

Universität der Bundeswehr München
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
Institut für Strahlantriebe

**Numerische Untersuchung des instationären Strömungs-
und Leistungsverhaltens von Verdichterbeschaufelungen
bei homogener und gestörter Zuströmung**

Dipl.-Met. Jens Iseler

Vollständiger Abdruck der bei der
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
der Universität der Bundeswehr München
zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

eingereichten Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. H. Rapp

1. Berichterstatter: Prof. Dr.-Ing. R. Niehuis

2. Berichterstatter: Prof. Dr.-rer. nat. M. Pfitzner

Diese Dissertation wurde am 22.03.2011 bei der Universität der
Bundeswehr München, 85577 Neubiberg eingereicht und durch die Fakultät
für Luft- und Raumfahrttechnik am 20.07. 2011 angenommen.

Tag der Prüfung: 22.07.2011

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München. Sie wurde mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft im Rahmen der Verbundprojekte "Periodisch instationäre Strömung in Turbomaschinen" und "Simulation des Überziehens von Tragflügeln und Triebwerksgondeln" gefördert.

Mein ganz besonderer Dank gilt dem Institutsleiter Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis, der die Anregung zu dieser Arbeit gab und durch sein Interesse und seine Unterstützung im Verlauf der Bearbeitung maßgeblich zu deren Gelingen beitrug. Herrn Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner vom Institut für Thermodynamik danke ich für die Übernahme des Korreferats, die sorgfältige Durchsicht dieser Arbeit und für die Unterstützung während der Bearbeitung des DFG-Projektes "Periodisch instationäre Strömung in Turbomaschinen".

Dr. rer. nat. Tobias Knopp vom DLR Göttingen möchte ich herzlich für die gute Projekt-Zusammenarbeit und die interessanten Diskussionen danken. Ein großer Dank gilt auch Thomas Röber, Dragan Kožulović, Edmund Kügeler und Dirk Nürnberger von der TRACE Berechnungsgruppe des DLR in Köln.

Ganz besonders bedanken möchte ich mich bei allen Kollegen des Instituts für Strahlantriebe. Ohne ihre Unterstützung und Hilfsbereitschaft wäre mein Einstieg am ISA in der Form nicht möglich gewesen. Besonders erwähnen möchte ich hierbei Pasquale Cardamone und Holger Brandt, die mir einen guten Start in der Numerik-Gruppe ermöglichten. Ein großes Dankeschön gilt auch Lothar Hilgenfeld für die Bereitstellung der Messergebnisse zu V103 und die Vorarbeiten im Projekt "Periodisch instationäre Strömung in Turbomaschinen". Besonders bedanken möchte ich mich auch bei Marco Schwarze. Mit seinen Ideen und Vorschlägen fand sich für fast jedes Problem eine Lösung. Ebenso bei Stefan Bindl für das Beantworten aller erdenklichen Fragen rund um das Thema Verdichteraerodynamik und für die kritische Durchsicht der Arbeit.

Ein großer Dank gilt meinen Eltern und Großeltern für ihren steten Rückhalt. Meiner lieben Frau Kerstin danke ich für das große Verständnis und die – nahezu – unerschöpfliche Geduld.

Karlsruhe, Weihnachten 2011

Jens Iseler

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Stand der Forschung	4
2.1	Instationäre Strömung in Verdichtergittern	4
2.2	Transitionsprozess	5
2.3	Transitionale Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion	7
2.4	Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung	9
2.5	Rotor-Stator-Interaktion bei transsonischer Rotorströmung	11
2.6	Spaltwirbelströmungen in transsonischen Axialverdichtern	12
2.7	Einfluss der Spalt- und Spaltwirbelströmung auf das Betriebsverhalten	15
3	Zielsetzung der vorliegenden Arbeit	20
4	Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung	22
4.1	Numerische Simulationen von Turbomaschinenströmungen	22
4.2	Grundgleichungen zur Berechnung instationärer Strömungen	23
4.3	Aktuelle Berechnungsmethoden zur Simulation turbulenter Strömungen	27
4.4	Verwendetes Rechenverfahren	30
4.4.1	Diskretisierungsverfahren	31
4.4.2	Turbulenzmodellierung	32
4.4.3	Modellierung des laminar-turbulenten Umschlags	33
5	Überprüfung des Verfahrens Teil I – Verdichtergitter V103-220	37
5.1	Versuchsaufbau des Hochgeschwindigkeitsgitterwindkanal (HGK) zur Untersuchung des transitionalen Grenzschichtverhaltens	38
5.2	Transitionsverhalten des Verdichtergitters V 103-220 in Abhängigkeit der Zuström-Reynoldszahl	43
5.3	Simulation des Transitionsverhaltens von Verdichtergitter V 103-220 bei homogener Zuströmung	45
5.4	Simulation des Transitionsverhaltens von Verdichtergitter V 103-220 bei periodisch instationärer Zuströmung	52
6	Überprüfung des Verfahrens Teil II – Transsonische Verdichterstufe 030	61
6.1	Versuchsaufbau transsonische Axialverdichterstufe	61

6.2	Numerisches Rechengitter und Randbedingungen	62
6.3	Simulation des Betriebsverhaltens der Verdichterstufe – Vergleich mit Messdaten	66
6.4	Simulation des Betriebsverhaltens der Verdichterstufe – Statorströmung	76
6.4.1	Strömungsverhalten an der Sperrgrenze	78
6.4.2	Strömungsverhalten bei maximalem Wirkungsgrad	84
6.4.3	Strömungsverhalten an der Abreißgrenze	85
6.5	Simulation des Betriebsverhaltens der Verdichterstufe – Spaltströmung	89
6.6	Simulation des Betriebsverhaltens der Verdichterstufe – gestörte Zuströmung .	109
7	Zusammenfassung	126

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben:

a	[m/s]	lokale Schallgeschwindigkeit
c	[m/s]	Betrag der Absolutgeschwindigkeit
c_F	[-]	Reibungsbeiwert
c_p	[-]	Druckbeiwert
C_μ	[-]	Konstante zur Bestimmung der turbulenten Viskosität
d	[m]	Durchmesser, Wandabstand
D_{ij}	[s ⁻¹]	Deformationsgeschwindigkeitstensor
DC	[-]	Störkoeffizient
e	[J/kg]	spez. Energie
f	[Hz]	Frequenz
h	[m]	Schaufelhöhe
H_{12}	[-]	Formfaktor
k	[m ² /s ²]	Turbulente kinetische Energie
k	[m ⁻¹]	Wellenzahl
l	[m]	Profilsehnenlänge
L_t	[m]	turbulentes Längenmaß
L	[m]	Bezugslänge
Ma	[-]	Machzahl
P	[W]	Leistung
p	[Pa]	Druck
q	[Pa]	Staudruck
q	[W/m ²]	spez. Wärmestrom
R	[J/(kg K)]	spez. Gaskonstante
Re	[-]	Reynoldszahl
RPM	[-]	Drehzahl
Sr	[-]	Strouhalzahl
T	[s]	Periode
T	[K]	Temperatur
t	[s]	Zeit
t	[m]	Teilung
TFP, TFD	[-]	Modellparameter des Transitionsmodells
Tu	[%]	Turbulenzgrad
u, v, w	[m/s]	Geschwindigkeitskomponenten für kartesisches Koordinatensystem
w	[m/s]	Betrag der Geschwindigkeit im rotierenden Bezugssystem
U	[m/s]	Umlaufgeschwindigkeit der Gitterstäbe, Umfangsgeschwindigkeit
U_t	[m/s]	Charakteristisches Geschwindigkeitsmaß

Griechische Symbole:

α, β	Strömungswinkel
β_s	Staffelungswinkel
δ	Grenzschichtdicke
δ_1	Verdrängungsdicke
δ_2	Impulsverlustdicke
δ_u	geometrischer Umlenkwinkel
δ_{ij}	Kronecker Symbol
ε	Dissipationsrate
γ	Intermittenzfaktor
κ	Isentropenexponent
ρ	Dichte
τ_w	Wandschubspannung
τ_{ij}	Reynolds Spannungstensor
ξ, η, ζ	konturangepasste Koordinaten
μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität, Nabenverhältnis D_i/D_a
ω	Winkelgeschwindigkeit, spez. Dissipationsrate, Totaldruckverlustbeiwert
Ω	integraler Totaldruckverlustbeiwert

Indices:

0	Referenzwert
1	Eintrittsebene
2	Austrittsebene
ax	axial
is	isentrop
LE	Vorderkante
Max	Maximalwert
Min	Minimalwert
rel	rotierendes Bezugssystem
ref	Referenz
stat	stationär
t	total, transient, turbulent
τ	Pseudozeit
TE	Hinterkante
trans	transitional

Exponent:

/	Schwankungsgröße
-	zeitliches Mittel
C	konvektiver Flussbeitrag
V	viskoser Flussbeitrag

Abkürzungen:

AVDR	Stromröhrenkontraktion (Axial Velocity Density Ratio)
DCA	Doppelkreisbogenprofil (Double Circular Arc Profile)
DNS	Direkte Numerische Simulation
DS	Druckseite
EIZ	Erzeuger Instationärer Zuströmung
HGK	Hochgeschwindigkeitsgitterwindkanal
LES	Grobstruktursimulation (Large Eddy Simulation)
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
RANS	Reynoldsgemittelte Numerische Simulation
RSM	Reynolds Spannungs Modelle
RMS	Mittlere Quadratische Abweichung (Root Mean Square)
SS	Saugseite
TKE	Turbulente Kinetische Energie
TRACE	Turbomachinery Research Aerodynamics Computational Environment
QWSS	Quasiwandschubspannung

Numerische Untersuchung des instationären Strömungs- und Leistungsverhaltens von Verdichterbeschaukelungen bei homogener und gestörter Zuströmung

Übersicht:

Dem Einfluss instationärer Strömungsphänomene wurde bei der Auslegung leistungsfähiger Axialverdichter lange Zeit nur eingeschränkte Beachtung beigemessen. Erst mit der Entwicklung von hochbelasteten und wirtschaftlich arbeitenden Transsonikverdichtern änderte sich diese Vorgehensweise. Solche Verdichter zeichnen sich aus durch eine leichte und kompakte Bauweise, bedingt durch hohe Schaufelumfangsgeschwindigkeiten, kleine Axialspalte sowie hohe Schaufelteilungsverhältnisse. Als Resultat dieser Auslegungsstrategie ergeben sich gezwungenermaßen stärkere transiente Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Schaufelreihen. Zu den wesentlichen aerodynamischen Mechanismen gehören die Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion, die Stoß-Grenzschicht-Interaktion, sowie die Wechselwirkung vom Spaltwirbel und Stoß bzw. Spaltwirbel und Schaufel- oder Gehäusegrenzschicht. Bei zukünftigen Verdichterauslegungen ist es somit unabdingbar, die durch solche Effekte verursachten Verluste zeitnah zu quantifizieren, um eine zügige Bauteiloptimierung zu gewährleisten. Zur Vorhersage des Strömungs- und Verlustverhaltens werden seit den 90er Jahren verstärkt Navier-Stokes-Rechenverfahren eingesetzt. Dank großer wissenschaftlicher Anstrengungen weisen diese Verfahren inzwischen einen hohen Leistungsstand auf. Aufgrund der hochkomplexen Strömung in Turbomaschinen hält der Validierungsprozess solcher Verfahren jedoch nach wie vor an. Dies ist insbesondere auf den hohen Bedarf an Rechenressourcen für die Simulation bestimmter Strömungsmechanismen zurückzuführen. Erst seit wenigen Jahren liegen Kapazitäten vor, welche eine zeitlich und räumlich hochaufgelöste Simulation dreidimensionaler Verdichterströmungen in einem vernünftigen Zeitrahmen zulassen.

Die vorliegende Arbeit gibt durch detaillierte numerische Untersuchungen Einblick in das hochgradig dreidimensionale, transiente und turbulente Strömungsfeld von Verdichtergittern. Die Strömungssimulationen wurden mit dem Berechnungsverfahren TRACE durchgeführt. Das am Institut für Antriebstechnik des DLR-Köln entwickelte Verfahren ermöglicht eine realistische Simulation von mehrstufigen Turbomaschinen unter Verwendung von blockstrukturierten Rechengittern.

Anhand eines ebenen und hochbelasteten Verdichtergitters wurde die periodisch instationäre Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion unter Berücksichtigung des laminar-turbulenten Umschlags der Grenzschicht simuliert und mit Messergebnissen verglichen. Die Messdaten wurden am Hochgeschwindigkeitsgitterwindkanal bei turbomaschinentypischen Mach- und Reynoldszahlen gewonnen. Als Messverfahren kamen Druckverteilungs- und Dünnfilmmessungen sowie Grenzschichttravesierungen zum Einsatz. Die Messungen erfolgten ausschließlich im Mittenschnitt. Die periodisch instationäre Zuströmbedingungen wurden mittels eines Dellengenerators

erzeugt, der sich stromauf der Gittereintrittsebene befand. Mess- und Simulationsdaten zeigten übereinstimmend, dass die saugseitige Grenzschicht bei homogener Zuströmung einen laminar-turbulenten Umschlag über einer Ablöseblase aufweist. Bei periodisch instationärer Zuströmung weist die Ablöseblase ein instationäres Verhalten auf und wird zeitweilig vollständig abgebaut. Als Konsequenz erfolgte der Umschlag während einer Schaufeldurchgangsperiode und in zeitlicher Abfolge über insgesamt drei Transitionsmoden.

Studien zum Strömungs- und Leistungsverhalten eines hochbelasteten Transsonik-Axialverdichters resultierten aus Strömungssimulationen für ein einstufiges Verdichterrig. Die Verdichterstufe wurde am Institut für Antriebstechnik des DLR-Köln ausgelegt und experimentell untersucht. Messungen zu dieser Geometrie fanden bei homogener Zuströmung statt. Die Geschwindigkeitsverteilung in der Rotorschauflerreihe wurde im Auslegungspunkt und nahe der Abreißgrenze mittels Laser-Zwei-Fokus-Messtechnik bestimmt. Unter Verwendung von Einzel-Pitot-Sonden sowie Einzel- und Kammsonden mit Thermistoren erfolgte im Axialspalt und stromab des Leittrads die Messung von Totaldruck und Totaltemperatur für unterschiedliche Kanalhöhen. Für die 100% und 85%-Charakteristik lagen zudem Messungen bei gestörter Zuströmung vor. Simulation und Messung zeigten für die Auslegungsdrehzahl eine gute Übereinstimmung. Sowohl das Strömungsverhalten, inbegriffen die Stoßposition und Stoßintensität in der Rotorschauflerpassage, als auch das Leistungsverhalten wurden mit geringen Abweichungen zur Messung vorhergesagt. Im Anschluss wurde die Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion auf der Statorsaugseite bei drei unterschiedlichen Betriebspunkten untersucht. Es zeigte sich, dass nahe der Abreißgrenze eine starke Wechselwirkung zwischen Nachlauf und saugseitiger Grenzschicht stattfindet. Eine signifikante Zunahme der Grenzschichtdicke war Folge. Nahe der Sperrgrenze konnte zudem eine starke Stoß-Grenzschicht-Interaktion auf der Statorsaugseite festgestellt werden. Des Weiteren wurde das Verhalten des Blattspitzenwirbels und der Spaltströmung, abhängig vom eingestellten Betriebspunkt, analysiert. Besonderes Interesse galt der Interaktion von Spaltwirbel und Passagenstoß. In Übereinstimmung mit mehreren Autoren konnte kein Aufplatzen des Spaltwirbels beim Passieren der Stoßfront beobachtet werden. Vielmehr ist bei zunehmender aerodynamischer Belastung eine Intensivierung der Spaltströmung unmittelbar stromauf des Passagenstoßes zu beobachten. Eine signifikante Blockage der Hauptströmung nahe der Druckseite der benachbarten Rotorschaufler ist die Folge. Ein instabiles Betriebsverhalten setzt ein, sobald das Blockagegebiet aus der Schaufelpassage herauswandert und die Spaltströmung die Vorderkante der benachbarten Rotorschaufler umströmt.

Zur Untersuchung des Einflusses von Eintrittsstörungen auf das Strömungsverhalten eines Transsonik-Axialverdichters wurden abschließend Vollkranzsimulationen bei Vorgabe einer Totaldruckstörung durchgeführt. Die Auslegung und die experimentellen Untersuchungen der Verdichterstufe erfolgten ebenfalls am Institut für Antriebstechnik des DLR-Köln. Die Geometrie unterschied sich dabei nur geringfügig von der im vorigen Abschnitt diskutierten Verdichterstufe (bei homogener Zuströmung). Auslegungsdrehzahl und Totaldruckverhältnis waren sogar

identisch. Messergebnisse liegen vor für die Auslegungsdrehzahl und für 85% der Auslegungsdrehzahl – die Messungen bei 85% der Auslegungsdrehzahl weisen jedoch einen höheren Detaillierungsgrad auf. Wesentlicher Bestandteil der Messungen waren Umfangsverteilungen von Druck und Temperatur für unterschiedliche radiale Höhen. Diese Messungen erfolgten sowohl im Axialspalt als auch stromab der Statorschaufelreihe.

Simulation und Messung zeigten für die 85% Auslegungsdrehzahl eine zufriedenstellende Übereinstimmung. In beiden Fällen lag eine – im Vergleich zur homogenen Zuströmung – deutlich geringere Zunahme des Druckverhältnisses bei sinkendem Massenstrom vor. Die Umfangsverteilungen von Totaldruck und Totaltemperatur wiesen bei mittlerem Durchsatz ebenfalls eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den jeweiligen Messergebnissen auf. In den Übergangsbereichen des Störsektors lag qualitativ ein sehr ähnliches Leistungsverhalten vor: Während beim Eintritt in die Störung eine Abnahme der Totaltemperatur vorliegt, ist am Austritt der Totaldruckstörung eine Energiezufuhr zu beobachten. Vergleichbare Resultate ergaben sich auch für die Vielfachsektorauswertung. Hierbei wird für jeden Sektor ein "Betriebspunkt" berechnet und im Kennfelddiagramm eingetragen. Simulationen und Messung zeigten, dass in einzelnen Sektoren "Betriebspunkte" jenseits der stationären Abreißgrenze vorliegen. Offenbar ist der untersuchte Verdichter in der Lage, bei Vorgabe einer Totaldruckstörung seinen Betriebsbereich kurzzeitig bzw. in einzelnen Schaufelpassagen über die stationäre Abreißgrenze hinaus auszuweiten.

1 Einleitung

Die zurückliegende Entwicklung des Rohölpreises hat verdeutlicht, dass infolge der weltweit zunehmenden Industrialisierung ein überaus großer Bedarf an fossilen Brennstoffen vorliegt. Aktuelle Bestände werden vermutlich in naher Zukunft aufgebraucht sein. Das Erschließen neuer Quellen wird langfristig nur unter größeren technischen und finanziellen Anstrengungen realisierbar sein. Folglich ist in den kommenden Jahrzehnten mit einem rapiden Anstieg der Treibstoffpreise zu rechnen.

Nichtsdestotrotz wollen die führenden Fluggesellschaften versuchen, die Kosten auch in Zukunft auf niedrigem Niveau zu halten. Da ein Großteil der Kosten auf Antrieb und Brennstoff entfallen, werden insbesondere die Triebwerkshersteller angehalten, wirtschaftlichere Systeme für zukünftige Flugzeuge zu entwickeln.

Für die Hersteller von Fluggasturbinen bedeutet das zweierlei. Langfristig müssen neue Antriebskonzepte entwickelt werden, welche nicht mehr zwingend an den Bedarf fossiler Brennstoffe gekoppelt sind. Kurzfristig müssen bestehende Antriebskonzepte weiter verbessert werden, um den Anforderungen nach geringem Gewicht, hoher Lebensdauer, hoher Effizienz und somit geringerem Brennstoffverbrauch gerecht zu werden. Da aktuelle Fluggasturbinen einen sehr hohen Entwicklungsstand aufweisen, ist diese Aufgabe nicht minder herausfordernd.

Hauptaugenmerk bei der Optimierung gilt dem Verdichter. So nehmen moderne Verdichter etwa 50-60% der Baulänge, 40-50% des Gewichts und 35-40% der Herstellkosten eines Triebwerks ein (Steffens [80]). Ziel aktueller Auslegungen ist es, kompaktere Verdichter mit einer reduzierten Bauteilzahl, gleichem oder niedrigerem Brennstoffverbrauch und niedrigerer Schallemission zu entwickeln. Dies kann beispielsweise durch eine Anpassung der Axialspalte und durch höhere Schaufelumfangsgeschwindigkeiten realisiert werden.

Der Axialspalt hat sich in den letzten Jahren als wichtiger Design-Parameter herauskristallisiert, welcher hinsichtlich verschiedener Kriterien optimiert werden muss. Bei Niederdruckverdichtern zivil genutzter Triebwerke steht die Geräuschminderung im Vordergrund. Folglich sollten die Schaufelzahlverhältnisse (Rotor zu Stator) so gewählt werden, dass entstehende akustische Störungen nicht ausbreitungsfähig sind (cutoff-Bedingung). Zudem sollten hier die Axialspalte vergleichsweise groß gehalten werden, um die Intensität der Schaufelreihen-Interaktion und damit die Intensität der akustischen Störungen zu reduzieren. Bei der Auslegung militärisch

1 Einleitung

genutzter Verdichter stehen eine hohe Energiedichte und eine kompakte Bauweise im Vordergrund. Möglichst kleine Axialspalte sind hier von Interesse. Bei dieser Auslegungsstrategie ist eine genaue Kenntnis über Phase und Amplitude der periodisch instationären wirkenden Kräfte – bedingt durch die Rotor-Stator-Interaktion – unerlässlich [101].

Neben dem Einfluss auf die Schaufelstruktur wirkt sich der Axialspalt in Form einer Nachlauf-Schaufel-Interaktion auch auf das Strömungs- und Leistungsverhalten von Schaufelgittern aus. So bewirkt der Schaufelnachlauf eine periodische Fehlanströmung der nachfolgenden Schaufelreihe. Dies kann bei Verdichtergittern mit kleinen Vorderkantenradien zu alternierenden laminaren Vorderkantenablösungen führen. Der Einfluss beschränkt sich jedoch nicht nur auf den Vorderkantenbereich. Vielmehr wird die gesamte Profilhrenzschicht durch das Auftreffen von turbulenten Nachläufen beeinträchtigt. Neben dem stromabwärts gerichteten Einfluss auf die nachfolgenden Profilhrenzschichten liegt zudem eine Stromaufwirkung des Potentialfeldes vor. Je nach Axialspaltdicke repräsentiert dieser Potentialeffekt eine weitere signifikante Verlustquelle von instationärer Natur.

Wirtschaftlich arbeitende Verdichter zeichnen sich neben optimal ausgelegten Axialabständen vor allem durch hohe Schaufelumfangsgeschwindigkeiten aus. Hohe Umfangsgeschwindigkeiten führen aber zwingend zu supersonischen Anströmgeschwindigkeiten der Rotorschaufeln im Bereich der Gehäusewand. Da anfangs jedoch keine fundierten Kenntnisse über die transsonische Gitteraerodynamik vorlagen, beschränkten sich die Entwicklungen bis in die 60er Jahre auf die Auslegung subsonischer Axialverdichter mit moderaten Umfangsgeschwindigkeiten und maximalen Zuström-Machzahlen von etwa $Ma_{rel} = 0.8$ bis 0.85 . Als Schaufelgeometrien kamen typischerweise Profile aus der NACA 65 Serie zum Einsatz (Bräunling [4]). Diese Profile basierten auf systematischen Untersuchungen zu Flugzeugtragflügeln. Erst für die folgende Generation zivil und militärisch genutzter Triebwerke (1968-1972) wurden transsonische Axialverdichter ausgelegt (z.B. RB199). Die Geometrien der Laufschaufeln setzten sich in dieser Phase zumeist aus DCA-Profilierungen zusammen. Unter Verwendung der DCA-Profile (Double Circular Arc Profile) konnten Zuström-Machzahlen bis zu $Ma_{rel} = 1.2$ realisiert werden.

Typischerweise liegen bei solchen Rotorschaufeln in Nabennähe subsonische und im Schaufelspitzenbereich supersonische Zuströmgeschwindigkeiten vor. Die transsonischen Anströmgeschwindigkeiten haben zur Folge, dass die Strömungen in den Laufschaufelkanälen durch gemischte Unterschall/Überschallgebiete sowie durch das Auftreten von Verdichtungsstößen und deren Wechselwirkung mit Profilhrenzschichten charakterisiert sind (Dunker [11]). Im Außenbereich setzt sich das Stoßsystem aus einer anliegenden oder abgelösten Kopfwelle und einem Stoß im Schaufelkanal zusammen. Bildet sich ein senkrecht zur Hauptströmung ausgerichteter Kanalstoß, so verzögert sich die Strömung stromab der Stoßfront in den Unterschall. Desweiteren trifft der Stoß auf die saugseitige Profilhrenzschicht und interagiert mit dieser. Je nach Intensität der Wechselwirkung kommt es dadurch zu einer verlustreichen Grenzschichtablösung.

1 Einleitung

Für die Höhe der Verluste ist dabei entscheidend, ob sich die Grenzschicht vor dem Einfluss des Verdichtungsstoßes in einem laminaren oder turbulenten Zustand befindet (Hilgenfeld [22]).

Neben der Interaktion von Stoßfront und Grenzschicht repräsentiert die Spaltströmung bzw. die Spaltwirbelströmung eine weitere große Verlustquelle von instationärer Natur. Bei Transsonikverdichtern ist zudem noch mit einer verlustbringenden Interaktion zwischen Spaltwirbel und Stoßfront zu rechnen. Der Anteil der Spaltverluste einer Arbeitsmaschine liegt, gemessen an den gesamten Strömungsverlusten, bei Werten zwischen 20% und 35% (Bräunling [4]). Da der Spaltströmung bzw. Spaltwirbelströmung bei dem Entstehungsprozess rotierender Ablösungen (Spikes) eine Schlüsselrolle zuteil wird, ist eine genaue Kenntnis über deren instationäre Dynamik von großem Interesse.

Bei der Entwicklung moderner Axialverdichter wird derzeit noch ein großer Sicherheitsabstand zur Stabilitätsgrenze berücksichtigt, mitunter wegen der Unsicherheiten seitens der Spaltwirbeldynamik. Eine detaillierte Wissensgrundlage bezüglich dieser Dynamik lassen ein hohes Einsparpotential bei modernen Transsonik-Axialverdichtern vermuten. Der Einsatz von Navier-Stokes-Rechenverfahren repräsentiert hierbei eine vielversprechende Methode zur Erweiterung einer solchen Wissensgrundlage. Neue Erkenntnisse sind hierbei nicht nur betreffend der gehäusenahen Strömung, sondern auch bezüglich weiterer transienter Phänomene wie der Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion oder der Stoß-Grenzschicht-Interaktion zu erwarten.

2 Stand der Forschung

2.1 Instationäre Strömung in Verdichtergittern

Das aerodynamische Strömungsfeld von Turbomaschinen ist stark dreidimensional, reibungsbehaftet und hochgradig instationär. Druckgradienten zwischen Saug- und Druckseite, Viskositätseinflüsse und Zentrifugalkräfte im rotierenden Bezugssystem der Rotorschaukelreihe erzeugen ein komplexes Strömungsfeld [45].

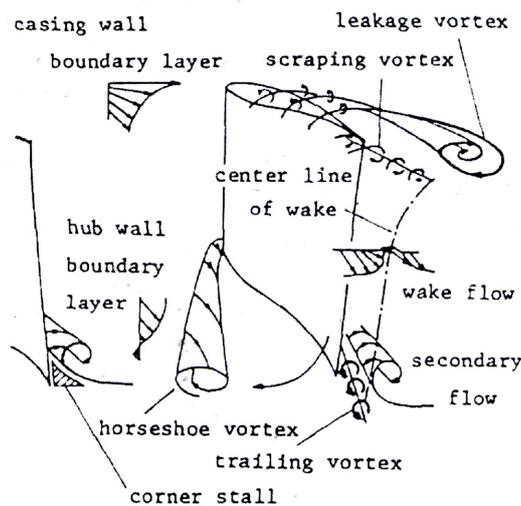


Abb. 2.1: Wirbelphänomene in einem Rotor nach Inoue und Kuroumaru [34]

Das Strömungsbild (Abb. 2.1) ist von Sekundärströmungen geprägt. Spaltströmungen im Schaufelspitzenbereich verursachen einen Massentransport über die einzelnen Schaufelpassagen hinweg und beeinflussen maßgeblich das Leistungsverhalten. An den Oberflächen von Schaufeln und Gehäusen bilden sich in Abhängigkeit von Zuströmturbulenzgrad, Reynoldszahl, Druckgradienten und weiteren Einflussgrößen Grenzschichten aus, die von den Oberflächen ablösen und Rezirkulationsgebiete ausbilden können [45]. Der Grenzschichtzustand kann in räumlicher und zeitlicher Abhängigkeit laminar, transitional oder turbulent sein. Bei entsprechenden Zuströmgeschwindigkeiten entstehen Verdichtungsstöße, die eine starke Diskontinuität im Druckverlauf darstellen und ihrerseits verlustbehaftet mit den Grenzschichten interagieren [45]. An der Schau-

felhinterkante lösen die Grenzschichten von Saug- und Druckseite ab und wachsen zu einer freien Scherschicht bzw. Nachlauf zusammen. Dieser ist charakterisiert durch ein Totaldruck- und Geschwindigkeitsdefizit. Zudem liegen innerhalb des Nachlaufs höhere Werte des Turbulenzgrads vor. Durch das Auftreffen der Nachläufe auf die nachfolgende Schaufelreihe kommt es dort zu periodisch instationären Lastwechseln. Insbesondere die saugseitige Profilgrenzschicht wird durch die auftreffenden Nachlaufdellen maßgeblich beeinflusst. Ist die Profilgrenzschicht transitional, so kann es durch die Interaktion mit einer auftreffenden Nachlaufdelle zu einer Verschiebung des laminar/turbulenten Umschlags kommen.

2.2 Transitionsprozess

Abhängig von der Reynoldszahl liegen entweder laminare, transitionale oder turbulente Strömungszustände vor. Während sich bei kleinen Reynoldszahlen die Fluidteilchen in geordneten Bahnen bewegen, tritt bei hohen Reynoldszahlen eine starke Durchmischung der Teilchen auf. Der geordnete Bewegungsablauf verschwindet und die Strömung wird dann als turbulent bezeichnet. Auch innerhalb der Grenzschicht kann die Strömung von laminarer oder turbulenter Natur sein. Für einen bestimmten Bereich der Reynoldszahl weist die Grenzschichtströmung sowohl laminaren, als auch turbulenten Charakter auf. Man spricht in diesem Falle auch von einer transitionalen Grenzschicht.

Als Transition bezeichnet man dabei den Übergang von laminarer in turbulente Fluidbewegung. Dieser Übergang findet nicht schlagartig an einem bestimmten Ort statt, sondern vollzieht sich über eine bestimmte Weglänge. Mit dem Übergang zu turbulenten Strömungsbedingungen kommt es zu einem größeren Impulsaustausch in Wandnormalenrichtung. Folglich steigt die Wandschubspannung sprunghaft an und, je nach Beitrag der Druckkräfte, auch der aerodynamische Widerstand. Gleichzeitig sinkt die Gefahr einer großflächigen Grenzschichtablösung. Der physikalische Charakter einer transitionalen Strömung wird durch den Intermittenzfaktor wiedergegeben. Bei homogenen Zuströmbedingungen findet der Umschlagsbeginn stets an der gleichen Position statt. Anders bei periodisch instationären Zuströmbedingungen: Durch das Auftreffen des Nachlaufs auf die Profilgrenzschicht und der damit verbundenen Induktion von Fluktuationen (Mayle und Schulz [58]) in die Profilgrenzschicht wandert das Umschlagsgebiet zunächst stromauf und nach dem Abschwimmen des Nachlaufs wieder stromab.

Transition in Grenzschichten tritt sowohl bei homogenen als auch bei gestörten Zuströmbedingungen auf. Bei homogener Zuströmung unterscheidet man zwischen drei Transitionsmoden (Mayle [57]). Dazu gehören die natürliche Transition, die Bypass Transition und die Transition über eine Ablöseblase. Bei periodisch instationären Zuströmbedingungen können theoretisch alle oben genannten Moden alternierend auftreten. Zudem ergibt sich mit der nachlaufinduzierten

2 Stand der Forschung

Transition eine vierte Mode.

Natürliche Transition tritt bei niedrigen Turbulenzgraden in der Außenströmung auf. Grundvoraussetzung ist ein deutliches Überschreiten der kritischen Reynoldszahl (Sommerfeld-Orr-Gleichung). Ist das der Fall, so bilden sich im ersten Schritt Tollmien-Schlichting-Wellen. Durch eine sukzessive Amplitudenzunahme entstehen aus diesen Wellen sogenannte Haarnadelwirbel mit dreidimensionaler Ausdehnung (Abb. 2.2). Schließlich platzen die Haarnadelwirbel auf und es bilden sich kleine Bereiche turbulenter Strömung (Turbulenzflecken). Durch das Zusammenwachsen dieser Turbulenzflecken entsteht weiter stromab eine vollturbulente Grenzschichtströmung.

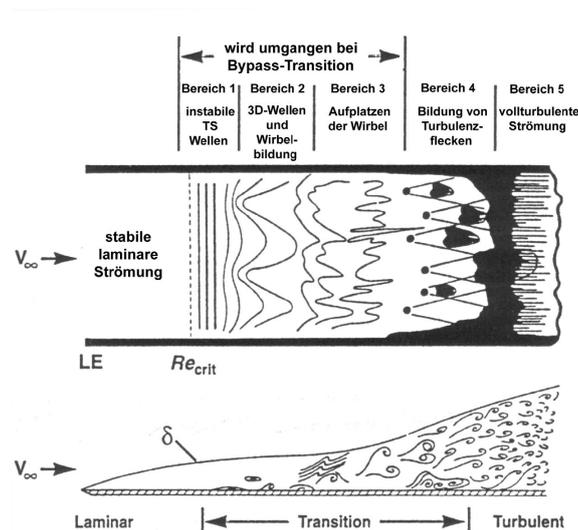


Abb. 2.2: Natürliche Transition nach White (White [92])

Bypass Transition tritt bei höheren Außenturbulenzgraden auf. Im Gegensatz zur natürlichen Transition werden die ersten Entwicklungsstufen übersprungen und es erfolgt unmittelbar die Bildung von Turbulenzflecken. Da der Turbulenzgrad der Außenströmung bei Turbomaschinen in der Regel vergleichsweise hoch ist, stellt die Bypass-Transition dort die dominierende Form des laminar-turbulenten Umschlages dar (Mayle [57]).

Ablöseinduzierte Transition tritt bei hinreichend kleinen Reynoldszahlen oder/und bei hohen positiven Druckgradienten auf (Abb. 2.3). Ausgehend von Hatman und Wang [21] wird zwischen insgesamt drei Subformen der ablöseinduzierten Transition unterschieden. Wesentliches Kriterium für deren Auswahl ist der Ort des Transitionbeginns relativ zum Ablösepunkt. Ist der Transitionsbeginn stromauf des Ablösepunkts, so handelt sich um eine transitionale Ablösung.

2 Stand der Forschung

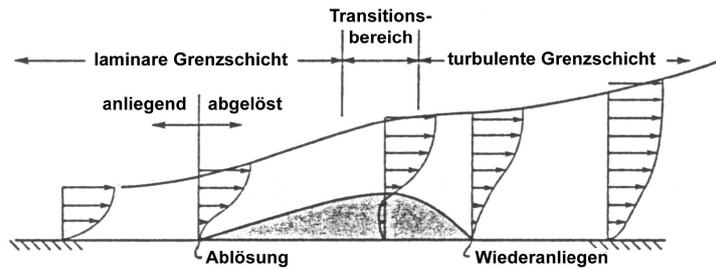


Abb. 2.3: Transition über eine laminare Ablöseblase (Walker [88])

Andernfalls wird von einer laminaren Ablösung gesprochen. Abhängig vom wirksamen Druckgradienten wird dann noch zwischen einer laminaren Ablösung mit kurzer Ablöseblase und einer laminaren Ablösung mit langer Ablöseblase unterschieden. Kurze Ablöseblasen beeinflussen (im Gegensatz zu langen Ablöseblasen) den Druckverlauf vor der Ablösestelle und den Abströmwinkel aufgrund ihrer sehr begrenzten Ausdehnung nur marginal und werden daher als probates Mittel zur Transitionskontrolle angesehen [57].

2.3 Transitionale Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion

Die periodischen Störungen, welche durch die Nachläufe vorhergehender Schaufelreihen verursacht werden und sich stromab durch den Schaufelkanal fortpflanzen, repräsentieren große Quellen der Instationarität in Turbomaschinen.

Die instationäre Grenzschichtströmung von Verdichter- und Turbinenschaufeln ist im Bereich des Mittenschnitts häufig von transitionalem Charakter. Eine Vielzahl an experimentellen und numerischen Untersuchungen hat gezeigt, dass der verlustbehaftete Nachlauf in diesem Bereich einen großen Einfluss auf das Strömungs- und Verlustverhalten besitzt: So verändert der durch turbulente Fluktuationen gekennzeichnete Nachlauf signifikant den Ort des laminar-turbulenten Umschlags.

Prinzipiell hängt der Transitionsprozess von vielen Faktoren ab. Im Falle einer Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion sind Turbulenzgrad, Druckgradient sowie die Stärke der eintreffenden Nachlaufdellen die wesentlichen Faktoren. Eine Steigerung der Frequenz der Nachlaufdellen führt zu dem gleichen Effekt wie eine Erhöhung des Zuströmturbulenzgrades (Teusch, [83]). Durch das regelmäßige Auftreffen der Nachlaufdellen stellt sich ein periodisch instationäres Umschlagsverhalten ein. Folglich kann es an einem fixen Ort in der Profilhrenzschicht zu unterschiedlichen Zeitpunkten zu verschiedenen Transitionsmechanismen kommen. In der Fachliteratur wird da-

2 Stand der Forschung

her auch von der multimodalen Transition gesprochen.

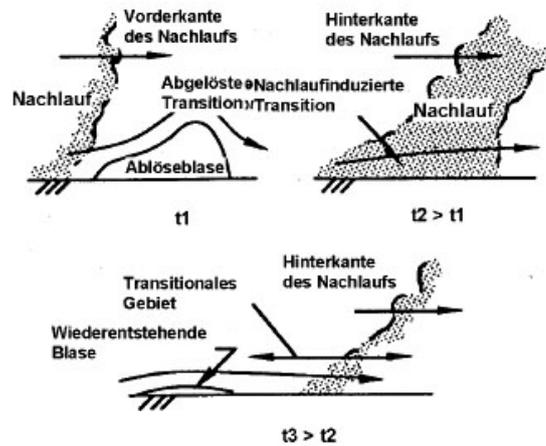


Abb. 2.4: Multimodale Transition [57]

Die multimodale Transition lässt sich wie folgt beschreiben (Abb. 2.4): Ausgehend von einem hochbelasteten Verdichter- oder Turbinengitter liegt bei ungestörter Zuströmung eine ablöseinduzierte Transition vor. Bei Auftreffen des Nachlaufs werden zusätzliche turbulente Schwankungen in die Grenzschicht induziert. Die laminare Grenzschichtströmung wird daher schon bei kleineren Lauflängen instabil und der laminar-turbulente Umschlag wandert stromauf. Es liegt dann eine nachlaufinduzierte Bypass-Transition statt. Je nach Schaufelauslegung wird die bei ungestörter Zuströmung existierende Strömungsablösung in dieser Phase komplett unterdrückt. Unmittelbar nach Durchgang des Nachlaufslaufs kommt es zur Ausbildung sogenannter beruhigter Bereiche (calmed regions). In dieser Zeitphase liegt ein Grenzschichtzustand vor, der weder rein laminare noch turbulente Eigenschaften aufweist. Diese Bereiche sind gekennzeichnet durch ein (im Vergleich zur turbulenten Strömung) niedriges Schubspannungsniveau. Da sie insbesondere eine stabilisierende Wirkung auf die Grenzschichtströmung haben (Gostelow et al. [16]), kann sich in ihrer Gegenwart der Umschlagsbeginn deutlich stromab der Position bei ungestörter Zuströmung verlagern. Folglich liegen hier deutlich geringere Strömungsverluste vor. Nach Abklingen des beruhigten Bereichs stellt sich wieder die ablöseinduzierte Transition ein.

Numerische und experimentelle Untersuchungen der letzten Jahre haben gezeigt (Halstead [19], Hodson [26] [27], Haselbach [20], Hilgenfeld [23] [24], Martinstetter und Schwarze [56]), dass die Interaktion von Nachlauf und Grenzschicht bei aerodynamisch hochbelasteten Schaufelgeometrien, abhängig von der Reynoldszahl, gewinnbringend eingesetzt werden kann. Moderne

Profile sind daher so ausgelegt, dass die verlustreduzierenden Effekte – bedingt durch die zeitweise Unterdrückung der laminaren Ablöseblase und die Einflussnahme des beruhigten Bereichs – dominierend sind im Vergleich zu den entstehenden Profilverlusten infolge des periodischen Stromaufwanderns des Transitionsbeginns.

2.4 Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung

Das Strömungsfeld transsonischer Verdichtergitter ist charakterisiert durch ein komplexes Stoßsystem (Abb. 2.5). Dieses setzt sich zusammen aus einer Kopfwelle an der Schaufelvorderkante, gefolgt von einer Prandtl-Meyer-Expansion und einem abschließenden Kanalstoß.

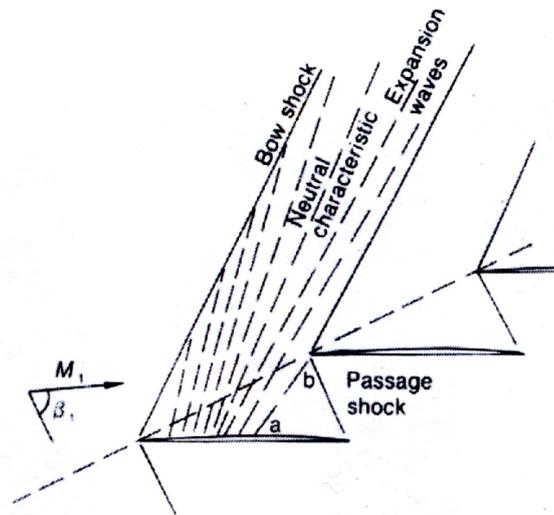


Abb. 2.5: Stoßsystem eines Transsonikverdichters (Cumpsty [6])

Bei steigender aerodynamischer Belastung richtet sich der Kanalstoß auf und wandert stromaufwärts. Des Weiteren liegt eine deutlich abgelöste Kopfwelle vor (Abb. 2.6). Der senkrechte Kanalstoß trifft auf die saugseitige Grenzschicht der Nachbarschaufel und interagiert mit ihr. Der Kanalstoß reicht jedoch nicht bis zur Profiloberfläche, sondern ragt nur zu einem bestimmten Teil – nämlich bis zur Schalldurchgangslinie – in deren Grenzschicht hinein. Die Grenzschichtströmung weist daher in Wandnormalenrichtung einen transsonischen Charakter auf: Während durch die Wirkung der Haftbedingung im Bereich der Profiloberfläche subsonische Bedingungen vorliegen, besitzt die Strömung nahe dem Grenzschichtaußenrand supersonischen Charakter.

2 Stand der Forschung

Die Wechselwirkung erfolgt derart, dass der an der Stoßfront vorliegende Druckgradient der Grenzschicht aufgeprägt wird. Dies führt zu einem starken Anwachsen der Grenzschicht und einem Abdrängen der Wandstromlinien in diesem Bereich. Im Zuge der konkaven Strömungsumlenkung kommt es zu einer Stoßkrümmung innerhalb der Grenzschicht. Der Profiloberfläche wird ein deutlich abgeschwächter Druckgradient aufgeprägt (siehe voriger Abschnitt). Des Weiteren kommt es durch eine stromaufwirkende Druckdiffusion (Unterschallströmung in Profilnähe) zu einem Druckausgleich. Die Diffusion bewirkt einen vorzeitigen Druckaufbau und somit ein vorzeitiges Anwachsen der Grenzschicht (Hilgenfeld [22]).

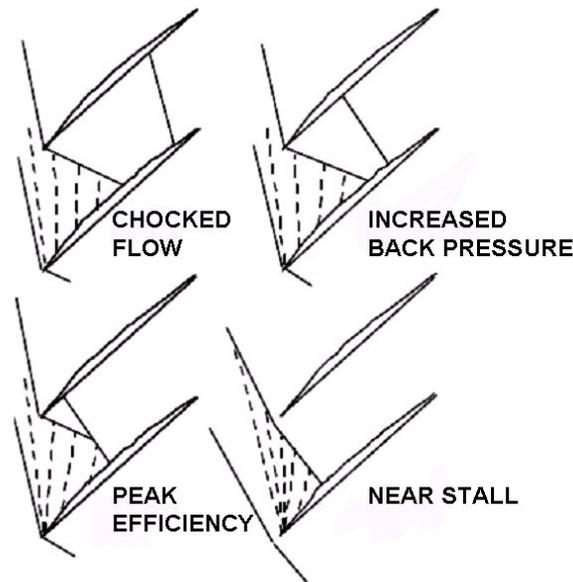


Abb. 2.6: Stoßverhalten für unterschiedliche Betriebspunkte (Denton [9])

Kann die Grenzschicht den induzierten Druckaufbau nicht standhalten, so kommt es zu einer verlustbehafteten Grenzschichtablösung. Eine signifikante Umlenkung der Überschallströmung im Bereich der Ablösung ist die Folge. Der Verlauf der Interaktion hängt insbesondere davon ab, ob eine laminare oder turbulente Grenzschicht stromauf des Stoßes vorliegt. Ist der Grenzschichtzustand laminar, so liegt schon bei kleineren Vorstoß-Machzahlen eine Strömungsablösung vor: Durch das Stoßsystem werden der labil, abgelösten Grenzschicht Störungen aufgeprägt. Die Grenzschicht wird dadurch instabil und es vollzieht sich oberhalb der Ablöseblase der laminar-turbulente Umschlag. Nach dem Umschlag wird in der Regel ein Wiederanlegen der nun voll-turbulenten Grenzschichtströmung beobachtet.

Bei turbulenten Grenzschichten treten erst bei recht hohen Vorstoß-Machzahlen Ablösungen infolge einer Stoß-Grenzschicht-Interaktion auf. Bezeichnend für diese Interaktion ist die große

Strömungsumlenkung im Bereich der Ablösung. So wurden von Schreiber [75] Umlenkwinkel von ca. 7° gemessen.

2.5 Rotor-Stator-Interaktion bei transsonischer Rotorströmung

Während bei subsonischen Schaufelgittern die aerodynamische Rotor-Stator-Wechselwirkung im Wesentlichen durch die Interaktion von Nachlauf und Grenzschicht geprägt ist, kann bei transsonischen Verdichterstufen zusätzlich eine verlustbringende Stromaufwirkung beobachtet werden. Numerische Simulationen von Eulitz et al. [14] zeigten neben der Stoß-Grenzschicht-Interaktion auf der Saugseite der Rotorschaukel eine periodische Interaktion zwischen der abgelöster Kopfwelle und der stromauf gelegenen Statorströmung: Die bis in die Statoraustrittsebene reichende Stoßfront transportiert Druckschwankungen in die Grenzschicht nahe der Hinterkante und verursacht dort eine zeitweilige Grenzschichtablösung. Durch die periodische Ablösung bildet sich eine Nachlaufstruktur, welche rein optisch der v. Kármán-Wirbelstraße ähnelt. Die Frequenz der im Nachlauf enthaltenen Wirbel ist jedoch identisch mit der Schaufeldurchgangsfrequenz.



Abb. 2.7: Rotor-Stator-Interaktion bei transsonischen Strömungsbedingungen (Zachcial und Nürnberg [101])

Numerische Untersuchungen von Zachcial und Nürnberg [101] zeigten, dass bei kleinen Axialspalten die Stromaufwirkung des Stoßes zu periodischen Ablösungen an Druck- und Saugseite

nahe der Hinterkante führt. Durch stromaufgerichtete Stoßreflexionen an Saug- und Druckseite (Abb. 2.7) kommt es zu weiteren Ablösungen an Profilsaugseite. Mit Zunahme der Axialspaltgröße wird ein Rückgang der Ablösungen und der Profilverluste am stromauf positionierten Statorgitter beobachtet. Bei dem Ablöseverhalten auf der Rotorsaugseite (durch Stoß-Grenzschicht-Interaktion) wurde ein gegenläufiger Trend beobachtet. So wächst mit zunehmendem Axialspalt das Ablösegebiet sowohl in zeitlicher als auch räumlicher Erstreckung. Untersuchungen zur Sekundärströmung in der Rotorpassage ließen den Schluss zu, dass die Stator-Nachlaufwirbel bei kleinen Axialspalten vergleichsweise nahe an der Profilsaugseite stromab wandern. Dadurch kommt es zeitweise zu einer Reduzierung der Vorstoß-Machzahlen und damit zu einem Unterdrücken der stoßinduzierten Ablösung.

2.6 Spaltwirbelströmungen in transsonischen Axialverdichtern

Die Spaltwirbelströmungen entstehen zwischen rotierenden und stehenden Bauteilen und werden durch Druckkräfte angetrieben. Bei Turbomaschinen sind sie zwischen Schaufelspitze und Gehäuse vorzufinden (bei deckbandlosen Schaufeln auch im Nabenbereich von Leitschaufeln). Infolge des Druckunterschieds zwischen Saug- und Druckseite findet ein Massentransport durch den Gehäusespalt statt. Durch das Aufrollen der Scherströmung an der Profilsaugseite wird ein schlanker Längswirbel erzeugt. Dieser wandert mit zunehmender Lauflänge in den Schaufelkanal hinein.

Ausgangspunkt des Spaltwirbels ist bei transsonischen Axialverdichtern üblicherweise die Saugspitze an der Schaufelspitze (Hofmann [30]). Numerische Untersuchungen von Schulze [76] zeigten jedoch, dass sich der Spaltwirbel im Auslegungspunkt erst bei 20% Sehnenlänge ausbildet. Grund hierfür ist das geringe Spaltdruckgefälle im Vorderkantenbereich für den Auslegungsfall. Erst nahe der Abreißgrenze entsprach die Schaufelvorderkante dem Wirbelfußpunkt. Auch bei subsonischen Rotoren wurde ein vom Betriebspunkt abhängiger Fußpunkt beobachtet (Vo [85]).

Numerische und experimentelle Untersuchungen offenbarten zudem, dass der Öffnungswinkel des Spaltwirbels abhängig ist von dem Impulsverhältnis von Spalt- und Hauptströmung: Durch den zwischen Druck- und Saugseite vorliegenden Druckunterschied wird dem Spaltwirbel ein Impuls aufgeprägt. Mit der Androsselung des Verdichters steigen die aerodynamische Belastung und dadurch der Druckunterschied zwischen Saug- und Druckseite. Dem Spaltwirbel wird nun ein größerer Impuls aufgeprägt. Ausgehend von einem nur geringfügig variierenden Impuls der Hauptströmung vergrößert sich damit der Öffnungswinkel. Dies geht einher mit einer Zunahme von Zirkulation und räumlicher Ausdehnung des Spaltwirbels (Bergner [3]). Je nach Gehäusespaltgröße kann sich das Einflussgebiet des Spaltwirbels auf die Hauptströmung nahe der Ab-

2 Stand der Forschung

reißgrenze bis auf 90% Kanalhöhe erstrecken (Suder [82]). Ein derart großer Öffnungswinkel des Spaltwirbels bewirkt, dass sich die Wirbeltrajektorie nicht mehr in Kanalmitte, sondern nahe der Profildruckseite der Nachbarschaufel stromab bewegt.

Signifikante Strömungsverluste treten bei transsonischen Axialverdichtern nicht nur durch die Präsenz von Spaltwirbel und Spaltströmung und deren Interaktion mit Gehäuse- und Profilgrenzschicht auf. Vielmehr repräsentiert die Wechselwirkung von Spaltwirbel und Stoßfront – je nach Schaufelgeometrie – bei Betriebspunkten nahe der Abreißgrenze eine weitere Verlustquelle. Bei solchen Betriebspunkten liegt meist eine abgelöste senkrechte Stoßfront vor. Entscheidend für das Strömungsverhalten innerhalb der Interaktions-Zone ist nun, ob der Spaltwirbel senkrecht oder schief auf die Stoßfront trifft. Bei senkrechtem Aufeinandertreffen bewirkt die Interaktion eine starke Verzögerung der Strömung kombiniert mit einer Wirbelkernaufweitung. Dies kann zu einem Aufplatzen des Spaltwirbels führen.

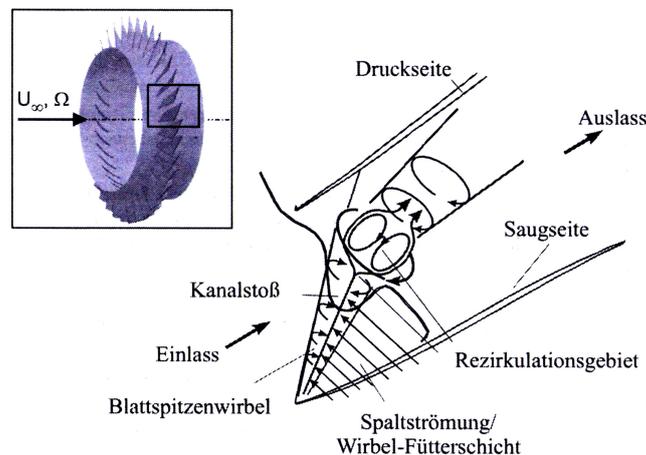


Abb. 2.8: Kanalstoß-Blattspitzenwirbel-Interaktion nahe der Abreißgrenze (Hofmann [30])

Tritt dieser Fall ein, so kann ein blasenförmiges, spiralförmiges oder doppelhelixartiges Aufplatzen beobachtet werden. Ausgehend von einem blasenförmigen Aufplatzen entsteht im Interaktionsgebiet ein Stoßkegel, gefolgt von einer Aufplatzblase (Hofmann [30]). Diese Blase beinhaltet dann ein signifikantes Rezirkulationsgebiet, wie Abbildung 2.8 zu entnehmen ist. Die Folge ist eine signifikante Blockage der Hauptströmung und unter Umständen das Auslösen eines instabilen Betriebsverhaltens.

Hofmann [30] und Yamada et al. [95] führten intensive numerische Untersuchungen zu der

2 Stand der Forschung

senkrechten Spaltwirbel-Stoß-Interaktion, basierend auf NASA Rotor 37 durch. Beide Autoren beobachteten unter Verwendung unterschiedlicher Rechenverfahren ein instationäres Aufplatzen des Spaltwirbels gepaart mit dem Ausbilden eines signifikanten Rezirkulationsgebiets. Yamada beobachtet nahe der Abreißgrenze zudem eine Interaktion der Spaltwirbelströmung mit der Druckseite der benachbarten Rotorschaukel. Diese führt zu einer induzierten Oszillation der Strömung in der Rotorpassage. Zudem kommt es infolge der Blockage zu einem Herausspülen der Strömung an der Vorderkante der Nachbarschaukel (*spilling forward*). Die Strömung wird dann um die Vorderkante von der Druck- zur Saugseite umgelenkt. Der *spilling forward*-Effekt gilt als eine der zwei aerodynamischen Randbedingungen für das Einsetzen hochfrequenter Störungen im Verdichterströmungsfeld (*Spikes*).

