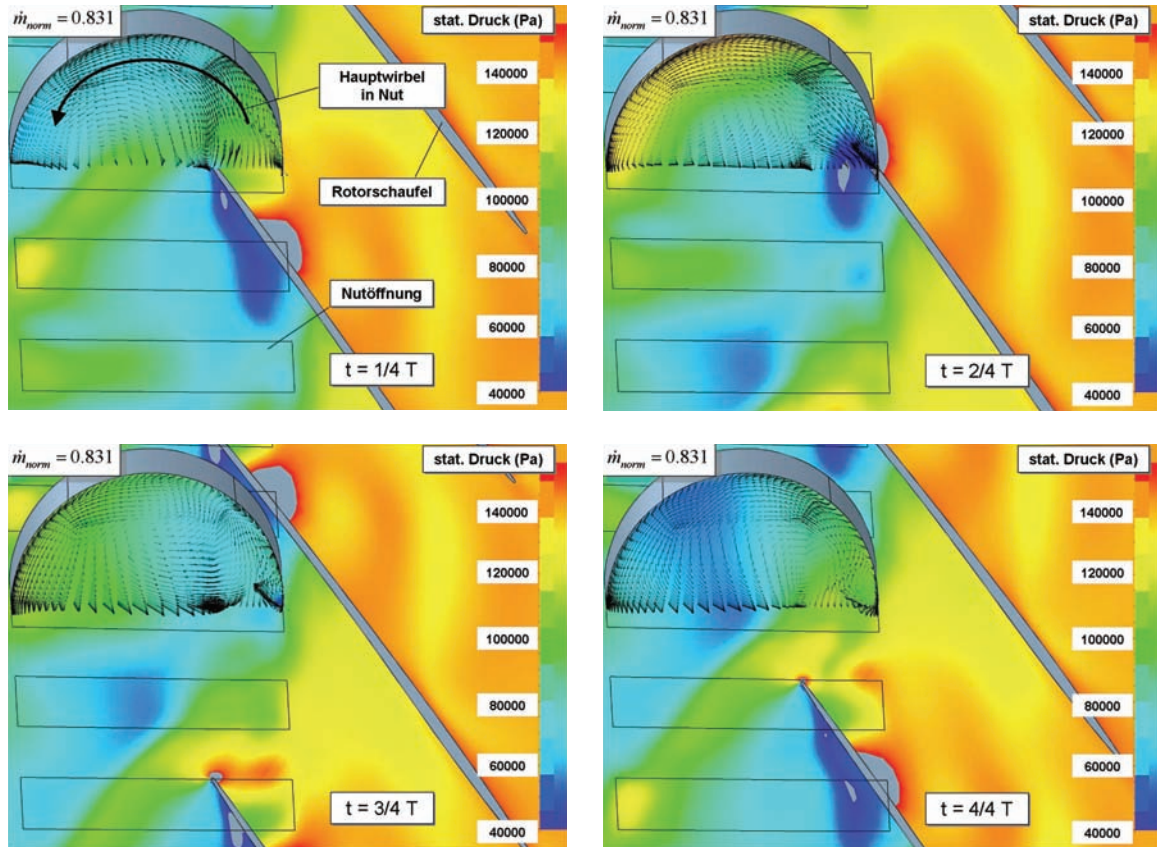


Abbildung B2: Zeitlicher Verlauf der Nutzirkulation im Casing-Treatment Rotor 2-L25 (gleiche Skalierung der Strömungsvektoren wie in Abbildung B1)