Untersuchungen an weiteren Verdichtergeometrien zum Strömungsverhalten nahe der Abreißgrenze zeigten jedoch, dass ein Aufplatzen des Spaltwirbels nicht notwendigerweise vor oder während des Übergangs in den instabilen Betriebsbereich auftreten muss. Offensichtlich handelt es sich dabei eher um ein Strömungsphänomen, was in Abhängigkeit der Schaukelgeometrie auftritt oder ausbleibt.

Studien von Wadia et al. [87] zeigten, dass die Blockage der Hauptströmung nahe der Abreißgrenze vielmehr von einem lokal intensiven Transport von niederenergetischem Spaltmaterial herrührt: So wird auf Höhe der Stoß-Grenzschicht-Interaktion Fluid durch den Radialspalt bis weit in die Rotorpassage der Nachbarschaukel transportiert. Dieser Anteil der Spaltströmung überquert den Schaukelkanal hierbei nahezu parallel zur Gittereintrittsebene und sammelt sich nahe der Druckseite der Nachbarschaukel. Eine Kollision zwischen diesem Spaltströmungsanteil und dem Spaltwirbel tritt nicht auf, da sich der Spaltwirbel an dieser Schaukelposition bereits deutlich in Schaukelhöhenrichtung abgesenkt hat. Die Akkumulation des Spaltmaterials verhindert im Folgenden das Eintreten der Hauptströmung nahe der Profildruckseite. Die daraus resultierende Blockage der Hauptströmung kann schließlich zum Herausspülen der Spaltströmung (*spilling forward*) führen.

Wadia et al. stellten weiterhin fest, dass die detektierte Instationarität der Rotorströmung nahe der Abreißgrenze nicht auf einem Zusammenbruch der Spaltströmung zurückzuführen ist. Vielmehr ist eine Oszillation des Kanalstoßes und eine Wirbelbildung (*vortex shedding*), jeweils bedingt durch die Stoß-Grenzschicht-Interaktion hierfür verantwortlich. Als Folge der Stoßoszillation kommt es auch zu einer Oszillation der impulsarmen Spaltströmung und einer Fluktuation der Spaltwirbeltrajektorie.

LES-Simulationen von Hah [17] zu einem an der Technischen Universität Darmstadt betriebenen transsonischen Axialverdichter bestätigten weitgehend diese Beobachtungen zum Strömungsverhalten nahe und bei Erreichen der Abreißgrenze. Es stellte sich allerdings heraus, dass die Oszillation des vollständig abgelösten Kanalstoßes (bei Überschreiten der Stabilitätsgrenze)

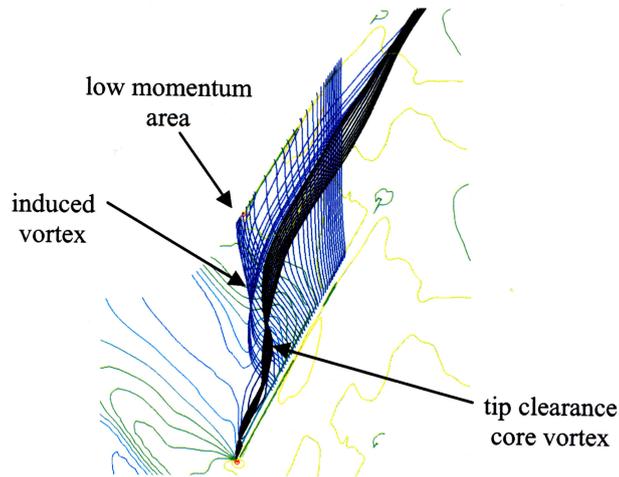


Abb. 2.9: Spaltströmung basierend auf LES-Simulationen nahe der Abreißgrenze (Hah [17])

deutlich kleiner ist als die des Spaltwirbels. Nichtsdestotrotz bestätigt sich, dass der Transport gehäusenaher Spaltströmung hauptverantwortlich für die Blockagebildung nahe der Druckseite ist. Nach einem Vorschlag von Van Zante et al. [84] wird dieser Anteil der Spaltströmung als induzierter Spaltwirbel (Induced Vortex, Abb. 2.9) bezeichnet. Unmittelbar vor Überschreiten der Stabilitätsgrenze intensiviert sich die Oszillation des Spaltwirbels und der Spaltwirbel trifft innerhalb einer bestimmten Passage auf die Vorderkante der Nachbarschaufel. Wenige Zeitschritte später ist eine Umkehrung der Spaltströmung nahe der Hinterkante zu beobachten, gefolgt von einem Herausspülen der Spaltströmung an der Schaufelvorderkante.

2.7 Einfluss der Spalt- und Spaltwirbelströmung auf das Betriebsverhalten

Wie in den letzten Abschnitten angedeutet, repräsentiert die Spaltströmung und deren Interaktion mit der Profil- bzw. Gehäusegrenzschicht sowie mit dem Stoßsystem nicht nur ein verlustreiches Strömungsphänomen. Vielmehr steht das Strömungsverhalten des Spaltwirbels und der Spaltströmung im direkten Zusammenhang mit dem Auslösen eines instabilen Betriebsverhaltens und der Generierung einer rotierenden Ablösung. Das Auftreten einer solchen Ablösung führt zu einer hohen Beanspruchung der Schaufelstruktur und kann im Extremfall zum Schaufelbruch führen. Ziel der Verdichterauslegung ist somit auch das Verhindern eines solchen Szenarios.

Prinzipiell wird zwischen zwei Mechanismen unterschieden, die zum Auslösen einer rotierenden Ablösung führen. Das Auslösen kann entweder mittels langwelliger Störungen (mo-

2 Stand der Forschung

dal inception) oder kurzweiliger Störungen im Geschwindigkeits-/Druckfeld initiiert werden. Das Auslösen des Stalls mittels Modalwellen gilt inzwischen als ganzheitlich verstandener Prozess [63] und kann mit einfachen Modellen nachempfunden werden (actuator disk model). Das Auflösen detaillierter Strömungseigenschaften innerhalb der Rotorpassage ist dabei nicht notwendig.

Viele Verdichter weisen jedoch kurzweilige Störungen des Geschwindigkeitsfeldes auf. In den meisten Fällen handelt es sich hierbei um so genannte Spikes [8]. Bildlich kann man sich diese Störungen als kleinste rotierende Abreißzellen vorstellen. Spikes sind ausschließlich im Schaufelspitzenbereich lokalisiert und erstrecken sich meist über zwei bis drei Schaufelteilungen. Zudem rotieren sie mit 60-70% der Rotorumfangsgeschwindigkeit. Im Gegensatz zu Modalwellen liegt bei Spikes ein kleines Zeitfenster zwischen dem Auftreten der ersten Druckstörung und der Generierung einer rotierenden Ablösung vor. Bereits nach maximal zehn Rotorumdrehungen ist die kurzweilige Fluktuation zu einer zweidimensionalen Stallzelle herangewachsen. Während dieses Prozesses reduziert sich die Umlaufgeschwindigkeit der Störung auf ca. 50% der Umfangsgeschwindigkeit.

Einfache Modelle für die Beschreibung des Stallentstehungsprozess sind hier nicht realisierbar, da die Skalen der Spike-Störungen und des mittleren Geschwindigkeitsfeldes von gleicher Größenordnung sind. Verlässliche Vorhersagen zum Stallprozess können somit nur aus zeitlich und räumlich hochaufgelösten Strömungssimulationen gewonnen werden. Als Rechenverfahren kommen ausschließlich RANS und LES-Verfahren in Frage.

Da Spikes nur im Schaufelspitzenbereich vorzufinden sind, liegt die Vermutung nahe, dass es eine direkte Verbindung zwischen der Entstehung kurzweiliger Störungen und dem Strömungsverhalten der Spaltströmung gibt. Eine Vielzahl an Studien aus den 90er Jahren bestätigte diese Theorie. Seit 2000 wird mit immer größerem Aufwand, insbesondere in der Numerik, das Strömungsverhalten im Blattspitzenbereich an der Abreißgrenze analysiert.

Vo [86] führte intensive numerische Untersuchungen hinsichtlich des Zusammenhangs zwischen Spaltströmung und dem Entstehen von Spike Zellen durch. Er postuliert, dass es nach dem Herausspülen der Spaltströmung an der Vorderkante (leading edge spillage) und der Rückströmung des Spaltmaterials an der Profilhinterkante (trailing edge backflow) zur Ausbildung hochfrequenter Störungen kommt (Abb. 2.10). Es ist hierbei unerheblich, welches der beiden Strömungsphänomene zuerst auftritt. Wesentlich ist nur, dass beide Phänomene ab einem bestimmten Zeitpunkt zugleich existieren.

Untersuchungen zu hochbelasteten Verdichtern von Mailach et al. [55] und Inoue [35] zeigten, dass es neben dem klassischen Spike noch weitere kurzwellige Strömungsphänomene gibt, welche kurz vor Überschreiten der Stabilitätsgrenze auftreten. So wurde beobachtet, dass sich eine

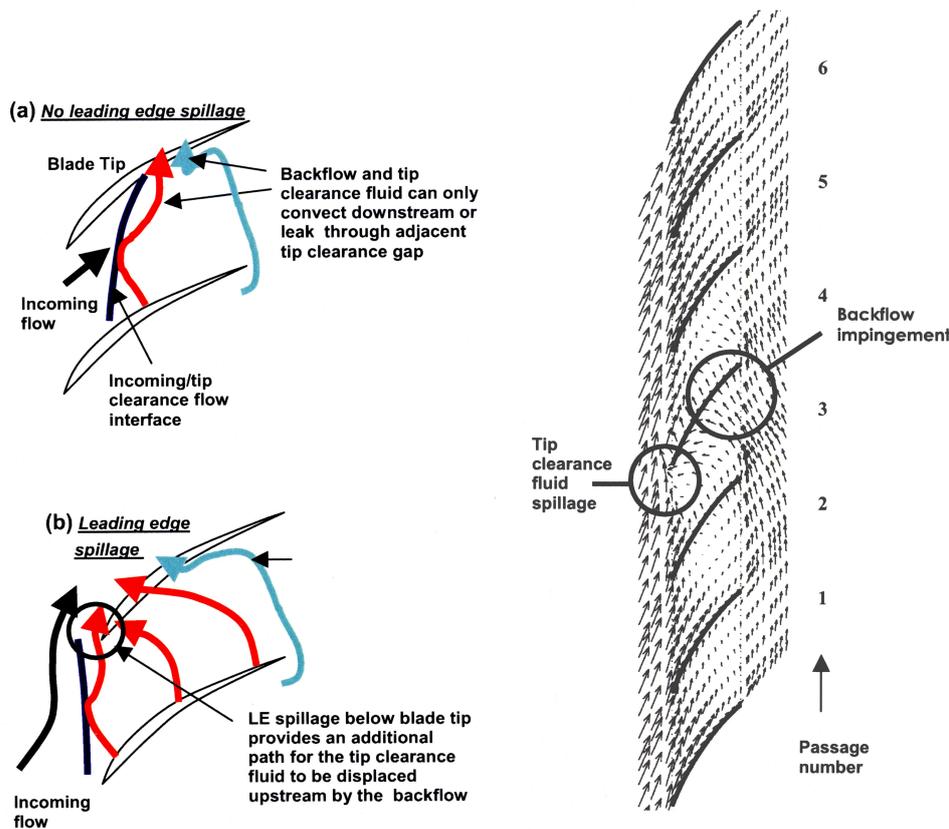


Abb. 2.10: Strömungsverhalten in Gehäusehöhe an der Stabilitätsgrenze nach Vo [86]

rotierende Ablösung nicht nur aus einer einzigen Spike Zelle, sondern auch aus einer Mehrzellenkonfiguration (befindet sich ebenfalls im Schaufelspitzenbereich) herausbilden kann.

Mailach [55] zufolge kann bei Mehrzellenkonfigurationen noch einmal zwischen stabilen und instabilen Konfigurationen unterschieden werden (Abb. 2.11). Die stabile Konfiguration ist charakterisiert durch eine konstante Anzahl an Störungen. Aus diesen bilden sich letztendlich Stall Zellen heraus (multicell rotating stall). Die instabile Konfiguration weist eine hohe Fluktuation der kleinsten Abreißzellen auf. Dieses Phänomen wird als rotierende Instabilität bezeichnet. In diesem Fall muss es nicht zwangsweise zur Ausbildung einer sich über die gesamte Schaufelhöhe erstreckende Abreißzelle kommen. Nichtsdestotrotz erzeugt dieses Strömungsphänomen Schallemissionen am Gehäusespalt und kann zudem Vibrationen der Rotorschaukel auslösen [55]. Die Vorhersage einer möglichen rotierenden Instabilität ist daher zwingend erforderlich.

Wie auch bei den Spikes spielen Spaltwirbel und Spaltströmung eine wesentliche Rolle bei der Entstehung der Mehrzellen Konfigurationen, speziell bei instabilen Konfigurationen. Die Er-

2 Stand der Forschung

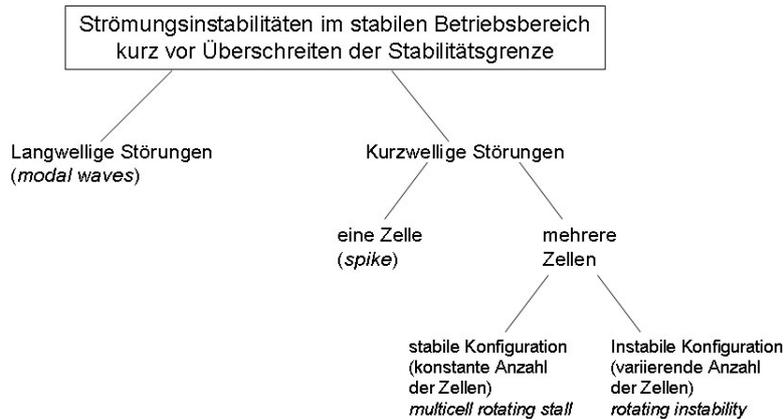


Abb. 2.11: Auftretenden Strömungsinstabilitäten kurz vor Überschreiten der Stabilitätsgrenze (Mailach [55])

gebnisse von Mailach [55], Yamada [96] und Hah [18] stellen dies eindrucksvoll unter Beweis. Allerdings werden von den drei Autoren drei unterschiedliche Verhaltensweisen der Spaltwirbelströmung für die Initiierung der Störungen verantwortlich gemacht:

Mailach [55] geht davon aus, dass es durch die instationäre Interaktion des Spaltwirbels mit dem Spaltwirbel der Nachbarschaufel zu einer periodischen Fluktuation von Stärke und Position des Wirbels kommt. Diese lokale Instationarität wandert im Folgenden entlang der Rotorschaufelreihe und mutiert zu einer Mehrzellenkonfiguration.

Die numerischen Simulationen von Yamada [96] zu NASA Rotor 37 lassen darauf schließen, dass dem Aufplatzen des Spaltwirbels und seiner Interaktion mit der Nachbarschaufel eine Schlüsselrolle bei der Initialisierung der Störungen zuteil wird: Ausgehend von einem starken Wirbelaufplatzen kommt es zu einer signifikanten Fluktuation des Spaltwirbels. Die hohe Fluktuation wiederum führt zu einer starken Wechselwirkung zwischen Wirbel und Nachbarschaufel an deren Vorderkante. Dadurch sinkt im Vorderkantenbereich der Nachbarschaufel der Druckunterschied zwischen Druck- und Saugseite.

Folglich bildet sich an der Nachbarschaufel ein Spaltwirbel mit geringer Wirbelstärke. Die Interaktion dieses Spaltwirbels mit der Stoßfront fällt nun gering aus und das Wirbelaufplatzen ist vergleichsweise schwach. Somit reduzieren sich auch die Fluktuation des Spaltwirbels und die Intensität der Wechselwirkung mit der nächsten Rotorschaufel. Damit entsteht an dieser Rotorschaufel wiederum ein starker Spaltwirbel. Dieser periodische Prozess sorgt letztendlich für die Entstehung von rotierenden Störungen.

2 *Stand der Forschung*

Hah [18] stellt fest, dass das instationäre Strömungsverhalten des induzierten Spaltwirbels (induced vortex) für das Auslösen der rotierenden Druckstörungen verantwortlich ist. Den Ergebnissen der Vollkranz-LES Simulation zufolge bildet sich kurz vor Erreichen der Abreißgrenze an der Schaufelspitze eine Region, in welcher der induzierte Wirbel stromauf der Schaufelvorderkante in die benachbarte Schaufelpassage wandert. Diese Region erstreckt sich über mehrere Schaufelteilungen und rotiert im Absolutsystem mit 30% der Rotorumfangsgeschwindigkeit. Die Ausbildung und Rotation dieses Gebiets ist daher gleichbedeutend mit der Initialisierung einer instabilen Mehrzellenkonfiguration.

3 Zielsetzung der vorliegenden Arbeit

Die vorliegende Arbeit liefert einen Beitrag zum tieferen Verständnis der kompressiblen dreidimensionalen instationären Verdichterströmung. Unter Verwendung eines Navier-Stokes-Rechenverfahren wird der Nachlaufeinfluss auf das transitionelle Grenzschichtverhalten eines hochbelasteten ebenen Verdichtergitters untersucht. Entsprechend der vorausgegangenen experimentellen Untersuchungen wird der Nachlauf mittels bewegter Zylinderstäbe erzeugt. Im Fokus stehen die Analyse des zeitabhängigen multimodalen Charakters der Transition und die Einflussnahme des Nachlaufs auf das lokale Strömungsverhalten am Verdichtergitter. Die numerischen Untersuchungen erfolgen mittels des URANS-Rechenverfahrens TRACE vom Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) unter Verwendung eines neu formulierten Transitionsmodells nach Kožulović [47].

Weitere numerische Analysen zum Strömungsverhalten erfolgen auf Basis einer transsonischen Verdichterstufe. Die Betrachtung einer realen Verdichtergeometrie ermöglicht neben der Analyse der Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion Untersuchungen zur Stoß-Grenzschicht-Interaktion und zum Spaltwirbelverhalten. Von zentralem Interesse ist hierbei, wie sich die einzelnen Strömungsphänomene bei zunehmender aerodynamischer Belastung ändern. Im Hinblick auf die stark auseinander gehenden Meinungen bzw. Beobachtungen hinsichtlich des Spaltwirbelverhaltens nahe der Stabilitätsgrenze ist eine detaillierte Untersuchung von Spaltströmung und Spaltwirbel bei der vorliegenden Verdichterstufe vorgesehen. Abschließend soll untersucht werden, wie sich Eintrittsstörungen auf die oben beschriebenen Phänomene auswirken. Hierbei ist der Einsatz von Vollkranzsimulationen erforderlich.

Grundvoraussetzung für eine detaillierte Strömungsanalyse mittels numerischen Rechenverfahren ist eine Übereinstimmung von experimentellen und numerischen Daten. Als Messdaten liegen typischerweise Profildruckverteilungen zu bestimmten Schaufelhöhen sowie Verteilungen zum isentroper Wirkungsgrad bzw. zum Totaldruckverhältnis vor. Erst ein geringes Abweichen der numerisch und experimentell ermittelten Parameter legitimiert eine ausführliche Untersuchung der vorliegenden Strömungsphänomene auf Basis der Simulationsergebnisse. Sowohl für das Verdichtergitter, als auch für die transsonische Verdichterstufe liegen ausführliche Messergebnisse vor. Die Vorgehensweise ist daher bei beiden Testfällen so, dass zunächst eine Übereinstimmung der vorliegenden Parameter sichergestellt wird und im Anschluss eine Analyse der relevanten Strömungsphänomene erfolgt. Im Hinblick auf die Untersuchung des zeitabhängigen Transitionsverhaltens ermöglicht diese Vorgehensweise die beabsichtigte Validierung des einge-

3 Zielsetzung der vorliegenden Arbeit

setzten Transitionsmodells für eine aerodynamisch hochbelastete Verdichterprofilierung.

Ziel dieser Arbeit es auch, URANS-Rechenverfahren als hocheffiziente Entwicklungswerkzeuge darzustellen, welche für den Auslegungsprozess von großem Nutzen sind. Die Strömungsanalyse im gehäusenahen Bereich der Laufschaufel soll darlegen, dass das Spaltwirbel- bzw. das Spaltströmungsverhalten mit der verwendeten URANS-Methode adäquat wiedergegeben wird. Vollkranzsimulationen bei Vorgabe einer Totaldruckstörung sollen außerdem zeigen, dass das Leistungs- und Strömungsverhalten einer transsonischen Verdichterstufe auch bei gestörten Zuströmbedingungen zufriedenstellend vorhergesagt wird. Dies ist insofern von Interesse, da in beiden Fällen alternative experimentelle Untersuchungen aufwendig und teuer sind. Eine realistische Wiedergabe des Strömungsverhaltens bei beliebigen Zuströmbedingungen würde es erlauben, den experimentellen Aufwand in Zukunft zu reduzieren und ergänzend auf URANS-Methoden zurückzugreifen.

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

4.1 Numerische Simulationen von Turbomaschinenströmungen

Das in Turbomaschinen vorliegende Strömungsfeld zählt zu einem der komplexesten im Bereich technischer Fluide. Das Strömungsfeld ist kompressibel, hochgradig dreidimensional und instationär. Es ist zudem reibungsbehaftet mit laminaren, transitionalen und vollturbulenten Gebieten. Es gibt im Wesentlichen zwei Aspekte, welche eine hochgenaue Simulation der Turbomaschinenströmung sehr herausfordernd machen:

Zum einen besteht die Turbomaschine aus zwei Arten von Bauteilen – rotierenden und stehenden Schaufelverbänden. Folglich liegt eine ununterbrochene Änderung der räumlichen Beziehung zwischen Stator- und Rotorschaukel vor. Nur durch gegeneinander bewegte Rechengebiete von Lauf- und Leitschaukel kann die Turbomaschinenströmung realistisch wiedergegeben werden. Da sich ein Stufenverband zudem aus mehr als 100 Schaufeln zusammensetzen kann, ist ein hoher rechnerischer Aufwand erforderlich, um eine solche Konfiguration ohne weitere Vereinfachungen zu simulieren. Eine mögliche Vereinfachung repräsentiert das Ausnutzen der Periodizität. Unterschiedliche Schaufelzahlen für das Lauf- und Leitgitter (verhindert Resonanzeffekte¹) machen eine Anwendung dieser Technik für instationäre Simulationen jedoch zunächst unmöglich [89]. Nur durch angepasste Schaufelzahlverhältnisse (Skalierungsmethode) kann das Periodizitäts-Prinzip ausgenutzt werden. Die Phase-Lag-Methode von Erdos [12] repräsentiert eine alternative Vorgehensweise: Durch einen großen Modellierungsaufwand gewährleistet diese Methode die Berücksichtigung der realen Schaufelzahlverhältnisse.

Des Weiteren werden aufgrund der hochgradig instationären und dreidimensionalen Natur der Turbomaschinenströmung (Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion, Spaltwirbeldynamik) robuste, effiziente und zeitgenaue 3D-Rechenverfahren benötigt, welche die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie lösen. Diese Methoden müssen in der Lage sein, sowohl räumliche als auch zeitliche Ableitungen mittels hochgenauer Diskretisierungsverfahren zu bestimmen.

¹Unterschiedliche Schaufelzahlen werden üblicherweise in mehrstufigen Turbomaschinen gewählt, um kritische Schaufelschwingungen und Resonanzen zu vermeiden

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

Hinsichtlich der Reduzierung des Rechengebietes hat sich die so genannte Skalierungstechnik durchgesetzt. Diese Methode nutzt durch Adaption der Schaufelgeometrie das Prinzip der Periodizität aus [89]. Grundvoraussetzung ist, dass die Schaufelzahlverhältnisse aller vorkommenden Schaufelreihen ganzzahlig sind. Diese Bedingung wird bei einer mehrstufigen Maschine in der Regel nicht erfüllt. Folglich muss die Schaufelzahl für einige Schaufelreihen reduziert, an anderer Stelle erhöht werden – bei gleichzeitigem Einhalten der Belastungsparameter t/l und h/l . Dies geschieht implizit über eine Skalierung der vorliegenden Schaufelgeometrie. So geht beispielsweise eine Abnahme der Schaufelzahl einher mit einer Streckung der Schaufelgeometrie.

Unter Verwendung von gegeneinander bewegten Rechennetzen (nur virtuelle Verschiebung) kann somit eine instationäre Simulation mehrerer Schaufelreihen in einem akzeptablen Zeitrahmen durchgeführt werden. Nichtsdestotrotz ist diese Methode nicht uneingeschränkt einsetzbar: Liegen zum Beispiel in Umfangsrichtung inhomogene Zuströmbedingungen vor, so ist die Annahme von gleichen Strömungsverhältnissen innerhalb aller Schaufelpassagen nicht mehr erfüllt. Auch im Falle von größeren Skalierungen der Schaufelgeometrie sind Abweichungen vom tatsächlich vorliegenden Strömungsfeld unumgänglich: So liegen durch die veränderte Schaufelsehnenlänge andere Reynolds-Zahlen vor. Dies kann im Extremfall zu einem abweichenden Ablöseverhalten an der Profiloberfläche führen. Wird der Axialspalt bei der Skalierung außen vor gelassen, so sind je nach Spaltgröße weitere Abweichungen vom realen Strömungsverhalten möglich. Beschränkt sich die Skalierung auf eine Adaption in Drehachsenrichtung und Umfangsrichtung, so kann eine Beeinflussung der Sekundärströmung infolge des unkorrekten Verhältnisses h/l nicht ausgeschlossen werden [89]. Wird der Gehäusespalt von der Skalierung ausgelassen, so kommt es je nach Schaufelgeometrie zu einer falschen Vorhersage der Spaltdynamik und damit zu einer abweichenden Verdichtercharakteristik nahe der Abreißgrenze.

4.2 Grundgleichungen zur Berechnung instationärer Strömungen

Strömungsvorgänge lassen sich unter der Verwendung der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie, ergänzt um die thermische und kalorische Zustandsgleichung sowie Materialgesetze für Reibung und Wärmeleitung, mathematisch vollständig beschreiben. Der in Turbomaschinen vorliegende Druck- und Temperaturbereich entspricht den Bedingungen kompressibler Newton'scher Fluide [30]. Elektromagnetische Kräfte, Gravitation und Wärmestrahlung² werden nicht berücksichtigt, da sie einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Gleichungssystem haben. Die Erhaltungsgleichungen lassen sich in einem kartesischen Koordinatensystem für instationäre, reibungsbehaftete, kompressible und wärmeleitende Fluide herleiten. Ausgehend von einer konservativen Formulierung im rotierenden Bezugssystem (Winkelgeschwindigkeit der Maschine $\omega_i = [\Omega, 0, 0]^T$) ergibt sich unter Verwendung der Einstein'schen Summenkonvention:

²Ausnahme: Brennkammer

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

$$\partial_t \rho + \partial_i(\rho c_i) = 0 \quad (4.1)$$

$$\partial_t(\rho c_i) + \partial_j(\rho c_i c_j) = \partial_j(\sigma_{ij}) + (\omega_j x_j) \omega_i - |\omega|^2 x_i \quad (4.2)$$

$$\partial_t(\rho e_t) + \partial_j(\rho c_j e_t) = \partial_j(-c_i p \delta_{ij} + c_i \tau_{ij}) - \partial_j q_j \quad (4.3)$$

Durch eine Zuordnung aller Flüsse aus 4.1, 4.2 und 4.3 in konvektive und viskose Anteile ist eine kompakte Darstellung der Bilanzgleichungen möglich:

$$\partial_t Q + \partial_x(F^C) + \partial_y(G^C) + \partial_z(H^C) = \partial_x(F^V) + \partial_y(G^V) + \partial_z(H^V) + Z \quad (4.4)$$

Der Lösungsvektor Q enthält die konservativen Variablen der fünf Erhaltungsgleichungen. Die konvektiven Flussvektoren (Transportterme) werden repräsentiert durch F^C, G^C, H^C . Die viskosen Anteile (Impuls- und Wärmediffusion) setzen sich zusammen aus F^V, G^V, H^V . Der Term Z enthält alle Beiträge, die aufgrund des vorliegenden rotierenden Bezugssystems zusätzlich entstehen.

Der Spannungstensor σ_{ij} aus Gleichung 4.2 repräsentiert die an einem Volumenelement wirkenden Oberflächenkräfte. Der Tensor setzt sich aus einem isotropen Druckanteil p und einem viskosen Spannungsanteil τ_{ij} zusammen:

$$\sigma_{ij} = -p \delta_{ij} + \tau_{ij} \quad (4.5)$$

Der viskose Spannungsanteil ist abhängig vom Geschwindigkeitsgradienten senkrecht zur angeströmten Fläche und somit eine Funktion des Geschwindigkeitstensors $\partial_j c_i$. Da der antisymmetrische Anteil des Geschwindigkeitstensors lediglich eine starre Rotation beschreibt, kann der Spannungsanteil nur vom symmetrischen Teil des Tensors, dem Deformationsgeschwindigkeitstensor $D_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_i c_j + \partial_j c_i)$ abhängen. Nach Newton ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem viskosen Spannungsanteil und dem Geschwindigkeitstensors unter Berücksichtigung der stoffabhängigen Viskosität:

$$\tau_{ij} = \mu(\partial_i c_j + \partial_j c_i) + \mu' \delta_{ij} \partial_j c_j \quad (4.6)$$

Die in der Gleichung auftretenden Viskositätskoeffizienten werden als dynamische Viskosität μ und Volumenviskosität μ' bezeichnet. Nach der Stokes'schen Hypothese ergibt sich der Zusammenhang:

$$\mu' = -\frac{2}{3}\mu \quad (4.7)$$

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

Üblicherweise wird die Druckabhängigkeit der Viskosität vernachlässigt. Somit ist die Viskosität ausschließlich von der Temperatur abhängig und nach dem Gesetz von Sutherland gilt:

$$\mu = \mu(T) = \mu_0 \frac{T_0 + S_0}{T + S_0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (4.8)$$

Die Bezugstemperatur beträgt $T_0 = 273.15K$. Ausgehend vom Medium Luft beträgt die dynamische Viskosität bei Bezugstemperatur $\mu_0 = 1.717 \cdot 10^{-5} kg(ms)^{-1}$ und die Sutherland-Konstante $S_0 = 110.0K$.

Nach dem Fourierschen Wärmeleitungsgesetz berechnet sich der Wärmefluss q als Funktion des Temperaturgradienten und dem stoffabhängigen Wärmeleitkoeffizienten λ :

$$q_i = -\lambda \partial_i T \quad (4.9)$$

Mit Hilfe der thermischen und kalorischen Zustandsgleichung für ideale Gase kann das Gleichungssystem geschlossen werden:

$$p = \rho RT \quad , \quad e = c_v T \quad (4.10)$$

Die Gleichung 4.4 bildet ein gekoppeltes, nichtlineares, partielles Differentialgleichungssystem zweiter Ordnung. Auf analytischem Wege kann das Gleichungssystem nur für stark vereinfachte Problemstellungen gelöst werden. Unter Verwendung geeigneter Algorithmen sowie gegebener Anfangs- und Randbedingungen ist aber eine numerische Berechnung möglich. Eine numerische Lösung basiert auf der Diskretisierung der Differentialgleichungen für kleinste Kontrollvolumina. Die Kontrollvolumina sind dabei gleichbedeutend mit Netzelementen des verwendeten Rechengitters. Somit liegt ein approximiertes System von Differenzgleichungen vor. Je nach Feinheit des zugrunde liegenden Rechengitters und der Qualität des Lösungsverfahrens stellt das numerische Ergebnis dann eine gute oder unzureichende Approximation der exakten Lösung der Differentialgleichungen dar. Bei infinitesimalen Kontrollelementen sind beide Lösungen mathematisch äquivalent [30]. Die räumliche Diskretisierung erfolgt bei heutigen Rechenverfahren mittels Upwind-Verfahren oder zentralen Differenzen. Während bei viskosen Flüssen prinzipiell auf zentrale Differenzen zurückgegriffen wird, können bei der Berechnung der konvektiven Flüsse beide Methoden herangezogen werden. Bei transportintensiven und transsonischen Strömungen eignen sich jedoch variable Upwind-Verfahren (z.B. TVD-Methode nach Roe [72]). Solche Verfahren weisen in Bereichen großer Gradienten eine höhere Stabilität auf. Zudem kann (im Gegensatz zu einer rein zentralen Diskretisierung) ausnahmslos auf das Einbringen zusätzlicher künstlicher Dissipation verzichtet werden. Beide Methoden werden zumeist mit einer Genauigkeit zweiter Ordnung angewandt.

Hinsichtlich der Zeitgenauigkeit hat sich das einfach implementierbare Pseudo-Zeitschrittverfahren (Dual Time Stepping) nach Jameson [42]-[44] durchgesetzt. Der Vorteil dieses Verfahrens

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

liegt in der Nutzung der stationären Beschleunigungstechniken wie implizite Residuenglättung, lokale Zeitschritte und Mehrgitterverfahren. Grundvoraussetzung hierfür ist die Einführung einer zusätzlichen Zeitebene, der Pseudo-Zeit-Ebene. Erst hierdurch wird eine Vorgehensweise analog zu einer stationären Simulation möglich. Die Grundgleichungen lassen sich dann in die Gestalt überführen:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \vec{Q} = \frac{\partial}{\partial t} \vec{Q} + \vec{F}(Q) = \vec{R}(Q) \quad (4.11)$$

Der Term $\vec{F}(Q)$ repräsentiert hierbei die Summe aller Flussbeiträge. Der physikalische Zustand zu einem neuen physikalischen Zeitschritt $n + 1$ hat sich eingestellt, sobald das instationäre Residuum R gegen Null tendiert. Die physikalische Zeitableitung wird in der Regel mittels impliziter Verfahren erster oder zweiter Ordnung diskretisiert. Hierzu gehören das Crank-Nicolson-Verfahren (sehr gutes Zeitverhalten) oder auch das Euler-Rückwärts-Verfahren. Ausgehend von dem Euler-Rückwärtsverfahren zweiter Ordnung ergibt sich für die Grundgleichungen dann folgende implizite Form:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \vec{Q} = \frac{3\vec{Q}^{n+1} - 4\vec{Q}^n + \vec{Q}^{n-1}}{2 \cdot \Delta t} + F(Q^{n+1}) = \vec{R}(Q^{n+1}) \quad (4.12)$$

Aufgrund der impliziten Schreibweise zeichnet sich das Verfahren neben der einfachen Implementierung durch sein robustes numerisches Verhalten aus. Im Vergleich zu expliziten Verfahren wie dem Runge-Kutta-Verfahren können deutlich höhere Zeitschrittweiten realisiert werden.

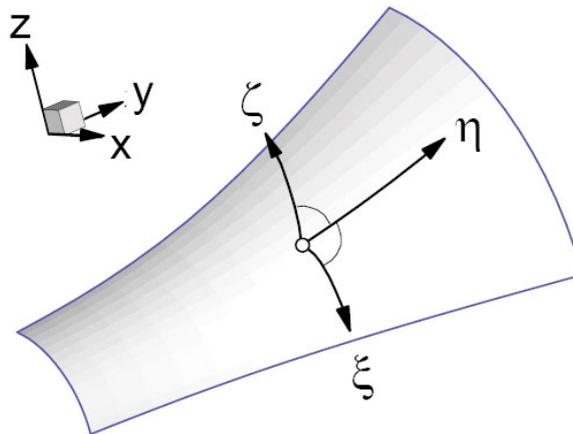


Abb. 4.1: Kartesisches und konturangepasstes Koordinatensystem [91]

Bei strukturierten Verfahren wird das Gleichungssystem üblicherweise noch von kartesischen Koordinaten in konturangepasste Koordinaten transformiert (siehe z.B. Hirsch, [25]) und erst anschließend gelöst (Abb. 4.1). Da technische Strömungen in der Regel an komplexe Geometrien gekoppelt sind, lässt sich durch die Überführung in konturangepassten Koordinaten eine deutliche Reduzierung des Diskretisierungsfehlers erreichen.

4.3 Aktuelle Berechnungsmethoden zur Simulation turbulenter Strömungen

Für die numerische Berechnung der Erhaltungsgleichungen haben sich vier unterschiedliche Rechenverfahren etabliert. Das genaueste Verfahren wird durch die DNS-Methode (Direkte Numerische Simulation) repräsentiert. Diese Methode löst die Erhaltungsgleichungen unter Ausschluss jeglicher Modellierungs- und Mittelungsansätze. Somit werden insbesondere auch die turbulenten Schwankungen auf direktem Wege durch das Lösen der Erhaltungsgleichungen bestimmt. Die gesamte turbulente Zerfallskaskade (Abb. 4.2) einschließlich der Dissipation kleinster Wirbel ist daher zu berücksichtigen.

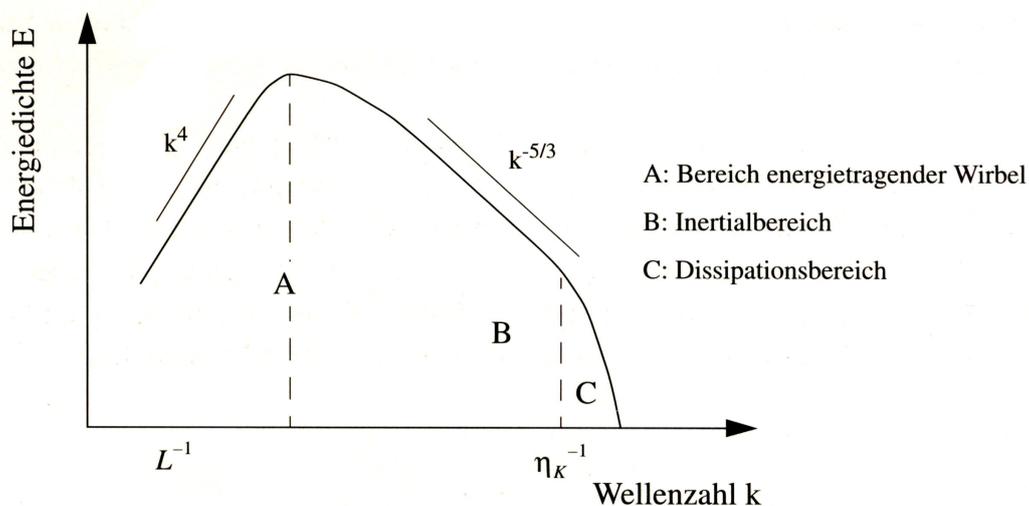


Abb. 4.2: Qualitativer Verlauf des Energiespektrums turbulenter Schwankungen

Dies erfordert ein Rechengebiet, welches die Abmessungen aller vorkommenden Wirbel berücksichtigt. Dementsprechend dürfen die einzelnen Netzelemente nicht größer sein als die durch das Kolmogorovsche Längenmaß definierte Wirbelgröße. Für die in Turbomaschinen üblichen Reynoldszahlen und Abmessungen der Geometrie ergäben sich somit Rechengitter mit einer Elementanzahl der Größenordnung 10^{12} [45]. Ausgehend von den aktuellen Rechengeschwindig-

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

keiten ist das Verwenden solcher Verfahren für Turbomaschinenanwendungen nicht praktikabel. DNS-Simulationen kommen daher aktuell überwiegend bei einfachen Geometrien und bei moderaten Reynoldszahlen zum Einsatz.

Large Eddy Simulationen (LES) repräsentieren Verfahren mit der nächstniedrigeren Genauigkeitsstufe. Im Gegensatz zu DNS-Simulationen wird die Zerfallskaskade unter dem Einsatz von Filterfunktionen nur bis zu einer bestimmten Wirbelgröße aufgelöst (Abb. 4.3). Dieser Ansatz basiert auf der Annahme, dass die turbulenten Schwankungen und Energieverteilungsprozesse im Inertialbereich und im Dissipationsbereich bei hohen Reynoldszahlen statistisch unabhängig sind. Der Einfluss kleinerer Wirbel auf das Strömungsfeld kann erfolgversprechend mittels eines Feinfeldmodells (Subgrid-Model) simuliert werden. Die Strömungsgrößen werden für das Grobfeld und das Feinfeld wie folgt zerlegt:

$$\phi_i(x_i, t) = \bar{\phi}_i(x_i) + \phi'_i(x_i, t) \quad (4.13)$$

Das Grobfeld ist definiert über ein gegebenes Rechengitter mit den Schrittweiten x_i . Ausgehend von einem Filter $F_{\Delta x_i}$ gilt dann:

$$\bar{\phi}_i(x_i, t) = \int \phi_i(x'_i, t) F_{\Delta x_i}(x_i - x'_i) dx'_i \quad (4.14)$$

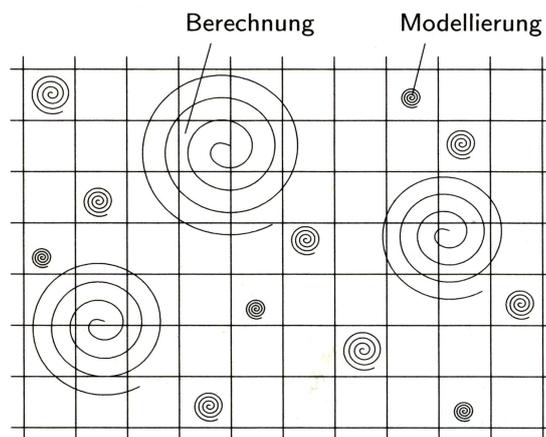


Abb. 4.3: Behandlung groß- und kleinskaliger Turbulenzstrukturen bei LES-Verfahren (Schäfer [74])

Damit ergibt sich eine eindeutige Trennung zwischen aufgelösten und zu modellierenden Schwankungen. Durch den Filter wird gewährleistet, dass durch nichtlineare Interaktionen entstandene

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

Moden im Grobfeld ausgesiebt werden [13]. Im Grobfeld befinden sich dann nur noch turbulente Strukturen, welche vom Rechengitter vollständig aufgelöst werden können. Der numerische Aufwand reduziert sich dadurch beträchtlich (bis zu 99% im Vergleich zur DNS, [13]). Inzwischen kommen LES-Simulationen auch im Bereich der Turbomaschinen zum Einsatz. Insbesondere bei der Simulation hochbelasteter Verdichtergitter stellt diese Methode aufgrund des signifikant instationären und wirbelbehafteten Strömungsfeldes eine attraktive Methode dar. Der Einsatz solcher Verfahren für Turbomaschinen beschränkt sich bis dato auf Einzelfälle. In der Industrie stellt diese Methode aufgrund der immer noch hohen Rechenzeiten aktuell keine Alternative zu bisherigen Auslegungsverfahren dar.

Bei den meisten technischen Anwendungen ist man im Allgemeinen an dem statistischen Strömungsverhalten interessiert. Das detaillierte Verhalten einzelner Turbulenzwirbel ist hierbei nicht von Wichtigkeit. Vielmehr interessiert der mittlere Einfluss der Turbulenz auf das Strömungsfeld. Für solche Anwendungen haben sich auf der Reynolds-Mittelung basierende Verfahren etabliert. Bei diesem Mittelungsverfahren werden die physikalischen Größen der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie entsprechend des Separationssatzes in eine zeitlich gemittelte und eine fluktuierende Komponente aufgeteilt und anschließend einer zeitlichen Mittelung unterzogen:

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (4.15)$$

$$\bar{\phi}(x_i, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} \phi d\tau \quad (4.16)$$

mit

$$\overline{\phi'} = 0; \quad \overline{\bar{\phi}} = \bar{\phi}; \quad \overline{\bar{\phi} \cdot \phi'} = 0; \quad \overline{\phi' \cdot \phi'} \neq 0; \quad \overline{\phi + \bar{\phi}} = \bar{\phi} + \bar{\phi} \quad (4.17)$$

Da bei Turbomaschinenströmungen große Dichteschwankungen auftreten, wird in der Regel nicht auf die klassische Reynolds-Mittelung, sondern auf die Favre-Mittelung zurückgegriffen. Dieses Verfahren berücksichtigt zusätzlich die Dichteänderungen beim Mittelungsprozess:

$$\tilde{\phi}(x_i, t) = \frac{\overline{\rho \phi}}{\bar{\rho}} \quad (4.18)$$

Aufgrund der großen Ähnlichkeit zum originalen Gleichungssatz hat sich in der Fachliteratur die Bezeichnung Reynolds Averaged Navier-Stokes-Gleichungen, kurz RANS-Gleichungen etabliert. Die RANS-Gleichungen sind jedoch nicht nur durch eine zeitliche Mittelung der vorhandenen Beiträge charakterisiert. Vielmehr beinhalten sie unbekannte und neu hinzugekommene Terme der Form $\overline{c'_i c'_i}$, die als turbulente Spannungen oder Reynolds-Spannungen bezeichnet werden. Folglich ist das vorliegende Gleichungssystem, bedingt durch das Mittelungsverfahren, mathematisch nicht mehr geschlossen.

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

Eine Schließung kann nur durch eine Modellierung der Reynolds-Spannungen erfolgen. In der Vergangenheit wurde eine Vielzahl an Turbulenzmodellen entwickelt, um den Einfluss der Turbulenz auf das mittlere Strömungsfeld vorherzusagen. Die Modelle lassen sich in der Regel zwei übergeordneten Gruppen zuweisen, entweder den Wirbelviskositätsmodellen, oder aber den Reynolds-Spannungs Modellen (RSM-Modelle).

Bei Wirbelviskositätsmodellen wird die turbulente Viskosität entweder mittels algebraischer Beziehungen oder aber mit Hilfe von Transportgleichungen für lokale Turbulenzgrößen berechnet. Anschließend erfolgt die Bestimmung der Reynoldsspannungen in Abhängigkeit zeitlich gemittelter Geschwindigkeitsgradienten und der Wirbelviskosität. In der Regel wird bei der Berechnung der turbulenten Viskosität auf Ein- oder Zweigleichungsmodelle zurückgegriffen. Bezüglich der Eingleichungsmodelle hat sich das Spalart-Allmaras-Modell [77] bewährt – sowohl für Anwendungen in der Außen- als auch in der Innenaerodynamik. Bei den Zweigleichungsmodelle kommen entweder das k - ε Modell, das k - ω Modell [93] oder das SST-Modell [61] zum Einsatz.

RSM-Modelle (z.B. Launder et al. [51], [52]) zeichnen sich dadurch aus, dass die so genannten Scheinspannungen nicht über den Viskositäts-Ansatz, sondern direkt aus Transportgleichungen bestimmt werden (Second-Moment-Closure). Die Modelle haben einen größeren physikalischen Bezug und geben den Turbulenzeinfluss realistischer wieder. Da die Anisotropie der Turbulenz mittels dieser Modelle erfasst werden kann, eignen sich solche Ansätze besonders für die Simulation von drall- und stoßbehafteten Strömungen.

Die neueste Methode repräsentiert das DES-Verfahren (Decoupled Eddy Simulation) und geht auf Spalart [78] zurück. Das Verfahren stellt eine sogenannte Hybridlösung dar: So wird der wandnahe Bereich im RANS-Modus simuliert. Die Vorhersage des restlichen Strömungsfeldes erfolgt LES-gestützt. Die Motivation für die Entwicklung solcher Verfahren fußt auf den Unzulänglichkeiten von LES-Verfahren in Wandnähe. Grundvoraussetzung für die Entwicklung einer DES-Methode ist eine geeignete Berechnung des turbulenten Längenmaßes (lokale Formulierung) - sowohl in Wandnähe als auch in der Kernströmung. Numerische Untersuchungen zu Geometrien mit signifikanten Ablösegebieten haben gezeigt, dass die Reynoldsspannungen im Ablösegebiet mit solchen Verfahren realistisch wiedergegeben werden ([7]).

4.4 Verwendetes Rechenverfahren

Alle in dieser Arbeit veröffentlichten numerischen Ergebnisse wurden mit dem RANS-Löser TRACE erzeugt. TRACE (Turbomachinery Research Aerodynamic Computational Environment) ist eine zeitgenaue, parallelisierbare Berechnungsmethode für Turbomaschinenströmungen, entwickelt am Institut für Antriebssysteme des Deutschen Zentrums für Luft- und Raum-

lung gelöst. Das birgt den Vorteil, dass die partiellen Differentialgleichungen stets hyperbolischen Charakter (Anfangswertsproblem) besitzen. Bei einer rein stationären Formulierung (Vernachlässigung der lokalen Zeitableitungen) wäre der Typ der Differentialgleichung bei transsonischen Strömungsbedingungen abhängig davon, ob jeweils subsonische, sonische oder supersonische Verhältnisse vorliegen. Aufgrund des hohen Implementierungsaufwands wird daher eine zeitabhängige Formulierung bevorzugt: Ausgehend von einem Initialisierungszustand iteriert das Verfahren in einen stationären Gleichgewichtszustand, bei welchem die lokalen Zeitableitungen verschwinden. Mit Hilfe stationärer Simulationen lassen sich je nach Anwendungsfall zufriedenstellende Ergebnisse zum Verlustverhalten erzeugen. Aufgrund vorhandener stationärer Beschleunigungstechniken (Residuenglättung, Mehrgitterverfahren und lokaler Zeitschrittweiten) lassen sich dreidimensionale RANS-Simulationen zu Verdichterbeschleunigungen (Anzahl der Netzelemente < 2 Millionen) im stationären Modus inzwischen innerhalb eines Tages bewerkstelligen.

Die zeitgenauen Strömungssimulationen werden mit Hilfe der impliziten Dual-Time-Stepping-Methode durchgeführt. Die zeitgenaue Kopplung zwischen Rotor- und Statorschaufelreihen erfolgt unter Verwendung des Patched-Cells-Algorithmus (Yang [97]-[99]). Damit liegt eine konservative Kopplungsformulierung zweiter Ordnung vor. Das implementierte implizite Prädiktor-Korrektor-Integrations-Verfahren ermöglicht auch bei instationären Simulationen das Setzen hoher Zeitschrittweiten. Durch das Ausnutzen der Skalierungs-Methode können somit auch dreidimensionale instationäre Simulationen zu Mehrstufenkonfigurationen in einem akzeptablen Zeitrahmen durchgeführt werden.

4.4.2 Turbulenzmodellierung

Die turbulenten Effekte werden bei TRACE standardmäßig mit Hilfe von Wirbelviskositätsmodellen simuliert. Implementiert sind das Eingleichungsmodell von Spalart und Allmaras [77], das k - ω -Zweigleichungsmodell nach Wilcox [93] sowie das SST-Turbulenzmodell nach Menter [61]. Die Turbulenzmodelle von Wilcox und Menter basieren dabei auf der Annahme, dass die Wirbelviskosität in Abhängigkeit einer Konstante C_μ , eines charakteristischen Geschwindigkeitsmaßes U_t und eines Längenmaßes L_t formuliert werden kann.

$$\mu_t = \rho \cdot C_\mu \cdot U_t \cdot L_t \quad (4.19)$$

Während beim Turbulenzmodell nach Spalart-Allmaras nur eine Transportgleichung (für die Wirbelviskosität μ_t) gelöst wird, erfolgt bei den Zweigleichungsmodellen die Berechnung von Geschwindigkeitsmaß und Längenmaß. Das Geschwindigkeitsmaß entspricht standardmäßig der Wurzel der turbulenten kinetischen Energie k . L_t repräsentiert das turbulente Längenmaß. Das Längenmaß wird sowohl bei Menter als auch bei Wilcox nicht direkt über eine Transportgleichung hergeleitet (wie z.B. bei Rotta [73]), sondern implizit über die Lösung einer Differentialgleichung für die Dissipationsrate ε bzw. die energiespezifische Dissipationsrate ω :

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

$$\varepsilon = \frac{k^{3/2}}{L_t} \quad \text{bzw.} \quad \omega = \frac{\sqrt{k}}{L_t} \quad (4.20)$$

In der vorliegenden Arbeit wurde ausschließlich auf die Low-Reynolds-Variante des $k - \omega$ -Modells zurückgegriffen. Das Zweigleichungsmodell von Wilcox gewährleistet durch die Formulierung der Transportgleichungen für die turbulente Energie k und die spezifische Dissipationsrate ω die Berücksichtigung des Einflusses stromauf liegender Gebiete auf die Entwicklung der lokalen Turbulenz. Betrachtet werden die Produktion, Konvektion und Diffusion der Turbulenzparameter k und ω :

$$\partial_t(\rho k) + \partial_j(\rho u_j k) = \frac{1}{Re_0} \tau_{ij} \partial_j u_i - Re_0 \beta^* \rho \omega k + \frac{1}{Re_0} \partial_j [(\mu + \sigma^* \mu_t) \partial_j k] \quad (4.21)$$

$$\partial_t(\rho \omega) + \partial_j(\rho u_j \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} \frac{1}{Re_0} \tau_{ij} \partial_j (u_i) - Re_0 \beta \rho \omega^2 + \frac{1}{Re_0} \partial_j [(\mu + \sigma \mu_t) \partial_j \omega] \quad (4.22)$$

$\alpha, \beta, \beta^*, \sigma$ und σ^* repräsentieren Modellkonstanten. Re_0 entspricht der Reynoldszahl, τ_{ij} dem Reynoldsspannungstensor. Die Reynoldsspannungen werden in Abhängigkeit des Deformationstensors D_{ij} , der turbulenten kinetischen Energie k , sowie der Wirbelviskosität μ_t ermittelt. Sind die turbulente kinetische Energie und die spezifische Dissipationsrate bestimmt, so können für den aktuellen Zeitschritt die Wirbelviskosität und die Reynoldsspannungen berechnet werden:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \quad (4.23)$$

$$\tau_{ij} = 2\mu_t (D_{ij} - \frac{1}{3} \partial_k u_k \delta_{ij}) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad \text{mit} \quad D_{ij} = \frac{1}{2} (\partial_i c_j + \partial_j c_i) \quad (4.24)$$

4.4.3 Modellierung des laminar-turbulenten Umschlags

Das instationäre Transitionsverhalten kann allein auf Basis eines Turbulenzmodells nur unzureichend vorhergesagt werden, insbesondere bei kleineren Turbulenzgraden in der Außenströmung (Rodi [71], Menter [62]). Vielmehr müssen – ergänzend zum Turbulenzmodell – empirische Korrelationen bzw. Transportgleichungen zu Grenzschichtgrößen formuliert werden, um das Umschlagsverhalten realistisch wiederzugeben.

Abhängig von der vorliegenden Reynoldszahl können bei Axialverdichtern bzw. Axialturbinen während einer Schaufeldurchgangsperiode mehrere Transitionsarten auftreten. Es liegt dann eine multimodale Transition vor. Das in TRACE implementierte Transitionsmodell (Kožulović [47]) beinhaltet Korrelationen für alle Transitionsformen und ist damit in der Lage, das multimodale Transitionsverhalten realistisch darzustellen. Transitionsbeginn und -länge werden in Abhängigkeit lokaler Grenzschichtparameter bestimmt. Die Koppelung mit dem Turbulenzmodell erfolgt über die Modellparameter TFP und TFD. Diese werden im Transitionsmodell berechnet und

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

anschließend an das Turbulenzmodell übertragen. Beide Faktoren sind bei laminarer Strömung identisch Null, bei vollturbulenter Grenzschicht nehmen sie den Wert eins an. Da TFP und TFD in den Bilanzgleichungen des k - ω -Modells als Vorfaktoren der Produktions- und Destruktionsterme einhergehen, kann eine realistische Anfachung der Turbulenz nach Umschlagsbeginn modelliert werden. Die Modellparameter dürfen allerdings nicht mit der Intermitenz γ (Maß für den turbulenten Zeitanteil der Strömung) gleichgesetzt werden. Zwar weisen die zwei Modellparameter einen sehr ähnlichen Wertebereich auf. Nichtsdestotrotz sind beide Parameter im Gegensatz zur Intermitenz von rein mathematischer Natur und kommen in ihrer Wirkung einer Rampenfunktion gleich.

Das Umschlagsverhalten bei Bypass- und natürlicher Transition wird auf Basis der Abu-Ghannan und Shaw-Korrelation [2] modelliert. Der Umschlagsbeginn erfolgt bei Überschreiten einer kritischen Reynoldszahl $Re_{\delta_2,krit}$, welche einer auf die Impulsverlustdicke δ_2 bezogenen Reynoldszahl entspricht. Sie wird in Abhängigkeit des Druckparameters λ und des Turbulenzgrads Tu bestimmt und hat folgende Gestalt:

$$Re_{\delta_2,krit} = 163 + \exp\left[F(\lambda) - \frac{F(\lambda)}{6.91} \cdot \min(TU, 6.91)\right] \quad (4.25)$$

mit

$$\lambda = \frac{\delta_2^2}{\nu} \partial_i u_e \quad (4.26)$$

und

$$F = \begin{cases} 6.91 + 12.75\lambda + 63.64\lambda^2 & : \lambda < 0 \\ 6.91 + 2.48\lambda - 12.27\lambda^2 & : \lambda > 0 \end{cases} \quad (4.27)$$

u_e entspricht hierbei der Geschwindigkeit am Grenzschichtrand.

Der Transitionsprozess gilt als abgeschlossen, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$Re_{\delta_2,Ende} = 2.0 \cdot Re_{\delta_2,krit} \quad (4.28)$$

Die Modellparameter TFP und TFD werden im Falle von natürlicher Transition bzw. Bypass-Transition in Abhängigkeit der Impulsverlustdicken-Reynoldszahl Re_{δ_2} und der kritischen Reynoldszahl $Re_{\delta_2,krit}$ bestimmt:

$$TFP = TFD = (\zeta^3 - 2.73\zeta^2 + 2.73\zeta)^{0.8} \quad (4.29)$$

mit

$$\zeta = \frac{Re_{\delta_2} - Re_{\delta_2,krit}}{Re_{\delta_2,Ende} - Re_{\delta_2,krit}} \quad (4.30)$$

Die vorliegende Funktion wurde anhand von verfügbaren Messdaten zu Ebene-Platte-Strömungen kalibriert. Hierbei konnte die Verteilung des Reibungsbeiwerts c_f in guter Übereinstimmung

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

mit den Messwerten reproduziert werden.

Nichtsdestotrotz weist das Kriterium von Abu-Ghannan und Shaw bei abgelösten Grenzschichten große Defizite auf. Für die ablöseinduzierte Transition wurde daher vom Institut für Antriebssysteme des DLR eine eigene Korrelation entwickelt. Für die Modellparameter TFP und TFD ergibt sich folgender Ansatz:

$$TFP = f_1 \cdot r \cdot (H_{12} - 1.4) + f_2 \cdot \max\left[-\left(\frac{\partial H_{12}}{\partial x}\right), 0\right] \quad (4.31)$$

und

$$TFD = \min(TFP, 1) \quad (4.32)$$

Die Terme f_1 und f_2 entsprechen Funktionen des Turbulenzgrads. r stellt ein Verhältnis zwischen den Reynoldszahlen Re_{δ_2} und $Re_{\delta_2, krit}$ dar. Die Terme TFP und TFD sind zudem linear abhängig vom Gradienten des Formfaktors H_{12} . Der Formfaktor ist definiert als das Verhältnis der Verdrängungsdicke δ_1 zu der Impulsverlustdicke δ_2 : $H_{12} = \frac{\delta_1}{\delta_2}$.

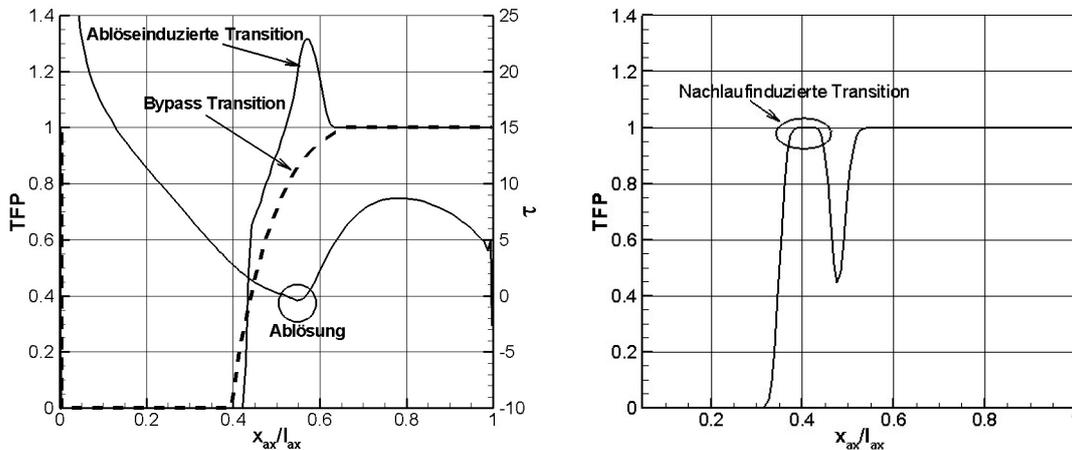


Abb. 4.5: Transitionsmodell für unterschiedliche Moden

Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf des Transitionsfaktors TFP für Bypass-Transition (gestrichelte Linie) und ablöseinduzierte Transition entlang der normierten Sehnenlänge. Zur Lokalisierung der Ablöseblase wurde zudem der Verlauf der Wandschubspannung aufgetragen. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass der Parameter bei beiden Transitionsformen den Wert eins annimmt, sobald der Umschlagsprozess abgeschlossen ist. Allerdings nimmt TFP bei ablöseinduzierter

4 Numerisches Verfahren zur Strömungsberechnung

Transition im Bereich der laminaren Ablösung auch Werte größer als eins an. Dadurch lässt sich im Ablösegebiet ein starker Anstieg der turbulenten kinetischen Energie und als Folge ein realistisches Wiederanlegen der turbulenten Grenzschicht realisieren.

Die nachlaufinduzierte Transition wird durch den Transport hoher Turbulenz in die nachfolgende Schaufelreihe ausgelöst. Infolge der Induzierung hoher Turbulenz in die Profilgrenzschicht der nachfolgenden Schaufel kommt es zu einem stromaufverlagerten Umschlagsbeginn. Das Umschlagkriterium ist für diesen Transitionstyp daher abhängig von der turbulenten Schubspannung am Außenrand der Profilgrenzschicht: So werden die Modellparameter TFP und TFD an einer diskreten axialen Position auf eins gesetzt, sobald die Werte der turbulenten Viskosität am Grenzschichttrand einen bestimmten Schwellenwert überschreiten. Diese Bedingung ist a priori nur dann erfüllt, wenn ein Nachlauf auf die besagte Profilgrenzschicht trifft.

Abbildung 4.5 rechts zeigt den Verlauf des Transitionsfaktors TFP bei Durchgang eines Nachlaufs. Das erste Maximum des Parameters ist gemäß der Nachlauf-Grenzschichtinteraktion im vorderen Bereich der Profiloberfläche. Das zweite Maximum ist auf das Umschlagsende der bisher vorherrschende Bypass-Transition zurückzuführen. Im weiteren zeitlichen Verlauf (nicht dargestellt) setzt sich die nachlaufinduzierte Transition durch, und es kommt während des Nachlaufdurchgangs zu einer Stromaufverlagerung des Umschlagbeginns, wie im folgenden Kapitel ausführlich diskutiert werden wird.

5 Überprüfung des Verfahrens Teil I – Verdichtergitter V103-220

Aufgrund stetig steigender Rechenkapazitäten wird in der Turbomaschinenentwicklung mittelfristig ein Übergang von stationären hin zu transienten Auslegungswerkzeugen stattfinden. Die Anforderungen an diese Verfahren sind ausgesprochen hoch. So müssen sie, unabhängig von Betriebspunkt, Geometrie und Zuströmungsart (homogene oder gestörte Zuströmbedingungen) verlässliche Vorhersagen hinsichtlich des Strömungs- und Leistungsverhaltens liefern.

Trotz großer Fortschritte in der Entwicklung effizienter und zeitgenauer RANS-Berechnungsmethoden weisen eine Vielzahl dieser Verfahren bei anspruchsvollen Testfällen nach wie vor Unzulänglichkeiten auf. Diese beziehen sich in vielen Fällen auf das nicht korrekt wiedergegebene Umschlagsverhalten. So werden Umschlagsbeginn und -länge bei hochbelasteten Profilen mit laminarer Ablöseblase nicht selten abweichend von den Messergebnissen vorhergesagt.

Hinsichtlich der Transitionsmodellierung stellt es sich als herausfordernd dar, eine Korrelation zu entwickeln, welche für unterschiedliche Komponenten (Verdichter, Turbine) und Strömungsverhältnisse (positiver oder negativer Druckgradient) stets akkurate Resultate liefert. Eine ständige Weiterentwicklung von Turbulenz- und Transitionsmodellen ist daher unabdingbar. Die Implementierung neuer Korrelationen muss zwingend an die Validierung des Modellansatzes gekoppelt sein. Nur auf diesem Wege können Aussagen hinsichtlich der physikalischen Aussagekraft des Modells getroffen werden.

Das verwendete Verfahren wurde in der Vergangenheit anhand verschiedenster Testfälle validiert. Die Turbulenz- und Transitionsmodellierung wurde beispielsweise unter Verwendung des Turbinenschaufelgitterprofils T106 validiert [13]. Stationäre Simulationen zum NASA Rotor 37 und zu einer Hochdruckverdichterstufe der TU Darmstadt [28] dienten der Überprüfung des Verfahrens bei transsonischen Strömungsbedingungen unter Berücksichtigung der Gehäuse- und Nabengrenzschichten. Das periodisch instationäre Strömungsverhalten bei mehrstufigen Konfigurationen wurde anhand des IDAC-Verdichters (Wang und Niehuis [89]) studiert. Kampitsch [45] führte zweidimensionale instationäre Validierungsrechnungen zur Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion für lineare Verdichter- und Turbinenkaskaden durch.

Die in diesem Kapitel dargestellten Ergebnisse basieren auf Validierungsrechnungen (mit der

Version TRACE 4.7) zum Strömungs- und Leistungsverhalten eines Verdichtergitters und können als Ergänzung zu bisher durchgeführten Überprüfungen betrachtet werden. So wurde das instationäre und transitionale Grenzschichtverhalten des hochbelasteten Verdichtergitters V103-220 bei nachlaufgestörter Zuströmung mittels zwei- und dreidimensionaler Simulationen untersucht (Iseler et al. [36] [37]). Von zentralem Interesse war hierbei, ob und inwieweit sich Umschlagsart, -ort, und -länge mit den vorliegenden Messergebnissen (Hilgenfeld [23]) decken.

5.1 Versuchsaufbau des Hochgeschwindigkeitsgitterwindkanal (HGK) zur Untersuchung des transitionalen Grenzschichtverhaltens

Grundlage der Verfahrensüberprüfung hinsichtlich des Grenzschichtverhaltens bei nachlaufgestörter Zuströmung bilden die im Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal (HGK) durchgeführten Messungen. Der Windkanal (Abb. 5.1) zeichnet sich durch die Möglichkeit einer unabhängigen Variation der Ähnlichkeitskennzahlen Reynoldszahl (Reibung) und Machzahl (Kompressibilität) aus (Sturm und Fottner [81]). Messungen unter turbomaschinenähnlichen Bedingungen sind folglich durchführbar. Dies erlaubt eine Übertragung der experimentellen Ergebnisse auf die realen Verhältnisse von Turbomaschinenbeschaufelungen. Eine Variation der Reynoldszahl

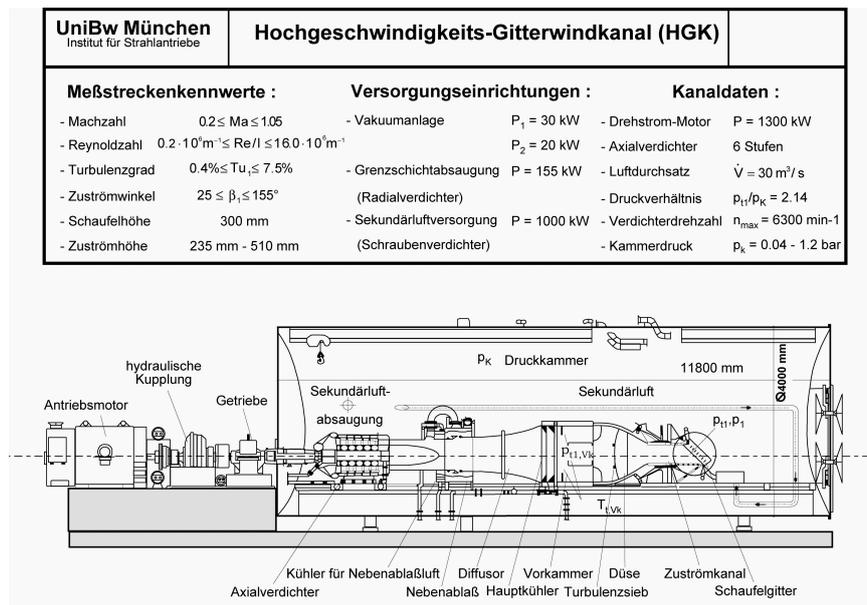


Abb. 5.1: Der Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal (HGK)

5 Überprüfung des Verfahrens Teil I – Verdichtergitter V103-220

ist durch das Einstellen verschiedener Kammerdrücke möglich. Die Zuström-Machzahl kann über die Drehzahl des Axialverdichters eingestellt werden.

Ziel der experimentellen Untersuchungen war eine detaillierte Analyse des transitionellen Grenzschichtverhaltens. Dementsprechend war eine hohe räumliche Auflösung der Profilvergänger erforderlich. Im Vergleich zu anderen Gittern musste der Versuchsträger eine große Sehnenlänge aufweisen. Die Wahl fiel daher auf das Verdichtergitter V103-220. Die Beschauung repräsentiert einen hochbelasteten Nabenschmitt eines Axialverdichterleitrades mit NACA 65 Profilierung. Aerodynamische Auslegungsdaten sowie Geometriedaten sind in Tabelle 5.1 enthalten. Der Zuströmwinkel weist im Auslegungspunkt eine negative Inzidenz von ca. -4.5° auf. Damit soll die Gefahr einer Nabenablösung minimiert werden [31].

Zuström-Machzahl Ma_1	0.67
Zuström-Reynoldszahl Re_1	450000
Zuströmwinkel β_1	132°
Abströmwinkel β_2	96°
Sehnenlänge l	220 mm
Aximale Sehnenlänge l_{ax}	203.23 mm
Teilungsverhältnis t/l	0.55
Dickenverhältnis d/l	0.055
Staffelungswinkel β_s	112.5°
Geometrischer Umlenkwinkel δ_0	48°
Schaufelseitenverhältnis h/l	0.8

Tabelle 5.1: Geometrie- und Auslegungsdaten des Verdichtergitters V103-220

Abbildung 5.2 zeigt das untersuchte Verdichtergitter. Aufgrund der großen Sehnenlänge von 220 mm, der begrenzten Kanalhöhe (176 mm) und des vorgegebenen Teilungsverhältnisses besteht das Gitter aus insgesamt nur drei Schaufeln. Die Messungen zur Untersuchung des Strömungsverhaltens wurden nur an der mittleren Schaufel vorgenommen.

Eine experimentelle Untersuchung der multimodalen Transition an Verdichter- und Turbinengittern kann mit Hilfe eines Nachläuferzeugers mit bewegten Stäben, dem sogenannten Erzeuger Instationärer Zuströmung (EIZ), realisiert werden. Eine detaillierte Beschreibung zum Aufbau und zum Betriebes des EIZ wird bei Acton und Fottner [1] vorgenommen. Die 2 mm dicken zylindrischen Stahlstäbe werden mittels zweier Zahnriemen bewegt (Abb. 5.3). Bei Inbetriebnahme des Windkanals erzeugen die Stäbe dann einen Nachlauf, wie er auch von realen Profilen erzeugt wird (Pfeil [67]). Voruntersuchungen haben gezeigt, dass der durch die Stäbe produzierte Nachlauf hinsichtlich der Nachlaufbreite mit dem Nachlauf des V103-Profiles vergleichbar

5 Überprüfung des Verfahrens Teil I – Verdichtergitter V103-220

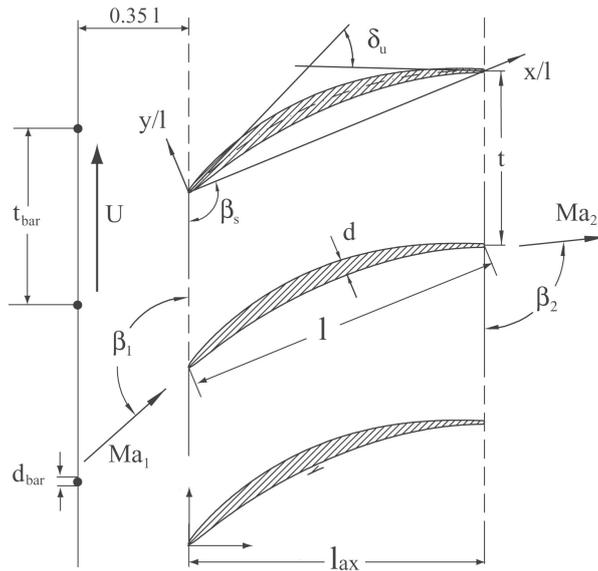


Abb. 5.2: Verdichtergitter V103-220

ist (Hilgenfeld [23]). Eine Variation der Stabteilung t_{Stab} und Umlaufgeschwindigkeit der Stäbe U_{Stab} ermöglicht die Untersuchung bei unterschiedlichen Strouhalzahlen bzw. reduzierten Frequenzen. Die Strouhalzahl ist hier wie folgt definiert:

$$Sr = \frac{U_{Stab}}{t_{Stab}} \cdot \frac{l}{c_{ax}} \quad (5.1)$$

Bei dem vorliegenden Gitterträger ergaben sich, abhängig von der gewählten Stabteilung und Zuströmgeschwindigkeit, Strouhalzahlen von bis zu $Sr = 1.32$.

Die mit dem Nachlauferzeuger erreichbaren Durchflusskenngrößen sind infolge der niedrigen Umlaufgeschwindigkeiten³ deutlich kleiner als bei realen Verdichterkonfigurationen. Die niedrigen Stabgeschwindigkeiten führen außerdem zu einer recht flachen Nachlauftrajektorie, wie dem Geschwindigkeitsdreieck der Abbildung 5.4 zu entnehmen ist. Unter realen Umfangsgeschwindigkeiten ($U_{Schaufel}$) trifft der Nachlauf nahezu parallel zur Gittereintrittsebene auf die folgende Schaufelreihe.

Da bei diesen Untersuchungen jedoch die prinzipielle Einflussnahme des Nachlaufs auf den Transitionsprozess im Vordergrund stand, waren die Abweichungen von den realen Verhältnissen an dieser Stelle von untergeordneter Bedeutung.

³Stabgeschwindigkeit ist aus Festigkeitsgründen auf 40 m/s limitiert

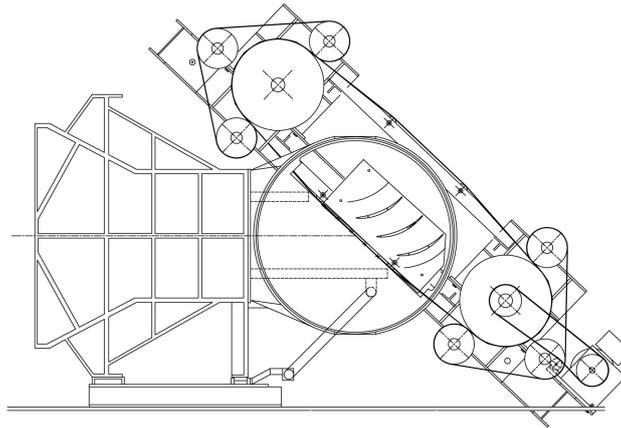


Abb. 5.3: Der Erzeuger Instationärer Zuströmung (EIZ)

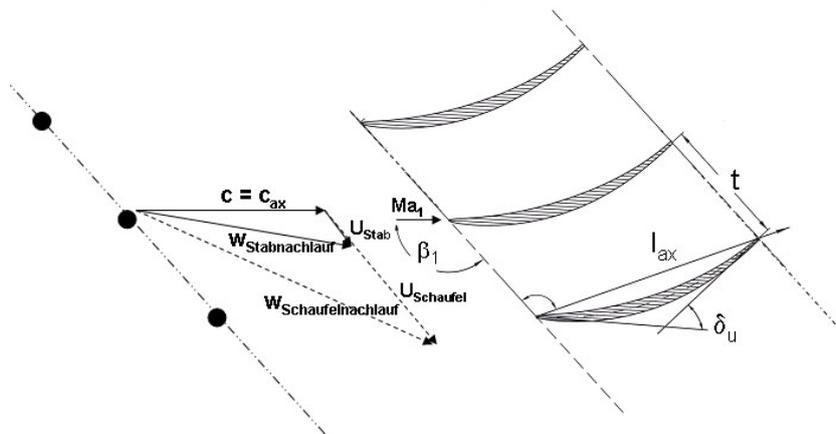


Abb. 5.4: Geschwindigkeitsdreieck für Stabnachlauf

Neben den Untersuchungen bei periodisch instationärer Zuströmung wurden auch Messungen bei demontierten Zylinderstäben und somit bei homogener Zuströmung vorgenommen. Ein Vergleich dieser Ergebnisse mit den zeitlich gemittelten Daten bei nachlaufgestörter Zuströmung sollte zeigen, in wie fern sich die Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion im zeitlichen Mittel positiv oder negativ auf das Strömungs- und Verlustverhalten auswirkt.

Zur Validierung des Verfahrens wurden sowohl zeitgemittelte als auch zeitlich hochauflösende Messdaten herangezogen. Die numerisch bestimmte mittlere aerodynamische Belastung im Mittenschnitt wurde anhand der aus statischen Profildruckbohrungen gewonnenen Messergeb-

nisse auf ihre Richtigkeit überprüft. Vergleiche mit Dünnfilmmessungen auf der Profilsaugseite sollten zeigen, in wie weit das instationäre Grenzschichtverhalten vom verwendeten Verfahren richtig wiedergegeben wird.

Da die Ergebnisse der Dünnfilmmessungen eine zentrale Rolle bei der Verfahrensüberprüfung spielen, soll an dieser Stelle auf die Messtechnik eingegangen werden: Das Prinzip dieser Messtechnik besteht darin, über die Reynolds-Analogie die Verteilung der Wandschubspannung zu bestimmen [83]. Bei bekannter Wandschubspannung lassen sich anschließend Aussagen über den Transitionsprozess treffen.

Die Vorgehensweise bei dieser Messmethode ist wie folgt: Mit Hilfe eines Konstant-Temperatur-Anemometers wird das auf der Profiloberfläche angebrachte Dünnfilmmarray überhitzt – eine Wärmeabgabe an das Fluid ist die Folge. Da Wärmeabgabe aufgrund erzwungener Konvektion stattfindet, kann durch das Anwenden der Reynolds-Analogie ein funktionaler Zusammenhang mit der Wandschubspannung hergestellt werden. Die abgegebene Wärmeleistung ist hierbei proportional zur dritten Wurzel der Wandschubspannung. Das Verwenden der Beziehung macht allerdings eine Kalibrierung der Dünnfilme notwendig. Diese gestaltet sich bei Strömungen mit großen Druckgradienten und laminar-turbulentem Übergang jedoch als sehr aufwendig [83].

Stattdessen wird die Wandschubspannung direkt aus den Anemometerspannungssignalen bestimmt und ergibt sich als Funktion des Gleichspannungsanteils des Anemometersignals E und des Beitrags E_0 bei ruhender Strömung. Da das Signal E dem mittleren abgegebenen Wärmestrom entspricht, kann mit dem neuen Ansatz die Wandschubspannung mit guter Näherung bestimmt werden. Wird der Grenzschichtparameter über diesen Ansatz approximiert, so spricht man üblicherweise von der Quasi-Wandschubspannung:

$$QWSS = konst \cdot \tau_w^{\frac{1}{3}} = \frac{E^2 - E_0^2}{E_0^2} \quad (5.2)$$

Neben der Quasi-Wandschubspannung werden auch die mittleren quadratischen Abweichungen bestimmt (RMS-Werte). Sie stellen ein Maß für die Schwankungsgeschwindigkeiten in der transitionalen Grenzschicht dar: Niedrige RMS-Werte lassen auf eine laminare Grenzschicht schließen. Hohe Werte deuten auf eine vollturbulente Grenzschicht hin. Maximale RMS-Werte kennzeichnen den transitionalen Bereich. Als numerische Vergleichsgröße eignet sich das lokale Maximum der turbulenten Viskosität.

$$RMS(t) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [E_i(t) - \tilde{E}(t)]^2} \quad (5.3)$$

Mit Hilfe der Schiefe (Moment dritter Ordnung) lassen sich weitere Aussagen über den Ort und die Ausdehnung des Transitionsgebiet treffen:

$$\text{Schiefe}(t) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [E_i(t) - \tilde{E}(t)]^3}{\left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [E_i(t) - \tilde{E}(t)]^2\right)^{3/2}} \quad (5.4)$$

Der Berechnung von Schiefe und RMS-Werten geht eine Verarbeitung der Roh-Messdaten (PLE-AT-Verfahren von Lakshminarayana et al. [50]) voraus, um die zufälligen und die periodischen Signalanteile zu separieren. Das zeitabhängige Signal E setzt sich dann aus einer periodischen Komponente \tilde{E} und einer fluktuierenden Komponente E' zusammen:

$$E(t) = \tilde{E}(t) + E'(t) \quad (5.5)$$

Halstead et al. [19] sehen den Vergleich von Dünnschichtmessdaten mit numerisch bestimmten Resultaten als semi-quantitativ an. Da bei den durchgeführten Untersuchungen jedoch vor allem die zeitliche Entwicklung der multimodalen Transitions im Vordergrund stand, wurde die Methode als überaus geeignet angesehen.

Zur Dokumentation der instationären Zuströmbedingungen wurden stromauf der Gittereintrittsebene bei $x_{ax}/l_{ax} = -0.16$ Messungen mit einem dreidimensionalen Hitzdraht-Anemometersystem durchgeführt. Die verwendete Miniatursonde bestand aus drei Platin-Wolfram-Drähten mit $5\mu\text{m}$ Durchmesser und besaß ein Messvolumen von ca. 1 mm Durchmesser. Mit einer Eindraht-Hitzdrahtsonde wurde die turbulente Grenzschicht auf der Saugseite untersucht.

Die experimentellen Untersuchungen (Hilgenfeld [23]) wurden bei zwei unterschiedlichen Stabteilungen (40 mm, 120 mm) und Stabgeschwindigkeiten (20 m/s, 40 m/s) durchgeführt. Eine Variation der Zuström-Reynoldszahl ($Re_1 = 450000, 700000$) sollte Aufschluss geben über den Einfluss der Kennzahl auf den multimodalen Transitionsprozess. Alle Messungen erfolgten ausschließlich im Mittelschnitt. Der Einbau eines Turbulenzsiebs stromauf der Windkanaldüse ermöglichte eine homogene Verteilung des Turbulenzgrads von 3.5% in der Stabebene. Der Abstand zwischen der Stabebene und der Gittereintrittsebene betrug bei allen Untersuchungen $x_{ax}/l_{ax} = 0.38$. Für das Schaufelseitenverhältnis h/l ergab sich für die vorliegende Geometrie mit $h/l = 0.8$ ein Wert kleiner eins. Folglich war mit einer größeren Sekundärströmungsaktivität zu rechnen.

5.2 Transitionsverhalten des Verdichtergitters V 103-220 in Abhängigkeit der Zuström-Reynoldszahl

Das Grenzschichtverhalten des Verdichtergitters V103-220 ist im Auslegungspunkt ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$) charakterisiert durch eine ablöseinduzierte Transition auf der Profilsaugseite (Abb. 5.5). Die Profilströmung auf der Saugseite (im Mittelschnitt) weist bei $x_{ax}/l_{ax} = 0.23$

ein Geschwindigkeitsmaximum auf, gefolgt von einer bis zur Hinterkante reichenden Verzögerung. Die Strömungsverzögerung bzw. der Druckaufbau geht einher mit einer Abnahme der in der Strömung gespeicherten kinetischen Energie. Bei der vorliegenden Reynoldszahl kann die laminare Grenzschichtströmung dem Druckaufbau ab einer gewissen Lauflänge nicht mehr standhalten und löst aufgrund des zu geringen Energieniveaus bei ca. $x_{ax}/l_{ax} = 0.4$ von der Profloberfläche ab.

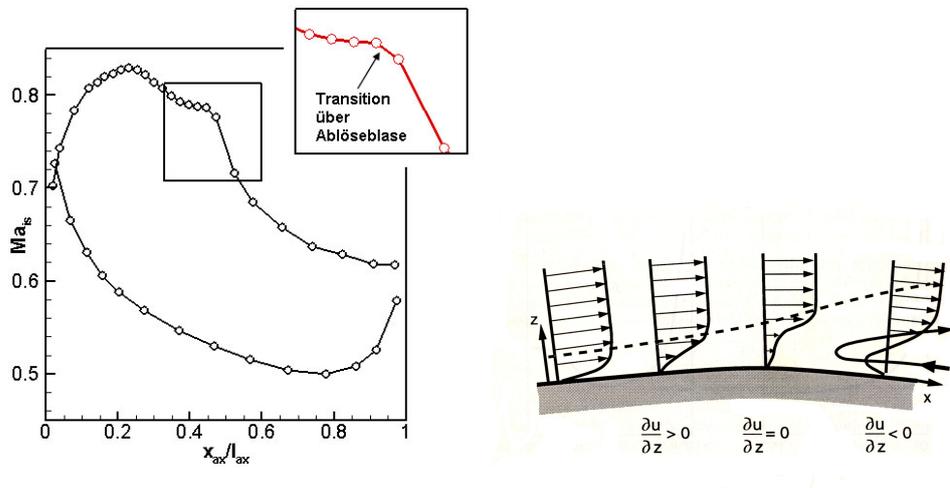


Abb. 5.5: Isentrope Machzahlverteilung im Mittenschnitt für Auslegungsbedingungen ($Re_1 = 450000$) von Verdichtergitter V103-220, Darstellung der Profilablösung nach Eulitz [13]

Die Ablösung führt zu einem Rückströmgebiet unterhalb der Scherschicht, wie der Skizze rechts in Abbildung 5.5 entnommen werden kann. Die abgelöste Scherschicht wird wenige Weglängen später instabil und erfährt einen laminar turbulenten Umschlag. Durch den zusätzlichen turbulenten Impulstausch nimmt das Energieniveau der wandnahen Strömung wieder zu, und die Grenzschicht legt (voll)turbulent an. Abbildung 5.5 verdeutlicht, dass die abgelöste Grenzschichtströmung keinen Druckaufbau leisten kann. Das Ablösegebiet ist daher charakterisiert durch ein Plateau des statischen Drucks. Profildruckverteilungen sowie Verteilungen der isentropen Profil-Machzahl eignen sich somit sehr gut, um erste Aussagen hinsichtlich des Ablöse- und Transitionsverhaltens der Profilströmung zu treffen. Der Reynoldszahleinfluss auf das Grenzschichtverhalten geht aus Abbildung 5.6 hervor. Dargestellt sind die gemessenen Verteilungen der isentropen Machzahl für insgesamt drei Reynoldszahlen bei einer Zuström-Machzahl von $Ma_1 = 0.67$. Eine Abnahme der Reynoldszahl ist aufgrund der konstant bleibenden Zuströmgeschwindigkeit gleichbedeutend mit einer Zunahme der kinematischen Viskosität. Als Folge ergibt sich ein signifikantes Ablösegebiet auf der Profilsaugseite. Im Vergleich zum Aus-

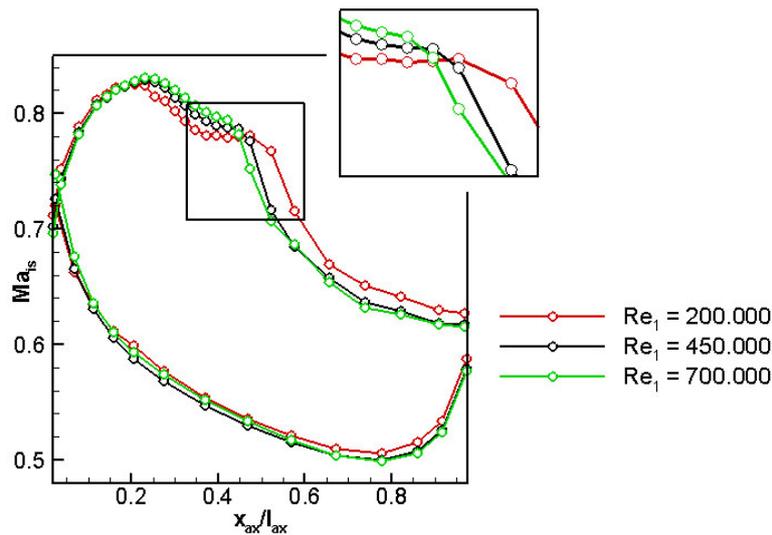


Abb. 5.6: Verteilung der gemessenen isentropen Profil-Machzahl in Abhängigkeit der Zuström-Reynoldszahl

legungspunkt setzt die Ablösung früher ein und legt weiter stromab erst wieder turbulent an. Folglich liegt bei $Re_1 = 200000$ eine größere Distanz zwischen dem Ablösepunkt und dem Ort des Umschlagbeginns vor. Das saugseitige Grenzschichtverhalten bei der größten Zuström-Reynoldszahl $Re_1 = 700000$ ist in Übereinstimmung mit der obigen Argumentation durch eine deutlich kleinere Ablösung charakterisiert.

5.3 Simulation des Transitionsverhaltens von Verdichtergitter V 103-220 bei homogener Zuströmung

Die Strömungssimulationen zum Verdichtergitter V103-220 wurden mit dem $k-\omega$ -Turbulenzmodell nach Wilcox und aktiviertem Transitionsmodell durchgeführt. Das Einstellen der Randbedingungen erfolgte auf Basis der Messwerte zu Druck, Temperatur, Zuströmrichtung und Turbulenzgrad.

Abbildung 5.7 zeigt den Aufbau des Rechengebiets. Das dargestellte Low-Reynolds-Netz setzt sich aus zwei Teilgebieten zusammen. Das grün eingefärbte Teilgebiet repräsentiert den bewegten Zylinderstab. Der rechte Netzteil löst das Strömungsverhalten der Statorschaufel auf. Die translatorische Stabbewegung wird durch eine (virtuelle) Verschiebung der Netzzellen erreicht. Die strömungsphysikalische Koppelung der beiden Teilgebiete erfolgt im transienten Modus unter Verwendung der Patched-Cell-Methode ([97]-[99]).

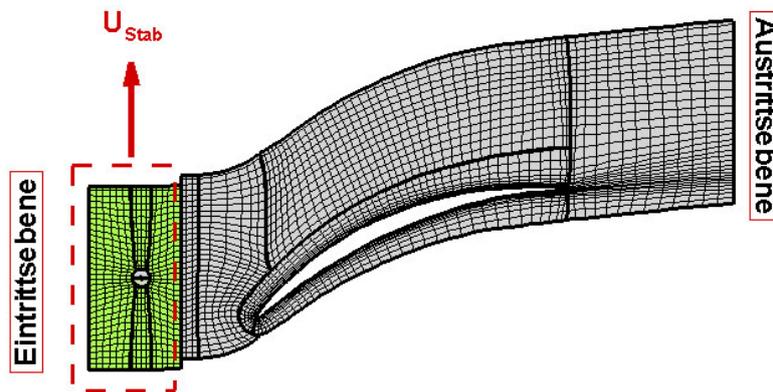


Abb. 5.7: Numerisches Rechengitter zum Verdichtergitter V103-220

Das multiblockstrukturierte Netz weist eine O-H-Topologie auf. Stab- und Schaufeloberfläche sind von hochaufgelösten O-Blöcken mit jeweils 33 Elementen in Wandnormalenrichtung umgeben. Neben einer großen Auflösung ($y^+ < 1$) weist der Schaufel-O-Block eine signifikante räumliche Ausdehnung in Wandnormalenrichtung auf. Damit wird der Forderung nach einer vollständigen Auflösung der Grenzschicht Folge geleistet. Da die lokalen Grenzschichtparameter ausschließlich im O-Block berechnet werden, kann zudem nur auf diesem Wege eine korrekte Modellierung des Transitionsprozesses realisiert werden. Tangential zur Schaufeloberfläche ist das Rechengebiet mit mehr als 300 Elementen aufgelöst. Das gesamte Rechengebiet wird bei 2D-Anwendungen mit insgesamt 277318 Elementen diskretisiert. Bei dreidimensionalen Simulationen liegen in Schaufelhöhenrichtung weitere 30 Elemente vor. Dies ermöglicht eine hinreichend genaue Auflösung der Seitenwandgrenzschicht.

Grundvoraussetzung für die korrekte Wiedergabe der Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion bei einem gegebenen Schaufelprofil ist eine gute Übereinstimmung der numerischen und experimentellen Daten bei homogenen Zuströmbedingungen und entsprechenden Ähnlichkeitskennzahlen. Aufgrund dessen wurde in einem ersten Schritt das Strömungsverhalten in Abwesenheit der Zylinderstäbe simuliert. Das Rechengebiet setzte sich hier folglich nur aus dem rechten Netzteil in Abbildung 5.7 zusammen. Entscheidend war dabei die korrekte Wiedergabe des Einflusses der installierten EIZ-Apparatur (bei entfernten Zylindertäben) auf die Gitterströmung: So haben experimentelle Untersuchungen gezeigt, dass allein der Einbau des Nachläuferzeugers das Strömungsverhalten am Schaufelprofil entscheidend beeinträchtigen kann. Um ausschließlich den Einfluss des Nachlaufs auf das Grenzschichtverhalten zu betrachten, wurden daher die Messungen bei homogener Zuströmung ebenfalls bei eingebautem EIZ durchgeführt.

Hauptverantwortlich für das unterschiedliche Strömungsverhalten ist der vorliegende Spalt bei montiertem Nachlauferzeuger. Dieser Spalt ermöglicht erst das kontinuierliche Vorbeibewegen der Zylinderstäbe am Schaufelgitter. Allerdings verursacht er auch eine Leakageströmung, welche bei Verdichtergittern vom Spalt ins Innere des Versuchsträgers gerichtet ist. Je nach Gitter kann dadurch die Zuströmung signifikant beeinflusst werden. Bei dem vorliegenden Verdichtergitter bewirkte die Leakageströmung nicht nur an den äußeren Schaufeln, sondern auch an der experimentell untersuchten mittleren Schaufel eine Modifikation der Zuströmbedingungen. Anhand der experimentellen Daten ließ sich der Einfluss auf das Druckfeld nicht erfassen, da Messungen des statischen Drucks p_1 und des Totaldrucks p_{t1} nur stromauf der EIZ-Apparatur vorlagen. Die Wirkung der Leakageströmung musste daher durch eine sukzessive Anpassung der Zuströmrandbedingungen modelliert werden.

Neben der Leakageströmung ist auch der Einfluss der Seitenwandgrenzschichten von großer Bedeutung. So bewirkt das Anwachsen dieser Grenzschichten eine Strömungskontraktion und letztendlich eine Beschleunigung der Mittenschnittströmung. Bei zweidimensionalen Simulationen wird die Strömungskontraktion durch eine Anpassung des Rechengitters modelliert. Hierbei werden die Gitterzellen zwischen Vorder- und Hinterkante in Schaufelhöhenrichtung sukzessive gestaucht (zweidimensionales Netz weist ein Element in Schaufelhöhenrichtung auf). Der so genannte AVDR-Faktor (Axial Velocity Density Ratio-Factor; deutsch: Stromdichteverhältnis) ist ein Maß für die ermittelte Kontraktion und somit auch für die Stauchung der Netzzellen.

Eine qualitative Analyse des Strömungsverhaltens an Schaufelprofil und Seitenwand ermöglicht die Ölanstrichtechnik. Sowohl Profilablösungen als auch Eckenwirbel sind mit Hilfe dieser Messtechnik detektierbar (für eine detaillierte Beschreibung sei auf die Arbeiten von Wunderwald [94] und Teusch [83] hingewiesen). Die entstehenden Streichlinien sind hierbei auf die wirkende Wandschubspannung zurückzuführen. Ablösungen treten als zusammenhängende farblose Bereiche auf. Aufgrund des ausschließlich qualitativen Charakters dieser Messtechnik sollte eine detaillierte Untersuchung des Strömungsverhalten jedoch nicht nur auf Basis von Ölanstrichbildern erfolgen. Vielmehr liefern diese Ergebnisse ergänzende Informationen bei gegebener Übereinstimmung mit anderen Messtechniken.

Die Saugseitenströmung des Verdichtergitters V103-220 ist gemäß der Ölanstrichvisualisierung charakterisiert durch ein signifikantes Ablösegebiet (Abb. 5.8). Ablösebeginn und -ende sind als weiße Linien eingetragen. Das saugseitige Ablöseverhalten (Ort und Ausdehnung der Ablösung) im Mittenschnitt ist in guter Übereinstimmung mit den aus Profildruckmessungen gewonnenen Beobachtungen.

Die laminare Ablöseblase weist neben der axialen Ausdehnung auch eine deutliche Erstreckung in Schaufelhöhenrichtung auf. Abbildung 5.8 lässt auch auf eine größere Aktivität der Sekundär-

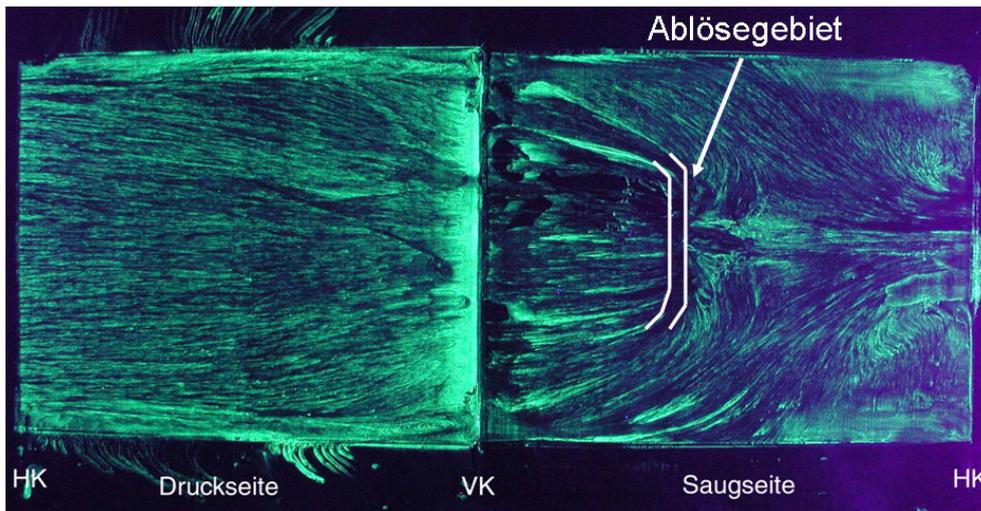


Abb. 5.8: Ölanstrichbild für Saug- und Druckseite von V103-220 bei Auslegungsbedingungen

strömung schließen. So wächst die Seitenwandgrenzschicht zwischen Gittereintritts- und Gitteraustrittsebene stetig an und ermöglicht so das Ausbilden eines ausgeprägten Kanalwirbels. Die Ölanstrichbilder lassen den Eindruck erwecken, dass die beidseitigen Kanalwirbel im Hinterkantenbereich auch die Mittenschnittströmung beeinflussen. Der Einfluss der Seitenwandgrenzschicht auf das Strömungsverhalten im Mittenschnitt äußert sich offensichtlich nicht nur durch eine Geschwindigkeitszunahme infolge der Kanalwirkung. Vielmehr kann von einer direkten Interaktion zwischen Sekundärströmung und Mittenschnittströmung ausgegangen werden. Das kleine Schaufelseitenverhältnis von $h/l = 0.8$ unterstreicht diese Vermutung.

	Simulation zu $h/l = 1.36$	Simulation zu $h/l = 0.8$
Pt_1	17210 Pa	16700 Pa
β_1	42°	40.8°
Ma_1	0.67	0.63
Re_1	450000	423000

Tabelle 5.2: Zuströmbedingungen für $h/l = 1.36$ und $h/l = 0.8$

Eine Modellierung dieser Effekte mit Hilfe des AVDR-Faktors erwies sich bei dem untersuchten Gitterträger als äußerst schwierig. Folgerichtig konnte das Strömungsverhalten im Mittenschnitt

anhand von zweidimensionalen Simulationen nur ungenau wiedergegeben werden. Die vorhergesagte aerodynamische Belastung und auch das Ablöseverhalten (Ort und Ausdehnung der Ablöseblase) waren nicht konsistent mit den experimentellen Ergebnissen.

Aufgrund dessen wurden ergänzend dreidimensionale Strömungssimulationen zum Verdichtergitter V103-220 durchgeführt. Die Simulationen erfolgten bei Vorgabe eines Radialprofils des Totaldrucks p_{t1} am Einströmrand. Damit wurde der bereits im Zuströmkanal (siehe Abb. 5.1) ausgebildeten Grenzschicht Sorge getragen. Zur Bestimmung des Radialprofils musste das 1/7 Potenz-Gesetz herangezogen werden, da keine Messergebnisse zum Totaldruckprofil vorlagen.

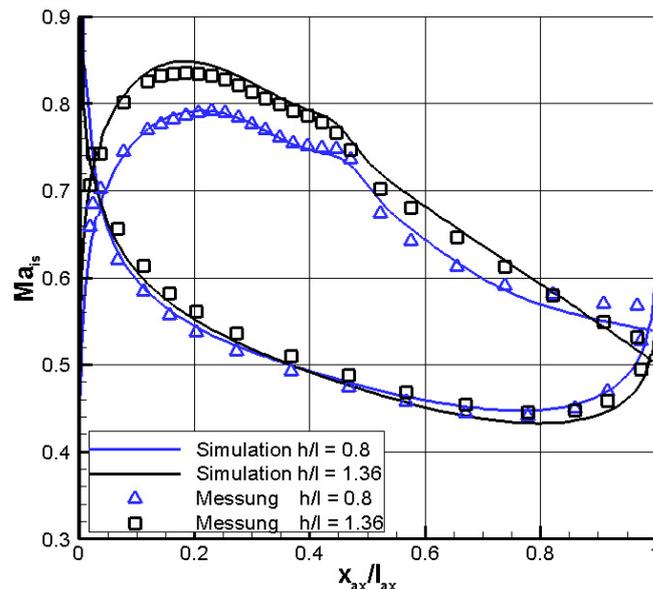


Abb. 5.9: Numerisch und experimentell bestimmte Profil-Machzahl bei Auslegungsbedingungen für $h/l = 1.36$ und $h/l = 0.8$

Der Einfluss der Leckageströmung wurde weiterhin mittels einer Adaption des Zuströmwinkels modelliert. Simulationen für den Auslegungspunkt zeigten jedoch hinsichtlich der Belastung erst gute Übereinstimmungen, nachdem das Totaldruckniveau p_{t1} um ca. 3% gegenüber dem gemessenen Wert reduziert wurde. Möglicherweise ist die an den Spalten eintretende Leckageströmung für diese Diskrepanz verantwortlich. So befand sich die Drucksonde im Zuströmkanal und somit stromauf des EIZ – Strömungsverluste infolge der Spaltströmung wären also in die Messung nicht miteingegangen.

Abbildung 5.9 zeigt die isentrope Machzahlverteilung für das Verdichtergitter V103-220 im

Auslegungspunkt bei ungestörter Zuströmung. Zur Illustration des Einflusses von Leakage- und Sekundärströmung enthält das Schaubild auch Ergebnisse bei nichteingebautem EIZ (Schaufelseitenverhältnis $h/l = 1.36$). Tabelle 5.2 zeigt die für diese Simulationen verwendeten Zuströmparameter. Die Messergebnisse ohne die oben genannten Effekte werden durch die Vierecke repräsentiert. Die Dreiecke geben die gemessene Belastung bei montiertem Nachläuferzeuger wieder, jedoch unter Berücksichtigung des korrigierten Totaldrucks. Entsprechend der Messergebnisse führt der Spalteinfluss zu einer Abnahme des Zuströmwinkels. Infolge des um 3% reduzierten Totaldrucks ergeben sich zudem deutlich kleinere Machzahlen im Vorderkantenbereich. An der Hinterkante ist eine Zunahme der aerodynamischen Belastung (bei installierten EIZ) zu beobachten. Aufgrund des deutlich kleineren Schaufelseitenverhältnisses ($h/l = 0.8$ anstatt $h/l = 1.36$) ist dies höchstwahrscheinlich auf die gesteigerte Sekundärströmung zurückzuführen. Die aus den dreidimensionalen Strömungssimulationen gewonnenen Verteilungen der isentropen Machzahl weisen eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten auf. Ort und Ausdehnung der laminaren Ablöseblase werden richtig wiedergegeben. Die Belastung im Hinterkantenbereich wird zufrieden stellend nachempfunden.

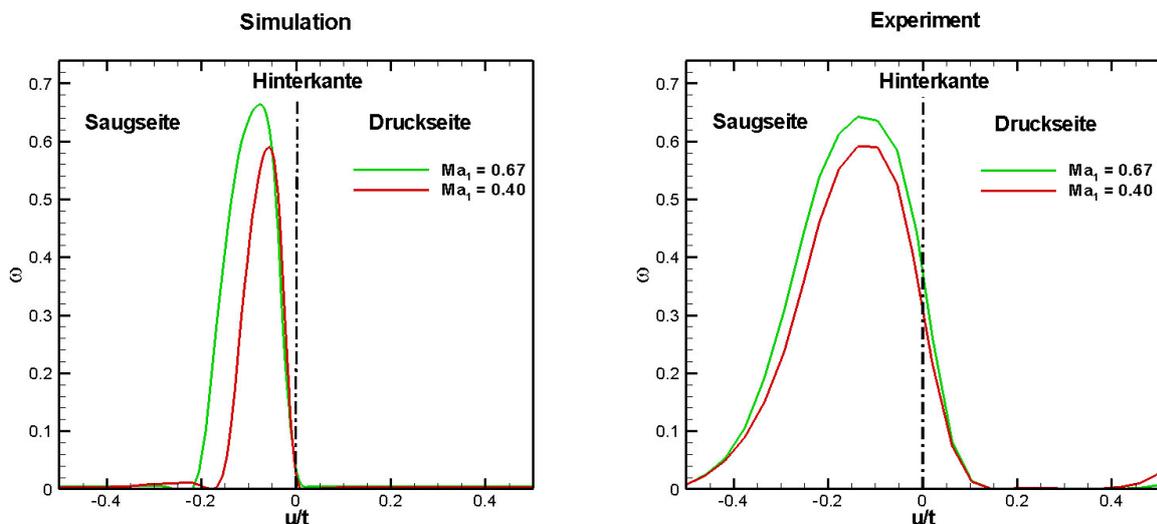


Abb. 5.10: Totaldruckverlustbeiwert für Zuström-Machzahl $Ma_1 = 0.67$ (grüne Kurve) bzw. $Ma_1 = 0.40$ (rote Kurve) und Zuström-Reynoldszahl $Re_1 = 450000$

Der auf Basis von experimentellen und numerischen Daten ermittelte Totaldruckverlustbeiwert ω (bei homogener Zuströmung) ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Die Auswerteebene befindet sich 0.2 Sehnenlängen stromab der Gitteraustrittsebene. Die grüne Kurve repräsentiert hierbei die Verteilung bei einer Zuström-Machzahl $Ma_1 = 0.67$, die rote Kurve den Verlustbeiwert bei $Ma_1 = 0.4$. Den Schaubildern ist zu entnehmen, dass das Verlustmaximum für beide Zuström-Machzahlen recht gut vorhergesagt wird. Die Unterschiede liegen in beiden Fällen unter vier

Prozent. Beide Datensätze zeigen übereinstimmend, dass sich das Verlustmaximum im saugseitigen Ast befindet. Dies liegt zum einen an den höheren Strömungsverlusten auf der Saugseite (im Zuge der laminaren Ablöseblase). Darüberhinaus folgt die Gitterströmung im Hinterkantenbereich nicht mehr der Profilkontur. Die daraus resultierende Minderumlenkung bewirkt einen zum saugseitigen Ast gerichteten Nachlauftransport und somit ein Verlustmaximum bei negativen u/t -Werten. Größere Unterschiede zwischen Simulation und Experiment ergeben sich betreffend der Umfangsverteilung der Verlustwerte. Während die aus den numerischen Daten resultierende Dellenbreite im Vergleich zu den Untersuchungen ohne eingebauter EIZ-Apparatur (siehe Wunderwald [94]) nur moderat zugemommen hat, deuten die experimentellen Ergebnisse auf ein signifikantes Anwachsen der saugseitigen und druckseitigen Grenzschicht hin: So erstreckt sich die Nachlaufdelle hier über mehr als eine halbe Gitterteilung. Als Konsequenz ergeben sich deutlich höhere umfangsgemittelte Totaldruckverlustbeiwerte als bei den Simulationen. Offensichtlich bewirkt die intensive Sekundärströmung im Hinterkantenbereich selbst im Mittelschnitt eine deutliche Zunahme der Grenzschichtdicke. Die Abweichungen sind daher höchstwahrscheinlich auf eine nicht vollständig richtig wiedergegebene Sekundärströmungsaktivität im Verdichtergitter zurückzuführen. Möglicherweise beeinflusst die Leakageströmung das energiearme Fluid nahe der Seitenwand in der Gestalt, dass es zu einer Intensivierung der Sekundärströmung kommt. Dies entspräche dann einem Effekt, der nur unter Berücksichtigung der Spaltgeometrie numerisch wiedergegeben werden kann.

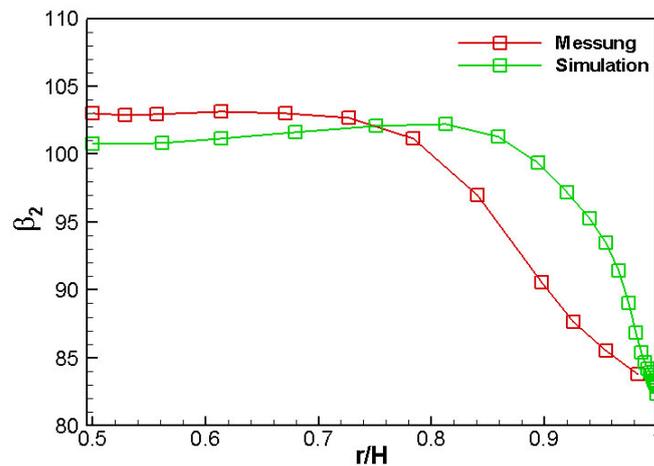


Abb. 5.11: Numerisch und experimentell bestimmter Abströmwinkel β_2 bei Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$)

Die vorliegende Minderumlenkung wird aus Abbildung 5.11 ersichtlich. Dargestellt ist hier der umfangsgemittelte Abströmwinkel β_2 zwischen Seitenwand ($r/H = 1$) und Mittelschnitt

($r/H = 0.5$). Gemäß den Daten aus Simulation und Messung liegt bei mittlerer Schaufelhöhe eine Minderumlenkung von 4.7° bzw. 6.9° vor. (Schaufelaustrittswinkel beträgt $\beta_2 = 96^\circ$). Insgesamt wird der Abströmwinkel zwischen 50% und 80% radialer Höhe zufriedenstellend nachempfunden (Abweichung unter 3°). Die größeren Unterschiede in Seitenwandnähe sind aller Voraussicht nach wieder auf die starke und zugleich komplexe Sekundärströmung zurückzuführen.

5.4 Simulation des Transitionsverhaltens von Verdichtergitter V 103-220 bei periodisch instationärer Zuströmung

Die Validierungsrechnungen zum transitionalen Grenzschichtverhalten bei periodisch instationärer Zuströmung wurden bei einer Stabteilung von 120 mm und zwei unterschiedlichen Stabgeschwindigkeiten (20 m/s, 40 m/s) durchgeführt. Die Nachrechnungen erfolgten sowohl im Auslegungspunkt ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$), als auch für "off-design"-Bedingungen.

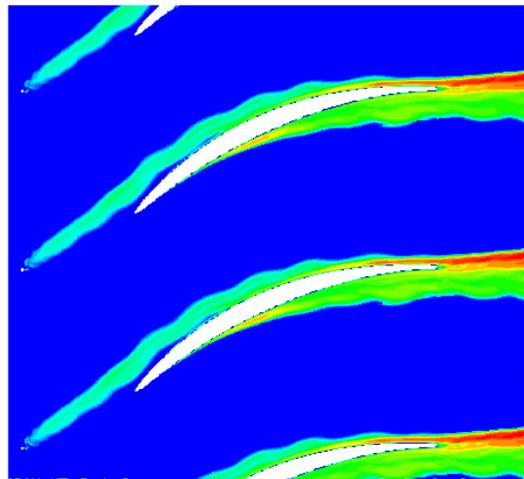


Abb. 5.12: Einfluss der Nachlaufströmung auf das Verdichtergitter V103-220 anhand Viskositätsverteilung

Identische Stab- und Schaufelteilung ermöglichten das Ausnutzen der Periodizität ohne Skalierung der Schaufelgeometrie. Eine Stabdurchgangsperiode wurde mit 512 physikalischen Zeitschritten aufgelöst. Eine auskonvergierte Lösung stellte sich nach zehn Stabdurchgängen ein. Diese ist bei nachlaufgestörter Zuströmung durch ein periodisches Verhalten des Massenstroms in der Gittereintrittsebene charakterisiert. Abbildung 5.12 zeigt eine Momentaufnahme der tran-

sienten Simulation. Dargestellt ist das Verhältnis aus turbulenter und molekularer Viskosität. Es ist deutlich zu erkennen, wie die an den Zylinderstäben abgelösten Nachlaufwirbel stromab wandern und auf das nachfolgende Verdichtergitter treffen.

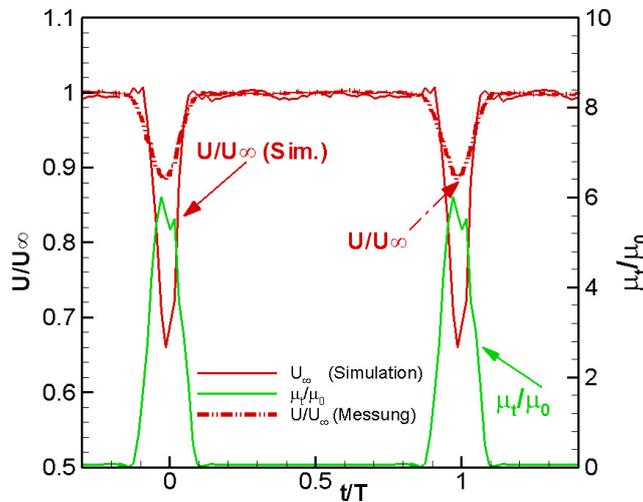


Abb. 5.13: Zeitliche Entwicklung der Zuströmgeschwindigkeit und des Viskositätsverhältnisses

Abbildung 5.13 zeigt die periodisch instationäre Zuströmung bei Auslegungsbedingungen im Mittenschnitt stromauf der Gittereintrittsebene bei $x_{ax}/l_{ax} = -0.16$. Dargestellt sind die gemessene und simulierte Geschwindigkeitsentwicklung, jeweils normiert mit der Zuströmgeschwindigkeit stromauf der Stabebene. Die mit Hilfe der 3D-Hitzdrahtsonde gemessenen Geschwindigkeiten wurden zudem einer Ensemble-Mittelung unterzogen. Die Auswerteposition befand sich zwischen den Staupunktstromlinien. Damit konnte die potentialtheoretische Stromaufwirkung des Verdichtergitters auf die lokale Geschwindigkeit minimiert werden. Das Schaubild enthält darüber hinaus das aus der instationären Simulation hervorgegangene Viskositätsverhältnis. Bei Nachlaufdurchgang wurde ein Geschwindigkeitsdefizit von 12% gemessen. Die Simulationen zeigten einen deutlichen höheren Rückgang (34%). Entsprechende Unterschiede zwischen Simulation und Messung ergeben sich auch für die Turbulenzgrade (nicht dargestellt). Offensichtlich wird das Dissipationsverhalten für diesen Testfall abweichend von den Messungen wiedergegeben. Nichtsdestotrotz ist eine gute Übereinstimmung hinsichtlich der Nachlaufbreite zu beobachten. Die numerischen Ergebnisse weisen neben dem signifikanten Geschwindigkeitsrückgang eine deutliche Zunahme des Viskositätsverhältnisses auf.

Der Nachlaufeinfluss auf das saugseitige Grenzschichtverhalten kann messtechnisch mit Hilfe

von Heißfilmen untersucht werden. Aus den Messungen lassen sich folgende Parameter ableiten: Die Quasi-Wand Schubspannung (QWSS), die mittlere quadratische Abweichung (RMS-Werte) und die Schiefe. Da der Dünnfilmmessung keine Kalibrierung vorausging, haben die Ergebnisse nur qualitativen Charakter. Nichtsdestotrotz können Transitionsbeginn und -länge mit Hilfe dieser Parameter hinreichend genau bestimmt werden. Die zeitliche Entwicklung der Parameter wird standardmäßig durch Weg-Zeit-Diagramme illustriert. Dunkle Regionen repräsentieren hohe, helle Gebiete niedrige Parameterwerte. Als numerische Vergleichsgrößen dienen die Wand Schubspannung und die Viskosität. Zur Hervorhebung des multimodalen Prozesses wurde das Diagramm – zurückgehend auf einen Vorschlag von Halstead [19] – in mehrere Zonen unterteilt (siehe Abb. 5.14). Die Unterteilung erfolgt gemäß des gerade vorliegenden Transitionstyps: Dem Nachlaufpfad folgt ein nachlauf-induzierter transitionaler Bereich (B), in dem ein frühzeitiger Umschlag erfolgt. Der Bereich zwischen zwei Nachläufen verbleibt weiterhin laminar. Der transitionalen Region (B) folgt zeitlich ein stabiler beruhigter Bereich (D). Dieser beruhigte Bereich ist in der Lage, den Beginn der Transition im Pfad zwischen zwei Nachläufen (E) zu verzögern. Die Regionen (C) und (F) entsprechen einer bis zur Hinterkante reichenden vollturbulenten Grenzschichtströmung.

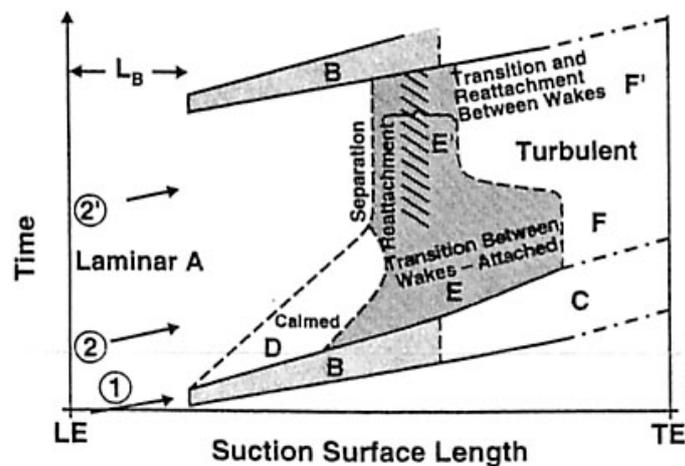


Abb. 5.14: Weg-Zeit-Diagramm für hochbelastetes Verdichtergitter nach Halstead [19]

Abbildung 5.15 zeigt das transitionale Grenzschichtverhalten anhand der RMS-Werte für den Auslegungsfall bei einer Stabteilung von $t_{Stab} = 120$ mm und einer Stabgeschwindigkeit von $U_{Stab} = 20$ m/s. Zusätzlich eingezeichnet ist der Nulldurchgang der Schiefe (weiße Linie). Er repräsentiert den Transitionsunkt bei periodisch instationärer Zuströmung. Dieser kann als Ort maximaler Turbulenzbildung im Transitionsgebiet verstanden werden. Zum Vergleich kennzeichnet die weiße vertikale Linie den Transitionsunkt bei stationären Zuströmbedingungen. Bezüglich des stationären Falls wandert der Transitionsunkt in dem vom beruhigten Bereich

beeinflussten Gebiet periodisch stromab. Hier ist mit einem signifikanten Rückgang der Profilverluste zu rechnen. Nichtsdestotrotz repräsentiert die ungestörte Transition zwischen zwei Nachläufen die dominierende Form. Wie auch bei stationären Bedingungen erfolgt hier der Umschlag über eine laminare Ablöseblase.

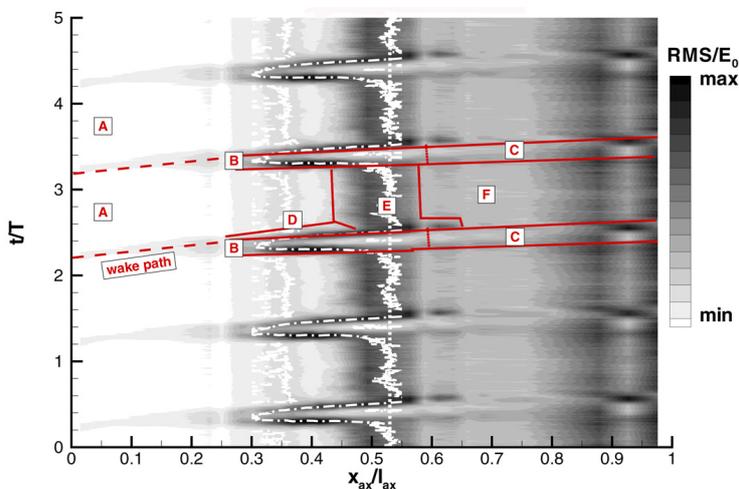


Abb. 5.15: Weg-Zeit-Diagramm der experimentell bestimmten RMS-Werte für Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$) bei Stabteilung von 120 mm und Stabgeschwindigkeit von 20 m/s

Der aus den numerischen Daten abgeleitete Transitionsprozess ergibt sich durch die Berücksichtigung folgender Randbedingungen: Der Transitionsbeginn zwischen zwei Nachläufen wird als der Ort angesehen, an welchem ein lokales Maximum des Formfaktors H_{12} (siehe Kap. 4.4.3 für Definition des Formfaktors) auftritt. Bei Nachlaufinduzierter Transition ist der Umschlagsbeginn gleichbedeutend mit dem ersten Auftreten hoher Viskositätswerte am Außenrand der Grenzschicht. Diese ergeben sich aufgrund der Diffusion der erhöhten Nachlaufturbulenz in die Profilgrenzschicht. Die beruhigten Bereiche repräsentieren Regionen mit hoher Wandschubspannung und niedrigen Formfaktoren, jeweils im Vergleich zu einer rein laminaren Strömung.

Abbildung 5.16 zeigt das Weg-Zeit-Diagramm der numerisch bestimmten Viskosität. Insgesamt kann das Transitionsverhalten der saugseitigen Grenzschicht mit Hilfe des Verfahrens zufriedenstellend reproduziert werden. So folgt auf die nachlaufinduzierte Transition ein knapp bemessener beruhigter Bereich. Dominiert wird das Umschlagverhalten jedoch von der ungestörten Transition über eine laminare Ablöseblase. Im Vergleich zu den Messungen deutet die Verteilung der Wirbelviskosität auf einen geringfügig später einsetzenden Umschlagsbeginn bei nachlaufinduzierter Transition hin.

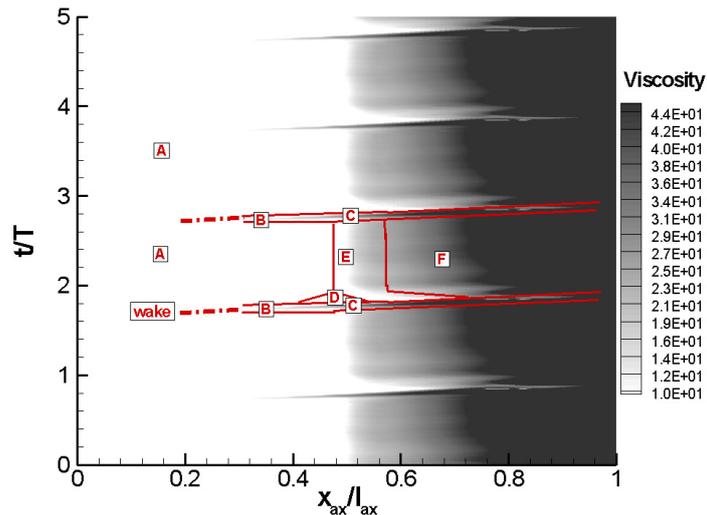


Abb. 5.16: Weg-Zeit-Diagramm der numerisch bestimmten Viskositäts-Werte für Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$) bei Stabteilung von 120 mm und Stabgeschwindigkeit von 20 m/s

Der Umschlagsbeginn bei ungestörter Zuströmung lässt sich anhand des Formfaktors H_{12} lokalisieren (lokales Maximum stromab des Ablösepunkts). Zudem ermöglicht die Darstellung des Formfaktors eine genaue Aussage über die Ausdehnung des beruhigten Bereichs. Dieser ist durch (im Vergleich zur turbulenten Schichtung) hohe H_{12} -Werte gekennzeichnet. Abbildung 5.17 zeigt den zeitlichen Verlauf des Formfaktors H_{12} . Hinsichtlich beider oben genannten Eigenschaften ist eine gute Übereinstimmung mit den RMS-Verteilungen festzustellen (vgl. Abb. 5.15).

Aufschluss über Lage und Ausdehnung von laminaren bzw. turbulenten Ablöseblasen erlaubt die Weg-Zeit-Darstellung der Wandschubspannung bzw. der Quasi-Wandschubspannung (Abb. 5.18). Die Ablösegebiete sind durch negative Werte der Wandschubspannung (rechtes Bild) bzw. minimale Werte der QWSS (linkes Bild) gekennzeichnet. Das instationäre Ablöseverhalten des Verdichtergitters wird zufriedenstellend wiedergegeben. Während zwischen zwei Nachläufen eine Ablösung mit signifikanter axialer Ausdehnung vorliegt, kann bei Nachlaufdurchgang ein Unterdrücken der Ablöseblase beobachtet werden. Die Transition erfolgt hier im Bypass-Modus.

Der Verlauf der Schubspannung zu diskreten Zeitpunkten (Abb. 5.19) unterstreicht den instationären Charakter der Grenzschicht. In Gegenwart des Nachlaufs ist eine starke Stromaufver-

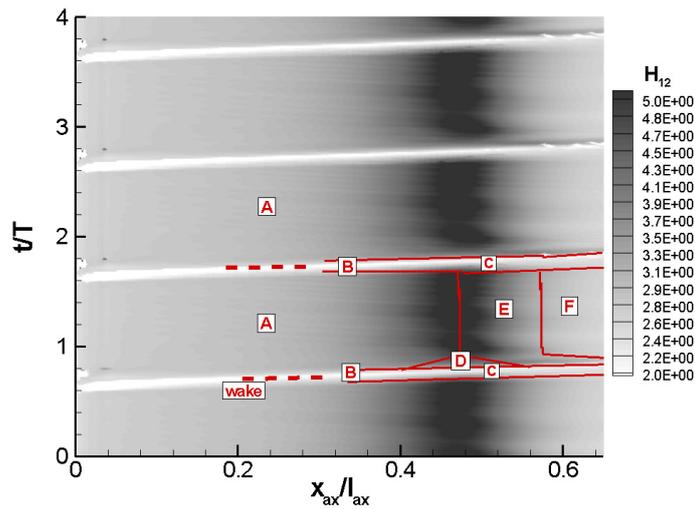


Abb. 5.17: Weg-Zeit-Diagramm der numerisch bestimmten Formfaktor-Werte bei Stabteilung für Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$) von 120 mm und Stabgeschwindigkeit von 20 m/s

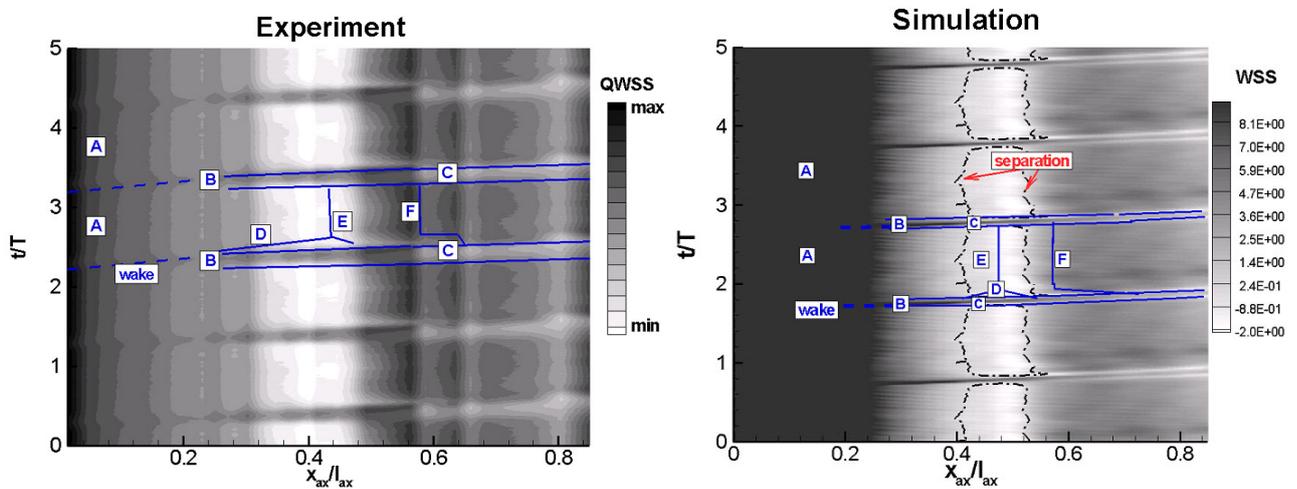


Abb. 5.18: Weg-Zeit-Diagramm der experimentell bestimmten Quasiwandschubspannung und der numerisch bestimmten Wandschubspannung für Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$) bei Stabteilung von 120 mm und Stabgeschwindigkeit von 20 m/s

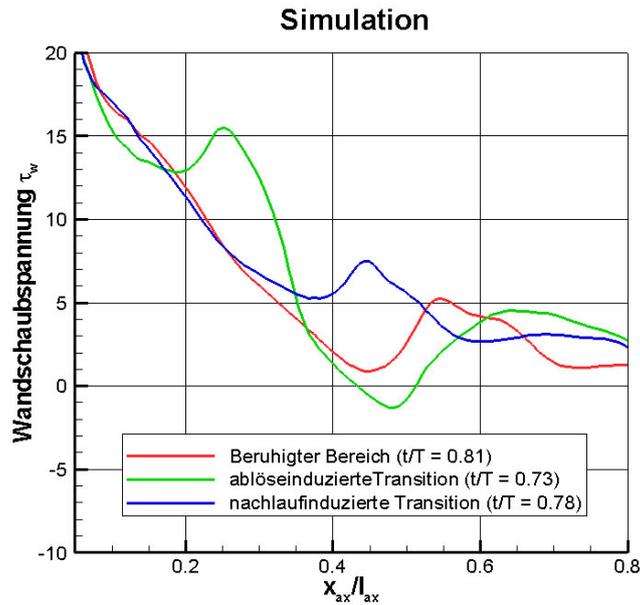


Abb. 5.19: Verlauf von Wandschaubspannung für unterschiedliche Transitionsmoden bei Ausleungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$)

schiebung des Umschlagbeginns (lokale Zunahme der Wandschaubspannung bei $x_{ax}/l_{ax} = 0.4$) zu beobachten. Im zeitlich darauffolgenden beruhigten Bereich wird, wie auch im Nachlaufpfad, eine Grenzschichtablösung unterbunden. Ein Stromabwandern des Umschlagbeginns tritt basierend auf den Strömungssimulationen nicht in Erscheinung.

Die folgenden Schaubilder dokumentieren das Grenzschichtverhalten bei einer maximalen Stabgeschwindigkeit von $U_{Stab} = 40\text{m/s}$ und einer reduzierten Zuström-Machzahl $Ma_1 = 0.4$. Dies führt im Vergleich zur Ausgangskonfiguration zu einer Steigerung der Strouhalzahl St und zu einer deutlich kleineren Durchflusskennzahl $\phi = c_{ax}/U_{Stab}$. Die RMS-Messungen (Abb. 5.20) offenbaren einen - im Vergleich zu Abb. 5.15 - minimal stromauf verlagerten Umschlagsbeginn im nachlaufinduzierten Bereich. Vermutlich ist der größer gewordene Winkel zwischen Nachlauftrajektorie und Schaufeloberfläche (infolge der höheren Stabgeschwindigkeit) mitverantwortlich für dieses Grenzschichtverhalten: So ist anzunehmen, dass das steilere Eintreten des Nachlaufs in die Profilhrenzschicht zu einer intensiveren Diffusion der turbulenten Schwankungen in Wandnormalenrichtung führt und somit ein früheres Einsetzen der Transition zur Folge hat.

Des Weiteren ist eine Intensivierung des Beruhigungseffekts (D) zu beobachten. Dies führt zu einer merklich größeren Verzögerung des laminar-turbulenten Umschlags stromab dieser Regi-

5 Überprüfung des Verfahrens Teil I – Verdichtergitter V103-220

on. Zudem ist eine Ausdehnung des beruhigten Bereichs im Weg-Zeit-Diagramm festzustellen. Konsequenterweise kann sich die ablöseinduzierte Transition bei ungestörter Zuströmung nur noch kurzzeitig etablieren.

Die Simulationen (Abb. 5.20 und 5.21) geben die oben genannten Effekte in ähnlicher Form wieder. Zwar weisen Messung und Simulationen Unterschiede hinsichtlich der genauen Position des Umschlagbeginns auf, nichtsdestotrotz sind die Änderungen des Grenzschichtverhaltens bezüglich des Auslegungspunktes von sehr ähnlicher Größenordnung. Die Verteilung des Formfaktors bestätigt das kleiner gewordene Zeitfenster für das Auftreten von ablöseinduzierter Transition bei ungestörter Zuströmung.

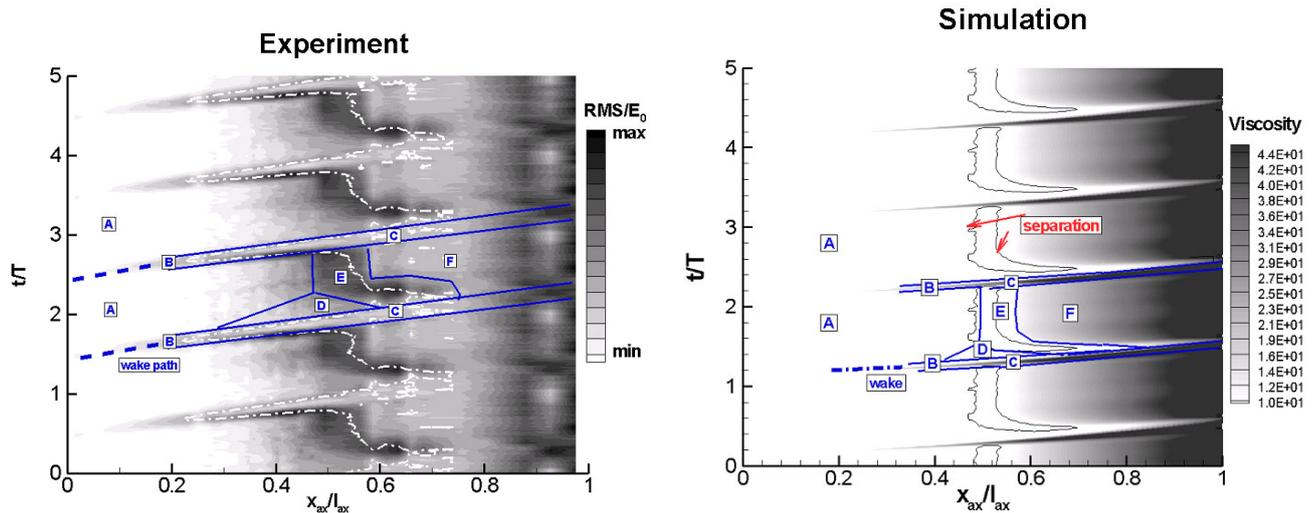


Abb. 5.20: Weg-Zeit-Diagramm für RMS- und Viskositätswerte für $Ma_1 = 0.4$, $Re_1 = 450000$ und Stabgeschwindigkeit von 40 m/s

In Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Teusch [83] führt eine Reduzierung der Zuström-Machzahl zu einer größeren Wanderung des Umschlaggebiets sowie zu einer Stromabverschiebung des Ablösegebiets. Die intensivere Wirkung des beruhigten Bereichs sorgt auch im Anschluss an den Nachlaufdurchgang für eine weiterhin vollständige Unterdrückung der Ablöseblase, wie den Momentanwerten der Schubspannung in Abbildung 5.22 zu entnehmen ist (blaue Kurve).

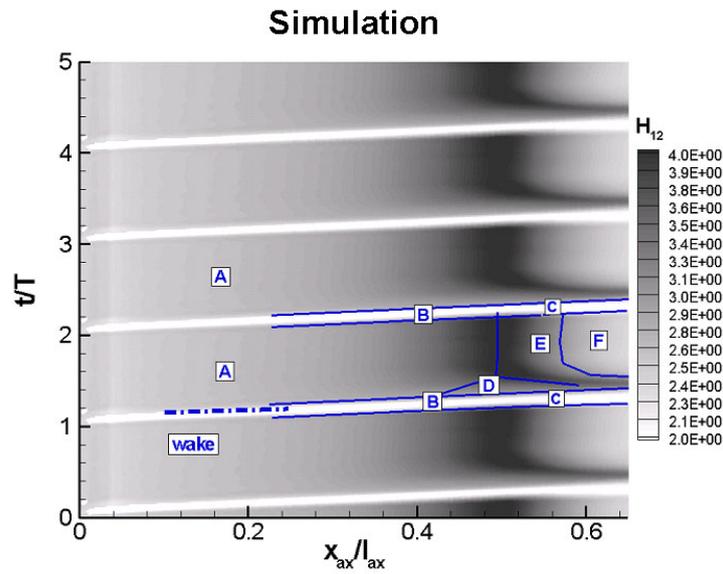


Abb. 5.21: Weg-Zeit-Diagramm der numerisch bestimmten Formfaktoren für $Ma_1 = 0.4, Re_1 = 450000$ und Stabgeschwindigkeit von 40 m/s

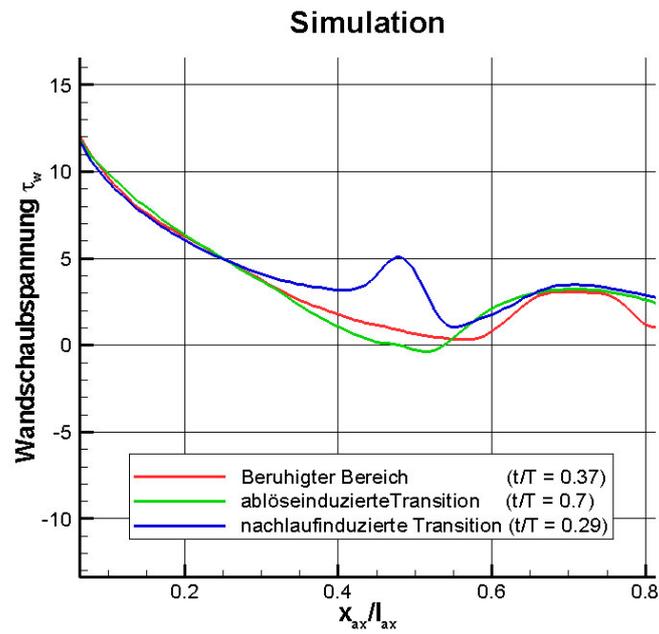


Abb. 5.22: Verlauf der Wandschubspannung für unterschiedliche Transitionsmoden für $Ma_1 = 0.4, Re_1 = 450000$

6 Überprüfung des Verfahrens Teil II – Transsonische Verdichterstufe 030

Die Untersuchungen zum ebenen Verdichtergitter V103-220 im vorausgegangen Kapitel haben gezeigt, dass die Nachlauf-Grenzschicht-Wechselwirkung bei hochbelasteten subsonischen Verdichterprofilierungen in guter Übereinstimmung mit den Messdaten wiedergegeben wird. In diesem Kapitel wird demonstriert, dass sich mit dem vorliegenden Berechnungsverfahren (Version TRACE 5.3) auch genaue Vorhersagen zum zeitgenauen Strömungsverhalten transsonischer und hochgradig dreidimensionaler Verdichterbeschaukelungen bewerkstelligen lassen.

Aus diesem Grunde wurden numerische Analysen zu der am Institut für Antriebstechnik in Köln experimentell untersuchten transsonischen Axialverdichterstufe 030 durchgeführt. Untersuchungen zum Leistungs- und Strömungsverhalten erfolgten für die 85% und 100% Charakteristik. Niedrigere Drehzahlen wurden außer Acht gelassen, da dort keine transsonischen Strömungsbedingungen vorlagen. Vergleiche zum Leistungsverhalten waren bei beiden Charakteristiken möglich, experimentelle Untersuchungen zum Strömungsverhalten (z.B. Geschwindigkeitsverteilung in der Rotorpassage) lagen jedoch nur bei Auslegungsdrehzahl vor. Die Simulationen wurden bei maximalem Wirkungsgrad, nahe der Sperrgrenze sowie nahe der Abreißgrenze durchgeführt. Von großem Interesse war jedoch auch das Strömungsverhalten beim Überschreiten der Stabilitätsgrenze. Entsprechende Strömungssimulationen sollten zeigen, ob sich das vorhergesagte Strömungsverhalten im Spaltbereich mit den Beobachtungen anderer Autoren deckt.

6.1 Versuchsaufbau transsonische Axialverdichterstufe

Die in Abbildung 6.1 dargestellte Verdichterstufe wurde bei ISO-Ansaugbedingungen für ein Totaldruckverhältnis von $\Pi = 1.51$ und einem Massenstrom von $\dot{m} = 17.3 \text{ kg/s}$ bei einer Drehzahl von 20260 U/min ausgelegt. Mit einem Rotoreintrittsdurchmesser von 400 mm ergibt sich eine maximale Blattspitzengeschwindigkeit von $U_{Tip} = 424 \text{ m/s}$. Das Nabenverhältnis beträgt $\nu = 0.5$ [11]. Die Rotorschaukelreihe setzt sich aus insgesamt 28 Schaukeln mit einer Mehrfachkreisbogen-Geometrie zusammen. Die Statorsektion besteht aus 60 Schaukeln mit NACA-65 Profilierung. Die maximale Anström-Machzahl liegt hier bei $Ma_2 = 0.76$. Weitere Daten zur Verdichterstufe können Tabelle 6.1 entnommen werden.

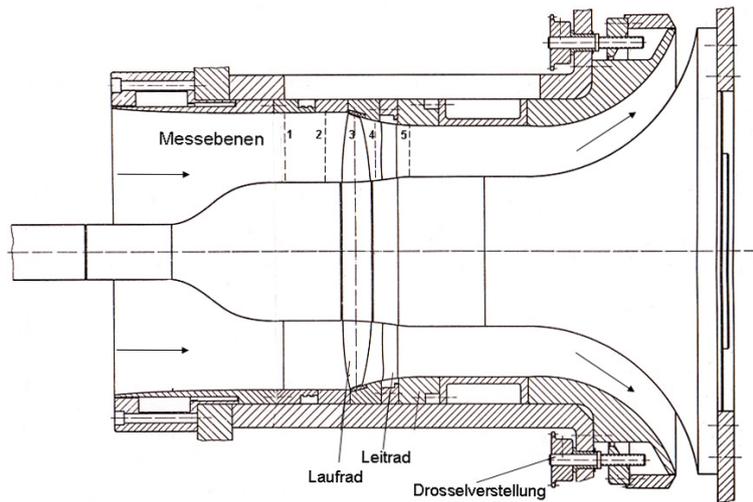


Abb. 6.1: Schnittzeichnung zur transsonischen Verdichterstufe 030 [11]

Die Messungen erfolgten bei einer in Umfangsrichtung homogenen und rein axialen Zuströmung ohne Vorleitrad [11]. Die Abströmung war ebenfalls rein axial. Traversierungen mit Drucksonden in Schaufelhöhenrichtung wurden stromauf der Verdichterstufe, im Axialspalt und stromab der Statorschaufelreihe durchgeführt (Abb. 6.2). Messungen der Temperaturverteilungen (mit Thermistoren) existieren für eine Position im Axialspalt und in der Abströmebene der Verdichterstufe. Des Weiteren wurde die Strömungsrichtung messtechnisch festgehalten. Die Bestimmung des Massenstroms erfolgte mittels einer Venturidüse.

Neben der konventionellen Messtechnik zur Bestimmung des Kennfeldes kamen auch instationäre Druckmesstechniken zur Detailanalyse der Abströmung sowie Laser-2-Fokus zur Untersuchung des Strömungsfeldes in der Rotorpassage zum Einsatz.

Das Kennfeld der Stufe 030 wurde für die Drehzahlen 55%, 70%, 85%, 92,5% und 100% festgehalten. Eine variable Drossel stromab der Verdichterstufe ermöglichte die Ansteuerung mehrerer Betriebspunkte zwischen Sperr- und Abreißgrenze.

6.2 Numerisches Rechengitter und Randbedingungen

Die numerischen Untersuchungen zur Verdichterstufe (Iseler und Niehuis, [38], [39]) basierten auf einem multiblockstrukturierten Rechengitter mit O-C-H-Topology. Der die Rotorschau-

6 Überprüfung des Verfahrens Teil II – Transsonische Verdichterstufe 030

Aerodynamische Auslegungsparameter der transsonischen Verdichterstufe

Auslegungsdrehzahl:	20260
Auslegungsmassenstrom:	17.3 kg/s
Totaldruckverhältnis:	1.51
Rotorschaukelzahl:	28
Profilmfamilie:	Multiple Circular Arc (MCA)
Blattspitzengeschwindigkeit:	424 m/s
Nabenverhältnis:	0.5
Radialer Schaufelspalt:	0.3 mm
	0.3% Schaufelhöhe
	0.51% Schaufelsehnenlänge (Tip)
Statorschaukelzahl:	60
Profilmfamilie:	NACA65/60
Mittlere Sehnenlänge:	30 mm

Tabelle 6.1: Aerodynamische Auslegungsdaten der Verdichterstufe 030 [11]

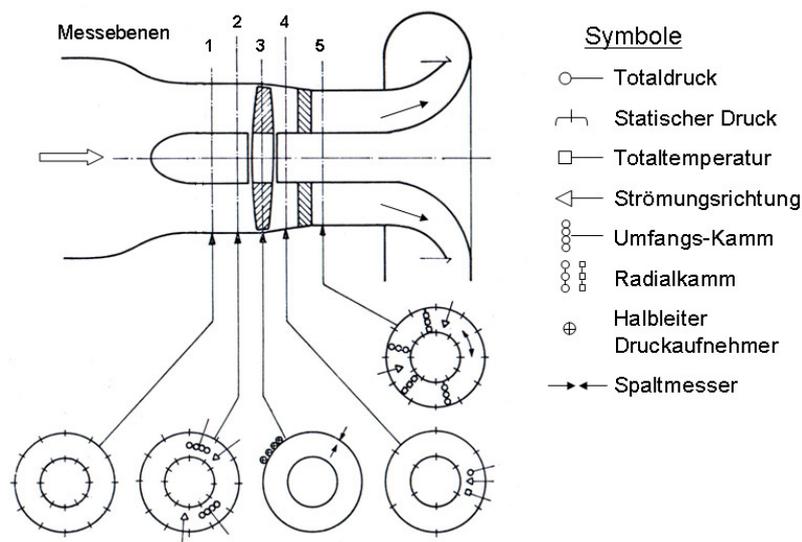


Abb. 6.2: Vorliegende Messtechnik und Messebenen im experimentellen Aufbau [11]

feloberfläche umschließende O-Block wies 232 Punkte entlang des Profils auf. Mit der hohen Elementanzahl sollte insbesondere eine realistische Wiedergabe der Stoß-Grenzschicht-Interaktion und des laminar-turbulenten Umschlags gewährleistet werden. Eine höhere Netzdichte an Vorder- und Hinterkante (Abb. 6.3) ermöglichte eine genaue Wiedergabe der Prandtl-Meyer-Expansion und des Zusammenwachsens der druck- und saugseitigen Grenzschicht. Eine Studie zeigte, dass die Vorderkante von mindestens 16 Elementen aufgelöst werden muss, um das Expansionsverhalten unabhängig von der Elementdichte zu simulieren. 31 Elemente in Wandnormalenrichtung erlaubten eine vollständige Auflösung der Grenzschicht inklusive der laminaren Unterschicht. Der von Wilcox angegebene maximale Wandabstand bei Nutzen der Low-Reynolds-Variante des $k-\omega$ -Modells von $y^+ = 2.5$ wurde im gesamten Rechengebiet eingehalten. Im Bereich des Mittenschnitts lagen die y^+ -Werte unter bzw. im Bereich von $y^+ = 1$. Das ermöglichte das Hinzuschalten des Transitionsmodells für diesen Abschnitt. Das Strömungsverhalten im Spalt wurde nicht modelliert, sondern mittels eines speziellen H-Blocks mit 11 Elementen in Schaufelhöhenrichtung numerisch direkt erfasst (Abb. 6.3 rechts). Die hohe Netzdichte am Interface-Rand (in Umfangsrichtung) bezweckte eine numerisch korrekte Übergabe des vollturbulenten Nachlaufs vom rotierenden in das ruhende Rechengebiet.

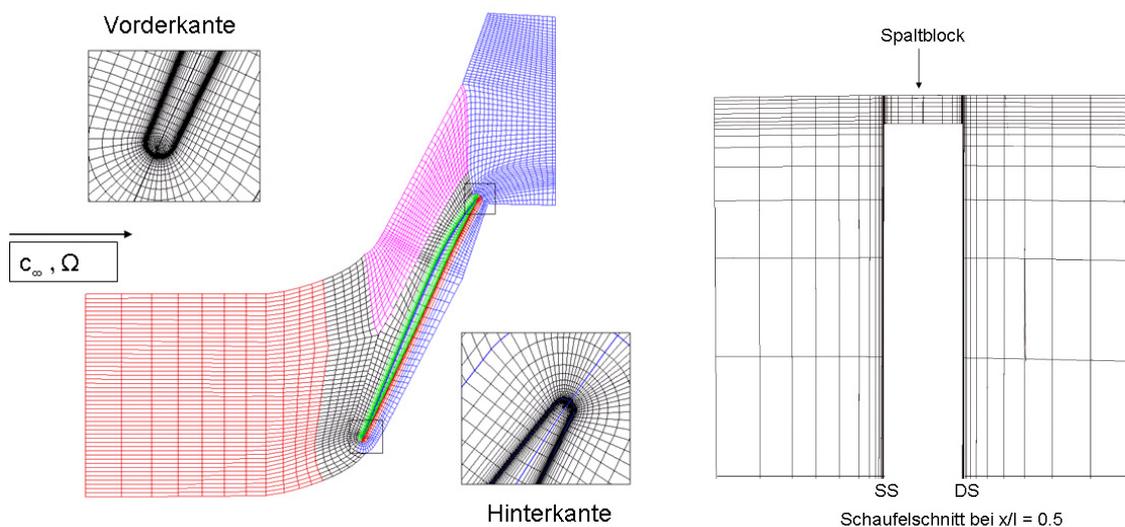


Abb. 6.3: Numerisches Rechengitter für Rotorschaukelreihe inklusive Gehäusespalt (rechts)

Das Teilgebiet der Statorschaufelreihe weist in axialer Richtung eine geringere Netzauflösung auf, da hier überwiegend subsonische Strömungszustände vorliegen. Nichtsdestotrotz wurde für den O-Block mit 140 Elementen eine adäquate Auflösung gewählt, um den Einfluss der Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion wirklichkeitsnah zu simulieren. In Wandnormalenrichtung liegt für den Grenzschichtblock die gleiche Elementanzahl vor wie beim rotierenden Netzteil.

6 Überprüfung des Verfahrens Teil II – Transsonische Verdichterstufe 030

Das Rechenetz für die Verdichterstufe enthält 65 Elemente in Schaufelhöhenrichtung. Die Auflösung im Bereich von Nabe und Gehäuse ist so gewählt, dass eine Simulation des Grenzschichtverhaltens unter Verwendung der Wandfunktion möglich ist.

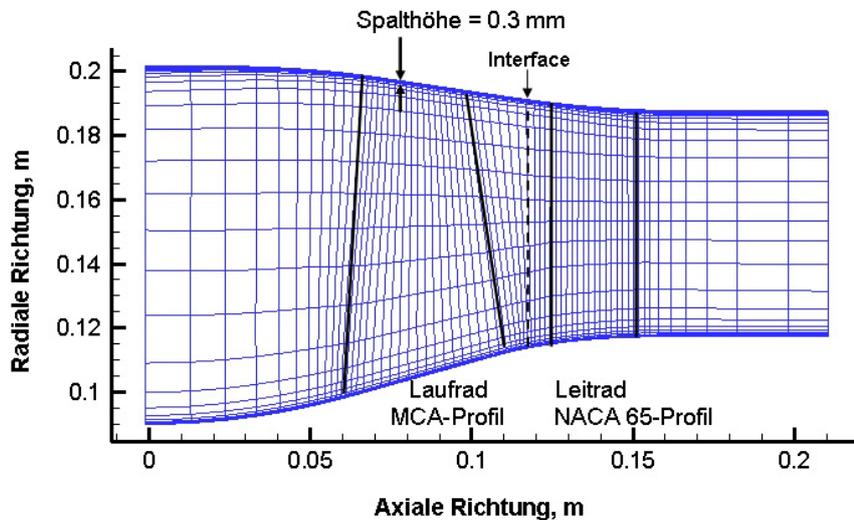


Abb. 6.4: Axiale Erstreckung des Rechengebiets für Axialverdichterstufe 030

Der Einströmrand des Rechengebiets ist identisch mit der Messposition der Kammsonde. Dementsprechend kann das gemessene Totaldruckprofil direkt als Eintrittsrandbedingung definiert werden. Die Totaltemperatur und der Zuströmwinkel (rein axiale Zuströmung) werden in Schaufelhöhenrichtung als konstant angenommen. Der Ausströmrand befindet sich weit stromab der Statorhinterkante, um eine möglichst geringe Einflussnahme der Randbedingung auf die Verdichterströmung zuzulassen (Abb. 6.4). Als Randbedingungsgröße wird der am Gehäuse gemessene statische Druck gewählt. Die radiale Verteilung der Druckwerte ergibt sich anschließend auf Basis des radialen Gleichgewichts.

Die instationären Simulationen erfolgten unter Ausnutzen der Skalierungsmethode. So wurde eine Konfiguration aus 28 Rotor- und 56 Statorschaufeln angenommen. Eine Abweichung von 4 Statorschaufeln im Vergleich zur realen Statorschaufelreihe wurde als hinnehmbar eingestuft. Die Annahme von periodischen Strömungsbedingungen in Umfangsrichtung ermöglichte eine Reduzierung auf eine Rotor- und zwei Statorschaufeln. Das so erhaltene Rechengitter besitzt insgesamt 1,6 Millionen Netzelemente. Eine dreidimensionale Ansicht der simulierten Verdichterstufe ist Abbildung 6.5 zu entnehmen.

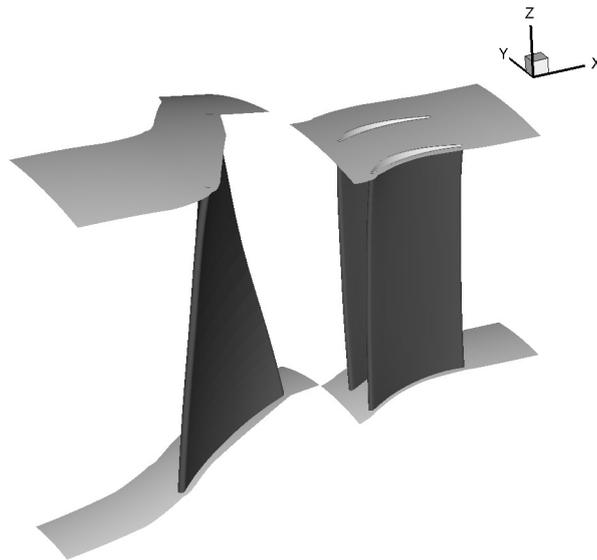


Abb. 6.5: Dreidimensionale Ansicht des Rechengebiets der Axialverdichterstufe 030

6.3 Simulation des Betriebsverhaltens der Verdichterstufe – Vergleich mit Messdaten

Zur numerischen Reproduktion der gemessenen Charakteristik von Sperr- bis Abreißgrenze wurden zunächst stationäre Simulationen herangezogen. Die strömungsspezifische Kopplung zwischen Rotor- und Statorschaufelreihe erfolgt hier durch den Austausch umfangsgemittelter Flussgrößen (Mixing-Plane-Ansatz). Da bei stationären Simulationen (unter der Annahme periodischer Randbedingungen) ausschließlich eine Passage pro Schaufelreihe betrachtet werden muss, ist der numerische und zeitliche Aufwand für solche Untersuchungen zumeist überschaubar. Bei dem vorliegenden Rechengitter ergab sich damit pro Betriebspunkt eine Rechenzeit von weniger als 12 Stunden. Zwar stellt das Mixing-Plane-Konzept eine starke Vereinfachung der Realität dar, nichtsdestotrotz kann auf diesem Wege eine hinreichend genaue Vorhersage des Betriebsverhalten bewerkstelligt werden.

Für ausgewählte Betriebspunkte wurden im Anschluss transiente Simulationen durchgeführt. Die zeitgenaue Kopplung zwischen rotierenden und stehenden Teilen basiert hierbei auf dem Zonal-Approach (Yang [97]-[99]). Dieses Verfahren ermöglicht einen konservativen Austausch der Strömungsgrößen am Kopplungsrand. Die räumliche und zeitliche Diskretisierung war bei allen Simulationen von zweiter Ordnung.

Eine quantitativ gute Auflösung des Schaufeldurchgangs erforderte die Vorgabe von 128 physi-

kalischen Zeitschritten. Eine zeitliche Mittelung der zu jedem Zeitschritt existierenden numerischen Ergebnisse ermöglicht schließlich die Vergleichbarkeit mit den Messdaten.

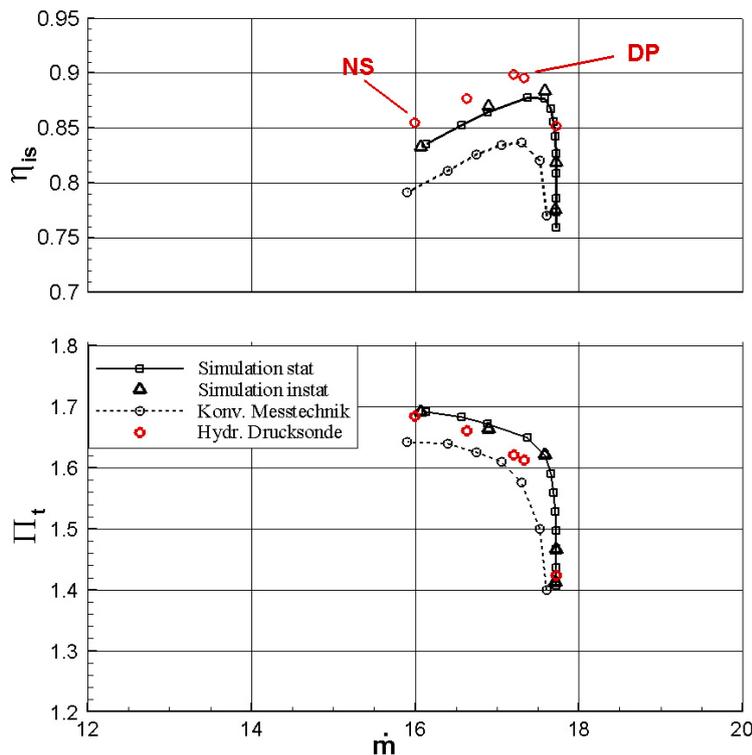


Abb. 6.6: Experimentell und numerische bestimmte 100% Charakteristik

Abbildung 6.6 zeigt die aus Messdaten und Simulationsdaten gewonnene Charakteristik bei Auslegungsdrehzahl. Hinsichtlich der experimentellen Daten ist zwischen Ergebnissen zu unterscheiden, welche entweder mit konventioneller Messtechnik (siehe Abb. 6.2), oder aber mit Hilfe von hydraulischen Drucksonden (siehe [60]) und Lasermessungen (L2F) erzielt wurden (rote Symbole). Die Darstellung macht deutlich, dass die auf Basis der hydraulischen Drucksonden erhaltenen Druckverhältnisse für mittlere und kleine Massenströme stets größer sind. Da das Druckverhältnis nichtlinear in die Gleichung des isentropen Wirkungsgrads eingeht, ergeben sich bei gleichen Temperaturwerten signifikante Unterschiede für η_{is} . Diese betragen bei mittleren und kleinen Massenströmen mehr als fünf Prozent.

Die aus den stationären Simulationen gewonnenen Werte für den isentropen Wirkungsgrad η_{is} liegen sowohl im Auslegungspunkt (DP) als auch nahe der Abreißgrenze (NS) zwischen den beiden Messkurven. Nichtsdestotrotz ist der qualitative Verlauf der Charakteristik in allen drei

Fällen sehr ähnlich. Die aus den Simulationen hervorgehende Abreißgrenze liegt bei geringfügig größeren Massenströmen. Simulierter und gemessener Sperrmassenstrom sind ebenfalls nahezu identisch. Die aus den instationären Simulationsergebnissen gewonnenen Werte für den Wirkungsgrad weichen insgesamt nur im geringen Maße von den stationären Daten ab. Im Auslegungspunkt ergibt sich mit einem Plus von 0.7% der deutlichste Unterschied zwischen stationärer und transients Berechnung. Im Vergleich zur Kennfeldmesstechnik ist ein deutlich größerer (fast 5%) maximaler Wirkungsgrad zu beobachten. Bei einem Vergleich mit den Resultaten der Alternativmesstechnik bleiben die Unterschiede unter 2%. Nahe der Abreißgrenze ergibt sich mit einem $\Delta\eta_{is}$ von 4.5% bzw. 2% bzw. ein sehr ähnliches Bild.

Hinsichtlich des Totaldruckverhältnisses ist eine gute Übereinstimmung zwischen den Simulationsergebnissen und den Messwerten der hydraulischen Drucksonde erkennbar. Aufgrund eines überschätzten Massenstroms im Bereich des Auslegungspunkts weicht die aus den Simulationen resultierende Druckkurve leicht von dem experimentell bestimmten Verlauf ab. Nahe der Abreißgrenze sind sehr ähnliche Druckwerte zu beobachten. Das mit Pitot-Sonden bestimmte Druckverhältnis liegt sowohl im Auslegungspunkt als auch nahe der Abreißgrenze deutlich unter dem aus der Numerik abgeleiteten Niveau (3% Abweichung nahe der Abreißgrenze). Nichtsdestotrotz wird der Druckaufbau an der Sperrgrenze in sehr guter Übereinstimmung mit der Messtechnik wiedergegeben.

Neben den in radialer und in Umfangsrichtung gemittelten Messdaten liegen auch umfangsgemittelte Radialprofile vor. Abbildung 6.7 zeigt die Verteilungen des Totaldruckverhältnisses und der Totaltemperatur stromab der Verdichterstufe bei $x/l = 0.55$ m für maximalen Wirkungsgrad und nahe der Abreißgrenze, jeweils bei Auslegungsdrehzahl.

Messungen des Totaldrucks erfolgten sowohl mit Druckkämmen als auch unter Verwendung von hydraulischen Drucksonden. Die Messungen zeigen bei maximalem Wirkungsgrad ein bis zum Mittenschnitt nahezu konstant bleibendes Totaldruckverhältnis. Zwischen 50% und 90% ist eine kontinuierliche Zunahme des Verhältnisses zu beobachten. In Gehäusenähe kommt es aufgrund der Spalt- und Profilverluste zu einem deutlichen Rückgang der Druckwerte. Der mit den zwei Messsystemen erhaltene Verlauf ist insgesamt ähnlich, dennoch werden mit den hydraulischen Drucksonden zwischen 40% und 60% radiale Höhe sowie in der Nähe der Schaufelspitze bis zu 2% höhere Werte erreicht. Die stationären Simulationen geben den qualitativen Verlauf der Verteilung zufriedenstellend wieder. Nichtsdestotrotz liegen zwischen 20% und 50% Schaufelhöhe um bis zu 2.5% höhere Werte vor. Möglicherweise wird die verlustgenerierende Interaktion aus Stoß und Grenzschicht für die ersten 50% der Sehnenlänge (Stoßposition wandert auf der Saugseite mit zunehmender Schaufelhöhe von der Vorder- zur Hinterkante) abweichend von den tatsächlich vorliegenden Strömungsbedingungen vorhergesagt. Oberhalb von 60% Schaufelhöhe ist eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung zu beobachten.

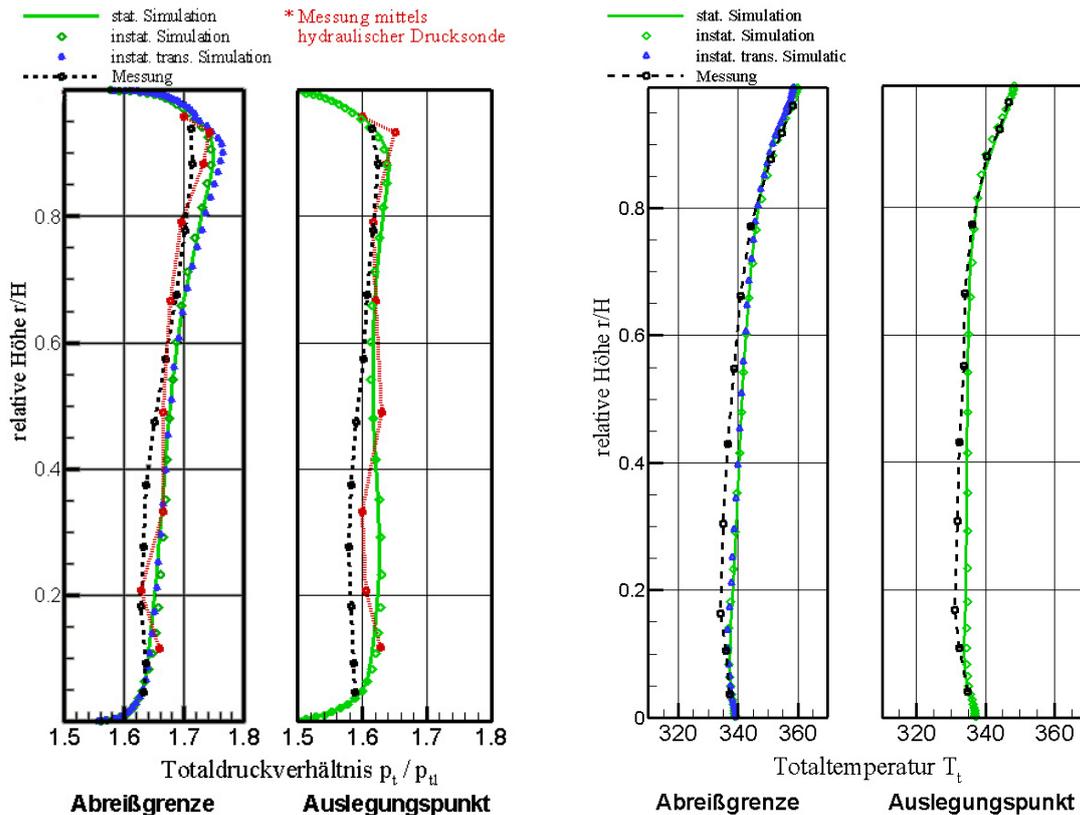


Abb. 6.7: Radialprofile für Totaldruckverhältnis und Totaltemperatur bei Auslegungsdrehzahl

Wie Abbildung 6.7 weiterhin zu entnehmen ist, weichen die Ergebnisse der zeitgenauen Simulationen (grüne Symbole) nur geringfügig von den stationären Resultaten ab. Auch nahe der Abreißgrenze sind nur minimale Unterschiede zwischen der stationären und instationären Simulation zu erkennen. Bei Zuschalten des Transitionsmodells (im transienten Modus) liegt zwischen 80% und 90% radialer Höhe eine stärkere Zunahme des Druckverhältnisses vor. Höchstwahrscheinlich überwiegt in diesem Bereich der positive Effekt der langen laminaren Lauflänge den verlustbringenden Effekt der laminaren Ablösung auf der Profilsaugseite.

Obwohl die Ergebnisse der transitionalen Simulation das Strömungsverhalten besser wiedergeben sollten, treten in diesem Falle größere Unterschiede zur Messung auf. Mit maximal 2% Abweichung liegt jedoch eine zufriedenstellende Reproduktion des Druckaufbaus in der Verdichterstufe vor. Sowohl der starke Anstieg des Verhältnisses für radiale Höhen oberhalb des Mittenschnitts, als auch der Ort des maximalen Druckverhältnisses werden vergleichbar zur Messung wiedergegeben.

Die Radialprofile der Totaltemperatur weisen für die Auslegungsdrehzahl bei beiden Betriebs-

punkten eine gute Übereinstimmung auf. So lassen Simulation und Messung bei Auslegungsbedingungen außerhalb der Gehäuse- bzw. Nabengrenzschicht auf eine nahezu konstante Totaltemperatur schließen. Auch der moderate Anstieg zwischen 20% und 80% radialer Höhe nahe der Abreißgrenze wird entsprechend der Messungen vorhergesagt. Die Abweichungen der numerischen Ergebnisse liegen im gesamten Bereich unter 1.5% ($< 4.5 K$). In Gehäusenähe sind nahezu keine Unterschiede zwischen numerischen und experimentellen Daten feststellbar.

Neben dem Leistungsverhalten wurde auch das Strömungsverhalten experimentell untersucht. L2F-Messungen in der Rotorschaukelreihe ermöglichten die Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung in der Schaufelpassage in unterschiedlichen Höhen. Im folgenden werden die Machzahlverteilungen bei maximalem Wirkungsgrad sowie nahe der Abreißgrenze, jeweils bei Auslegungsdrehzahl, dargestellt.

Abbildung 6.8 und 6.9 zeigen die Machzahlverteilung bei maximalem isentropen Wirkungsgrad η_{is} in 69% und 89% radiale Höhe. Den Darstellungen ist zu entnehmen, dass das Strömungsverhalten der Rotorschaukel hier in guter Übereinstimmung mit den Messdaten vorhergesagt wird. So liegen in der Zuströmebene, im Schaufelkanal sowie im Axialspalt vergleichbare Geschwindigkeitswerte vor. Zudem werden Prandtl-Meyer Expansion, Stoßposition, -Form und -Intensität in sehr ähnlicher Weise wiedergegeben. Das Stoßsystem setzt sich sowohl bei 69% als auch bei 89% aus einem schrägen Bugstoß und einem senkrechten Kanalstoß, welcher die Strömung in den Unterschall führt, zusammen. Die aus den experimentellen und numerischen Ergebnissen hervorgehenden Iso-Machlinien deuten bei 69% radialer Höhe auf einen intensiven Bugstoß und einen schwachen Kanalstoß hin. Nahe der Profilsaugseite weist der Bugstoß eine geringere Krümmung auf. Dies ist auf die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung zurückzuführen, welche ein Anwachsen der Grenzschicht und letztlich auch eine Beeinflussung der Stoßkrümmung bewirkt.

Nahe der Schaufelspitze (89%-Schnitt) liegt ein überwiegend stark gekrümmter Bugstoß vor. Der Kanalstoß hat im Vergleich zu 69% radiale Höhe deutlich an Intensität gewonnen – insbesondere nahe der Profildruckseite. Als Konsequenz des stark gekrümmten Bugstoßes ergibt sich eine sukzessive Annäherung beider Stoßtypen in der Blade-to-Blade-Ebene, von der Profildruckseite in Richtung der Saugseite der Nachbarschaukel. Ein verlustreiches Zusammenwachsen von Bug- und Kanalstoß an der Profilsaugseite kann jedoch weder den numerischen noch den experimentellen Daten entnommen werden. Nichtsdestotrotz wächst die saugseitige Grenzschicht aufgrund des starken Bugstoßes verlustbehaftet an. Der große Abstand zwischen Bug- und Kanalstoß an der Profildruckseite führt zu einer signifikanten Strömungsbeschleunigung zwischen Vorderkante und Passagestoß und damit zu hohen Vorstoß-Machzahlen ($Ma_{rel} > 1.2$).

Ein Androsseln des Verdichters geht einher mit einem Stromaufwandern und einem Aufrichten des Stoßsystems. Der druckseitige Bugstoß und der Passagestoß verschmelzen unter diesen Bedingungen zu einem intensiven senkrechten Stoß. Folglich kommt es zu nahe der Abreißgrenze zu einer starken Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung verbunden mit einer laminaren Ablöseblase (Ablösung wurde anhand der Verteilung des Reibungsbeiwerts c_f detektiert). Der saugseitige Ast des Bugstoßes ist bei 69% Schaufelhöhe (Abb. 6.10) nur schwach gekrümmt: Grund hierfür ist der große Abstand des Bugstoßes zur Vorderkante: Dies minimiert ein Abschwächen des Stoßes durch die von der Saugseite ausgehenden Charakteristiken. Die Vorstoß-Machzahlen erreichen bei 69% radiale Höhe Werte von bis zu $Ma_{rel} = 1.3$. Durch das Stromabwandern des Stoßsystems mit zunehmender Schaufelhöhe kommt es nahe der Schaufelspitze (Abb. 6.11) zu einer noch intensiveren Expansion, verbunden mit Vorstoß-Machzahlen von $Ma_{rel} = 1.4$. Die numerischen Ergebnisse weisen auch nahe der Abreißgrenze eine gute Übereinstimmung mit den Messdaten auf. Das aus den numerischen und experimentellen Datensätzen hervorgehende Geschwindigkeitsniveau sowie Stoßposition und –Krümmung liegen in sehr ähnlicher Form vor.

Signifikante Strömungsverluste treten auch an der zweiten Betriebsgrenze, der Sperrgrenze auf. Infolge der hohen Axialgeschwindigkeiten weist die Rotorzuströmung bei diesem Betriebspunkt eine negative Inzidenz auf. Dies resultiert in einer überwiegend supersonischen Kanalströmung und führt zur Ausbildung eines komplexen und verlustbehafteten Stoßsystems an der Rotorschaukel. Abbildung 6.12 dokumentiert die aus numerischen Ergebnissen gewonnene Machzahlverteilung bei 68% und 89% Schaufelhöhe.

Vergleichbare Messergebnisse liegen für diesen Betriebspunkt zwar nicht vor – aufgrund der guten Übereinstimmung von gemessenen und simulierten Leistungsdaten an der Sperrgrenze kann jedoch davon ausgegangen werden, dass das Strömungsverhalten realistisch wiedergegeben wird.

6 Überprüfung des Verfahrens Teil II – Transsonische Verdichterstufe 030

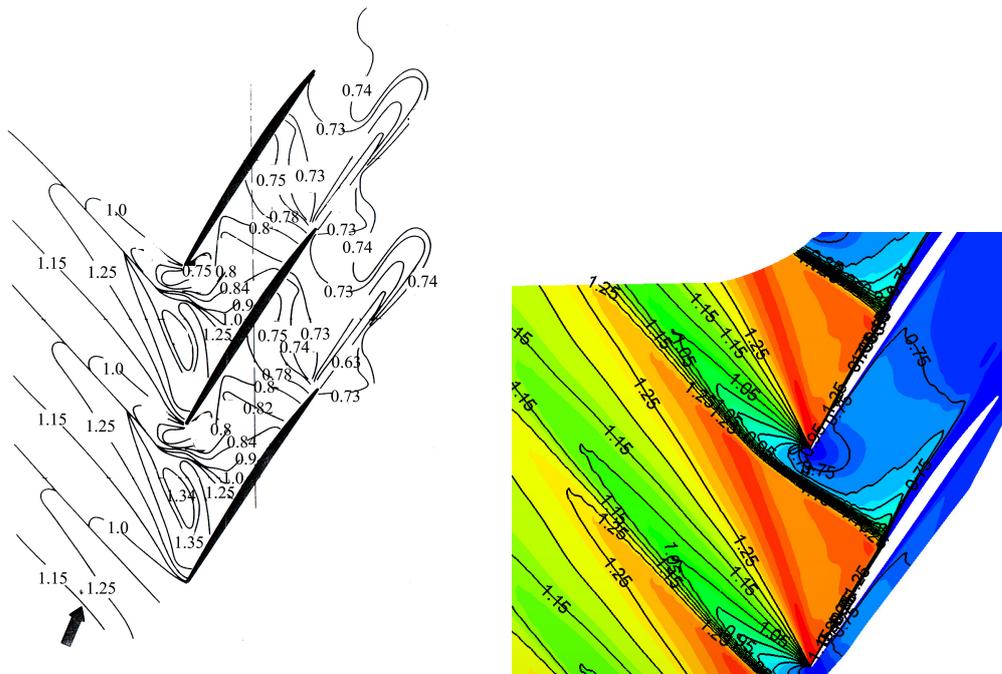


Abb. 6.10: Machzahlverteilung nahe der Abreißgrenze in 69% radiale Höhe

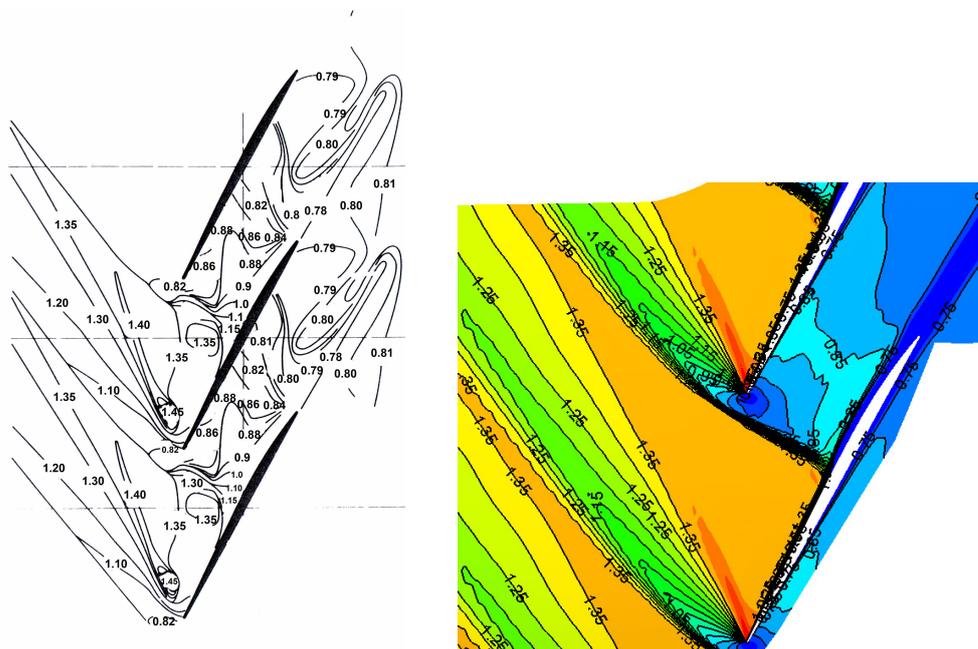


Abb. 6.11: Machzahlverteilung nahe der Abreißgrenze in 89% radiale Höhe

Wie auch im Auslegungspunkt, setzt sich das Stoßsystem bei 69% Schaufelhöhe aus einem schrägen Bugstoß und einem abschließenden senkrechten Kanalstoß zusammen. Nichtsdestotrotz ist der Normalstoß im Vergleich zu Auslegungspunkt deutlich stromab verschoben und tritt nahe der Hinterkante in Erscheinung. Die Interaktion von Bugstoß und saugseitiger Grenzschicht führt zu einem Anwachsen derselbigen. Eine Beschleunigung des Fluids stromab des Bugstoßes – bedingt durch den divergenten Verlauf des Schaufelkanals – lässt diese jedoch wieder kleiner werden. Der Normalstoß an der Schaufelhinterkante bewirkt neben der Überführung der Strömung in den Unterschall ein erneutes Anwachsen der Scherströmung.

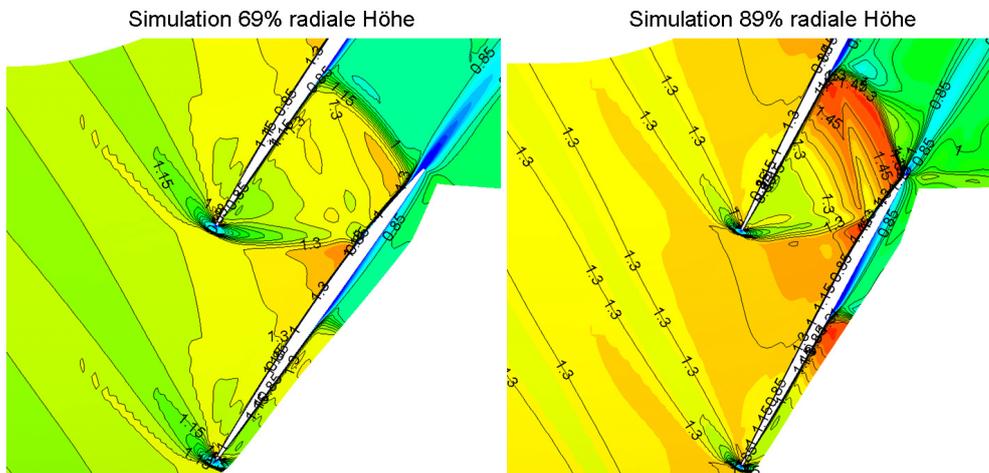


Abb. 6.12: Machzahlverteilung an der Sperrgrenze für 69% und 89% radiale Höhe

Bei 89% Schaufelhöhe liegt ein deutlich komplexeres Stoßsystem vor: So hat der Bugstoß nicht nur ein lokales Aufdicken der Grenzschicht zu Folge – vielmehr wird er an der Grenzschicht reflektiert und bewirkt somit weiter stromab eine erneute Strömungsverzögerung. Der abschließende senkrechte Kanalstoß tritt in Form eines λ -Stoßes in Erscheinung. Der Übergang in den Unterschall vollzieht sich dabei erst stromab der Schaufelhinterkante. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, interagiert der Normalstoß intensiv mit der wandnahen Strömung der Profildruckseite. Vorstoß-Machzahlen von mehr als $Ma_{rel} = 1.4$ bewirken ein lokales Ablösen der Grenzschicht (siehe auch Abb 6.13). Als Konsequenz weist die druckseitige Grenzschicht stromab der Stoßposition ein Vielfaches seiner saugseitigen Ausdehnung auf.

Abbildung 6.13 zeigt den Verlauf der Wandstromlinien von Saug- und Druckseite an der Sperrgrenze. Zur besseren Identifizierung der Stoßpositionen ist zudem die isentrope Machzahlverteilung Ma_{is} aufgetragen. Sowohl die saugseitige, als auch die druckseitige Grenzschichtablösung – jeweils bedingt durch die Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung – kann der Darstellung entnommen werden. Es fällt auf, dass im Hinterkantenbereich der Profilsaugseite eine signifikante Sekundärströmungsaktivität vorliegt. Die linke Abbildung verdeutlicht auch, dass Bug- und Kanalstoß mit zunehmender radialer Erstreckung in Richtung Hinterkante wandern. Dieses (profil-

bedingte) Stromabwandern des Stoßes bewirkt, dass auch im Schaufelspitzenbereich eine überwiegend anliegende Strömung vorliegt.

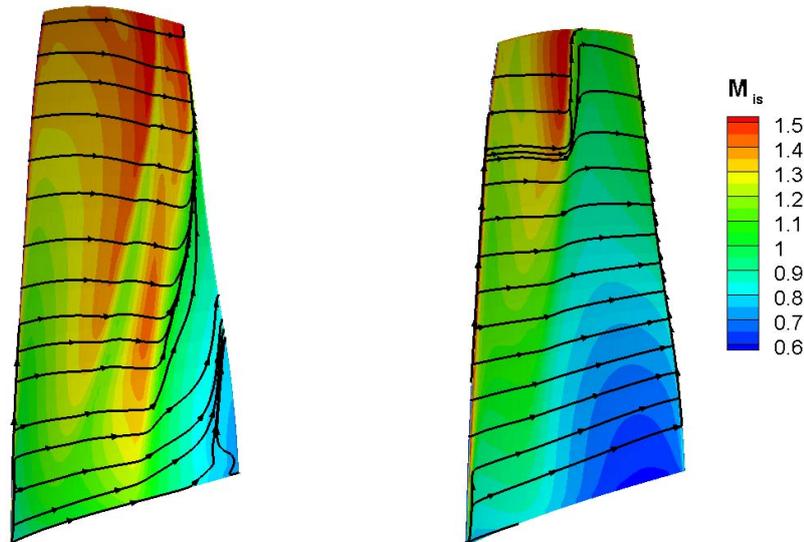


Abb. 6.13: Isentrope Machzahlverteilung für Saugseite (links) und Druckseite an der Sperrgrenze

Abbildung 6.14 dokumentiert die radiale Erstreckung des Stoßsystems im Auslegungspunkt und nahe der Abreißgrenze: Dargestellt ist die Machzahlverteilung an der Profilsaugseite. Zur Visualisierung der Stoßposition wurden zusätzlich Iso-Machlinien für die Werte 0,9, 1,0 und 1,1 eingetragen. Für beide Betriebspunkte liegt ein überwiegend schiefes Stoßsystem (in Schaufelhöhenrichtung) vor. Nur an der Gehäusewand ist – unabhängig vom Betriebspunkt – ein Übergang zu einem Normalstoß festzustellen. Das Vorhandensein einer senkrechten Stoßfront an der Gehäusewand deckt sich mit den Beobachtungen von Denton [9]. In seiner Veröffentlichung konstatiert Denton, dass eine Stoßreflektion an der Gehäusewand – dies entspräche dem Alternativszenario – je nach Stoßwinkel und Zuström-Machzahl, prinzipiell nicht auszuschließen ist. In der Praxis trifft der Stoß jedoch stets senkrecht auf die Gehäusewand.

Das linke Bild bestätigt, dass bei maximalem Wirkungsgrad der Abstand zwischen Stoßwelle und Kanalstoß mit zunehmender Schaufelhöhe kleiner wird. Nahe der Abreißgrenze ist ein nahezu gerader Verlauf der Stoßfront detektierbar. Die farbliche Darstellung verdeutlicht, dass über die gesamte Schaufelhöhe ein intensiver Stoß vorliegt, welcher die Strömung innerhalb kürzester Distanz in den Unterschall überführt.

Der Vergleich von numerischen und experimentellen Ergebnissen hat gezeigt, dass das Strömungs-

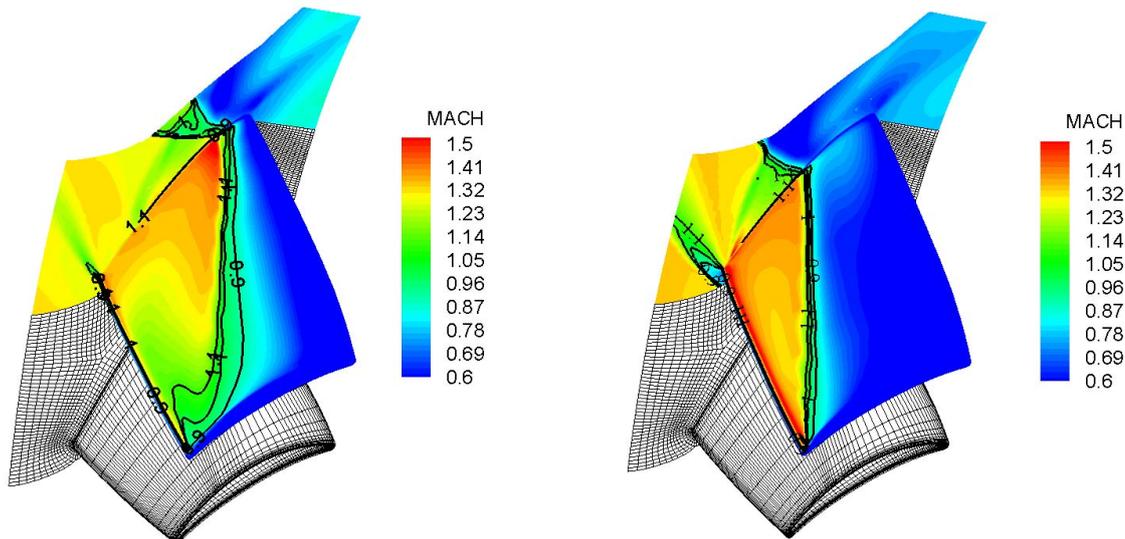


Abb. 6.14: Radiale Erstreckung des Stoßsystems bei maximalem Wirkungsgrad (links) und nahe der Abreißgrenze

und Leistungsverhalten der untersuchten Verdichterstufe mit dem verwendeten Rechenverfahren gut wiedergegeben wird. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass transiente Strömungsphänomene wie die Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion bzw. die Stoß-Grenzschicht-Interaktion wirklichkeitsnah vorhergesagt werden. Diese Erkenntnis dient als Grundlage für die folgenden Untersuchungen. So wird im anschließenden Unterkapitel auf das periodisch instationäre Strömungsverhalten der Statorschaufelreihe eingegangen. Im Vordergrund steht hierbei der Einfluss der Nachlaufströmung auf das saugseitige Grenzschichtverhalten. Das nachfolgende Unterkapitel befasst sich mit dem Spaltwirbelverhalten in Abhängigkeit von der aerodynamischen Belastung. Die vorliegenden Ergebnisse dokumentieren, wie sich das instationäre Spaltwirbelverhalten bei Annäherung an die Stabilitätsgrenze ändert, und welchen Beitrag der Spaltwirbel zum Auslösen einer rotierenden Ablösung leistet. Das abschließende Unterkapitel zeigt anhand von Ergebnissen zu Vollkranz-Simulationen, wie sich eine Totaldruck-Einlaufstörung auf das Betriebs- und Strömungsverhalten einer transsonischen Verdichterstufe auswirkt.

6.4 Simulation des Betriebsverhaltens der Verdichterstufe – Statorströmung

Die Strömung der Statorschaufelreihe ist gekennzeichnet durch periodisch instationäre Nachlauf-Grenzschicht-Interaktionen und zusätzlich durch Stoß-Grenzschicht-Interaktionen bei Betriebspunkten nahe der Sperrgrenze. An den Betriebsgrenzen ist zudem eine intensive Sekundärströmung zugegen, welche die Strömungsverluste weiter ansteigen lässt.

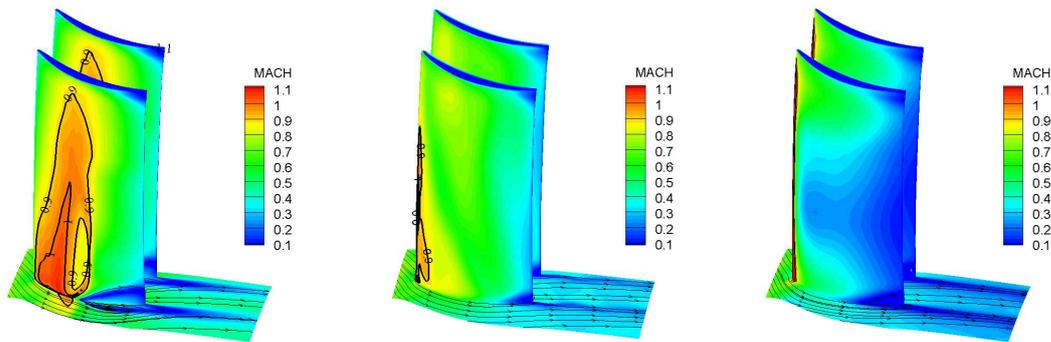


Abb. 6.15: Saugseitige Machzahlverteilung nahe der Sperrgrenze (links), bei maximalem Wirkungsgrad (mittig) und nahe der Abreißgrenze

Abbildung 6.15 zeigt die Machzahl-Verteilung nahe der Profilsaugseite für unterschiedliche Massenströme. Die linke Darstellung repräsentiert das Strömungsverhalten an der Sperrgrenze. Die Machzahlen erreichen hier zwischen Nabe und Mittenschnitt Werte von deutlich mehr als $Ma = 1.0$. Da die Statorschaufeln eine NACA-65 Profilierung aufweisen und daher für eine Unterschallströmung konzipiert sind, kommt es nahe der Sperrgrenze bei kleinen Schaufelhöhen zu einer verlustreichen Stoß-Grenzschicht-Interaktion (siehe Abb. 6.19).

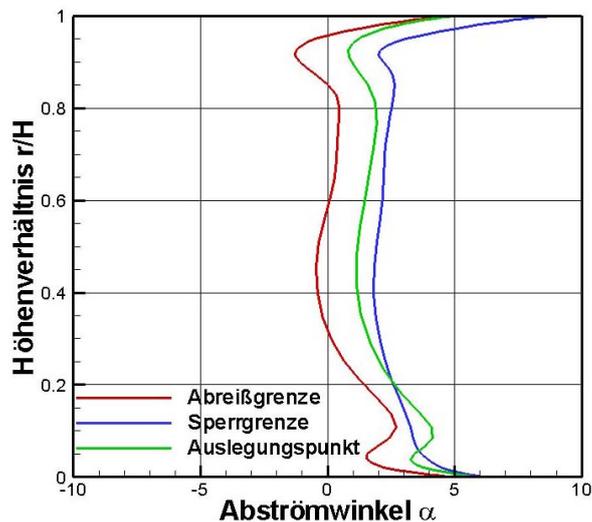


Abb. 6.16: Abströmwinkel für unterschiedliche Betriebspunkte

Im Auslegungspunkt werden nur im Vorderkantenbereich Machzahlen $Ma > 1.0$ erreicht. Die Statorströmung ist hier vollständig anliegend. Der große Inzidenzwinkel der Zuströmung nahe

der Abreißgrenze führt bei mittleren Schaufelhöhen im Vorderkantenbereich zu einer großen laminaren Ablöseblase. Die Machzahlen liegen hier weitgehend unter $Ma = 0.25$. Nichtsdestotrotz ist die Abströmung bei diesem Betriebspunkt nahezu drallfrei, wie Abbildung 6.16 entnommen werden kann. Bei größeren Massenströmen liegen die Abströmwinkel überwiegend zwischen 2° und 4° .

6.4.1 Strömungsverhalten an der Sperrgrenze

Wie eingangs angedeutet, ist das Strömungsverhalten an den Betriebsgrenzen durch eine signifikante Sekundärströmung geprägt. An der Sperrgrenze liegt im Hinterkantenbereich ein stark ausgebildeter Eckenwirbel (corner stall) sowie eine Wandablösung (wall stall) vor. Daraus resultiert ein signifikantes dreidimensionales Ablösegebiet, wie anhand der linken Darstellung von Abb. 6.17 deutlich wird. Dieses Gebiet ist begrenzt durch die Isofläche mit der Axialgeschwindigkeit $u = 0$.

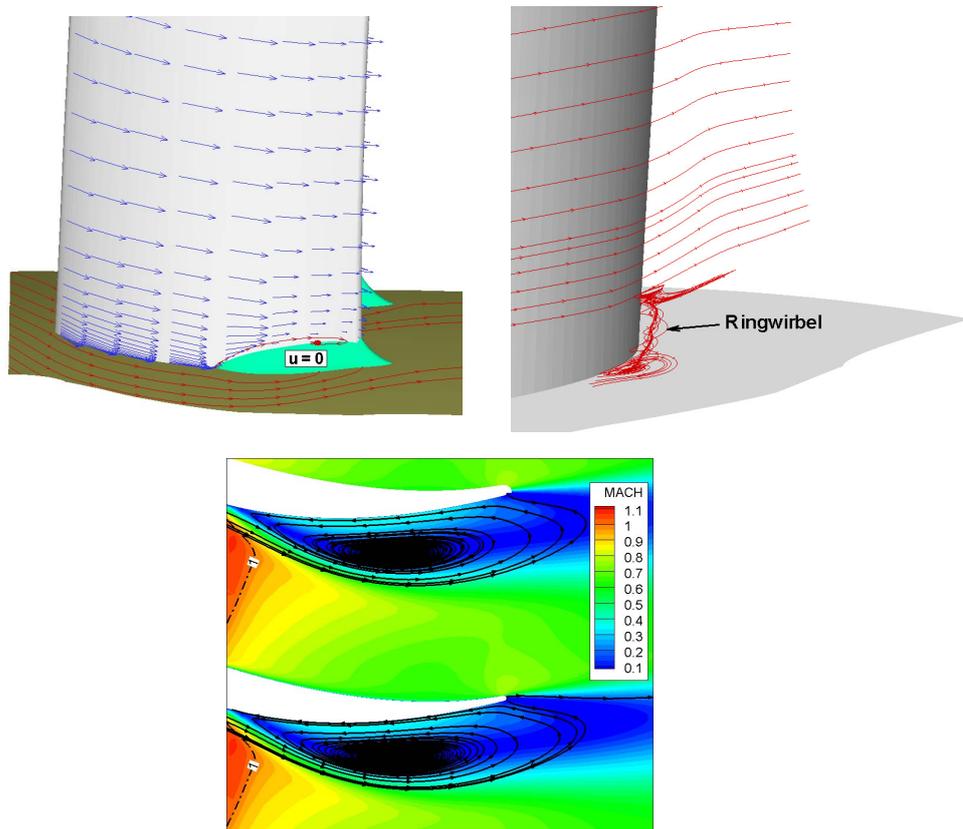


Abb. 6.17: Strömungsverhalten an der Nabenwand für Betriebspunkt nahe der Sperrgrenze inkl. Ringwirbel

In Übereinstimmung mit den Untersuchungen von Weber et al. [90] zu einem transsonischen ebenen Verdichtergitter ergibt sich innerhalb des Eckenwirbelbereichs zudem ein stromab geneigter Ringwirbel, welcher sich mit zunehmender Lauflänge der Statorhinterkante nähert. Der Wirbel trifft jedoch nicht auf die Profilloberfläche, wie es auch die experimentellen Ergebnisse zu der von Weber untersuchten Verdichterkaskade belegen.

Die untere Darstellung von Abb. 6.17 zeigt das Ablösegebiet der Profilströmung bei 1.2% radialer Höhe. Aufgrund der starken Einwirkung von Verdichtungsstoß und Sekundärströmung in Nabennähe weist dieses Gebiet hier seine maximale Ausdehnung auf. Nahe der Abreißgrenze ist zwar an gleicher Stelle ebenfalls ein dreidimensionales Ablösegebiet vorhanden (nicht dargestellt), dessen Umfang ist jedoch bedeutend kleiner. Ein Ringwirbel in vergleichbarer Form ist bei kleinen Massenströmen nicht anzutreffen.

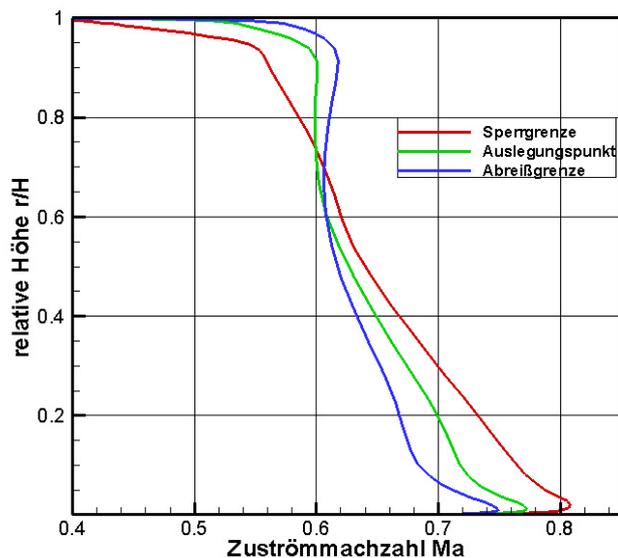


Abb. 6.18: Zuströmmachzahl für Statorschaufelreihe abhängig vom Betriebspunkt

Die Verteilung der Zuström-Machzahl bei unterschiedlichen Massenströmen veranschaulicht Abbildung 6.18. An der Sperrgrenze (rote Kurve) liegen die Machzahlen für fast 30% der Schaufelhöhe oberhalb von $Ma = 0.7$. In Nabennähe werden sogar Zuström-Machzahlen von mehr als $Ma = 0.8$ erreicht. In Kombination mit dem Zuströmwinkel ergibt sich damit auf der Profilsaugseite ein Überschallgebiet, welches teilweise mehr als 20% der Sehnenlänge abdeckt.

Mit Zuström-Reynoldszahlen von ca. $Re = 650000$ liegen damit an der Sperrgrenze bei 20% radialer Höhe ähnliche Randbedingungen vor, wie bei Hilgenfeld [22]. So wurde von Hilgen-

feld das Grenzschichtverhalten einer NACA-65 Profilierung bei Zuström-Machzahlen von $Ma = 0.79$ bzw. 0.83 und Reynoldszahlen von $Re = 450000$ bzw. 900000 untersucht. Abbildung 6.19 zeigt für die betrachtete Statorschaufelreihe die Darstellung des Dichtegradienten bei 20% radialer Höhe. In Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen von Hilgenfeld bildet sich ein senkrechter Kanalstoß aus. Aufgrund des vorliegenden Rückenstoßes (bzw. negative Inzidenz) befindet sich der Verdichtungsstoß bei der vorliegenden Verdichterstufe jedoch weiter stromab. Zudem reicht das Stoßgebiet bis zur Druckseite der benachbarten Statorschaufel. Auf der Profilsaugseite resultiert aus der Interaktion von Verdichtungsstoß und Grenzschicht eine lokale Ablösung. Wie die Darstellung des Reibungsbeiwertes verdeutlicht, legt die Strömung erst nach einer Lauflänge von fast $0.1 x/l$ wieder turbulent an.

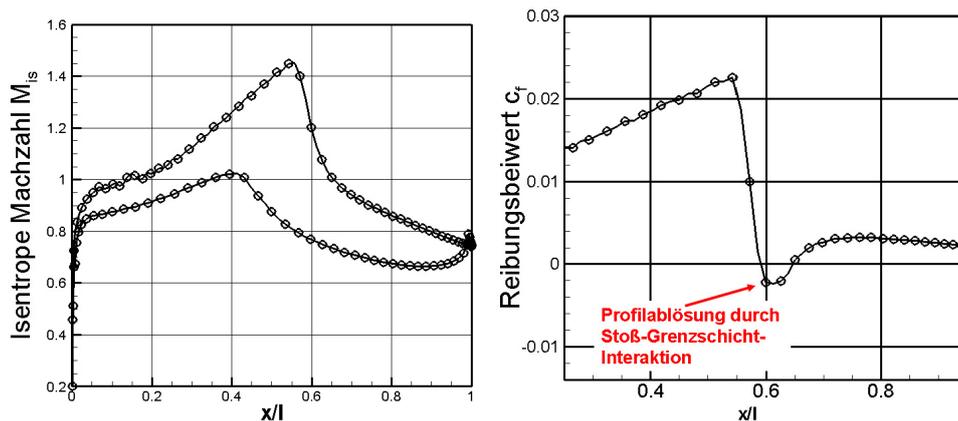
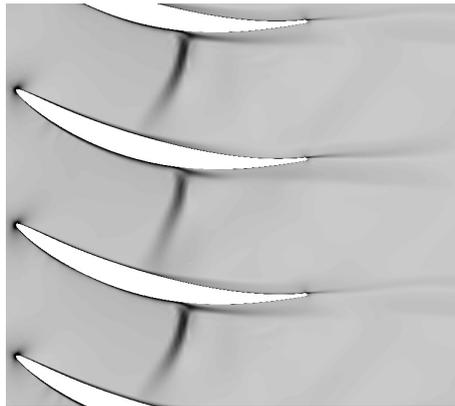


Abb. 6.19: Verteilung der Machzahl und des saugseitigen Reibungsbeiwertes (rechts) für Statorschaufelreihe bei 20% radiale Höhe

Das zeitabhängige Strömungsverhalten in der Statorschaufelreihe ist geprägt durch die Nachlauf-

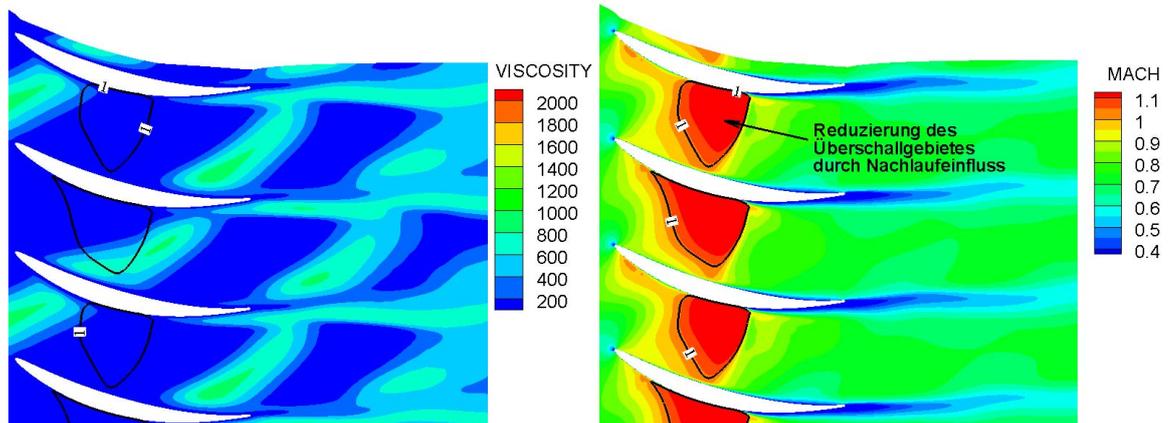


Abb. 6.20: Instantane Verteilung von Viskosität und Machzahl bei 20% radiale Höhe nahe der Sperrgrenze

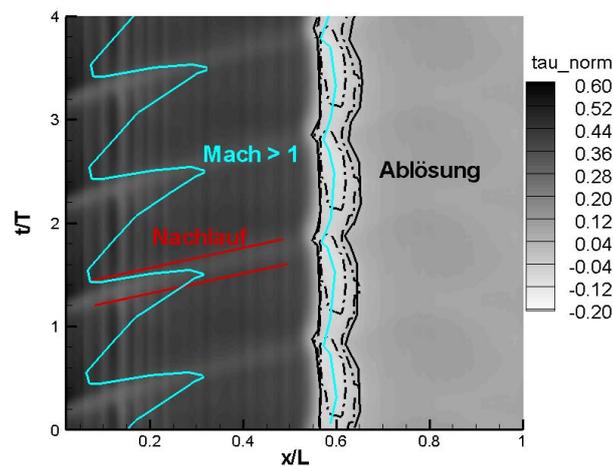


Abb. 6.21: Weg-Zeit-Diagramm der normierten Wandschubspannung auf der Profilsaugseite bei 20% radiale Höhe nahe der Sperrgrenze

Grenzschicht-Interaktion. An der Sperrgrenze wirkt sich das Passieren des Nachlaufs auch auf das Überschallgebiet aus. Abbildung 6.20 veranschaulicht das instationäre Strömungsverhalten für diesen Betriebspunkt, festgehalten zu einem Zeitpunkt t . Aufgrund des Schaufelzahlverhältnisses $B/V = 1/2$ sind die Verteilungen für den ersten und dritten Schaufelkanal identisch. Dargestellt sind die Verteilung der Viskosität (links) und der Machzahl. Die Abbildung zeigt eindeutig, dass der Nachlauf infolge seiner niedrigeren Geschwindigkeit das Überschallgebiet deutlich verkleinert. So wandert die Schalldurchgangslinie nahe der Profilsaugseite bei Nachlaufdurchgang von $x/l = 0.165$ bis zu $x/l = 0.302$. Die Rückführung in den Unterschall findet hingegen

bei gering variierenden x/l -Parametern statt (Differenz liegt unter 1 mm).

Einen detaillierten Einblick in das zeitabhängige Grenzschichtverhalten ermöglicht ein Weg-Zeit-Diagramm. Abbildung 6.21 zeigt die saugseitige Verteilung der normierten Wandschubspannung bei 20% radialer Höhe an der Sperrgrenze. Zusätzlich eingetragen sind in blau die Begrenzungslinien des Überschallgebietes und in schwarz die Ablösezonen. Das eingezeichnete Überschallgebiet bezieht sich hierbei auf die am Grenzschichttrand vorliegenden Strömungsgeschwindigkeiten u_e . Die Abbildung bestätigt das signifikante Stromabwandern des Überschallbeginns bei Nachlaufdurchgang. Zudem ist erkennbar, dass sich das Ablösegebiet bei Nachlaufdurchgang reduziert. So legt die abgelöste Scherschicht in diesem Zeitfenster deutlich früher an. Dies ist im Wesentlichen auf die reduzierten Vorstoß-Machzahlen bei Nachlaufdurchgang zurückzuführen, welche eine moderatere Stoß-Grenzschicht-Interaktion bewirken. Zu allen Zeitpunkten setzt die saugseitige Ablöseblase stromauf des Verdichtungsstoßes ein. Offensichtlich liegt eine stark stromaufgerichtete Druckdiffusion vor, welche ein frühes Ablösen bewirkt.

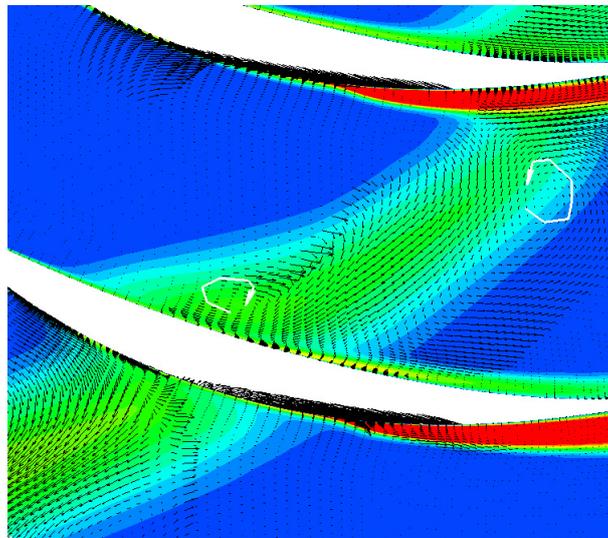


Abb. 6.22: Fluktuationsfeld der turbulenten kinetischen Energie inkl. Strömungsvektoren bei 20% radiale Höhe nahe der Sperrgrenze

Das durch die Rotornachläufe aufgeprägte periodisch instationäre Strömungsverhalten kann auch anhand des Fluktuationsfeldes untersucht werden. Abbildung 6.22 beinhaltet das Störfeld der turbulenten kinetischen Energie sowie Vektoren bezogen auf die Sekundärgeschwindigkeit, wiederum für einen Betriebspunkt an der Sperrgrenze bei 20% Schaufelhöhe. Der Nachlauf entspricht in der Abbildung dem grünen Bereich. Aufgrund der niedrigeren Geschwindigkeiten im Vergleich zur ungestörten Passagenströmung bildet sich dort eine zur Profildruckseite gerichtete

te Strömung aus (Negative Jet). Die unterschiedlichen Geschwindigkeitsverhältnisse an Saug- und Druckseite bewirken zudem ein schnelleres Abfließen des Nachlauffluids nahe der Saugseite und ein Verzerren der Nachlaufform. Die variierenden Geschwindigkeitsverhältnisse führen auch zur Ausbildung zweier Wirbel: Nahe der Profilsaugseite hat sich an der Nachlaufvorderseite ein gegen den Uhrzeigersinn drehender Wirbel etabliert, während in Druckseitennähe ein mit dem Uhrzeigersinn rotierender Wirbel vorliegt. Im Gegensatz zur Saugseite setzt sich auf der Druckseite die Wirbelbewegung bis in die Grenzschicht fort und bewirkt so eine (lokal begrenzte) stromaufgerichtete Sekundärströmung. Im Hinterkantenbereich der Saugseite sind hohe TKE-Werte zu beobachten. Diese resultieren schlussendlich aus der zeitabhängigen Wirkung von Verdichtungsstoß, Profilablösung und Nachlaufdurchgang.

Die Verteilung des zeitlich gemittelten Totaldruckverlustbeiwerts ω nahe der Sperrgrenze ist in Abbildung 6.23 links dargestellt. Die Auswerteebene befindet sich hierbei 0.2 Sehnenlängen stromab der Statorhinterkante und erstreckt sich über eine Statorschaufelteilung. Der Wert $u/t = 0$ befindet sich auf Höhe der Profilhinterkante. Der Verlustbeiwert ω ist wie folgt definiert:

$$\omega = \frac{p_{t1} - p_t}{p_{t1} - p_1} \quad (6.1)$$

Die Druckwerte p_{t1} und p_1 entsprechen umfangsgemittelten Werten an der Interfaceebene bei identischer radialer Höhe.

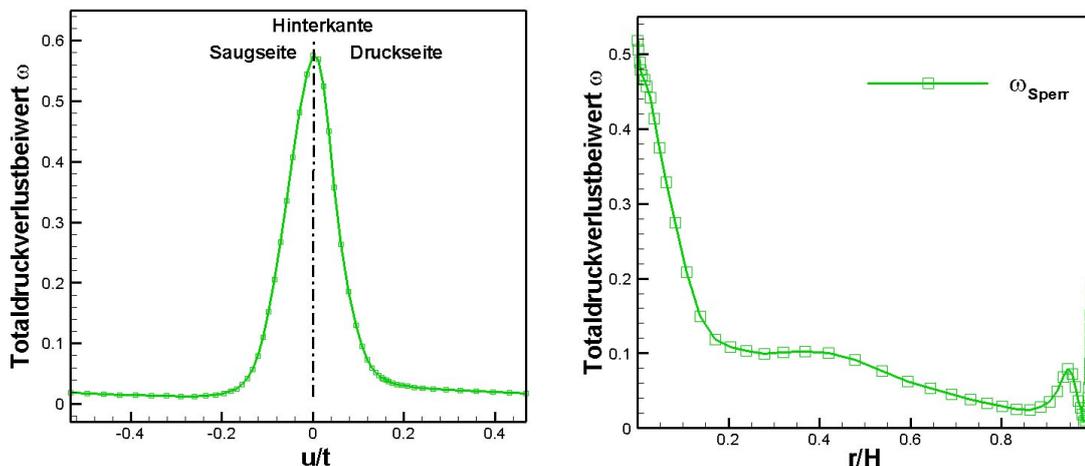


Abb. 6.23: Zeitlich gemittelter Totaldruckverlustbeiwert ω in der Abströmebene nahe der Sperrgrenze bei 50% radiale Höhe (links) und radiale Verteilung des umfangsgemittelten Verlustbeiwertes (rechts)

Nahe der Sperrgrenze werden mit $\omega_{max} = 0.576$ recht hohe Verlustbeiwerte erreicht. Das Maximum befindet sich in der Verlängerung der Profilhinterkante. Insgesamt ergibt sich ein nahezu

symmetrischer Verlauf des Verlustbeiwertes relativ zur Hinterkantenposition. Die Verlustquellen (Strömungsablösung, Stoßfront, Nachlaufeinfluss, Negative Jet) an Saug- und Druckseite sind folglich von ähnlicher Größenordnung. Die Darstellung des umfangsgemittelten Verlustbeiwertes macht deutlich, dass die größten Verluste nahe der Nabenwand anzutreffen sind, folglich in dem Bereich, in welchem starke Verdichtungsstöße und eine intensive Sekundärströmung vorliegen.

6.4.2 Strömungsverhalten bei maximalem Wirkungsgrad

Abbildung 6.24 zeigt das instantane instationäre Strömungsverhalten für maximalen Wirkungsgrad im Mittenschnitt. Wie auch bei Abbildung 6.20 ist die Verteilung der Viskosität und der Machzahl dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich das Überschallgebiet nahe der Statorvorderkante bei Nachlaufdurchgang infolge des Geschwindigkeitsdefizits geringfügig verkleinert. Der Totaldruckverlustbeiwert ω erreicht bei 50% radialer Höhe Werte von maximal $\omega = 0.42$.

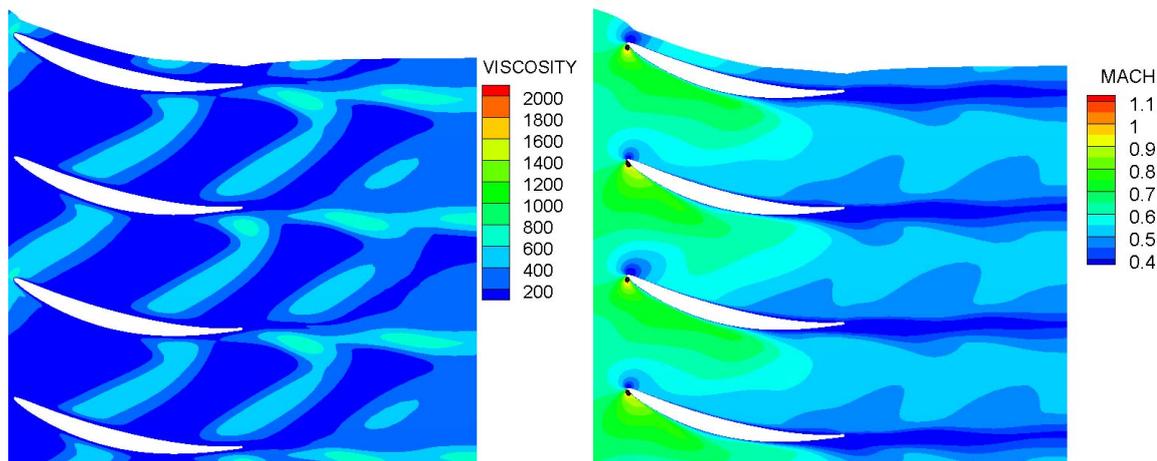


Abb. 6.24: Instantane Verteilung von Viskosität und Machzahl im Mittelschnitt bei maximalem Wirkungsgrad

Wie der Abbildung 6.25 zu entnehmen ist, befindet sich das Verlustmaximum auch bei diesem Betriebspunkt in der Verlängerung der Profilhinterkante. Im Vergleich zum Betriebspunkt nahe der Sperrgrenze ist im druckseitigen Ast ein deutlicher Rückgang der Verlustwerte zu beobachten. In der Außenströmung tendieren die Strömungsverluste sogar nahezu gegen Null. Konsequenterweise liegen bei maximalem Wirkungsgrad auch kleinere umfangsgemittelten Verlustbeiwerte vor. Dies gilt insbesondere für den Bereich nahe der Nabenwand.

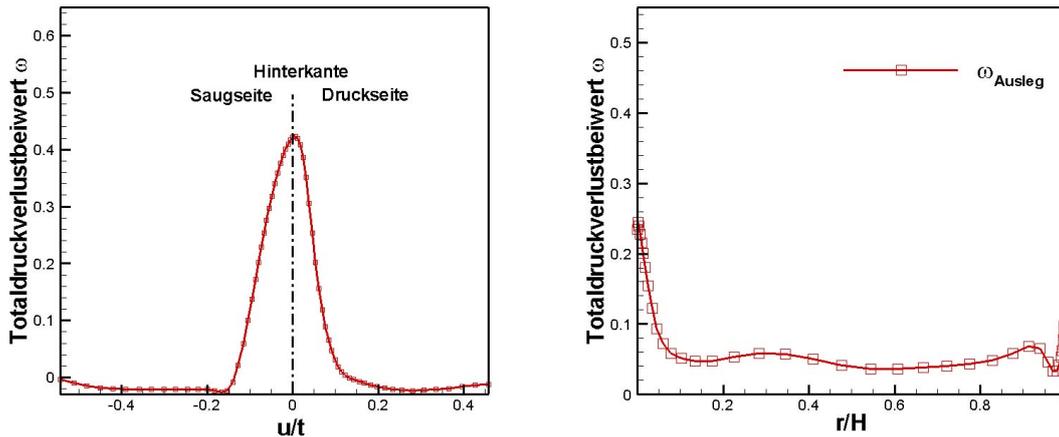


Abb. 6.25: Zeitlich gemittelter Totaldruckverlustbeiwert ω in der Abströmebene bei maximalem Wirkungsgrad und 50% radiale Höhe und radiale Verteilung des umfangsgemittelten Verlustbeiwertes (rechts)

6.4.3 Strömungsverhalten an der Abreißgrenze

Eine Zunahme der aerodynamischen Belastung führt bei der betrachteten Verdichterstufe zur Ausbildung eines wirbelbehafteten und stark zeitabhängigen Strömungsfeldes. Entsprechend Abbildung 6.26 bilden sich nahe der Statorsaugseite Zellen mit hoher turbulenter Viskosität. Bei Nachlaufdurchgang führen die geänderten Geschwindigkeitsverhältnisse außerdem zur Ausbildung eines starken Bruststoßes. Dies geht einher mit einer signifikanten Ablösung nahe der Statorvorderkante, wie dem Weg-Zeit-Diagramm Abbildung 6.27 zu entnehmen ist:

So wandert der Wiederanlegepunkt bei Nachlaufdurchgang von $x/l = 0.07$ nach $x/l = 0.12$. Die Ablösung an der Statorhinterkante weist indes keine zeitliche Variation auf. Das Weg-Zeit-Diagramm der normierten Wandschubspannung und die Viskositätsverteilung in Abb. 6.26 deuten darauf hin, dass die Profilverluste nahe der Abreißgrenze im Wesentlichen an der Saugseite entstehen. Der Verlauf des Verlustbeiwertes im Mittenschnitt in Abbildung 6.28 links bestätigt dies. Der maximale Verlustbeiwert beträgt nahe der Abreißgrenze $\omega = 0.536$ und liegt damit nur knapp unter dem Maximalwert nahe der Sperrgrenze. Der integrale Verlustbeiwert Ω weist nahe der Stabilitätsgrenze sogar deutlich höhere Werte auf ($\Omega_{\text{Abreiß}} = 0.158$ anstatt $\Omega_{\text{Sperr}} = 0.0936$). Anhand des umfangsgemittelten Verlustbeiwertes wird ersichtlich, dass für radiale Höhen ab 30% deutlich größere Verlustbeiwerte vorliegen, als im Auslegungspunkt und nahe der Sperrgrenze. Das Störfeld der turbulenten kinetischen Energie und die Vektoren der Sekundärgeschwindigkeit im Mittenschnitt (Abb. 6.29) unterstreichen den instationären Charakter der Statorströmung nahe der Abreißgrenze. So schwimmen nahe der Profilsaugseite im Uhrzeigersinn und gegen den

6 Überprüfung des Verfahrens Teil II – Transsonische Verdichterstufe 030

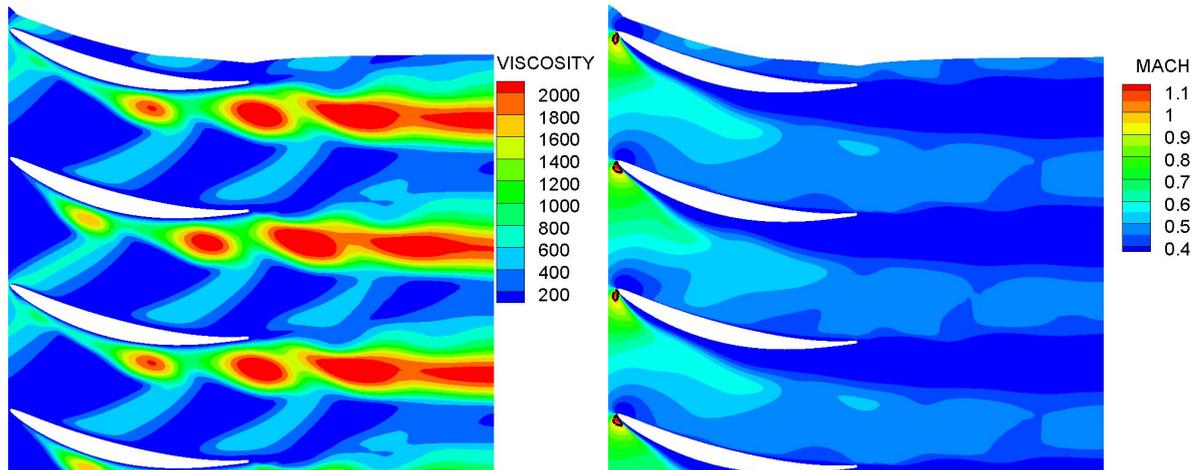


Abb. 6.26: Instantane Verteilung von Viskosität und Machzahl im Mittelschnitt nahe der Abreißgrenze

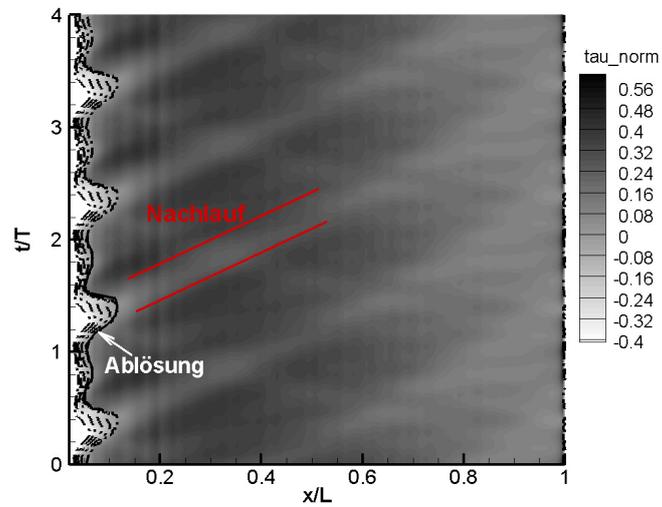


Abb. 6.27: Weg-Zeit-Diagramm der normierten Wandschubspannung auf der Profilsaugseite im Mittelschnitt

Uhrzeigersinn rotierende Wirbelgebiete stromab. Der von der Saug- zur Druckseite gerichtete Negative-Jet kann der Abbildung ebenfalls eindeutig entnommen werden. Nichtsdestotrotz ist der Transport im Vergleich zu dem Betriebspunkt nahe der Sperrgrenze bedeutend langsamer. Zudem ist der Jet nahe der Abreißgrenze infolge der hohen aerodynamischen Belastung stärker stromauf gerichtet.

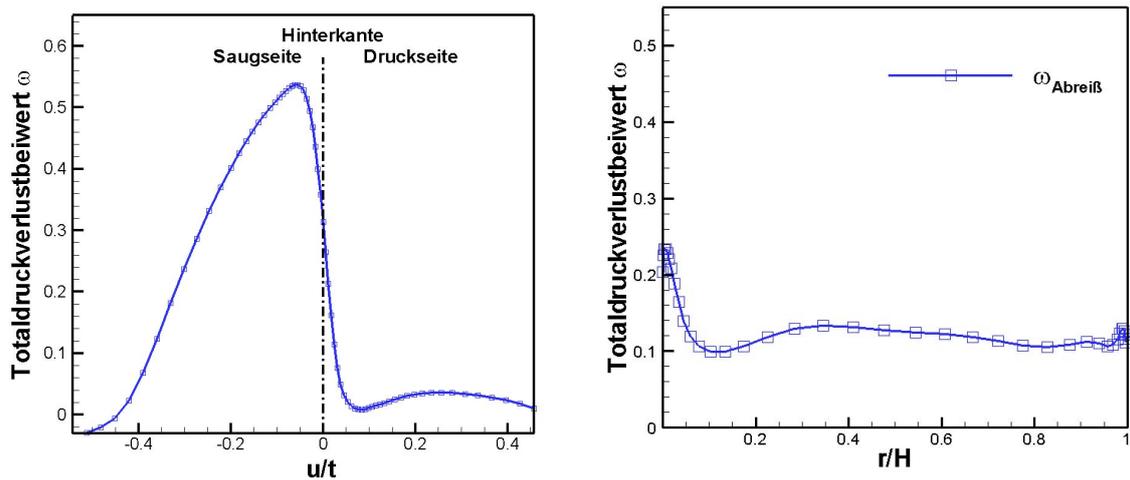


Abb. 6.28: Zeitgemittelter Totaldruckverlustbeiwert in der Abströmebene nahe der Abreißgrenze bei 50% radiale Höhe und radiale Verteilung des umfangsgemittelten Verlustbeiwertes (rechts)

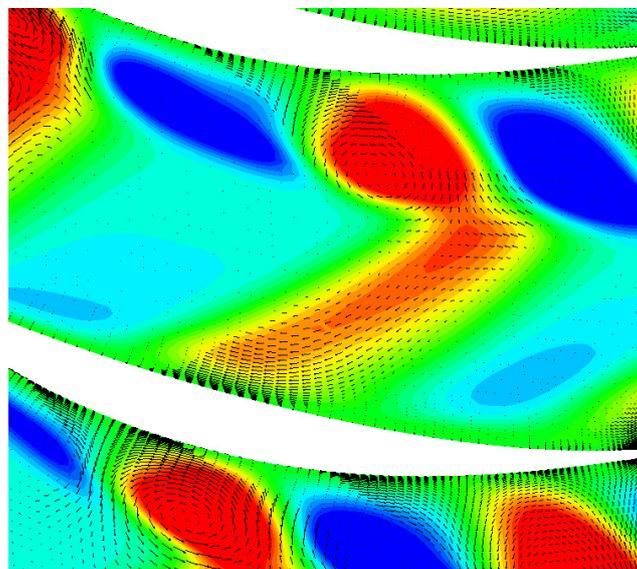


Abb. 6.29: Fluktuationfeld der turbulenten kinetischen Energie inkl. Strömungsvektoren bei 20% radiale Höhe nahe der Sperrgrenze

Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind abschließend die Verlustbeiwerte ω für die drei Betriebspunkte in einem Diagramm dargestellt (Abb. 6.30). Das Schaubild verdeutlicht die vergleichsweise hohen Strömungsverluste an der Nabenwand für den Betriebspunkt nahe der Sperrgrenze

ze. Weiterhin ist zu erkennen, dass nahe der Abreißgrenze für radiale Höhen zwischen 30% und 90% die größten Verlustbeiwerte auftreten. Dementsprechend liegt nahe der Stabilitätsgrenze mit $\bar{\omega}_{Abreiß} = 0.121$ auch der höchste mittlere Verlustbeiwert vor. Im Auslegungspunkt beträgt dieser $\bar{\omega}_{Ausleg} = 0.054$, nahe der Sperrgrenze ergibt sich ein mittlerer Verlustbeiwert von $\bar{\omega}_{Sperr} = 0.106$.

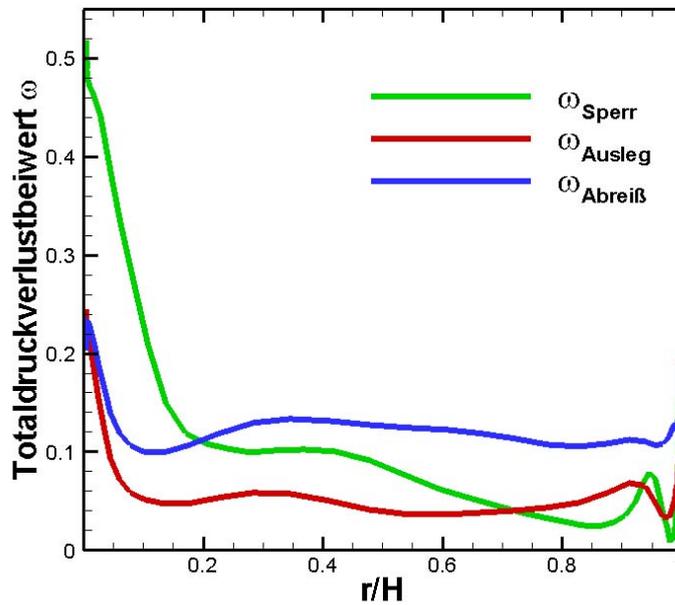


Abb. 6.30: Radiale Verteilung des umfangsgemittelten Verlustbeiwertes für den Auslegungspunkt und nahe der Sperr- und Abreißgrenze

6.5 Simulation des Betriebsverhaltens der Verdichterstufe – Spaltströmung

Die Rotorströmung moderner Axialverdichter weist im Schaufelspitzenbereich Relativ-Machzahlen von teilweise mehr als $Ma_{rel} = 1.5$ auf. Die Strömung ist hier charakterisiert durch schiefe bzw. senkrechte Verdichtungsstöße – abhängig von dem vorliegenden Betriebspunkt. Die Interaktion zwischen Verdichtungsstoß und Grenzschichtströmung liefert hierbei einen wesentlichen Beitrag bei der Entstehung von Strömungsverlusten.

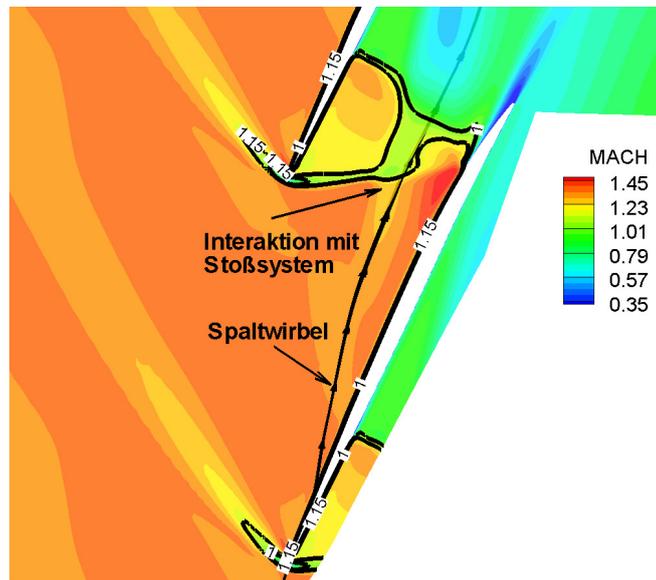


Abb. 6.31: Machzahlverteilung bei maximalem Wirkungsgrad in 98.5% Kanalhöhe

Neben den Strömungsverlusten aufgrund von auftretenden Verdichtungsstößen werden in hochbelasteten Verdichtern auch größere Verlustbeiträge durch die Gegenwart von Spaltwirbel und Spaltströmung erzeugt: So führt der Druckunterschied zwischen Profilsaug- und Druckseite entlang der gesamten Sehnenlänge zu einem energiereichen Durchströmen des Gehäusespaltes. Die Intensität bzw. der Impuls der Spaltströmung ist damit abhängig von dem vorliegenden Betriebspunkt. Liegen transsonische Strömungsverhältnisse vor, so kann es zu einer verlustreichen Interaktion von Spaltwirbel und Verdichtungsstoß kommen. Numerische und experimentelle Untersuchungen haben gezeigt, dass die Wechselwirkung mit steigender aerodynamischer Belastung der Rotorschaukel zunimmt (z.B. Bergner [3], Wadia [87]). Nahe der Abreißgrenze können Spaltwirbel und Spaltströmung die Ausbildung einer großflächigen Blockage der Hauptströmung bewirken und je nach Schaufelauslegung für die Initiierung einer rotierenden Ablösung verantwortlich sein.

Die Entstehung der Blockage kann verschiedene Ursachen haben. Eine starke Verzögerung des Spaltwirbels infolge des Passierens der Stoßfront, oder auch ein Aufplatzen des Wirbels aufgrund der Interaktion mit dem Stoß sind mögliche Szenarien. Weiterhin wurde ein Absinken der Spaltströmung im Schaufelkanal als ein Auslöser der Blockagebildung in Erwägung gezogen. Es erscheint daher als zweckmäßig, das Strömungsverhalten im Gehäusespalt für die vorliegende Verdichterstufe zu analysieren, um eine Aussage über den hiesigen Blockagemechanismus zu treffen.

Die hier dargestellten Ergebnisse basieren auf instationären Strömungssimulationen zu einer Schaufelteilung. Die folgenden Schaubilder geben das zeitgemittelte Strömungsverhalten bei maximalem Wirkungsgrad und nahe der Abreißgrenze wieder.

Abbildung 6.31 zeigt die Machzahlverteilung bei 98.5% Kanalhöhe bei Auslegungsbedingungen. Zusätzlich eingetragen sind die Mach-Isolinien für $Ma_{rel} = 1.0$ und 1.15, sowie den Verlauf der Spaltwirbeltrajektorie. Hinsichtlich des Spaltwirbelverhaltens sind viele Übereinstimmungen mit bisher veröffentlichten Beobachtungen festzustellen: So wandert der Spaltwirbel während des anfänglichen Aufrollvorgangs in kurzer Distanz zur Profilsaugseite stromab. Anschließend beschreibt die Trajektorie einen kurzen Knick und verläuft dann nahezu geradlinig bis zur Stoßfront. Nahe der Stoßfront wird auch der Nachlaufcharakter des Spaltwirbels offenbar. Die Stoßlinie als solche weist an der Auftreffstelle eine signifikante Ausbeulung auf. Laut Hofmann ist der Grad der Verformung ein Maß für die Intensität der Wechselwirkung [30]. Tatsächlich bildet sich stromab der Stoßfront ein Gebiet niedriger Geschwindigkeit aus. Nichtsdestotrotz kann keine größere Verformung bzw. Aufweitung der Stromlinien unmittelbar stromab der Stoßfront festgestellt werden. Zudem befindet sich weiter stromab ein noch auffälligeres Gebiet niedriger Geschwindigkeit.

Bei zunehmender Drosselung verstärken sich die Mechanismen betreffend einer Schwächung des Wirbels (vgl. Hofmann [30]): Es besteht die Gefahr einer starken Interaktion, welche ein Aufplatzen des Wirbels zur Folge hat. Bei der vorliegenden Verdichterstufe deutet – ausgehend von den Stromlinien des Spaltwirbels – nichts auf ein Aufplatzen des Spaltwirbels hin. Offenbar sind Stoßstärke und Wirbelzirkulation nicht von der Größenordnung, als dass sie ein Aufplatzen des Spaltwirbels bewirken. Die Stoßfront weist bei der vorliegenden Geometrie eine vergleichsweise geringe Ausbeulung im Auftreffpunkt auf (Abb. 6.32).

Trotz des Erhalts des Spaltwirbels kann 0.2 Sehnenlängen stromab der Stoßfront ein Gebiet niedriger Geschwindigkeit beobachtet werden. Die Stromlinien des Wirbels durchqueren dieses Gebiet fast mittig. Ein Zusammenhang zwischen Spaltwirbel und dem Geschwindigkeitsfeld steht daher außer Frage. Dennoch gibt die Darstellung keinen Aufschluss darüber, warum das Gebiet erst einige Weglängen stromab der Stoßfront seinen Ursprung hat.

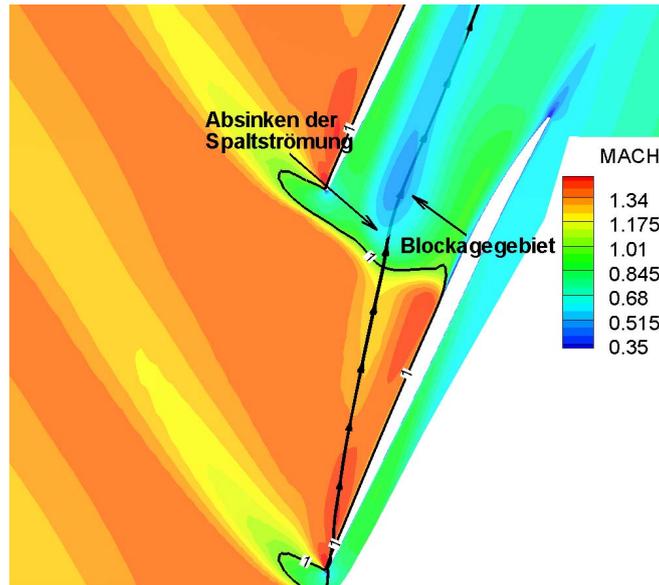


Abb. 6.32: Machzahlverteilung nahe der Abreißgrenze in 98.5% Kanalhöhe

Eine mögliche Antwort liefert die Druckverteilung an der Schaufelspitze (Abb. 6.33). So befindet sich im Auslegungspunkt das globale Maximum der Druckdifferenz fast auf gleicher Höhe, wie das dargestellte Gebiet niedriger Geschwindigkeiten. Wie der c_p -Verteilung weiterhin zu entnehmen ist, befindet sich das Maximum der Druckdifferenz unmittelbar stromauf des Verdichtungsstoßes. Es ist daher davon auszugehen, dass sich im Bereich der saugseitig wirksamen Stoß-Grenzschicht-Interaktion eine intensive Spaltströmung ausbildet, welche im Folgenden auch die Hauptströmung beeinflusst. Auch nahe der Abreißgrenze ergibt sich ein entsprechender räumlicher Zusammenhang zwischen hohen Druckunterschieden am Profil und niedrigen Geschwindigkeitswerten der Hauptströmung. Wie auch im Auslegungspunkt ergeben sich die hohen Differenzen direkt am Kanalstoß. Beide Druckverteilungen lassen demnach den Schluss zu, dass sich das Gebiet niedriger Strömungsgeschwindigkeiten nicht durch den Spaltwirbel alleine, sondern vielmehr durch die Wirkung von Spaltwirbel und Spaltströmung ausbildet.

Anhand der Druckverteilung lassen sich auch Aussagen zur Spaltwirbeltrajektorie treffen: So führen die größeren Druckdifferenzen nahe der Abreißgrenze zu einer intensiveren Spaltströmung im Vorderkantenbereich. Da die Spaltströmung hier starken Einfluss auf den Spaltwirbel ausübt, geht die Intensivierung der Spaltströmung einher mit einem größeren Öffnungswinkel der Spaltwirbeltrajektorie. Abbildung 6.31 und 6.32 bestätigen dieses Verhalten.

Abbildung 6.34 offenbart eine weitere typische Eigenschaft des Spaltwirbels: So verläuft der

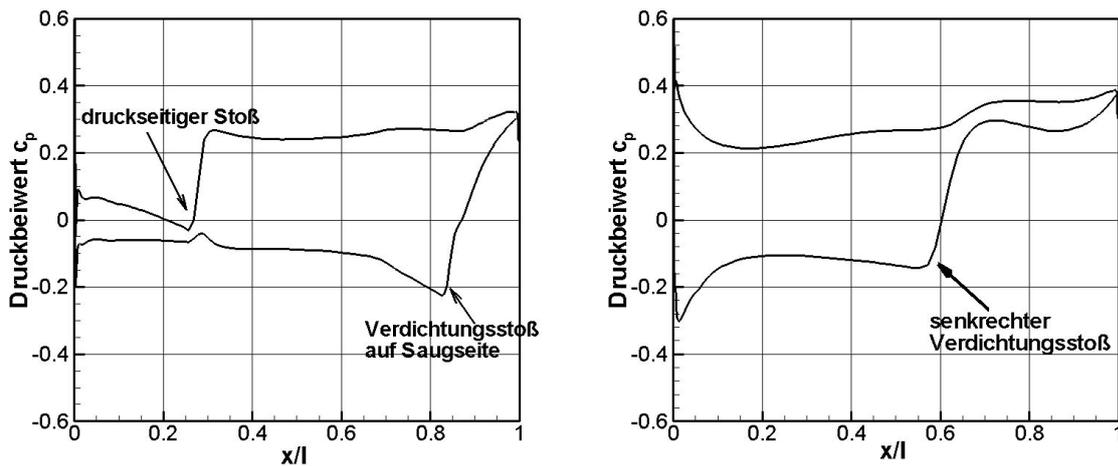


Abb. 6.33: Dimensionsloser Druckbeiwert für maximalen Wirkungsgrad (links) und nahe der Abreißgrenze (rechts)

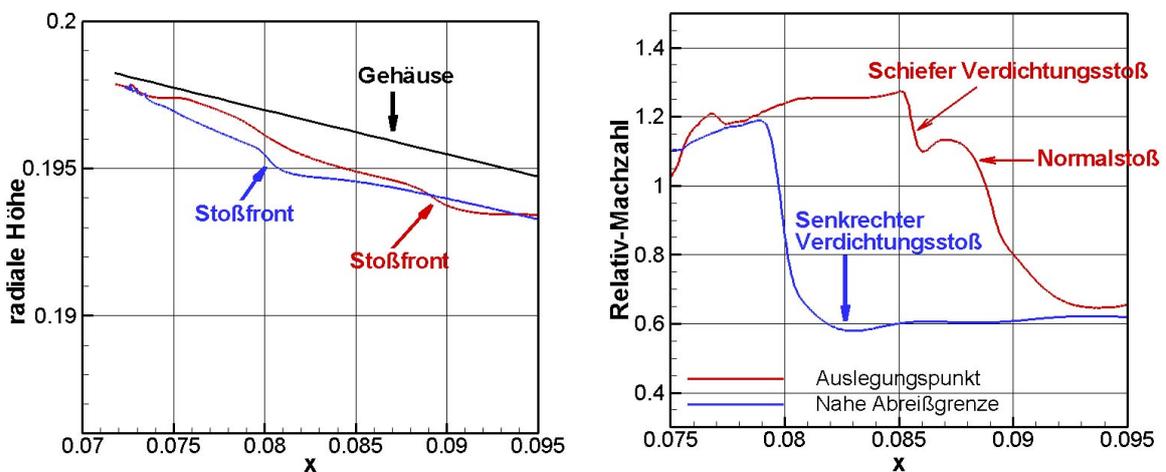


Abb. 6.34: Radiale Position und Geschwindigkeitsverteilung des Spaltwirbels

Wirbel bei der vorliegenden Geometrie nicht bei konstanter radialer Höhe in Richtung der Rotor-hinterkante, sondern entfernt sich zu Beginn sukzessive von der Gehäusewand. Die Trajektorie wandert teilweise unterhalb der vorliegenden Schnittebene (siehe Abb. 6.31 und 6.32) stromab, obschon die Ebene in axialer Richtung ebenfalls zu kleineren Radien zeigt. Zur Visualisierung sind die Stromlinien in diesem Bereich verschwommen dargestellt. Das Phänomen des Absinkens kann sowohl im Auslegungspunkt als auch nahe der Abreißgrenze beobachtet werden.

In Übereinstimmung mit Wadia et al. [87] tritt das Absinken des Wirbels unmittelbar stromab

der Stoßfront am stärksten in Erscheinung. Der Geschwindigkeitsverlauf (rechte Darstellung in Abb. 6.34) der Spaltwirbel-Stromlinie nahe der Abreißgrenze bringt erneut den deutlichen Abstand zwischen Stoßfront und Geschwindigkeitsminimum zum Ausdruck.

Wadia et al. [87] beobachteten bei ihren Untersuchungen ein ähnliches Strömungsverhalten: So etablierte sich das Blockagegebiet nahe der Abreißgrenze nicht unmittelbar hinter der Stoßfront, sondern erst einige Weglängen stromab. Ursächlich für die Region kleiner Geschwindigkeiten ist bei ihnen eine Querströmung, welche energiearmes Fluid der Gehäusegrenzschicht in das Blockagegebiet transportiert. Bei Wadia et al. befindet sich das Blockagegebiet nahe der Profildruckseite der Nachbarschaufel. Ausgangspunkt der Querströmung ist der Ort, an dem Stoß und saugseitige Grenzschicht in starker Wechselwirkung stehen. Anhand der Stromlinienverläufe im Radialsplatt konnten Wadia et al. [87] eindeutig zeigen, dass das Blockagegebiet nicht infolge eines Wirbelaufplatzens, sondern durch die Spaltströmung gebildet wird. So wird durch die vom Stoß-Grenzschicht-Interaktionsgebiet ausgehende Spaltströmung das energiearme Fluid oberhalb des Spaltwirbels in die Blockagezone transportiert.

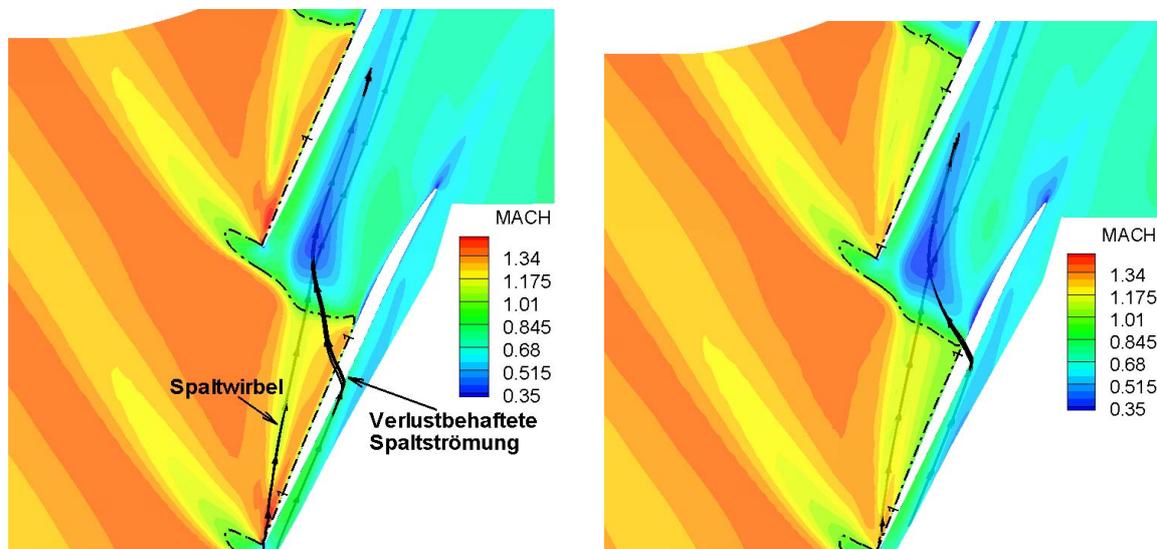


Abb. 6.35: Machzahlverteilung nahe der Abreißgrenze bei 99% und 99.5% Kanalhöhe

Die Machzahlverteilungen für einen Betriebspunkt nahe der Abreißgrenze bei 99% und 99.5% Kanalhöhe (Abb. 6.35) und die Druckverteilung in Abb. 6.33 lassen bei der vorliegenden Geometrie auf ein entsprechendes Strömungsverhalten schließen. Zum einen weist das Blockagegebiet deutlich oberhalb der Spaltwirbeltrajektorie die niedrigsten Geschwindigkeiten auf (99.5% Kanalhöhe). Des Weiteren ist die Entstehung der Blockage wie auch bei Wadia et al. im Wesentlichen auf einen Anteil der Spaltströmung zurückzuführen. Dieser Anteil entstammt dem Bereich, wo Stoß und saugseitige Grenzschicht in starker Wechselwirkung stehen. Das hier be-

findliche energiearme Spaltfluid wird aufgrund der hohen Druckdifferenz zwischen Saug- und Druckseite weit in die benachbarte Schaufelpassage hineingetragen. Das Blockagegebiet entsteht dann an der Stelle, wo sich die Spaltströmung absenkt.

Abbildung 6.36 stellt den Zusammenhang zwischen Entropie und Blockagezone bei 98.5% (Spaltwirbel) und 99.5% Kanalhöhe für den Betriebspunkt nahe der Abreißgrenze her. Zwar wird ersichtlich, dass durch das Vorhandensein des Spaltwirbels Totaldruckverluste generiert werden (und somit ein Anstieg der Dissipation vorliegt). Nichtsdestotrotz produziert die Spaltströmung weiter stromab erheblich höhere Verluste in der Schaufelpassage. So liegen entlang der oben spezifizierten Stromlinien die größten Entropiewerte vor. Dies bestätigt die Annahme, dass mittels dieser Spaltströmung energiearmes Fluid bis weit in die Schaufelpassage hinein transportiert werden kann. Als Folge bildet sich dann ein signifikantes Blockagegebiet aus.

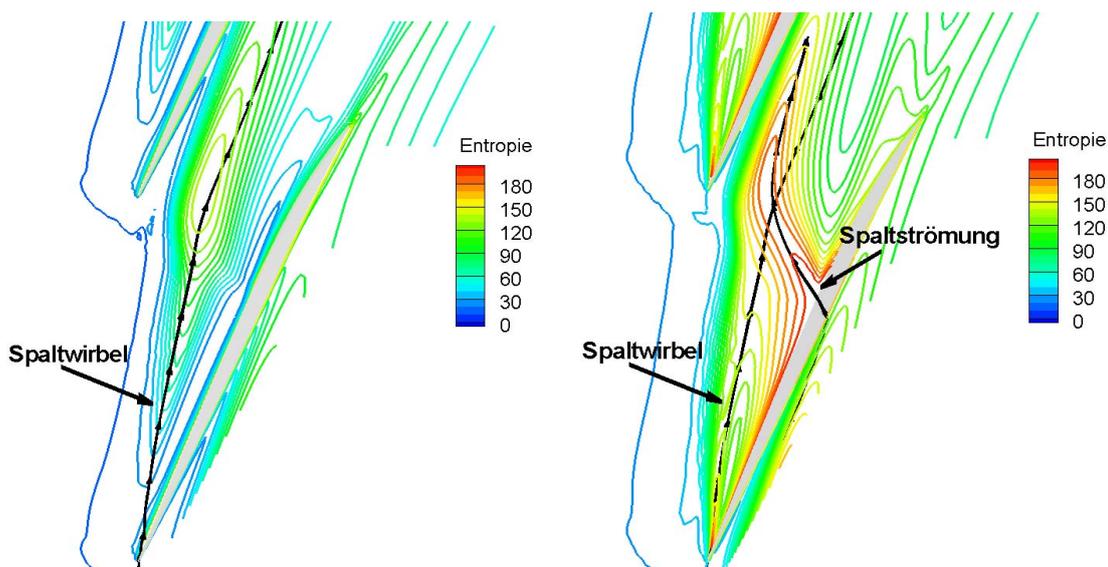


Abb. 6.36: Entropieverteilung nahe der Abreißgrenze bei 98.5% und 99.5% Kanalhöhe

Um einen genaueren Einblick in das gehäusenahе Strömungsverhalten zu erhalten, werden von nun an auch dreidimensionale Darstellungen gewählt. Abbildung 6.37 zeigt die Machzahlverteilung im Auslegungspunkt anhand von axial und radial angeordneten Schnittebenen. Der Wertebereich ist hierbei entsprechend den vorhergegangenen Schaubildern gewählt.

Die dargestellten Stromlinien repräsentieren die Spaltwirbelströmung und die Spaltströmung ausgehend von dem (Stoß-Grenzschicht-)Interaktionsgebiet. Es wird deutlich, dass auch im Auslegungspunkt die Spaltströmung (und nicht die Spaltwirbelströmung) Hauptverursacher des Blockagegebiets ist: So befinden sich die Durchstoßpunkte dieser Stromlinien mit der Schnittebene (siehe Abb. 6.37 rechts) gerade im Bereich niedriger Geschwindigkeiten. Die hier vor-

liegende Blockageregion weist Machzahlen von weniger als $Ma_{rel} = 0.4$ auf. Der bei kleineren Radien verlaufende Spaltwirbel streift diese Region ausschließlich und trägt daher nur im sehr geringen Maße zu der Geschwindigkeitsreduzierung bei.

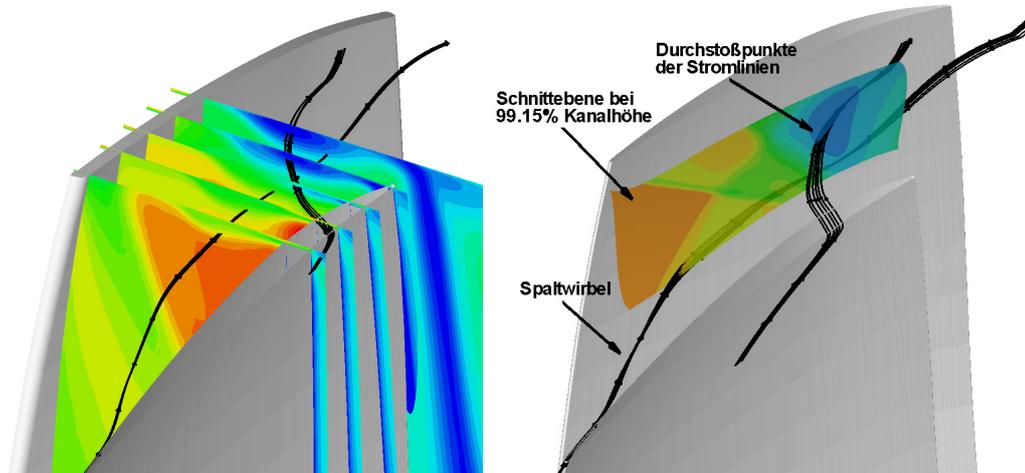


Abb. 6.37: Strömungsverhalten an der Schaufelspitze bei maximalem Wirkungsgrad

Verschiedene Veröffentlichungen haben gezeigt, dass eine Oszillation des Kanalstoßes durchaus in einer zeitabhängigen Änderung der Spaltwirbeltrajektorie resultieren kann (z.B. Wadia et al. [87]). Zur Untersuchung des instationären Stoßverhaltens bei der vorliegenden Verdichterstufe wurden Simulationsdaten zu verschiedenen Zeitpunkten verglichen. Abb. 6.38 zeigt die maximale (zeitabhängige) Wanderung der Stoßfront. Während bei 68% Schaufelhöhe eine erkennbare Stoßbewegung stattfindet (bedingt durch Rotor-Stator-Interaktion), weist die Stoßfront nahe der Schaufelspitze ein quasi-stationäres Verhalten auf. Eine Beeinflussung der Spaltwirbeltrajektorie durch eine Stoßwanderung an der Schaufelspitze kann für die vorliegende Konfiguration bei Auslegungsbedingungen daher ausgeschlossen werden.

Abbildung 6.39 zeigt das dreidimensionale Strömungsverhalten in Gehäusenähe bei einem Betriebspunkt an der Abreißgrenze. Sowohl die Stoßfront als auch das Blockagegebiet befinden sich nun bei weitaus kleineren Sehnenlängen. Die Abbildung verdeutlicht, dass der Spaltwirbel bei hoher aerodynamischer Belastung einen größeren Austrittswinkel aufweist. Die Darstellung deutet darauf hin, dass die Spaltströmung ausgehend von dem Bereich der saugseitigen Stoß-Grenzschicht-Interaktion Hauptverursacher der Blockage ist. Die Stromlinien dieser Spaltströmung wandern zunächst nahezu senkrecht zur Profiloberfläche in die Schaufelpassage – erst nahe der Druckseite der Nachbarschaufel orientieren sie sich stromabwärts zur Schaufelhinterkante. Gleichzeitig bewirkt die intensive Spaltströmung die Ausbildung eines weiteren Wirbels nahe der Gehäusewand (Abb. 6.43). Dieses Phänomen wurde auch von Van Zante et al. [84] und Hah et al. [17] beobachtet und wird in der Literatur als "Induced Vortex" bezeichnet. Die

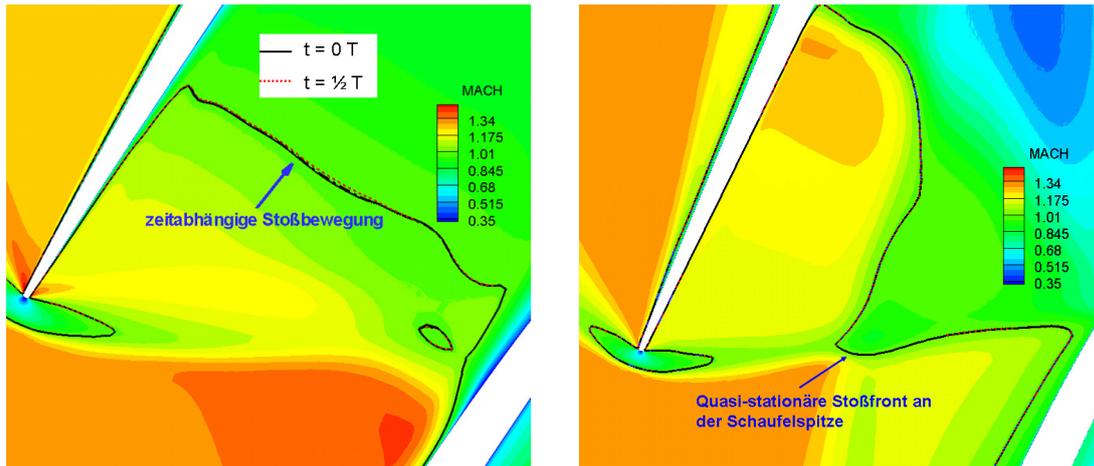


Abb. 6.38: Untersuchung der Stoßbewegung bei maximalem Wirkungsgrad bei 68% Kanalhöhe (links) und an der Schaufelspitze

Simulationsergebnisse beider Autoren decken sich sowohl betreffend der Entstehung als auch bezüglich der Auswirkung (Blockagebildung) mit den hier dargestellten Ergebnissen.

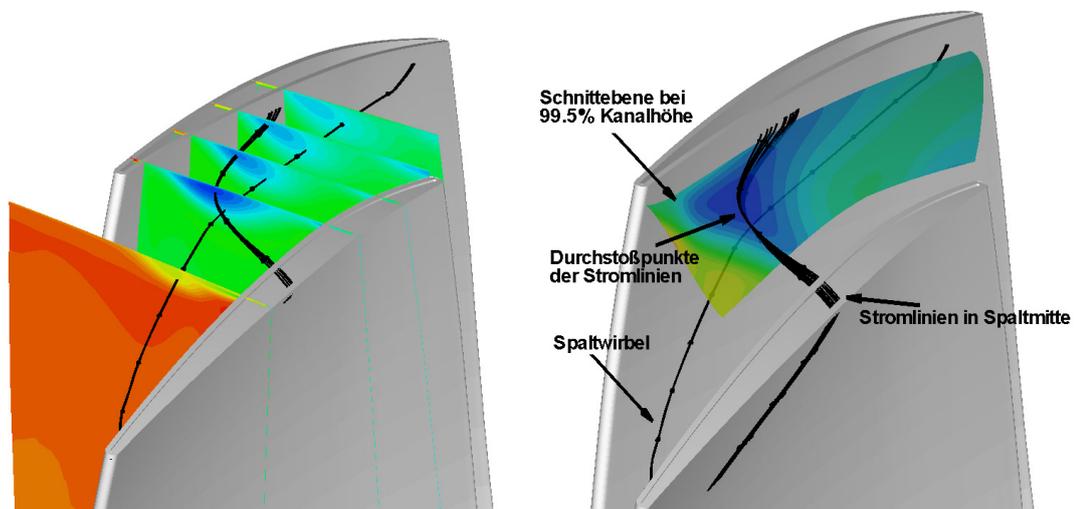


Abb. 6.39: Strömungsverhalten an der Schaufelspitze nahe der Abreißgrenze

Die Strömungsvektoren bei 99.5% Kanalhöhe (Abb. 6.40) unterstreichen die durch die Spaltströmung verursachte Querströmung in der Schaufelpassage. Nahe der Blockagezone treten sogar negative Axialgeschwindigkeiten auf. Demnach führen die hohen Druckunterschiede zwischen Saug- und Druckseite im Vorderkantenbereich zur Ausbildung einer Spaltströmung, deren Impuls den der gehäusenahen Hauptströmung deutlich übersteigt. Die Verteilung der tur-

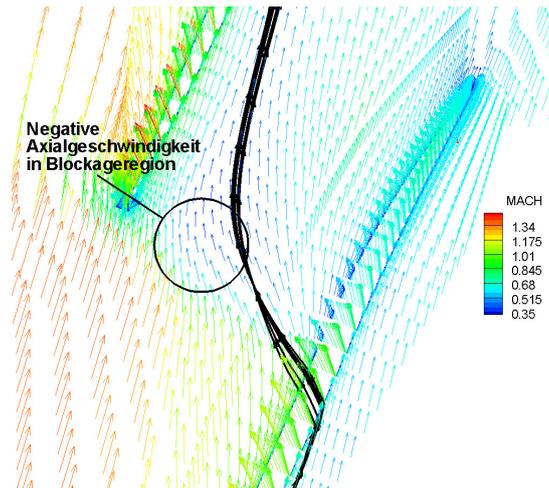


Abb. 6.40: Strömungsvektoren an der Schaufelspitze nahe der Abreißgrenze

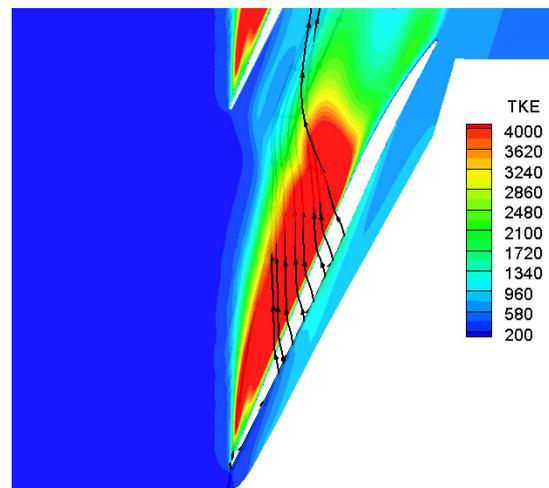


Abb. 6.41: Verteilung der turbulenten kinetischen Energie an der Schaufelspitze nahe der Abreißgrenze

bulenten kinetischen Energie (Abb. 6.41) bei 99.5% Kanalhöhe unterstreicht, dass mittels der Spaltströmung energiearmes Material in den Schaufelkanal transportiert wird. Hohe TKE-Werte werden hierbei nicht nur durch den Induced-Vortex erzeugt, sondern auch durch weiter stromauf befindliches Spaltmaterial. Unter Berücksichtigung beider Schaubilder wird deutlich, dass das Blockagegebiet im Wesentlichen durch den Induced Vortex erzeugt wird. Die Spaltströmung stromauf der Stoß-Grenzschicht-Interaktion ermöglicht jedoch erst die radiale Expansion des Blockagegebiets zu niedrigeren Schaufelhöhen. Das so durch die Spaltströmung dominierte

Strömungsverhalten an der Schaufelspitze hat zur Folge, dass die gehäusenah Hauptströmung zu niedrigeren Kanalhöhen ausweichen muss.

In den bisher dargestellten Ergebnissen wurde die Spaltmitte als Ausgangspunkt für die Stromlinien (der Spaltströmung) gewählt. Während sich bei Auslegungsbedingung in unterschiedlichen Spalthöhen sehr ähnliche Stromlinienverläufe ergeben, ist bei einem Betriebspunkt nahe der Abreißgrenze eine starke Variation zu beobachten.

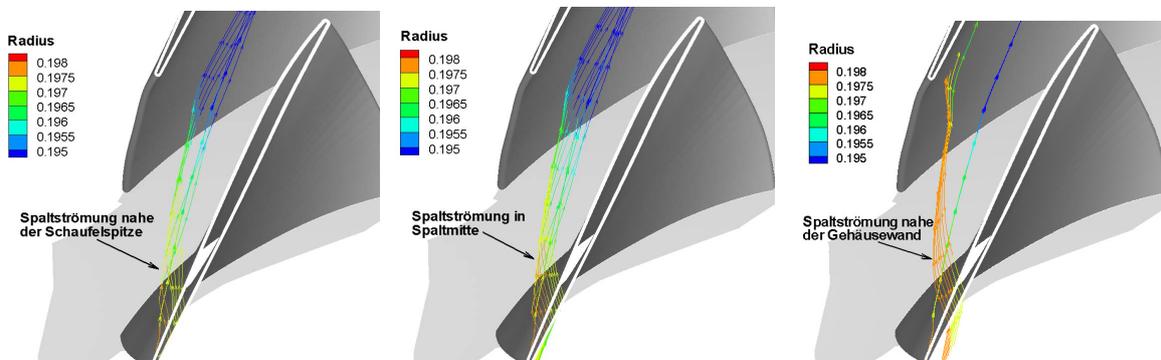


Abb. 6.42: Spaltströmung für unterschiedliche Spalthöhen

Abbildung 6.42 zeigt die Stromlinien der Spaltströmung bei hoher aerodynamischer Belastung nahe der Schaufelspitze (links), in Spaltmitte und in Gehäusenähe (rechts). Bei allen drei Abbildungen sind die Stromlinien als Funktion des Radius eingefärbt. Nahe der Schaufelspitze und in Spaltmitte verlaufen die Stromlinien bei sukzessiver Radiusabnahme in den Schaufelkanal hinein. Nahe der Gehäusewand teilt sich die Spaltströmung hingegen in zwei Äste auf: Während der kleinere Ast zur Kanalmitte orientiert ist, verläuft ein wesentlicher Teil der Spaltströmung bei nahezu konstanter Kanalhöhe in Richtung der Vorderkante der benachbarten Rotorschaukel. Es ist anzunehmen, dass sich die gehäusenahen Stromlinien bei weiter sinkendem Massenstrom vor die Vorderkante der Nachbarschaukel verlagern und so möglicherweise ein "Spillage" der Spaltströmung einleiten.

Abbildung 6.43 veranschaulicht das Strömungsverhalten in einer Schnittebene (x - r -Ebene) mittig im Schaufelkanal. Hervorgehoben ist dabei das Gebiet, wo der Induced Vortex die Ebene durchdringt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich hier ein signifikantes Rezirkulationsgebiet ausgebildet hat. Offenbar wird die energiearme wandnahe Strömung durch die quer zu ihr gerichtete Spaltströmung derart destabilisiert, dass eine Gehäuseablösung die Folge ist. Eine Gehäuseablösung in diesem Passagenbereich wurde auch von Hoeger et al. [28] detektiert.

Wie auch im Auslegungspunkt kann anhand der zeitgenauen Simulationsdaten keine sichtbare Stoßbewegung an der Schaufelspitze festgestellt werden (Abb. 6.44). Die Ausbildung einer si-

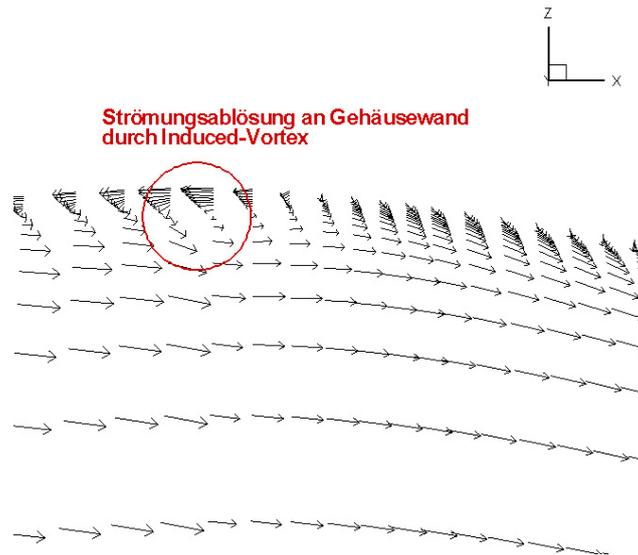


Abb. 6.43: Induced Vortex für Betriebspunkt nahe der Abreißgrenze

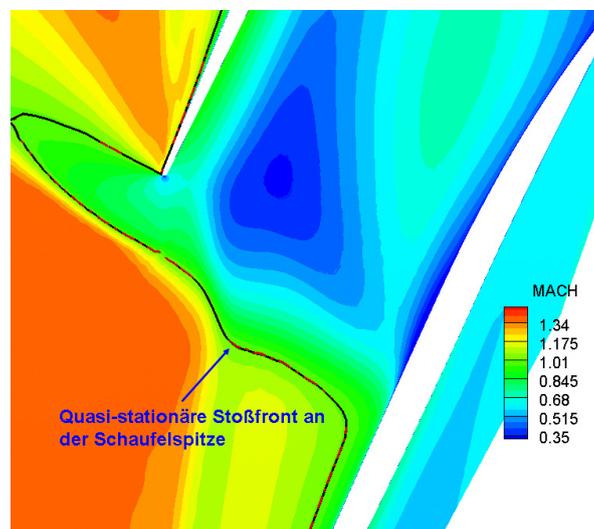


Abb. 6.44: Untersuchung der Stoßbewegung an der Schaufelspitze für Betriebspunkt nahe der Abreißgrenze

gnifikanten Instationarität, bedingt durch eine Interaktion von Spaltwirbel und bewegtem Stoß, kann für die vorliegende Verdichterstufe ausgeschlossen werden. Es sei an dieser Stelle noch einmal darauf hingewiesen, dass auch bei Betriebspunkten nahe der Abreißgrenze bei der vorliegenden Konfiguration kein Aufplatzen des Spaltwirbels in Erscheinung tritt. Diese Beobach-

tung wird auch in diversen aktuellen Beiträgen zu dieser Thematik gemacht (siehe [17], [18], [3], [5]). Es liegt daher die Vermutung nahe, dass ein Aufplatzen des Spaltwirbels nahe der Abreißgrenze nicht zwingend in Erscheinung treten muss. Vielmehr handelt es sich hierbei um ein geometrieabhängiges Phänomen, welches beispielsweise bei NASA Rotor 37 vorliegt.

Die bisher präsentierten Simulationsergebnisse bezogen sich auf Betriebspunkte im stabilen Arbeitsbereich. Die Strömung kann bei diesen Betriebspunkten als periodisch instationär angesehen werden. Numerische Untersuchungen können bei diesen Strömungsbedingungen unter Ausnutzen der Periodizität mittels weniger Schaufelpassagen- im Extremfall mit ausschließlich einem Schaufelkanal- durchgeführt werden. Der damit verbundene Fehler ist im stabilen Arbeitsbereich bei homogenen Zuströmbedingungen vernachlässigbar.

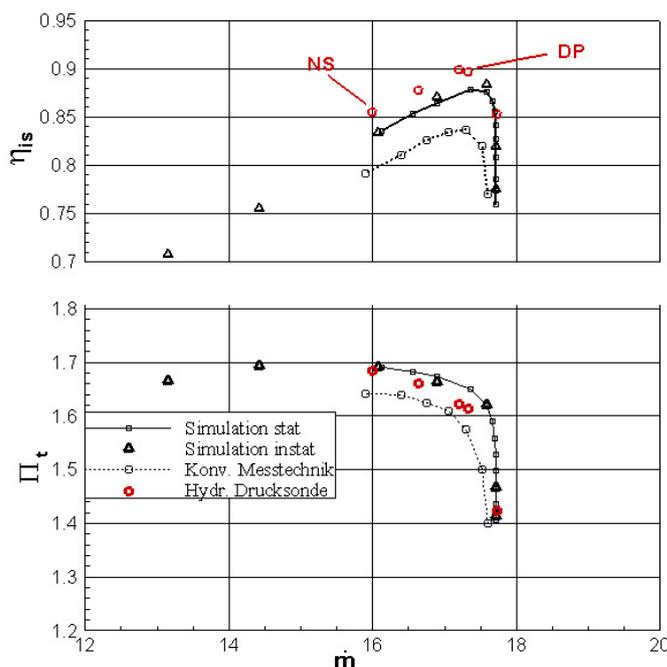


Abb. 6.45: Charakteristik bei Auslegungsdrehzahl für stabilen und instabilen Betriebsbereich

Im Verdichterauslegungsprozess sind jedoch gerade Simulationsdaten von Interesse, welche den Übergang zwischen dem letzten stabilen Betriebspunkt und dem Initiieren der rotierenden Ablösung zeitlich auflösen. Um die Entstehung einer rotierenden Ablösung numerisch korrekt wiederzugeben, muss die Verdichtergeometrie vollständig aufgelöst werden. Simulationen zu einer Schaufelteilung (Periodizitätsannahme) können die rotierende Ablösung a priori nicht wiedergeben. Numerischen Analysen von Yamada [95], Hah [17] und Vo [86] haben jedoch

gezeigt, dass mit dieser Methode sehr wohl ähnliche Änderungen (Spillage der Spaltströmung, Gehäuseablösung in der Schaufelpassage) im Strömungsbild bei einsetzender Instabilität beobachtet werden können.

Der verbleibende Teil dieses Unterkapitels widmet sich daher dem Strömungsverhalten unmittelbar nach Überschreiten Stabilitätsgrenze für die vorliegende Verdichterstufe anhand von Simulationen zu einer Schaufelteilung. Ziel der Untersuchung ist es, Vorboten einer bevorstehenden rotierenden Ablösung im Strömungsfeld zu detektieren. Die dargestellten Ergebnisse sind nicht zeitgemittelt, sondern repräsentieren das Verhalten zu einem bestimmten Zeitpunkt. Diskutiert wird das Strömungsverhalten zu Zeitpunkten, bei welchen der Massenstrom im Vergleich zum letzten stabilen Betriebspunkt um 9% (T1, $\dot{m} = 14.42 \text{ kg/s}$) bzw. 16% (T2, $\dot{m} = 13.15 \text{ kg/s}$) abgenommen hat.

Abbildung 6.45 zeigt das um die beiden Betriebspunkte erweiterte Kennfeld. Hinsichtlich des Totaldruckverhältnisses ist festzustellen, dass jenes für den Betriebspunkt T1 nur geringfügig abgenommen hat (im Vergleich zum letzten stabilen Betriebspunkt). Für den Betriebspunkt T2 liegt hingegen ein deutlich kleinerer Wert vor.

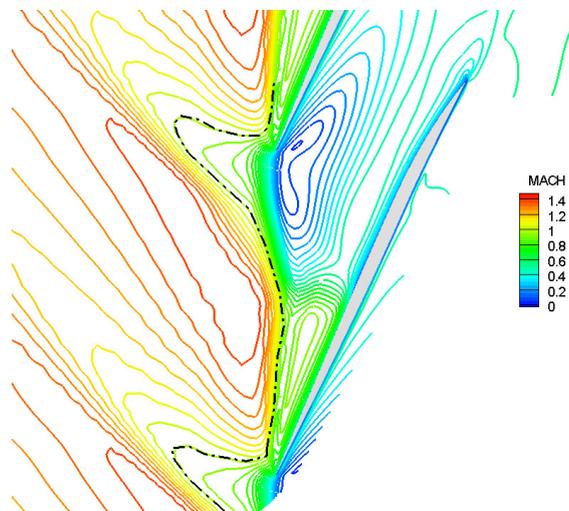


Abb. 6.46: Machzahlverteilung bei 99.5% Kanalhöhe für $\dot{m} = 14.42 \text{ kg/s}$

Kurz nach Einsetzen des instabilen Betriebsverhaltens hat sich an der Schaufelspitze im Saugseitenbereich eine vollständig subsonische Strömung etabliert (Abb. 6.46). Die Stoßfront verläuft im Schaufelkanal nun nahezu in Umfangsrichtung. Im Vergleich zum Betriebspunkt nahe der Abreißgrenze hat sich das Blockagegebiet bis stromauf der Vorderkante ausgebreitet. Die Machzahlen liegen hier teilweise unter $Ma_{rel} = 0.1$. In Umfangsrichtung erstreckt sich das Gebiet bis

zu Profildruckseite.

Das Strömungsbild in der Schaufelpassage an der Schaufelspitze (Abb. 6.47) wird wesentlich durch die Spaltströmung geprägt. Die in Spaltmitte beginnenden Stromlinien verlaufen größtenteils ohne größere Richtungsänderung bis zur Nachbarschaufel. Der verbleibende Anteil sinkt in niedrigere Kanalhöhen und sorgt so für eine radiale Erstreckung der Blockage. Im rechten Bild sind der an der Blattspitze entstehende Spaltwirbel sowie die in Spaltmitte und in Gehäusenähe verlaufende Spaltströmung dargestellt. Die Stromlinien sind hierbei als Funktion des Radius eingefärbt.

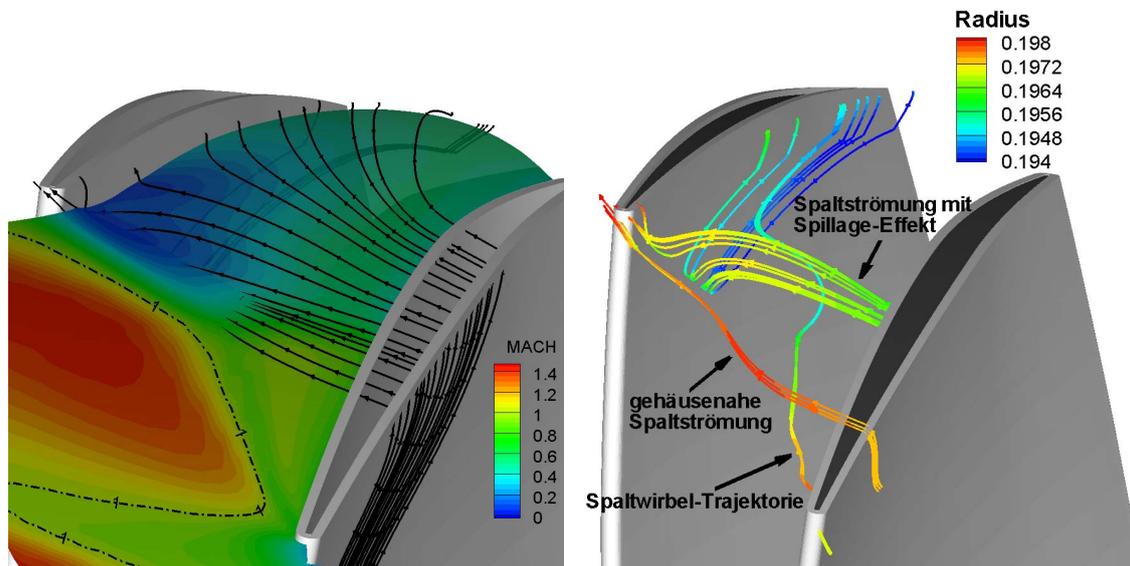


Abb. 6.47: Stromlinien an der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T1

Die gehäusenähe Spaltströmung nahe der Vorderkante fließt zu diesem Zeitpunkt nicht mehr in den Schaufelkanal, sondern passiert bei geringer Höhenänderung die Vorderkante der benachbarten Rotorschaufel. Auch die in Spaltmitte verlaufenden Stromlinien weisen teilweise eine Spillage-Eigenschaft auf. Der Spaltwirbelverlauf hat sich im Vorderkantenbereich im Vergleich zum letzten stabilen Betriebspunkt nur unwesentlich geändert. Erst nahe der Blockagezone ist eine Veränderung festzustellen. So beschreiben die Stromlinien in diesem Bereich einen Knick, ehe sie entsprechend der Hauptströmung stromab laufen.

Abbildung 6.48 links veranschaulicht das Strömungsverhalten an der Schaufelspitze anhand von Strömungsvektoren. Enthalten sind auch Stromlinien, welche der Spaltmitte entstammen. Die Abbildung macht deutlich, dass sich nahe der Vorderkante der benachbarten Rotorschaufel ein kleines Rückströmgebiet ausgebildet hat. Dieses sorgt schlussendlich für eine stromaufgerichtete Verschiebung der Spaltströmung und ermöglicht das Umströmen der Vorderkante. Die rechte

Abbildung zeigt in vergrößerter Form die Strömungsvektoren im Bereich der Schaufelvorderkante (an der Schaufelspitze). Rechts unten im Bild ist erneut das eben erwähnte Rückströmgebiet zu sehen. Die Abbildung bringt auch zum Ausdruck, dass nahe der Profildruckseite weiterhin eine zur Hinterkante gerichtete Strömung vorliegt- trotz der Blockagewirkung.

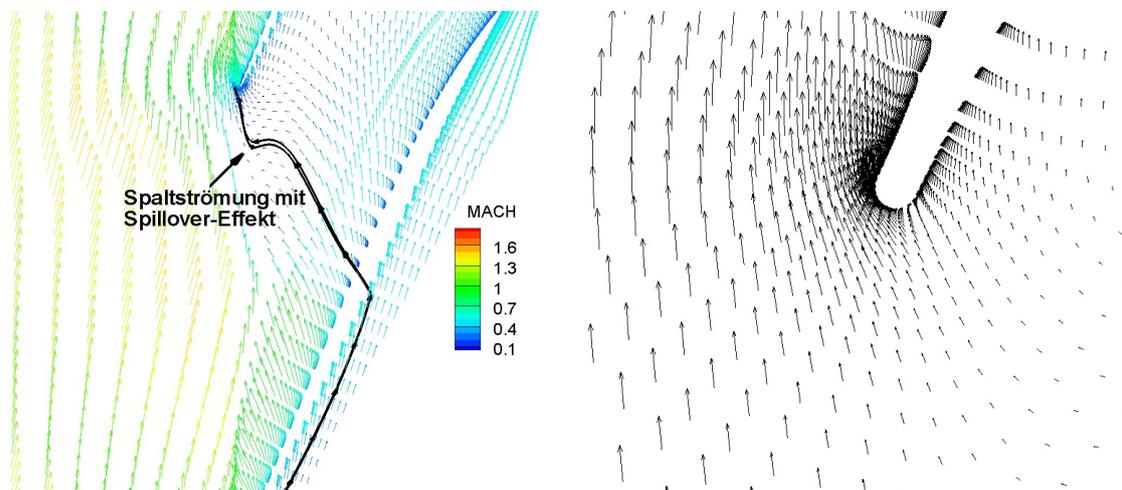


Abb. 6.48: Strömungsvektoren nahe der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T1

In Abbildung 6.49 ist die Verteilung der Entropie für 99.5% Kanalhöhe dargestellt. Der Abbildung zufolge werden die höchsten Entropiewerte an der Schaufelvorderkante erreicht. Zwei Effekte sind hierfür verantwortlich: Zum einen hat der Impuls des Spaltwirbels und der vorderkantennahen Spaltströmung deutlich zugenommen. Daher kommt es im Vorderkantenbereich zu einer verlustbehafteten Kollision zwischen Hauptströmung und Spaltwirbel und zu einem Anstieg der Entropie. Zum anderen trägt auch der die Vorderkante passierende Anteil der Spaltströmung (Spillage) zu einem Anstieg der Strömungsverluste bei. Höhere Entropiewerte sind auch im Rückströmgebiet nahe der Druckseite zu erkennen. Hier durchstößt die dargestellte Spaltströmung die Auswerteebene und sorgt so für ein lokales Ansteigen der Strömungsverluste. Insgesamt liegen die maximalen Entropiewerte zu diesem Zeitpunkt weit über den nahe der Abreißgrenze beobachteten Maximalwerten.

Die Simulationsergebnisse von Vo [86] und Hah [17] zeigten, dass das Strömungsverhalten jenseits der Stabilitätsgrenze neben dem Spillage-Effekt zusätzlich durch eine Rückströmung an der Hinterkante charakterisiert ist: Dabei wird angenommen, dass die in der Passage der vorausliegenden Rotorschaukel vorliegende Spaltströmung um die Hinterkante der folgenden Schaufel gelenkt wird und anschließend, bedingt durch die eben erwähnte Rückströmung, mit der Profildruckseite der darauf folgenden Rotorschaukel kollidiert. Vo stellt anhand seiner Ergebnisse fest, dass sich zunächst die Rückströmung im Hinterkantenbereich ausbildet und erst anschließend

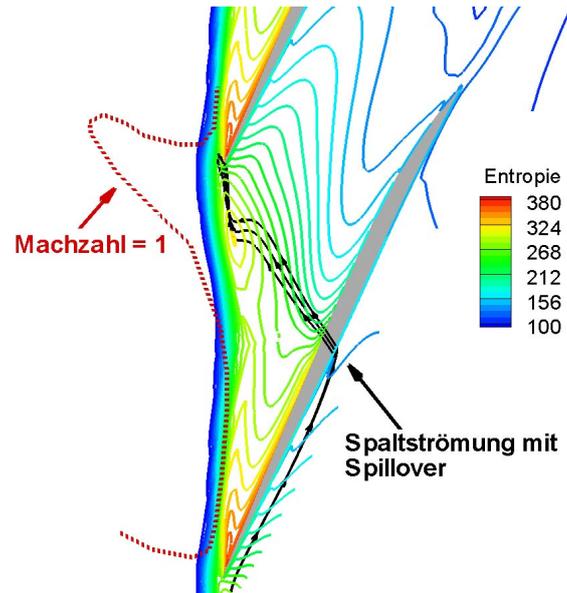


Abb. 6.49: Entropieverteilung nahe der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T1

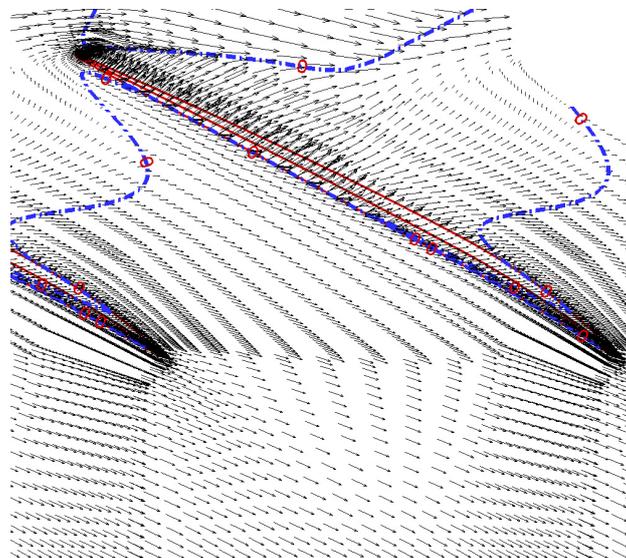


Abb. 6.50: Strömungsvektoren an der Rotorhinterkante für den Betriebspunkt T1

eine Umströmung der Vorderkante durch die Spaltströmung einsetzt. Abbildung 6.50 zeigt die Strömungsvektoren an der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T1. Die Rotorschaukeln sind in der Darstellung so orientiert, dass die Schaufelvorderkante oben und die Hinterkante

unten liegt. Die Bereiche negativer Axialgeschwindigkeiten sind durch blaue Linien kenntlich gemacht. Es zeigt sich, dass zu diesem Zeitpunkt keine Rückströmung im Hinterkantenbereich der Rotorschaukel vorliegt. Gleichzeitig haben die vorhergehenden Schaubilder dargelegt, dass ein Umströmen der Vorderkante (Spillage) durch die Spaltströmung für den Betriebspunkt T1 bereits eingesetzt hat.

Für den Betriebspunkt T2 hat sich das Blockagegebiet weiter ausgedehnt (Abb. 6.51). So liegen die Machzahlen an der Profildruckseite im Schaufelspitzenbereich für fast 25% der Sehnenlänge unter $Ma_{rel} = 0.2$. Gleichzeitig hat sich die Blockage auch entgegen der Strömungsrichtung ausgedehnt und beginnt nun deutlich vor der Schaufelvorderkante. Als Folge dieser Ausdehnung befindet sich die Stoßfront nun weiter stromauf.

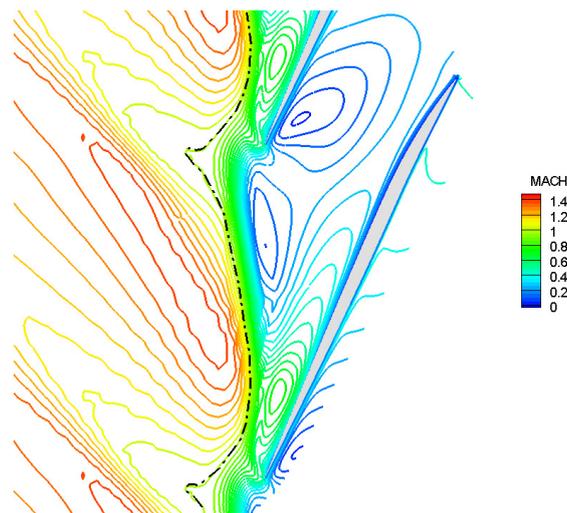


Abb. 6.51: Machzahlverteilung bei 99,5% Kanalhöhe für $\dot{m} = 13.15 \text{ kg/s}$

Die Stromlinien mit Ursprung in Spaltmitte und die Schnittfläche direkt oberhalb der Schaufelspitze im linken Bild (Abb. 6.52) verdeutlichen den im Vergleich zum Betriebspunkt T1 weiterhin gestiegenen Einfluss der Spaltströmung auf das Geschwindigkeitsfeld. Der Großteil der Spaltströmung ist zum Spalt der Nachbarschaukel gerichtet. Selbst die anfangs zu niedrigeren Kanalhöhen gerichteten Stromlinien tendieren nach einer gewissen Lauflänge dazu, den Nachbarspalt zu passieren. Durch die intensivere Querströmung steigt auch die Versperrung der Hauptströmung. Der Anteil der Spaltströmung, welcher stromauf der Vorderkante der Nachbarschaukel verläuft, hat signifikant zugenommen. Es ist davon auszugehen, dass dieser Anteil im Wesentlichen die Ausdehnung des Blockagegebiets stromauf der Schaufelvorderkante bewirkt. Wie rechts in Abbildung 6.52 zu sehen ist, passiert der "Spillage-Anteil" die Vorderkante unterhalb der Schaufelspitze. Dieses Phänomen wurde so auch von Vo [86] beobachtet. Die Stromli-

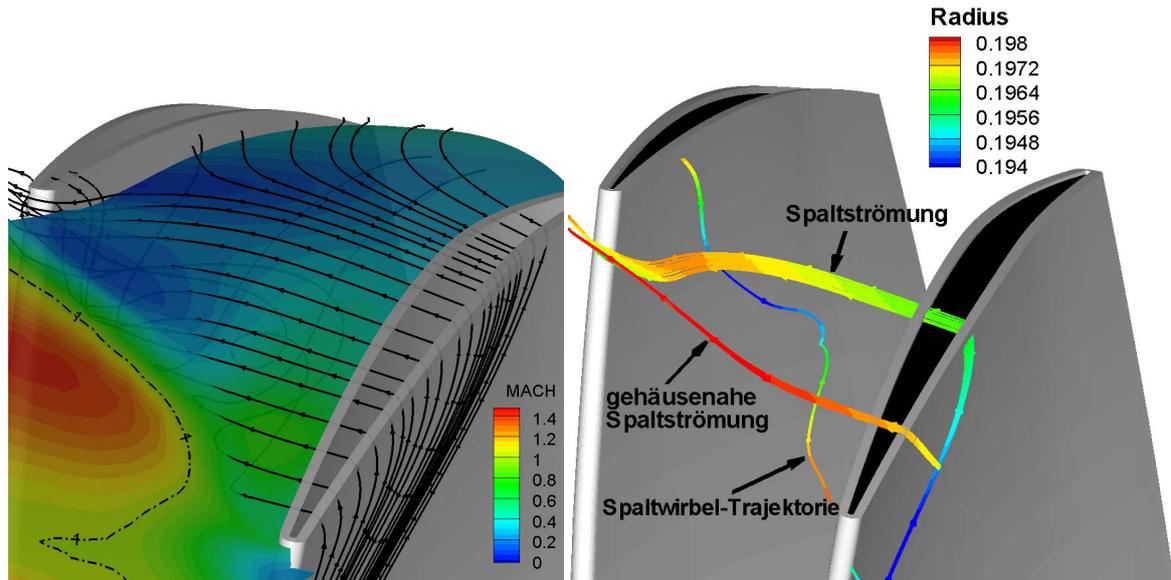


Abb. 6.52: Stromlinien an der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T2

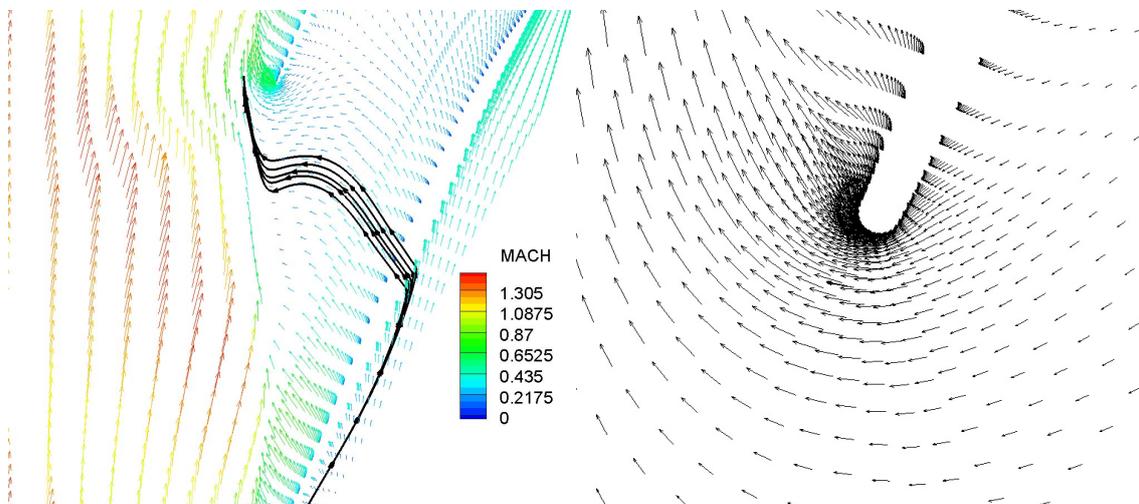


Abb. 6.53: Strömungsvektoren nahe der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T2

nien der gehäusewandnahen Spaltströmung fließen für den Betriebspunkt T2 in bereits großem Abstand zur Vorderkante in die benachbarte Schaufelpassage. Im Gegensatz zum Betriebspunkt T1 passiert nun auch der Spaltwirbel den Gehäusespalt der Nachbarschaufel – trotz des zwischenzeitlichen Absinkens auf 96% Kanalhöhe. Dies zeigt, dass der Impuls der Spaltströmung selbst in solchen Höhen den der Hauptströmung übertrifft.

Anhand der Strömungsvektoren (Abb. 6.53) an der Schaufelspitze wird deutlich, dass sich das Rückströmgebiet im Vorderkantenbereich inzwischen bis zur Profildruckseite ausgedehnt hat. Zudem hat sich die Rückströmung auch intensiviert. So beträgt die Axialgeschwindigkeit bis zu $c_{ax} = -80\text{m/s}$. Die Stromlinien zeigen in diesem Bereich folgerichtig eine starke Krümmung stromauf.

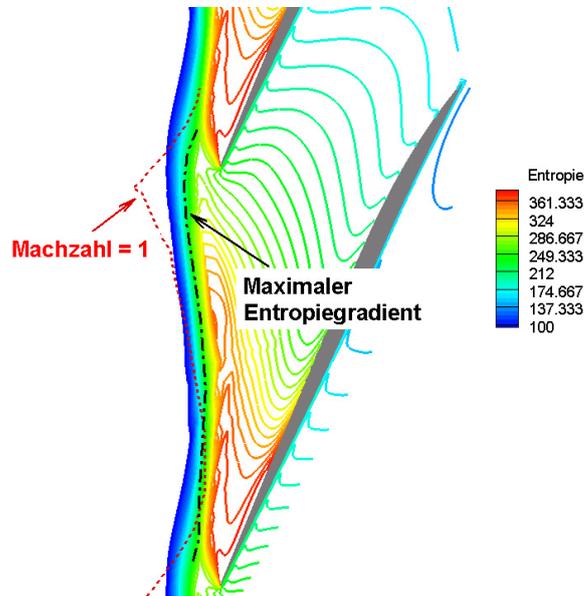


Abb. 6.54: Entropieverteilung an der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T2

Abbildung 6.54 zeigt die Entropieverteilung bei 99,5% Kanalhöhe für den Betriebspunkt T2. Die hohen Werte nahe der Profilsaugseite sind auf den weiterhin gestiegenen Impuls des Spaltwirbels bzw. der vorderkantennahen Spaltströmung zurückzuführen. Auch der gestiegene Spillage-Anteil der Spaltströmung trägt zu einer Erhöhung der Entropie in diesem Bereich bei. In Kanalmitte und nahe der Profildruckseite der benachbarten Rotorschaukel bewirkt der stromaufwandernde Teil der Spaltströmung die hohen Strömungsverluste (vergl. Abb. 6.53 links). Die Darstellung enthält zusätzlich als schwarze Linie den Verlauf des maximalen Entropiegradienten. Dieser gibt den Verlauf des Interface zwischen Haupt- und Spaltströmung wieder. Diese Darstellungsart geht auf Khalid et al. [46] zurück. Untersuchungen von Saathoff und Stark [79] zu einem Niedergeschwindigkeitsverdichter zeigten, dass das Interface zwischen Haupt- und Spaltströmung mit zunehmender Belastung zur Vorderkante der Nachbarschaukel wandert. Beim Erreichen des Stall-Limits beobachteten sie eine "Kollision" von Interface und Vorderkante der Nachbarschaukel. Damit ist die Voraussetzung für das Umspülen der Vorderkante durch die Spaltströmung geschaffen. Im vorliegenden Fall befindet sich die Grenzlinie bereits jenseits der Vorderkante. Damit bestätigt sich, dass für den Betriebspunkt T2 ein signifikantes Umspülen der Vorderkante stattfindet. Demnach ist eines der beiden Strömungsphänomene (Spillover und

Rückströmung an der Hinterkante), die eine Spike-basierte rotierende Ablösung einleiten, nachgewiesen.

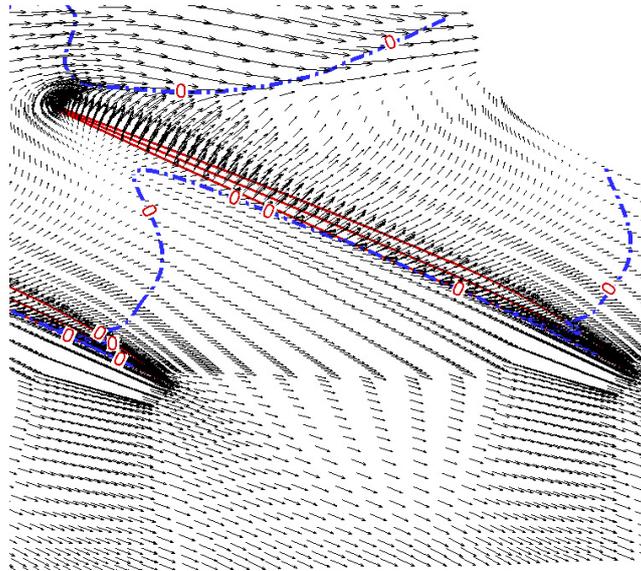


Abb. 6.55: Strömungsvektoren an der Rotorhinterkante für den Betriebspunkt T2

Hinsichtlich des Strömungsverhaltens an der Rotorhinterkante ist im Vergleich zum Betriebspunkt T1 durchaus eine Entwicklung festzustellen (Abb. 6.55): So ist das durch die blaue Linien eingegrenzte Gebiet negativer Axialgeschwindigkeit deutlich stromab gewandert. An der Profilsaugseite befindet sich die Grenzlinie bereits in kurzer Distanz zur Schaufelhinterkante. Eine Rückströmung liegt jedoch nicht vor.

Die Simulationsergebnisse lassen den Schluss zu, dass das gehäusenaher Strömungsverhalten jenseits der Stabilitätsgrenze bei der vorliegenden Verdichtergeometrie insbesondere durch das Umströmen der Vorderkante (Spillage) charakterisiert ist. Im Gegensatz zu Vo kann unter Verwendung einer Rotorschaufeldpassage keine Rückströmung im Hinterkantenbereich beobachtet werden – selbst für noch geringere Massenströme ($\dot{m} < 13.15 \text{ kg/s}$). Denkbar wäre, dass das Verfahren bei der vorliegenden Verdichterströmung instabil wird, bevor die Rückströmung einsetzt. Dies würde dann weiterhin bedeuten, dass nach Überschreiten der Stabilitätsgrenze zunächst ein Umspülen der Vorderkante und erst mehrere Schaufeldurchgangsperioden später eine Rückströmung im Hinterkantenbereich stattfindet. Es kann jedoch gleichzeitig nicht ausgeschlossen werden, dass dieses Strömungsphänomen (bei homogenen Zuströmbedingungen) nur unter Berücksichtigung mehrerer Rotorschaufelteilungen numerisch auflösbar ist.

6.6 Simulation des Betriebsverhaltens der Verdichterstufe – gestörte Zuströmung

Die aerodynamische Auslegung eines Axialverdichters basiert auf einer rotationssymmetrischen und störungsfreien Zuströmung. Einen solchen Zustand zu schaffen und die Strömung entsprechend zu führen, ist die Aufgabe des Einlaufs [53]. In der Praxis liegt ein solcher Zustand der homogenen Zuströmung jedoch selten vor. Daraus ergaben sich in der Vergangenheit für Flugantriebe, bei welchen ein möglichst effizienter Betrieb bei weitem Einsatzbereich gefordert wird, oftmals Schwierigkeiten bei der Anpassung von Einlauf und Triebwerk. Die Vorgabe, nach der bei jedem geforderten Flugzustand die Qualität der Zuströmung zu erhalten ist, stellte sich als große Herausforderung heraus [53]. Aufgrund dessen wurde der Einfluss von Einlaufstörungen auf Triebwerke bzw. Triebwerksverdichter schon frühzeitig systematisch analysiert. Experimentelle und numerische Untersuchungen haben gezeigt, dass sich Eintrittsstörungen negativ auf Leistung, Stabilität und Festigkeit des Verdichters auswirken [100]. Diesem Effekt wird Sorge getragen, indem ein größerer Sicherheitsabstand zur Pumgrenze eingehalten wird. Damit ist ein stabiler Betrieb des Triebwerkverdichters auch bei störungsbehafteter Zuströmung (beispielsweise durch Seitenwindverhältnisse) möglich.

Detaillierte experimentelle Untersuchungen zum Einfluss stationärer Totaldruckstörungen und Vordrallstörungen auf das Betriebsverhalten wurden beispielsweise von Jahnen et al. ([40], [41]) durchgeführt. Longley analysierte Mitte der 90er Jahre die Effekte von rotierenden Eintrittsstörungen auf einen langsamlaufenden vierstufigen Verdichter [54]. Peters et al. ([64]- [66]) beschrieb dieses Phänomen für ein fünfstufiges Hochdruckverdichterrig. Entsprechende Untersuchungen an Triebwerken wurden von Höss und Leinhos ([29], [48], [49]) präsentiert. Beide untersuchten den Einfluss von Eintrittsstörungen auf den Zweiwellen-Zweikreis-Turbofan Larzac04.

Erste Auslegungsmodelle bzw. Berechnungsmethoden zur Vorhersage des Effekts der Einlaufstörungen wurden bereits zwischen 1960 und 1970 – basierend auf empirischen Korrelationen – entwickelt ([59], [68], [69], [70]). Dazu gehörte auch das so genannte "Parallel-Kompressor-Modell", welches in der Folgezeit stetig verbessert und erweitert wurde. Eine wesentliche Weiterentwicklung dieser Methodik stellt das Greitzner-Hynes-Modell ([32] und [33]) dar, welches Ende der 80er Jahre entstand. Tatsächlich wird selbst heute noch im Verdichterauslegungsprozess auf eine weiterentwickelte Form des Greitzner-Hynes-Modells zurückgegriffen, wenn es um den Einfluss von Eintrittsstörungen geht [100].

Nichtsdestotrotz hat die Gestaltung moderner dreidimensionaler Schaufelformen mit niedrigen Schaufelhöhenverhältnissen zur Folge, dass die Einflussnahme der Einlaufstörung auf die Verdichterströmung immer komplexer wird. Es besteht daher die Gefahr, dass Vorhersagemodelle basierend auf empirischen Korrelationen bald an ihre Grenzen stoßen werden.

Aufgrund der in den letzten zehn Jahren stark angestiegenen Prozessorleistung verbunden mit der hohen Verfügbarkeit an Rechenkapazitäten stellt die numerische Simulation von dreidimensionalen und zeitabhängigen Strömungsphänomenen inzwischen eine interessante Variante dar. Im Gegensatz zu den oben genannten Methoden sind zeitgenaue RANS-Verfahren in der Lage, die Bewegung der Störung durch die Verdichterstufe sowie die Variation der Schaufelbelastung in Umfangsrichtung zeitlich hochaufgelöst wiederzugeben. Eine solche Vorgehensweise erweist sich daher als vielversprechend, um neben einer genauen Vorhersage zur Änderung des Betriebsverhaltens (durch die Eintrittsstörung) ein tieferes Verständnis hinsichtlich der Wechselwirkung von Eintrittsstörung und Verdichterströmung zu erlangen.

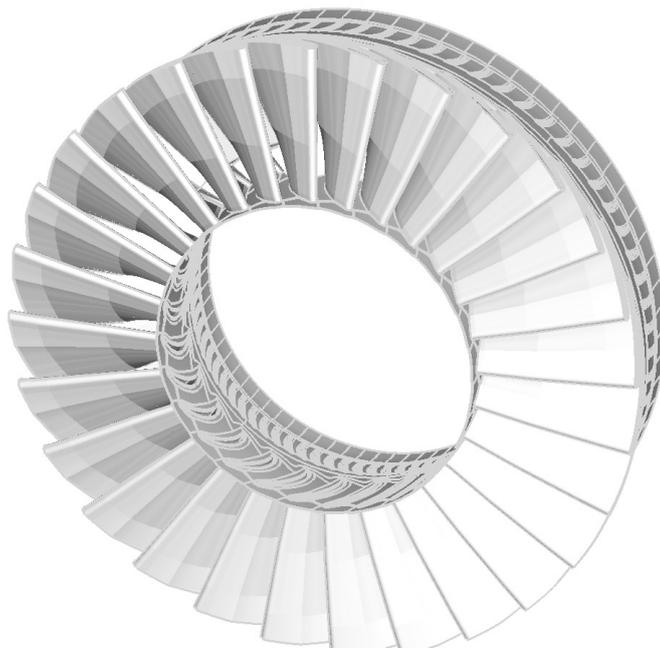


Abb. 6.56: Dreidimensionale Ansicht der transsonischen Verdichterstufe

Das letzte Unterkapitel befasst sich daher mit Strömungssimulationen zu einer transsonischen Verdichterstufe (siehe Abb. 6.56) bei Vorgabe einer Totaldruckstörung. Die experimentellen Untersuchungen wurden von Manfred Lecht [53] am Institut für Antriebstechnik vom DLR Köln durchgeführt. Der Aufbau des Prüfstandes ist vergleichbar mit dem von Dunker (siehe Abb. 6.1). Einzige Ausnahme bildet der zusätzlich eingebaute Erzeuger der Totaldruckstörung: Dieser aus 72 Blechspeichen ($0.7 \times 10 \text{ mm}$) bestehende Störkörperträger befand sich 100 mm stromauf der Laufradvorderkante (Nabe). Der Störsektorwinkel betrug 120° .

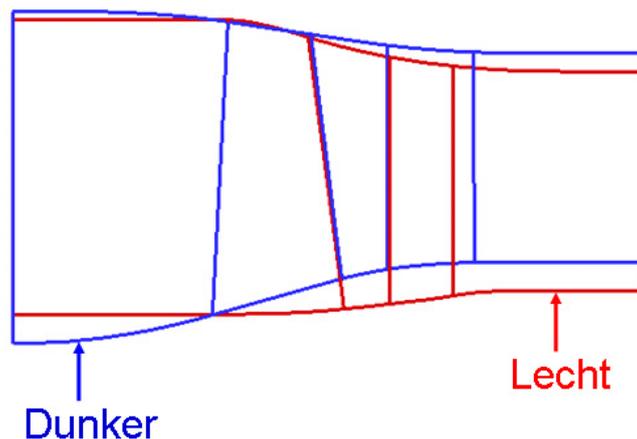


Abb. 6.57: Ringraumgeometrie nach Lecht (roter Verlauf) und Dunker

Insgesamt lagen drei Messebenen vor: Die erste Messebene befand sich 50 mm stromauf der Laufradvorderkante (Nabe). Hier wurde (ausschließlich) in Kanalmitte die Umfangsverteilung von Totaldruck, statischen Druck sowie Zuströmwinkel ermittelt. Im Axialspalt erfolgte die Umfangsmessung bei 25%, 50% und 75% radialer Höhe für Totaldruck, statischer Druck, Totaltemperatur und Zuströmwinkel. Bei 85% Auslegungsdrehzahl wurde zudem in der Abströmebene die Umfangsverteilung des Totaldrucks und des statischen Drucks bestimmt.

Die Geometrie der Verdichterstufe weicht dabei leicht von der im Kapitel 6.1 dargestellten Stufe ab: So liegen anstatt 56 hier 72 Statorschaufeln mit NACA-65 Profilierung vor. Zudem weist der Ringraumverlauf eine Abweichung auf, wie Abbildung 6.57 zu entnehmen ist. Die Rotorbeschaufelung ist hingegen unverändert. Totaldruckverhältnis ($\Pi = 1.5$), Massenstrom ($\dot{m} = 17.3 \text{ kg/s}$) und Drehzahl (20260 U/min) sind identisch mit den Auslegungsdaten von Dunker (siehe Kapitel 6.1).

Abbildung 6.58 zeigt die Frontansicht des verwendeten blockstrukturierten Rechnetzes (dargestellt ist nur jedes fünfte Netzelement). Hinsichtlich der Auflösung des Rechengitters wurde vergleichbar vorgegangen, wie bei den Simulationen zu einer Schaufelteilung bei homogener Zuströmung. Zwar ist das Phänomen Einlaufstörung von reibungsfreier Natur und weist daher vergleichsweise große Wellenlängen auf. Dennoch müssen auch die Rotor-Stator-Interaktion bzw. die Stoß-Grenzschicht-Interaktion gut aufgelöst werden, um eine mögliche nicht-lineare Interaktion zwischen Einlaufstörung und hochfrequenten Strömungsphänomenen darzustellen. Dementsprechend liegen für Schaufelgrenzschicht, Gehäusespalt und Stoßregionen hohe Elementzahlen vor. In radialer Richtung wird der Ringraum überall mit 57 Elementen aufgelöst. Auf

den Spalt zwischen Rotorschaukelspitze und Gehäuse entfallen davon neun Zellen. Eine hinreichend gute Netzauflösung liegt auch am Rotor-Stator-Interfacrand vor (in axiale Richtung und Umfangsrichtung), um einen Nachlauftransport über den Interfacrand bei nur geringen numerischen Verlusten zu realisieren. Da ausschließlich für die Schaukelspitze sowie Naben- und Gehäusewand auf Wandfunktionen zurückgegriffen wird, setzt sich das Rechengitter der Verdichterstufe aus insgesamt 88 Millionen Elementen zusammen. Turbulente Effekte werden mit der Low-Reynolds-Formulierung des $k - \omega$ Turbulenz-Modells simuliert. Räumliche und zeitliche Diskretisierung sind von zweiter Ordnung Genauigkeit. Eine Rotorumdrehung wird mit 3584 Zeitschritten (128 Zeitschritte pro Schaufelteilung) aufgelöst. Eintritts- und Austrittsrandbedingung basieren auf der nicht-reflektierenden Methode nach Giles mit erster Ordnung Genauigkeit (Simulationen mit nicht-reflektierenden Randbedingungen zweiter Ordnung erwiesen sich als nicht stabil).

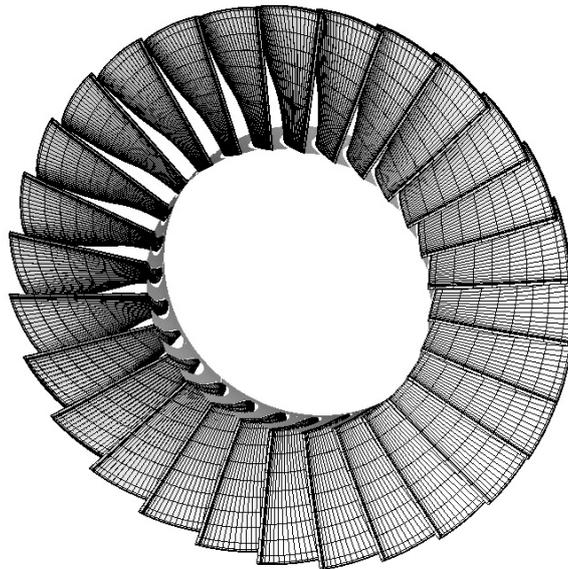


Abb. 6.58: Rechengetz für Rotorschaukelreihe der transsonische Verdichterstufe

Entscheidend für die Durchführung der numerischen Arbeit war jedoch die Weiterentwicklung der Eintrittsrandbedingung: So ist mit der TRACE-Version 5.3 standardmäßig nur eine eindimensionale Verteilung der Strömungsgrößen am Eintrittsrand möglich. Mit Hilfe einer im Rahmen des Promotionsprojektes entwickelten Erweiterung kann nun ein zweidimensionales Feld – und somit auch eine reale Totaldruckstörung – am Eintrittsrand vorgegeben werden.

Der Eintritt des Rechengebietes ist identisch mit der ersten Messebene 50 mm stromauf der

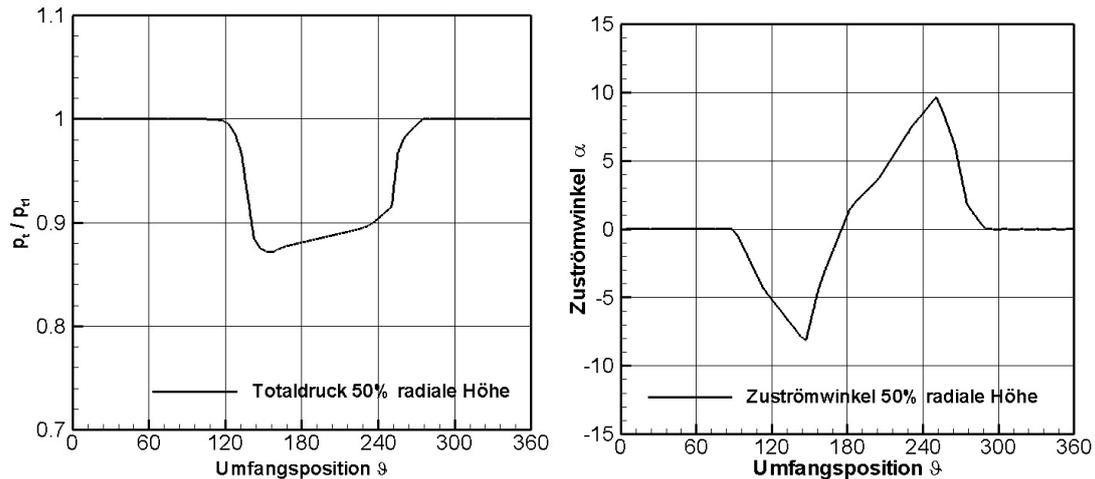


Abb. 6.59: Druck- und Zuströmwinkelverteilung am Eintrittsrand für 50% radiale Höhe

Laufadvorderkante. Damit können die gemessenen Umfangsverteilungen (siehe Abb. 6.59) für Totaldruck und Zuströmwinkel direkt als Randbedingung definiert werden. Die Variation des Zuströmwinkels ergab sich hierbei aus der Versuchsanordnung heraus: Aufgrund des geringen Abstandes zwischen Siebträger und Laufrad kommt es zu einer Stromauf- bzw. Rückwirkung auf die Strömungsverhältnisse am Störsieb. Diese Rückwirkung äußert sich in einer Abnahme des statischen Drucks im Störsektor. Durch die wirksamen Druckgradienten in den Übergangsbereichen der Störung kommt es dort zur Ausbildung einer in den gestörten Bereich gerichteten Kompensationströmung. Dies geht einher mit der Erzeugung gegensinniger Vordrallkomponenten. Dementsprechend liegt beim Eintritt in die Störung ein geringerer und beim Austritt ein höherer Zuströmwinkel vor.

Dennoch müssen bei der Definition der Eintrittsstörung vereinfachende Annahmen getroffen werden: So liegen die Umfangsverteilungen stromauf der Verdichterstufe nicht für mehrere radiale Höhen, sondern nur für den Mittenschnitt vor. Da sich die Blechspeichengeometrie zwischen Nabe und Gehäuse jedoch nicht ändert, kann davon ausgegangen werden, dass eine Variation von Druck und Zuströmwinkel in radialer Richtung relativ gering ausfällt. Dementsprechend wird für alle radiale Positionen die im Mittenschnitt gemessene Umfangsverteilung von Druck und Zuströmwinkel angesetzt. Zudem liegen in der Eintrittsebene keine Messwerte zur Totaltemperatur vor. Es wird daher eine in Umfangsrichtung und in Schaufelhöhenrichtung konstante Temperatur $T_t = 288.15K$ vorgegeben.

Abbildung 6.60 ist das zweidimensionale Druckfeld stromauf der Verdichterstufe bei aufgeprägter Druckstörung zu entnehmen. Da sich die Rotorschaukelreihe im Uhrzeigersinn bewegt, treten die größten Totaldruckänderungen direkt nach dem Eintritt der Laufschaufeln in den

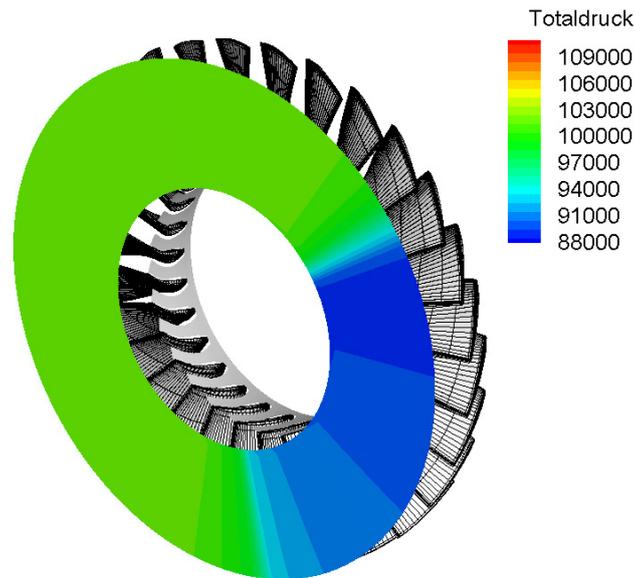


Abb. 6.60: Darstellung der 120°-Druckstörung

gestörten Bereich auf. Gemäß Abb. 6.59 geht der Totaldruck in diesem Bereich um bis zu 13% zurück.

Der Einfluss der Einlaufstörung auf das Totaldruckverhältnis ist in Abbildung 6.61 dargestellt. Die Quadrate repräsentieren gemessene (rote Symbole) und berechnete Totaldruckwerte bei homogener Zuströmung. Der im Diagramm aufgetragene Massenstrom ist auf ISA Bedingungen korrigiert und weiterhin normiert mit dem Durchsatz bei maximalem Wirkungsgrad für homogene Zuströmbedingungen. Der auf ISA Bedingungen korrigierte Massenstrom \dot{m}_{ISA} ist wie folgt definiert:

$$\dot{m}_{ISA} = \dot{m} \frac{\sqrt{\frac{T_t}{T_{t,ref}}}}{\frac{p_t}{p_{t,ref}}}; \quad T_{t,ref} = 288.15 \text{ K}, \quad p_{t,ref} = 101330 \text{ Pa} \quad (6.2)$$

Die numerisch bestimmte Charakteristik basiert dabei ausschließlich auf stationären Simulationen für eine Schaufelteilung. Zwar weichen Mess- und Simulationsdaten um bis zu 6% von einander ab – dennoch wird das Verhalten nahe der Abreißgrenze ähnlich wiedergegeben. Die Druckwerte bei gestörter Zuströmung sind in der Abbildung als Dreiecke dargestellt. Die zwei dargestellten Messwerte beziehen sich auf mittleren Durchsatz ($\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.91 \text{ kg/s}$) und einen Betriebspunkt nahe der Abreißgrenze. Im Vergleich zur ungestörten Zuströmung ist nur eine geringfügige Zunahme des Druckverhältnisses (zwischen den zwei Betriebspunk-

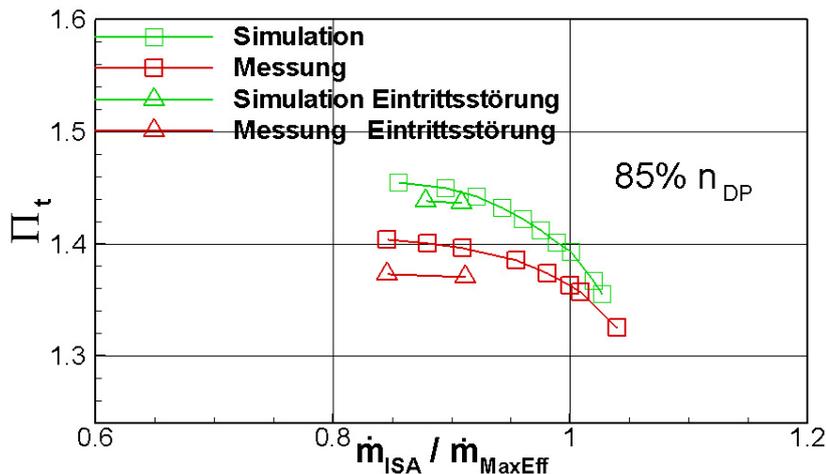


Abb. 6.61: Änderung des Druckverhältnisses bei gestörter Zuströmung

ten) zu beobachten. Die Simulationsergebnisse zeigen den Druckaufbau bei mittlerem Durchsatz ($\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.91 \text{ kg/s}$) und $\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.88 \text{ kg/s}$. In Übereinstimmung mit den Messdaten ergibt sich nur eine marginale Zunahme von Π bei abnehmendem Massenstrom. Von ähnlicher Größenordnung ist die prozentuale Abnahme des Druckparameters bei Übergang von homogener zu gestörter Zuströmung und gleichbleibendem Massenstrom. So liegt gemäß der numerischen Daten für $\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.91 \text{ kg/s}$ ein Rückgang von 1.4% vor, während sich aus den Messergebnissen ein Unterschied von 1.9% ableiten lässt. Des weiteren ist der Rückgang des Massenstroms bei gestörter Zuströmung $\Delta\dot{m} = \dot{m}_{ISA;Hom}/\dot{m}_{MaxEff} - \dot{m}_{ISA;Dist}/\dot{m}_{MaxEff}$ bei mittlerem Durchsatz nahezu identisch. Während die Abnahme entsprechend den Messergebnissen bei 8.9% (bezogen auf Massenstrom bei homogener Zuströmung) liegt, kann anhand der Simulationsergebnisse ein Rückgang um 9.2% errechnet werden.

Zur Klärung der strömungsphysikalischen Vorgänge in der Verdichterstufe bei gestörter Zuströmung wird im folgenden auf Umfangsverteilungen der Strömungsgrößen zurückgegriffen. Verläufe von Totaldruck und Totaltemperatur sollen dabei verdeutlichen, wo genau und in welcher Form eine Antwort der Verdichterströmung auf die Totaldruckstörung vorliegt.

Abbildung 6.62 zeigt die Verteilung der Totaltemperaturerhöhung als Maß der spezifischen Energiezufuhr für mittlere Durchsätze im Axialspalt. Links ist die Verteilung der numerisch bestimmten Energiezufuhr für $\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.91 \text{ kg/s}$ aufgeführt. Wie auch bei der Darstellung der Messergebnisse sind die Werte für drei unterschiedliche Kanalhöhen aufgetragen. Die hohe Varianz der Simulationsdaten beruht auf dem räumlichen Auflösen des Rotornachlaufs.

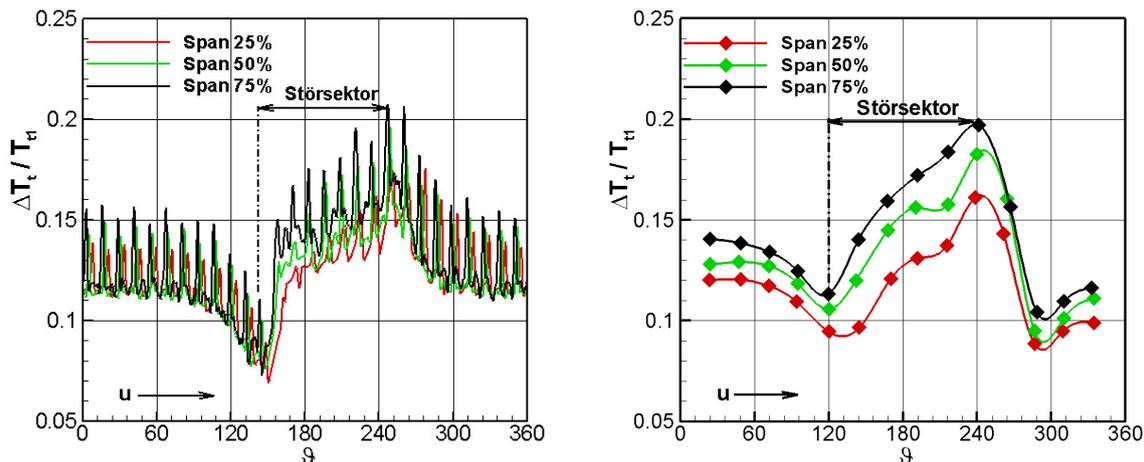


Abb. 6.62: Spezifische Energiezufuhr für mittleren Durchsatz ($\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.91 \text{ kg/s}$)

Simulation und Messung weisen eine zufriedenstellende Übereinstimmung auf. In Drehrichtung betrachtet ist in beiden Fällen beim Übergang in den gestörten Bereich zunächst eine Abnahme der Temperaturdifferenz zu beobachten. Anschließend steigen die Werte stark an. Die höchste Energiezufuhr liegt am Austritt der Störung vor. Dieses Verhalten lässt sich mit der aus der wirksamen Ausgleichsströmung hervorgehenden negativen Inzidenz am Eintritt und der positiven Inzidenz am Austritt der Störung erklären. Im Gegensatz zu den Messergebnissen legen die numerischen Resultate eine kleinere Drehung der Druckstörung in Umfangsrichtung dar: So rotiert die Druckstörung zwischen Eintritt und Axialspalt um ca. 10° in Umfangsrichtung. Die Erstreckung der Druckstörung (in Umfangsrichtung) hat sich stromab der Rotorschaukelreihe, entsprechend den Ergebnissen von Lecht, hingegen nur marginal geändert. Die Datensätze zeigen auch, dass innerhalb des Störsektors die spezifische Energiezufuhr in Abhängigkeit der Kanalhöhe stärker ansteigt. Offensichtlich liegt im Störsektor eine stärkere Zunahme der aerodynamischen Schaukelbelastung in Schaukelhöhenrichtung für die Rotorschaukeln vor.

Abbildung 6.63 bestätigt diese Annahme. Dargestellt ist die simulierte, instantane c_p -Verteilung für eine Laufschaufel innerhalb des Störsektors (linkes Bild) und außerhalb der Druckstörung (entsprechende Messungen liegen nicht vor). Dem Schaubild ist zu entnehmen, dass die größten Variationen im Vorderkantenbereich der Profilsaugseite ($0.1 < x_{ax}/l_{ax} < 0.3$) anzutreffen sind. Es zeigt sich, dass innerhalb der Störung dort eine deutlich stärkere Zunahme der c_p -Werte zwischen 25% und 75% Schaukelhöhe vorliegt.

Die Umfangsverteilung des normierten Totaldrucks ($p_{t1} = 1.013 \text{ bar}$) am Verdichteraustritt für 50% radiale Höhe ist Abbildung 6.64 zu entnehmen. Qualitativ wird die Verteilung des Total-

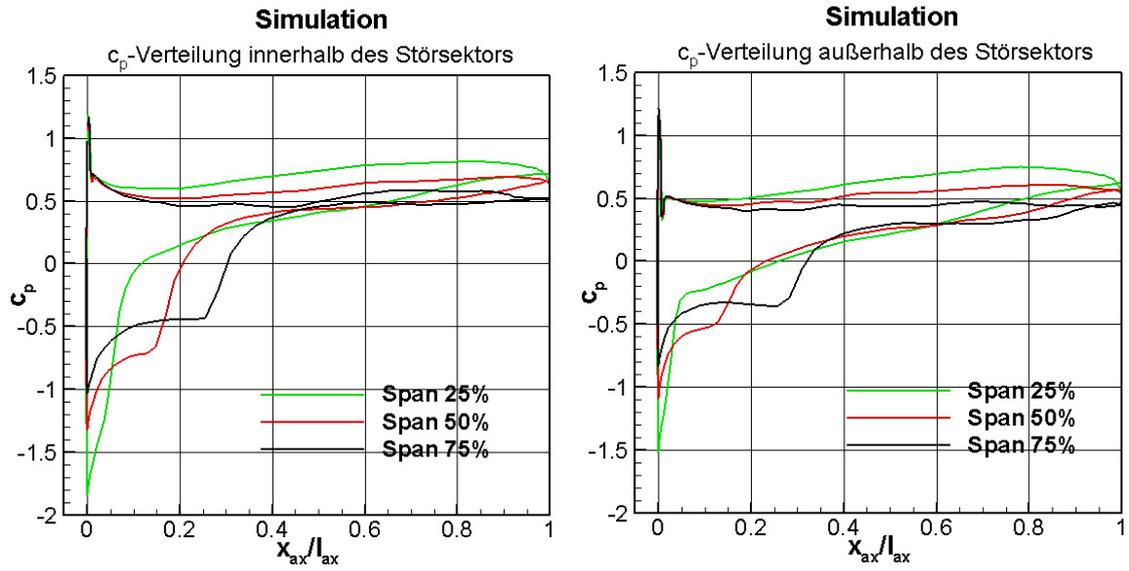


Abb. 6.63: Simulierte aerodynamische Belastung der Laufschaufeln innerhalb (links) und außerhalb des Störsektors für mittleren Durchsatz

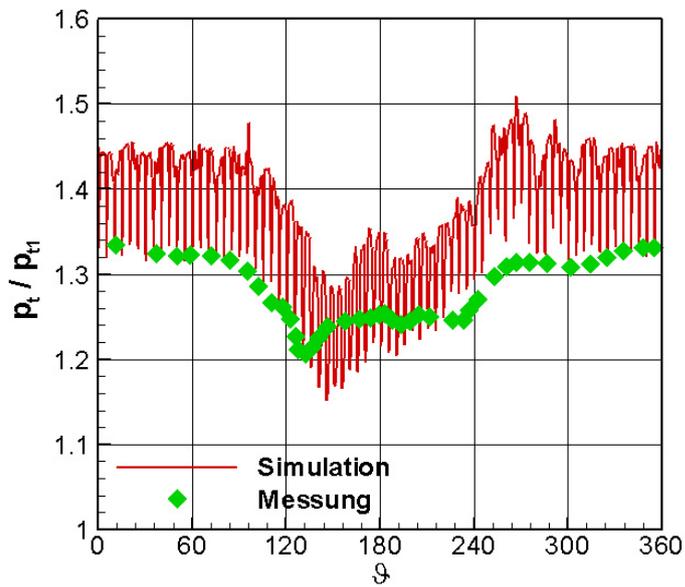


Abb. 6.64: Totaldruckverhältnis im Mittenschnitt am Verdichteraustritt für mittleren Durchsatz

drucks im Störsektor zufriedenstellend wiedergegeben. So folgt auf einen starken Rückgang ein moderater Anstieg der Werte bis 170° . Im verbleibenden Störsektor weisen die vorhergesagten Druckwerte jedoch höhere Schwankungen auf, während der gemessene Totaldruck nahezu konstant bleibt. Insgesamt ist festzustellen, dass der vorhergesagte Abbau des Druckdefizits zu langsam (räumlich gesehen) von statten geht. Nichtsdestotrotz weichen experimentell bestimmte und vorhergesagte Breite des Störsektors nur geringfügig von einander ab. Zudem deuten Simulation und Messung auf eine signifikante Deformation der Druckstörung beim Verdichterdurchgang hin (vgl. Abb. 6.64 mit Abb. 6.59).

Von großem Interesse ist, ob eine Verstärkung oder Abschwächung der Druckstörung nach Passieren der Verdichterstufe vorliegt. Trifft beispielsweise bei einem Zweistromtriebwerk eine Totaldruckstörung auf die Fanstufe und intensiviert sich diese nach Passieren der Laufradschaufelreihe in Nabennähe, so ergeben sich für die nachfolgende Verdichtergruppe des Kerntriebwerks unter Umständen kritische Zuströmbedingungen.

Zur Beurteilung wird auf den DC_{60} -Faktor [69] zurückgegriffen. Hierbei wird der 60° -Sektor so gewählt, dass das in ihm enthaltene Umfangsmittel des Totaldrucks $\bar{p}_{t,60}$ minimal ist. Die Differenz aus dem über den vollen Umfang gemittelten Totaldruck \bar{p}_t und dem sektorumfangsgemittelten Wert $\bar{p}_{t,60}$, normiert mit dem 360° -Mittel des Staudrucks, entspricht diesem Störkoeffizienten:

$$DC_{60} = \frac{\bar{p}_t - \bar{p}_{t,60}}{\bar{p}_t - \bar{p}} \quad (6.3)$$

Allerdings geht seiner Berechnung – im Gegensatz zur klassischen Formulierung – keine radiale Mittelung voraus. Dies ermöglicht eine Darstellung des Faktors als Funktion der Kanalhöhe. Abbildung 6.65 zeigt die Verteilung des Störkoeffizienten am Eintrittsrand (Linie mit Dreiecken) und stromab der Verdichterstufe für mittleren Durchsatz ($\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.91 \text{ kg/s}$). Demnach liegt für alle Schaufelhöhen stromab der Verdichterstufe eine Abschwächung der Störung vor. Die Abnahme ist hierbei stark abhängig vom vorliegenden Radius: Während in Nabennähe nur eine schwache Abnahme vorliegt, ist nahe der Gehäusewand ein Rückgang um mehr als 50% zu beobachten. Diese mit steigendem Radius zunehmende Abschwächung geht auch aus den Messungen von Lecht [53] hervor.

Abbildung 6.61 veranschaulichte das stationäre Betriebsverhalten der Verdichterstufe basierend auf umfangs- und radialgemittelten Totaldruckwerten. Ausgehend von diesem Auswerteverfahren zeigte sich, dass bei mittlerem Durchsatz trotz gestörter Zuströmung weiterhin ein stabiles Strömungsverhalten vorliegt. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass das Totaldruckverhältnis in Umfangsrichtung starken periodischen Schwankungen unterworfen ist. Es ist daher auf-

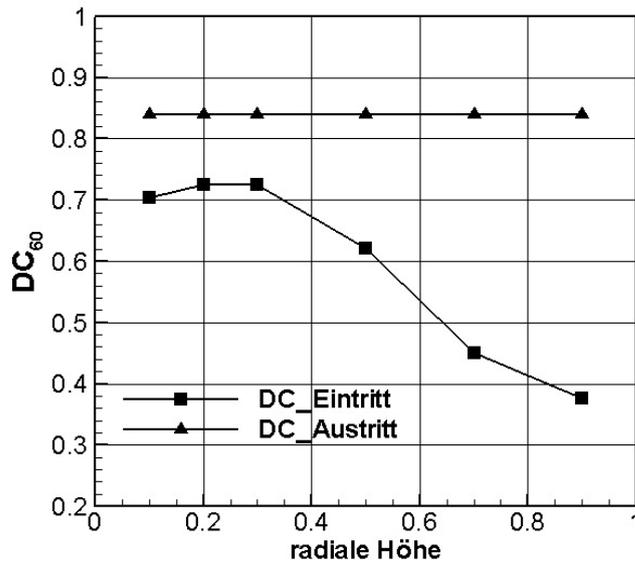


Abb. 6.65: DC_{60} -Faktor für unterschiedliche Kanalhöhen bei mittlerem Durchsatz

schlussreich, zusätzlich ein sektorweises bzw. periodisch instationäres Betriebsverhalten aufzutragen. Abbildung 6.66 beinhaltet das Betriebsverhalten bei homogener Zuströmung, den Betriebspunkt für mittleren Durchsatz bei gestörter Zuströmung sowie die Arbeitspunkte bei sektorweiser Auswertung, ebenfalls für den mittleren Durchsatz bei gestörter Zuströmung. Die Arbeitspunkte bei Vielfachsektorauswertung sind als gefüllte Dreiecke dargestellt. Als Sektorweite wurde eine Rotorschaufelteilung gewählt. Für die Auswertung von Interesse waren die Sektoren, welche sich über die Druckstörung mitsamt den zwei Übergangsbereichen erstrecken.

Betrachtet wurde zudem der Sektor mittig im ungestörten Bereich. Der daraus resultierende "Betriebspunkt" ist als schwarzfarbened Dreieck hervorgehoben und repräsentiert das Verhalten außerhalb der Druckstörung. Es zeigt sich erwartungsgemäß, dass dieser "Betriebspunkt" in unmittelbarer Nähe der stationären Drehzahllinie bei homogener Zuströmung liegt. Beim Eintritt in die Druckstörung ist ein signifikanter Rückgang des Massenstroms zu beobachten. Der Totaldruckaufbau sinkt dabei unter das im ungestörten Bereich vorliegende Niveau. Der geringere Druckaufbau geht zurück auf die niedrige aerodynamische Belastung in diesem Bereich, bedingt durch die in die Störung gerichtete Ausgleichsströmung.

Im Innern der Störung liegt ein sukzessives Ansteigen des Druckverhältnisses vor (entsprechend dem Verlauf des eingezeichneten Pfeils). Der Massenstrom variiert hier zwischen $\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} =$

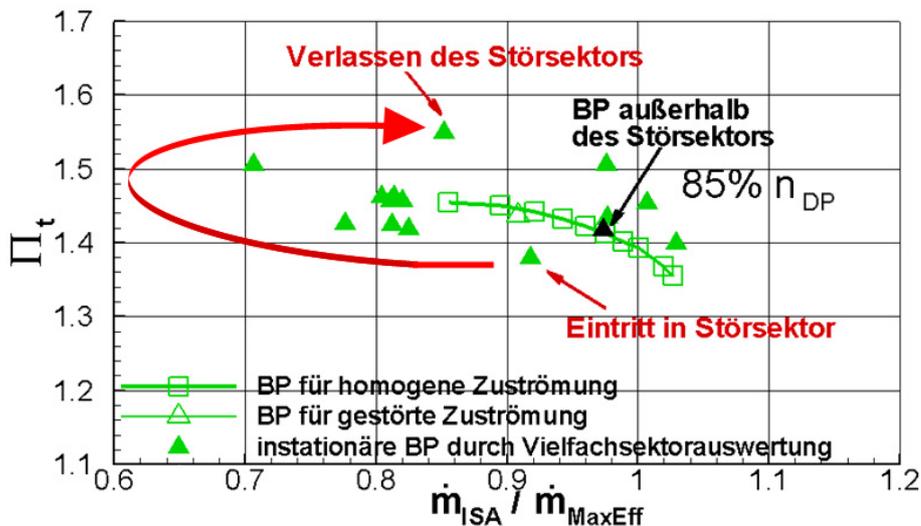


Abb. 6.66: Zeitabhängiges Betriebsverhalten für mittleren Durchsatz durch Vielfachsektorauswertung

0.83 kg/s und $\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.71$ kg/s. Bei Übergang in den ungestörten Bereich ergeben sich entsprechend der Gegendrallkomponente hohe Inzidenzen und daher maximale Druckverhältnisse ($\Pi = 1.55$). Die Massenstromwerte liegen hier bei $\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.85$ kg/s und somit immer noch jenseits der Stabilitätsgrenze für homogene Zuströmung. Drei Sektoren entfernt vom Rand des Störgebietes stellt sich bereits wieder ein Betriebsverhalten entsprechend der stationären Charakteristik ein (im Diagramm BP mit $\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.97$ kg/s und $\Pi = 1.42$).

Die aus Abbildung 6.66 gewonnenen Erkenntnisse lassen den Schluss zu, dass der untersuchte Verdichter offenbar in der Lage ist, bei Vorgabe einer Totaldruckstörung seinen Betriebsbereich kurzzeitig bzw. in einzelnen Schaufelpassagen über die stationäre Abreißgrenze hinaus auszudehnen (siehe BP beim Verlassen der Druckstörung). Dieses charakteristische instationäre Verhalten wurde so auch von Lecht [53] beobachtet. Die von Lecht bestimmten Arbeitspunkte weisen allerdings eine geringere Streuung des Totaldruckverhältnisses auf und liegen annähernd entlang einer Betriebslinie konstanter Drehzahl. Es sei an dieser Stelle aber darauf hingewiesen, dass die Herleitung der "Betriebspunkte" von Lecht nicht auf Basis instationärer Messtechnik erfolgte, sondern auf einer analytischen Methode mit sehr vereinfachten Annahmen beruhte [53].

Im vorausgegangenen Kapitel wurde das Spaltwirbelverhalten in Abhängigkeit von der aerodynamischen Belastung bei homogenen Zuströmbedingungen untersucht. Es zeigte sich, dass bei zunehmender Belastung der Impuls der Spaltströmung stark ansteigt. Als Resultat ergab sich

ein nahezu parallel zur Gittereintrittsebene gerichteter Transport des reibungsbehafteten Fluids in die Passage der Nachbarrotorschaukel. Der Fluidtransport in die Nachbarpassage bewirkte dort zudem die Ausbildung eines Blockagegebietes. Die Simulationsdaten legten dar, dass dieses Blockagegebiet mit steigender Belastung in alle drei Raumrichtungen expandiert. Tritt ein Großteil der Spaltströmung – als Folge der Blockage – aus der Rotoreintrittsebene der Nachbarschaukel (Spillage), so ist bei der untersuchten Verdichtergeometrie mit dem Einsetzen instabiler Strömungsverhältnisse zu rechnen.

Die numerischen Untersuchungen zum Strömungsverhalten bei gestörter Zuströmung in diesem Unterkapitel haben dargelegt, dass trotz moderater Gegendrücke teilweise sehr hohe aerodynamische Belastungen vorliegen – insbesondere beim Austritt der Laufschaufel aus dem Störsektor (vergleiche Abb. 6.62). Von großem Interesse ist nun, wie sich diese Bedingungen auf die lokale Spaltströmung auswirken. Aufgrund gleicher Schaufelgeometrien und sehr ähnlichen Abmessungen für den Radialspalt liegt die Vermutung nahe, dass vergleichbare Strömungsphänomene (z. B. Blockagegebiet) zu beobachten sein werden.

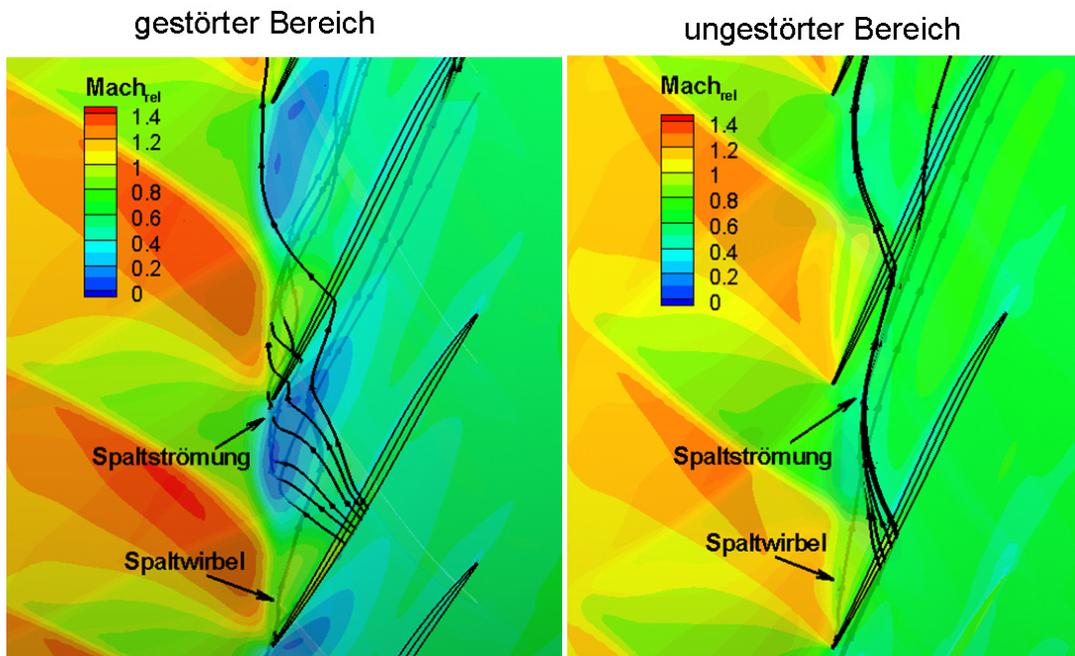


Abb. 6.67: Simulierte Machzahlverteilung an der Schaufelspitze innerhalb (links) und außerhalb des Störsektors

Abbildung 6.67 zeigt die Machzahlverteilung an der Schaufelspitze innerhalb der Totaldruckstörung (links) und außerhalb des Störsektors. Zusätzlich eingetragen sind die Stromlinien für Spaltwirbel und Spaltströmung. Entsprechend den Ergebnissen nahe der Abreißgrenze bei ho-

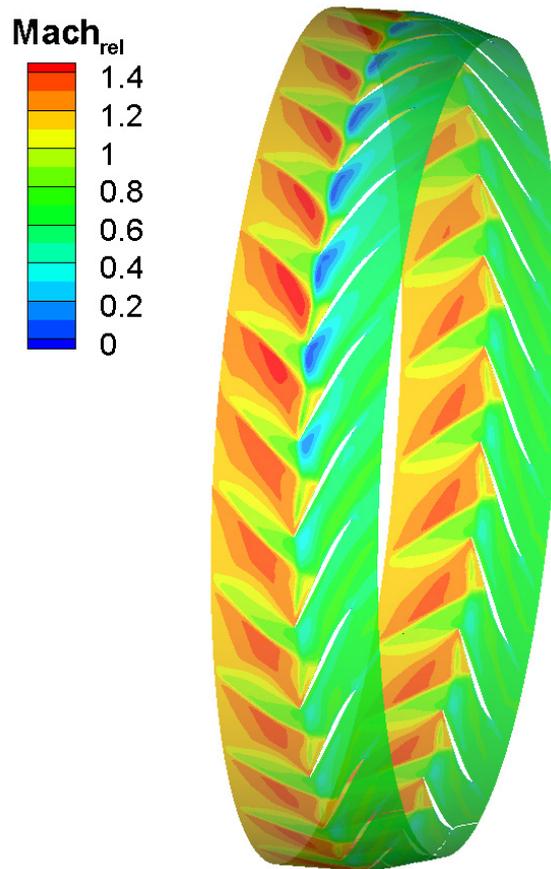


Abb. 6.68: Simulierte Machzahlverteilung nahe der Schaufelspitze

mogener Zuströmung hat sich im Störsektor ein signifikantes Blockagegebiet ausgebildet. Anhand der Stromlinien wird deutlich, dass auch hier die Spaltströmung für dessen Entstehung verantwortlich ist. Die senkrecht zur Skelettlinie verlaufenden Stromlinien lassen des weiteren auf ein sehr hohes Impulsverhältnis Spaltströmung zu Hauptströmung schließen. Tatsächlich ist das Verhalten der Spaltströmung eher mit Bedingungen jenseits der Stabilitätsgrenze bei homogener Zuströmung vergleichbar. So passiert ein Teil der Spaltströmung bereits die Vorderkante der benachbarten Rotorschaukel (Spillage).

Die Wirkung des Blockagegebietes ist zudem derart ausgeprägt, dass selbst der unterhalb der Spaltströmung verlaufende Spaltwirbel in diesem Bereich eine starke Ablenkung (in Richtung der Nachbarschaukel) erfährt. Dieses Spaltwirbelverhalten trat in vergleichbarer Form bei homogener Zuströmung für einen Betriebspunkt jenseits der Stabilitätsgrenze auf (vergleiche Abb. 6.47).

Außerhalb des Störsektors liegt ein deutlich abgeschwächtes Blockagebiet vor. Zudem befindet sich dieses in größerer Entfernung zur benachbarten Profildruckseite. Beide Eigenschaften lassen den Schluss zu, dass der Impuls der Spaltströmung deutlich zurückgegangen ist. Ein Abknicken des Spaltwirbels auf Höhe der Blockagezone kann nicht mehr beobachtet werden. In Abbildung 6.68 sind der Störsektor und der Bereich außerhalb der Druckstörung in einem Bild zusammengefasst. Die Darstellung verdeutlicht eindrucksvoll das in Umfangsrichtung variierende Strömungsverhalten.

Abschließend ist festzuhalten, dass bei Vorgabe einer Totaldruckstörung innerhalb des Störsektors Strömungsphänomene in Erscheinung treten (Spillage), die üblicherweise auf das Einsetzen eines instabilen Betriebsverhaltens hindeuten. Die Untersuchungen zur Spaltströmung unterstreichen daher die zuvor aufgestellte These, wonach der Verdichter in der Lage ist, seinen Betriebsbereich in einzelnen Schaufelpassagen über die stationäre Abreißgrenze hinaus auszuweiten.

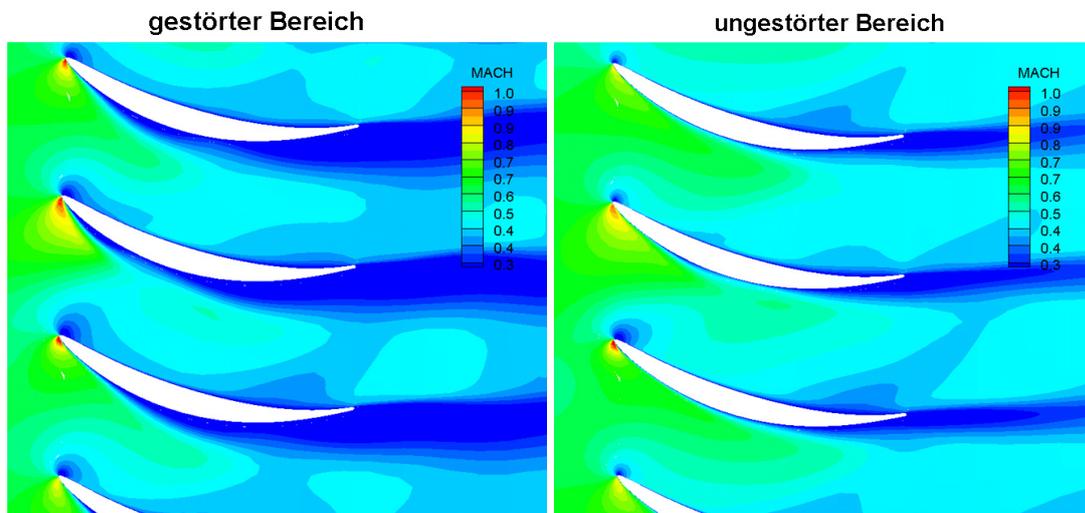


Abb. 6.69: Simulierte Machzahlverteilung innerhalb (links) und außerhalb des Störsektors bei 18.5% radiale Höhe

Abbildung 6.64 veranschaulichte, dass die Intensität der Totaldruckstörung bis zum Austritt der Verdichterstufe nur moderat zurückgegangen war. Dementsprechend ist davon auszugehen, dass die Statorströmung in einem ähnlichen Maße durch die Druckstörung beeinflusst wird wie die Rotorströmung. Abbildung 6.69 zeigt die Machzahlverteilung innerhalb (linkes Bild) und außerhalb des Störsektors in Nabennähe. Aus den niedrigeren Axialgeschwindigkeiten innerhalb des Störgebietes resultieren höhere Indizenzwinkel und damit höhere aerodynamische Belastungen

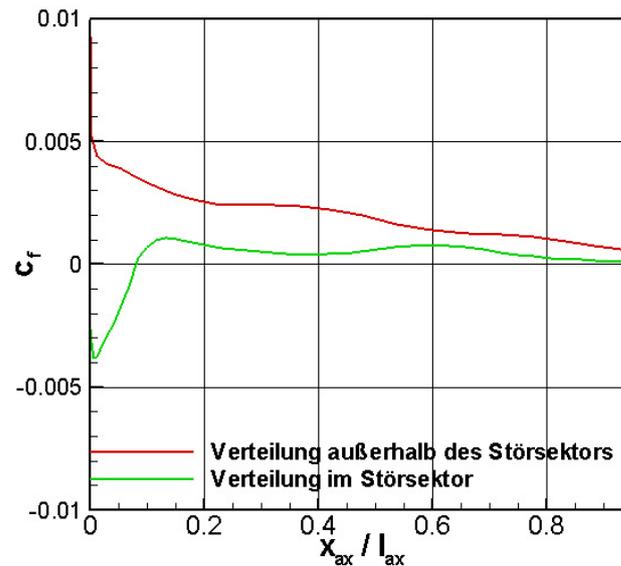


Abb. 6.70: Simulierte Verteilung des Reibungsbeiwertes c_f auf der Profilsaugseite innerhalb und außerhalb des Störsektors bei 18.5% radiale Höhe

für die Statorschaufeln. Als Folge kommt es zu wesentlich größeren Strömungsverlusten, insbesondere auf der Saugseite. Im saugseitigen Vorderkantenbereich löst die Statorströmung sogar ab. So ergeben in Nabennähe für die ersten 10% der axialen Sehnenlänge negative Reibungsbeiwerte (Abb. 6.70). Anhand der Entropieverteilung innerhalb des Störsektors wird deutlich, dass die Höhe der Strömungsverluste stark mit der Position des Nachlaufs korreliert. So treten maximale Verluste dann auf, wenn der Rotornachlauf im Vorderkantenbereich auf die Statorschaufel trifft und somit eine zusätzliche Inzidenzerhöhung verursacht. Im ungestörten Gebiet liegen deutlich geringere Entropieniveaus vor (Abb. 6.72). Entropiewerte oberhalb von 40 (untere Grenze des gewählten Wertebereichs) werden nur dort erreicht, wo Rotornachlauf und saugseitige Grenzschicht der Statorschaufel in Wechselwirkung stehen.

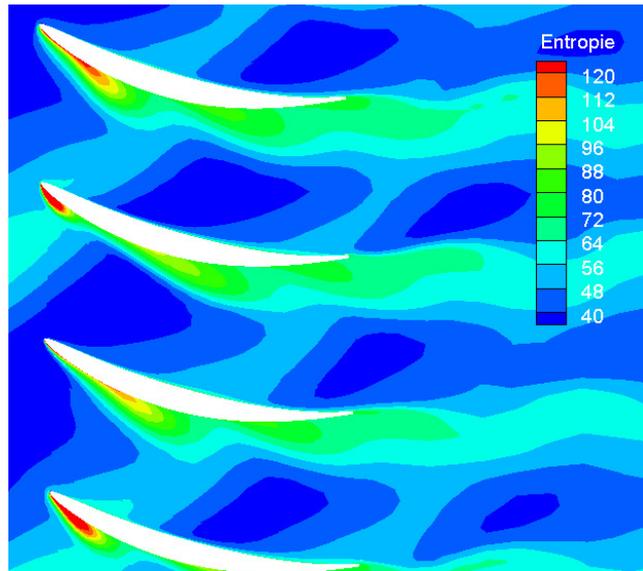


Abb. 6.71: Simulierte Entropieverteilung innerhalb des Störsektors in Nabennähe (18.5% radiale Höhe)

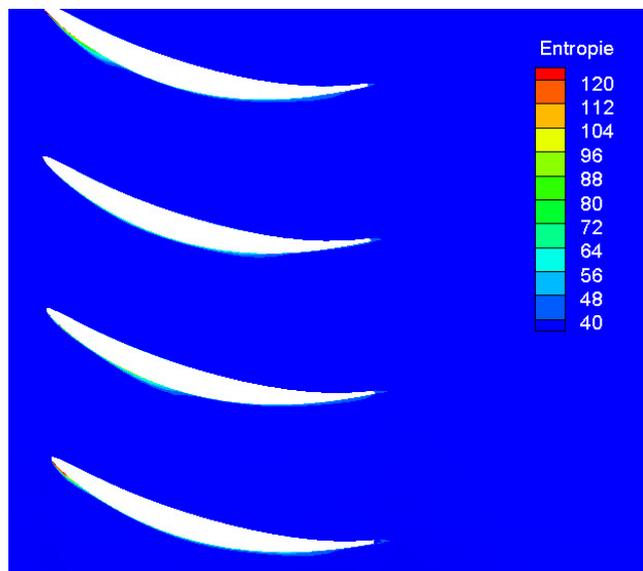


Abb. 6.72: Simulierte Entropieverteilung außerhalb des Störsektors in Nabennähe (18.5% radiale Höhe)

7 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit liefert anhand durchgeführter Strömungssimulationen zu einem hochbelasteten Verdichtergitter und einer transsonischen Verdichterstufe einen Beitrag zur Validierung des verwendeten Berechnungsverfahrens. Gleichzeitig ermöglicht die Arbeit einen tiefen Einblick in das transitionale und zeitabhängige wandnahe Strömungsfeld hochbelasteter Verdichterbereschaufelungen. Die Ergebnisse zur Verdichterstufe erlauben eine detaillierte Analyse des Strömungsverhaltens bei transsonischen Bedingungen in Abhängigkeit der aerodynamischen Belastung.

Studien zum transitionalen Grenzschichtverhalten eines hochbelasteten Verdichtergitters erfolgten im Mittenschnitt bei homogenen Zuströmbedingungen und unter Berücksichtigung der aerodynamischen Rotor-Stator-Wechselwirkung: Hierbei wird der Einfluss des an der Hinterkante der vorausgehenden Schaufelreihe generierten Nachlaufs auf das Transitionsverhalten der nachfolgenden Schaufelreihe berücksichtigt. Diese Interaktion repräsentiert für subsonische Bedingungen eine mögliche Instabilitätsquelle hinsichtlich des aerodynamischen Verhaltens. Gleichzeitig kann sie Schaufelschwingungen und das Entstehen ausbreitungsfähiger akustischer Störungen bewirken. Entsprechend dem Messaufbau wurden die Nachlaufdellen nicht an einer Schaufelreihe erzeugt, sondern mittels rotierender Zylinderstäbe simuliert.

Die Untersuchungen bei homogener Zuströmung offenbarten, dass die Gitterströmung im Mittelschnitt durch die Seitenwandgrenzschichten beeinträchtigt wird. 2-D Simulationen lieferten daher keine zufriedenstellenden Ergebnisse – selbst bei Definition einer Stromröhrenkontraktion mittels AVDR-Faktor. Weiterhin kam zum Ausdruck, dass die Leckageströmungen am Nachlauferzeuger die Gitterströmung nachhaltig beeinflussen. Die vorausgegangenen experimentellen Untersuchungen bei homogener Zuströmung erfolgten daher bei installierter EIZ-Anlage in Abwesenheit der Zylinderstäbe. Erst diese Maßnahme gewährleistete eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse bei homogener und gestörter Zuströmung. Bei der numerischen Untersuchung wurde aus Gründen des zeitlichen Aufwandes ausschließlich die mittlere Schaufel betrachtet. Die Berücksichtigung des Leckageeinflusses erfolgte daher durch eine Anpassung der Zuströmrandbedingungen. Dreidimensionale Simulationen bei angepassten Zuströmbedingungen zeigten schließlich eine gute Übereinstimmung hinsichtlich der Schaufelbelastung und dem Grenzschichtverhalten: Das saugseitige Grenzschichtverhalten ist dabei charakterisiert durch eine ablöseinduzierte Transition. Die hier vorliegende laminare Ablöseblase weist neben der signifikanten axialen Ausdehnung auch eine deutliche Erstreckung in Schaufelhöhenrichtung auf.

7 Zusammenfassung

Die Validierung des Berechnungsverfahrens bei nachlaufgestörter Zuströmung erfolgte auf Basis von Dünnfilmmessungen. Diese Messtechnik erlaubt die Betrachtung des zeitabhängigen Grenzschichtverhaltens auf der gesamten Schaufeloberfläche und somit auch die zeitliche und räumliche Entwicklung der auf der Saugseite vorliegenden multimodalen Transition. Validierungsrechnungen erfolgten bei unterschiedlichen Stab- und Zuströmgeschwindigkeiten.

Bei Auslegungsbedingungen und mittlerer Stabgeschwindigkeit ist während des Nachlaufdurchgangs ein vollständiges Unterdrücken der laminaren Ablöseblase festzustellen: So werden beim Passieren der Nachlaufdelle turbulente Störungen in die Grenzschicht transportiert. Diese bewirken kurzzeitig ein Stromaufverschieben des Umschlags und damit ein Unterdrücken der Ablösung. Dominiert wird das Umschlagsverhalten jedoch von der ungestörten Transition über eine Ablöseblase. Der zeitlich auf den nachlaufinduzierten Bereich folgende beruhigte Bereich wirkt stabilisierend auf die Grenzschicht und sorgt für ein weiteres Unterdrücken der Ablösung. Das aus den numerischen und experimentellen Ergebnissen abgeleitete Transitionsverhalten deckt sich weitestgehend für die oben genannten Randbedingungen. Kleinere Unterschiede ergeben sich hinsichtlich des Umschlagbeginns im nachlaufinduzierten Bereich.

Weitere Untersuchungen zum Transitionsverhalten erfolgten bei reduzierter Zuström-Machzahl und maximaler Stabgeschwindigkeit. Dadurch ergab sich zum einen eine Erhöhung der Strouhalzahl. Darüber hinaus traf die Nachlaufdelle nun deutlich steiler auf das nachfolgende Verdichtergitter. Die numerischen Daten lassen im Vergleich zur Ausgangskonfiguration auf eine Stromaufverschiebung des Umschlagbeginns im nachlaufinduzierten Bereich schließen. Zudem ist eine Intensivierung des Beruhigungseffekts zu beobachten. Dies führt zu einer merklich größeren Verzögerung des laminar-turbulenten Umschlags in dieser Region. Zudem ist eine zeitliche Ausdehnung des beruhigten Bereichs festzustellen. Insgesamt wird das Transitionsverhalten in qualitativ ähnlicher Form vorhergesagt. Numerische und experimentelle Datensätze lassen den Schluss zu, dass die Reduzierung der Zuström-Machzahl eine größere Wanderung des Umschlaggebiets und ein Stromabverschieben des Ablösegebietes zur Folge hat.

Die numerischen Untersuchungen zur transsonischen Verdichterstufe verdeutlichten den hohen Entwicklungsstand der verwendeten Berechnungsmethode. So wurde nicht nur im Auslegungspunkt, sondern auch an den Betriebsgrenzen eine gute Übereinstimmung hinsichtlich des Leistungs- und Strömungsverhaltens mit den Messergebnissen erzielt. Besonders auffällig war die gute Abbildung des Strömungsverhaltens in Gehäusenähe – auch für einen Betriebspunkt nahe der Abreißgrenze. Stoßlage und der Stoßintensität bei 69% und 89% radialer Höhe wurden mit nur kleineren Abweichungen zu den L2F-Messungen vorhergesagt: Messungen und Simulation zeigen bei zunehmenden Gegendruck ein Aufrichten und ein Stromaufverschieben der Stoßfront. Gleichzeitig ist eine Intensivierung des Verdichtungsstoßes festzustellen. Nahe der Abreißgrenze hat sich der nun senkrechte Kanalstoß vor die Rotorvorderkante geschoben. Auf

7 Zusammenfassung

der Profilsaugseite kommt es folglich zu einer intensiven Stoß-Grenzschicht-Interaktion und zur Ausbildung einer laminaren Ablöseblase. Nahe der Sperrgrenze liegt ein überaus komplexes Stoßsystem vor. Der abschließende Normalstoß befindet sich hier an der Rotorhinterkante. Nahe der Gehäusewand wird der druckseitige Bugstoß an der Profilsaugseite reflektiert und es kommt zur Ausbildung eines λ -Stoßes. Vorstoß-Machzahlen von $Ma_{rel} = 1.4$ bei 89% radialer Höhe bewirken an der Profildruckseite eine lokale Ablösung der vollturbulenten Grenzschicht.

Dem Vergleich von numerischen und experimentellen Daten folgte eine Untersuchung der Statorströmung. Betrachtet wurde das Strömungs- und Verlustverhalten bei Auslegungsdrehzahl und variierender aerodynamischen Belastung. Im Vordergrund stand dabei die Rotor-Stator-Interaktion. Für alle betrachteten Betriebspunkte lagen transsonische Strömungsverhältnisse vor. Während sich das Überschallgebiet bei maximalem Wirkungsgrad und nahe der Abreißgrenze weitestgehend auf den saugseitigen Vorderkantenbereich reduziert, liegt nahe der Sperrgrenze ein sich teilweise über mehr als 50% der Sehnenlänge erstreckendes Gebiet mit Machzahlen $Ma > 1.0$ vor. Da die Statorschaufeln eine NACA-65 Profilierung aufweisen und daher für eine Unterschallströmung konzipiert sind, kommt es bei diesem Betriebspunkt zu einer intensiven Stoß-Grenzschicht-Interaktion an der Profilsaugseite, verbunden mit einer verlustreichen Profilablösung. Folglich tritt für Betriebspunkte nahe der Sperrgrenze neben der Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion auch eine Stoß-Grenzschicht-Interaktion in Erscheinung. Im Gegensatz zu den vorausgegangenen Verdichtergitteruntersuchungen bei subsonischen Strömungsverhältnissen vermag es der Nachlauf nicht, die Ablöseblase zu unterdrücken. Dennoch vermindert sich die Ausdehnung der Ablösung: Dies ist im Wesentlichen auf die reduzierten Vorstoß-Machzahlen bei Nachlaufdurchgang zurückzuführen, welche eine moderatere Stoß-Grenzschicht-Interaktion bewirken. Anhand der zeitlich gemittelten Ergebnisse ergeben sich in der Statorabströmebene hohe Totaldruckverlustbeiwerte für den Betriebspunkt nahe der Sperrgrenze. Maximale Werte treten dabei auf Höhe der Statorhinterkante und im druckseitigen Ast auf. Bei maximalem Wirkungsgrad ist eine deutlich geringere Intensität der Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion festzustellen: So bewirkt der Nachlauf nur im Vorderkantenbereich eine nennenswerte Änderung des wandnahen Strömungsverhaltens. Im Vergleich zum Betriebspunkt nahe der Sperrgrenze liegen hier deutlich kleinere Verlustbeiwerte vor. Bewirkte der Nachlauf nahe der Sperrgrenze eine Reduzierung des Ablösegebietes, so liegen an der zweiten Betriebsgrenze genau umgekehrte Verhältnisse vor: Den Simulationsdaten zufolge dehnt sich die im saugseitigen Vorderkantenbereich vorliegende Ablösung bei Nachlaufdurchgang fast um den Faktor zwei aus. Grund hierfür ist die mit dem Nachlaufdurchgang verbundene periodische Fehlanströmung. Die Verteilung des Totaldruckverlustbeiwertes bei 50% Kanalhöhe verdeutlicht, dass nahe der Abreißgrenze die Profilverluste im Wesentlichen an der Saugseite entstehen. Gleichzeitig liegt bei diesem Betriebspunkt der größte integrale Totaldruckverlustbeiwert Ω vor.

Weiterhin wurde das gehäusenaher Strömungsverhalten der Rotorschaufelreihe untersucht. Von großem Interesse war hierbei, wie sich das Verhalten von Spaltwirbel und Spaltströmung bei

7 Zusammenfassung

zunehmender aerodynamischer Belastung ändert, und in wieweit sich dieses Verhalten mit den Beobachtungen anderer Autoren deckt. Numerische Simulationen nahe der Abreißgrenze sollten zudem klären, welchen Beitrag der Spaltwirbel zum Auslösen einer rotierenden Ablösung liefert.

Bei maximalem Wirkungsgrad wandert der Spaltwirbel zunächst in kurzer Distanz zur Profilsaugseite stromab. Anschließend beschreibt die Trajektorie einen kurzen Knick und verläuft dann nahezu geradlinig bis zur Stoßfront. Die Stoßlinie weist an der Auftreffstelle eine signifikante Ausbeulung auf. Eine signifikante Wechselwirkung zwischen Spaltwirbel und Stoßfront ist nicht zu beobachten. Nahe der Abreißgrenze weist der Spaltwirbel einen deutlich größeren Austrittswinkel auf. Folglich durchdringt der Spaltwirbel die Stoßfront erst nahe der Druckseite der Nachbarrotorschaukel. Zwar kann auch bei hoher aerodynamischer Belastung weder eine Stoß-Wirbel-Interaktion, noch ein Aufplatzen des Spaltwirbels festgestellt werden, dennoch streift der Wirbel stromab (und unweit) der Stoßfront ein Gebiet niedriger Geschwindigkeiten. Weitere Analysen zeigten, dass dieses Geschwindigkeitsfeld nicht durch den Spaltwirbel, sondern durch einen Anteil der Spaltströmung generiert wird. Dieser Anteil entstammt dem Bereich, wo Stoß und saugseitige Grenzschicht in starker Wechselwirkung stehen. Das hier befindliche energiearme Spaltfluid wird aufgrund der hohen Druckdifferenz zwischen Saug- und Druckseite weit in die benachbarte Schaufelpassage hineingetragen. Das Blockagegebiet entsteht dann an der Stelle, wo sich die Spaltströmung absenkt. Dieses Strömungsphänomen wird auch als Induced Vortex bezeichnet. Entropieverteilungen in Gehäusenähe offenbarten, dass der Induced Vortex bei der vorliegenden Verdichtergeometrie deutlich höhere Strömungsverluste generiert als der Spaltwirbel.

Mit dem Ziel, aerodynamische Zusammenhänge zwischen Spaltströmung und der Initiierung von Verdichterstabilitäten zu erarbeiten, wurden numerische Simulationen für Betriebspunkte jenseits des stabilen Betriebsbereichs durchgeführt. Anhand der Simulationsdaten wurde deutlich, dass ein Überschreiten der Stabilitätsgrenze mit einer signifikanten Zunahme des Impulsverhältnisses (Spaltströmung zu Hauptströmung) einhergeht. Dies bringt schlussendlich eine deutliche Expansion des Blockagegebietes mit sich: Zum einen wandert das Blockagegebiet sukzessive aus der Rotoreintrittsebene heraus. Des weiteren dehnt sich der Bereich kleinster Strömungsgeschwindigkeiten in radialer Richtung zu kleineren Kanalhöhen aus. Die gehäusenaher Hauptströmung wird folglich zu immer niedrigeren Schaufelradien abgedrängt. Ist ein bestimmtes Impulsverhältnis überschritten, so tritt ein Teil der die Blockage generierende Spaltströmung nicht mehr in die Schaufelpassage ein, sondern passiert die Nachbarschaukel stromauf deren Vorderkante (Spillage). Im Folgenden wächst der Anteil dieser Spaltströmung stetig an. Dies resultiert in einer Umkehrung der gehäusenahen Strömung im Bereich der Vorderkante und schlussendlich in der Ausbildung einer rotierenden Ablösung.

Zur Untersuchung des Einflusses von Eintrittsstörungen auf das Strömungsverhalten eines Trans-

7 Zusammenfassung

sonik-Axialverdichters wurden abschließend Vollkranzsimulationen bei Vorgabe einer Totaldruckstörung durchgeführt. Die Geometrie unterschied sich dabei nur geringfügig von der in den vorigen Abschnitten diskutierten Verdichterstufe (bei homogener Zuströmung). Auslegungsdrehzahl und Totaldruckverhältnis waren zudem identisch. Simulation und Messung zeigten für die 85% Auslegungsdrehzahl eine zufriedenstellende Übereinstimmung. In beiden Fällen lag eine – im Vergleich zur homogenen Zuströmung – deutlich geringere Zunahme des Druckverhältnisses bei steigender Drosselung vor. Die Umfangsverteilungen des Totaldrucks im Störsektor wurde qualitativ zufriedenstellend vorhergesagt. Allerdings ist festzustellen, dass der vorhergesagte Abbau des Druckdefizits zu langsam (räumlich gesehen) von statten geht. Nichtsdestotrotz weichen experimentell bestimmte und vorhergesagte Breite des Störsektors nur geringfügig von einander ab.

Auch hinsichtlich der Temperaturverteilung weisen Simulation und Messung eine zufriedenstellende Übereinstimmung auf. In Drehrichtung betrachtet ist in beiden Fällen beim Übergang in den gestörten Bereich zunächst eine Abnahme der Temperaturdifferenz zu beobachten. Anschließend steigen die Werte stark an. Die höchste Energiezufuhr liegt am Austritt der Störung vor. Dieses Verhalten lässt sich mit der aus der wirksamen Ausgleichsströmung hervorgehenden negativen Inzidenz am Eintritt und der positiven Inzidenz am Austritt der Störung erklären. Die Datensätze zeigen auch, dass innerhalb des Störsektors die spezifische Energiezufuhr in Abhängigkeit der Kanalhöhe stärker ansteigt. Grund hierfür ist die stärkere Zunahme der aerodynamischen Schaufelbelastung in Schaufelhöhenrichtung für die Laufschaufeln.

Vergleichbare Resultate ergaben sich auch für die Vielfachsektorauswertung. Hierbei wird für jeden Sektor ein "Betriebspunkt" berechnet. Das Ergebnis ist ein instationäres Betriebsverhalten, aufgetragen im Kennfelddiagramm. Simulationen und Messung zeigten, dass in einzelnen Sektoren "Betriebspunkte" jenseits der stationären Abreißgrenze vorliegen. Offenbar ist der untersuchte Verdichter in der Lage, bei Vorgabe einer Totaldruckstörung seinen Betriebsbereich kurzzeitig bzw. in einzelnen Schaufelpassagen über die stationäre Abreißgrenze hinaus auszuweiten. Schaubilder zum Verhalten der Spaltströmung bestätigten dies. So bildeten sich in den hochbelasteten Rotorpassagen Blockagegebiete, wie sie bei homogener Zuströmung nur jenseits der Stabilitätsgrenze in Erscheinung treten. Zudem passierte ein Teil der Spaltströmung in diesen Passagen die Vorderkante der benachbarten Rotorschaukel (Spillage).

Literaturverzeichnis

- [1] Acton, P. and Fottner, L.: „The Generation of Instationary Flow Conditions in the High-Speed Cascade Wind Tunnel“. 13th Symp. on Meas. Techn. for Transonic and Supersonic Flows in Cascades and Turbomachines, 1996
- [2] Abu-Ghannam, B. J.; Shaw, R.: „Natural Transition of Boundary Layers – the Effects of Pressure Gradient and Flow History“. Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 22, No.5, pp. 213-228, 1980
- [3] Bergner, J.: „Experimentelle Untersuchung der Strömung im Blattspitzenbereich eines transsonischen Axialverdichters nahe der Stabilitätsgrenze“. Dissertation, Fachbereich Maschinenbau, Technische Universität Darmstadt, 2006
- [4] Bräunling, W. : „Flugtriebwerke“. Springer-Verlag: VDI-Buch, 2. Auflage, 2004
- [5] Cameron, J. D.; Morris, S. C.; Barrows, S. T.; Chen, J.-P.: „On the Interpretation of Casing Measurements in Axial Compressors“. ASME Paper GT2008-51371, 2008
- [6] Cumpsty, N.A.: „Compressor Aerodynamics“. Longman Scientific and Technical, 1989
- [7] Davidson, L.: „Evaluation of the SST-SAS Model: Channel Flow, Asymmetric Diffuser and Axi-Symmetric Hill“. ECCOMAS-Paper, 2006
- [8] Day, I. J.: „Stall Inception in Axial Flow Compressors“. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 115, pp.1-9, 1993
- [9] Denton, J.D.; Xu, L.: „The Effects of Lean and Sweep on Transonic Fan Performance“. ASME Paper GT-2002-30327, 2002
- [10] Denton, J.D.: „The Calculation of Three Dimensional Viscous Flows through Multistage Turbomachines“. ASME paper 90-GT-19, 1990
- [11] Dunker, R.: „Theoretische und experimentelle Untersuchungen über die Verdichtungsstoßverluste in transsonischen Axialverdichtern“. Forschungsbericht DFVLR Köln DFVLR-FB 88-38, 1988
- [12] Erdos, J.I.; Alzner, E.; McNally, M.: „Numerical solution of periodic transonic flow through a fan stage“. AIAA Journal, Vol. 15, pp. 1559-1568, 1977

Literaturverzeichnis

- [13] Eulitz, F.: „Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinen“. Institut für Antriebstechnik, DLR Köln, Forschungsbericht 2000-05, 2000
- [14] Eulitz, F.; Engel, K.; Pokorny, S.: „Numerical Investigation of Inviscid and Viscous Interaction in a Transonic Compressor“. AGARD CP-571, 1995
- [15] Giles, M.B.: „Non-Reflecting Boundary Conditions for the Euler Equations“. CFDLTR88-1, Massachusetts Institute of Technology, 1988
- [16] Gostelow, J.P.; Walker, G.J.; Solomon, W.J.; Hong, G.; Melwani, N.: „Investigation of the Calmed Region Behind a Turbulent Spot“. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 119, pp. 802-809, 1997
- [17] Hah, C.; Bergner, J.; Schiffer, H.-P.: „Short Length Rotating Stall Inception in a Transonic Axial Compressor – Criteria and Mechanisms“. ASME Paper GT2006-90045, 2006
- [18] Hah, C.; Bergner, J.; Schiffer, H.-P.: „Tip Clearance Vortex Oscillation, Vortex Shedding and Rotating Instabilities in an Axial Transonic Compressor Rotor“. ASME Paper GT2008-50105, 2008
- [19] Halstead, D.E.; Wisler, D.C.; Okiishi, T.H.; Walker, G.J.; Hodson, H.P.; Shin, H.W.: „Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines Part 1 to 4“. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 119, pp. 114-127, 1997
- [20] Haselbach, F.; Schiffer, H.-P.; Horsman, M.; Dressen, S.: „The Application of the Ultra High Lift Blading in the BR715 LP Turbine“. ASME Paper 2001-GT-0436, 2001
- [21] Hatman, A.; Wang, T.: „A Prediction Model for Separated-Flow Transition“. ASME Paper 98-GT-237, 1998
- [22] Hilgenfeld, L.: „Turbulenzstrukturen in hochbelasteten Transsonik-Verdichtergittern unter besonderer Berücksichtigung der Verdichtungsstoß-Grenzschicht-Interferenz“. Dissertation, Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik, Universität der Bundeswehr München, 2006
- [23] Hilgenfeld, L.; Pfitzner, M.: „Unsteady Boundary Layer Development due to Wake Passing Effects on a Highly Loaded Linear Compressor Cascade“. ASME Paper 2004-GT-53186, 2004
- [24] Hilgenfeld, L.; Iseler, J.; Pfitzner, M.: „Einfluss von Periodischen Zuströmbedingungen auf das Instationäre Grenzschichtverhalten eines Hochbelasteten Verdichtergitters“. DGLR-2004-227, Jahrbuch 2004, Band I,II, 2004
- [25] Hirsch, C.: „Numerical Computation of Internal and External Flows I + II“. John Wiley & Sons, 1989

Literaturverzeichnis

- [26] Hodson, H.P.; Dawes W.N.: „On the Interpretation of Measured Profile Losses in Unsteady Wake-Turbine Blade Interaction Studies“. ASME Paper 96-GT-494, 1996
- [27] Hodson, H.P.; Howell, R.J.: „Bladerow Interactions, Transition, and High-Lift Aerofoils in Low-Pressure Turbines“. Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 37, pp. 71-98, 2005
- [28] Hoeger, M.; Fritsch, G.; Bauer, D.: „Numerical Simulation of the Shock-Tip Leakage Vortex Interaction in a HPC Front Stage“. ASME Paper 98-GT-261, 1998
- [29] Höss, B.: „Zum Einfluss von Eintrittsstörungen auf das dynamische Leistungsverhalten von Turbostrahltriebwerken unter besonderer Berücksichtigung instabiler Verdichterströmungen“. Dissertation, Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik, Universität der Bundeswehr München, 1998
- [30] Hofman, W.H.: „Topologie und Entstehung von Blattspitzenwirbeln in transsonischen Verdichtertrotoren und ihr Einfluss auf die Stabilitätsgrenze“. Dissertation, Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften, RWTH Aachen, 2006
- [31] Hoheisel, H.: „Verlustmessungen an einem Verdichtergitter mit Schaufelspalt im Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal“. Bericht 71/12, Institut für Aerodynamik, DFVLR Braunschweig, 1971
- [32] Hynes, T.; Greitzer, E.: „A Method for Assessing Effects of Circumferential Flow Distortion on Compressor Stability“. Journal of Turbomachinery, 109, pp. 371-379, 1987
- [33] Hynes, T.; Greitzer, E.; Tan, C.; Longley, J.: „Calculation of Inlet Distortion Induced Compressor Flow Field Instability“. Int. Journal of Heat and Fluid Flow, 10(3), pp. 211-223, 1989
- [34] Inoue, M.; Kuroumaru, M.: „Three-Dimensional Structure and Decay of Vortices Behind an Axial Flow Rotating Blade Row“. ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Vol. 106, pp. 561-569, 1984
- [35] Inoue, M.; Kuroumaru, M.; Yoshida, S.; Minami, T.; Yamada, K.; Furukawa, M.: „Effects of Tip Clearance on Stall Evolution Process in a Low-Speed Axial Compressor Stage“. ASME Paper GT2004-5335, 2004
- [36] Iseler, J.; Hilgenfeld, L.; Pfitzner, M.: „Unsteady Boundary Layer Development Due to Wake Passing Effects on a Highly Loaded Linear Compressor Cascade“. ISABE-2005-1054, 2005
- [37] Iseler, J.; Hilgenfeld, L.; Pfitzner, M.: „Investigation of the Boundary Layer on a Highly Loaded Compressor Cascade with Wake-Induced Transition“. ASME Paper GT2006-90665, 2006

Literaturverzeichnis

- [38] Iseler, J.; Niehuis, R.: „Flow Simulations of an Axial Transonic Compressor Stage“. High Performance Computing in Sciences and Engineering Garching, Springer-Verlag, 2008
- [39] Iseler, J.; Niehuis, R.: „Steady and Unsteady Flow Simulations of an Axial Transonic Compressor Stage“. AIAA-2008-0083, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, 2008
- [40] Jahnen, W.; Peters, T; Fottner, L.: „An Experimental Flow Investigation of an HP Five-Stage Compressor Exhibiting Rotating Stall due to Distorted Inlet Flow Conditions“. Unsteady Aerodynamics and Aeroelasticity in Turbomachines, Stockholm, Sweden, 1997
- [41] Jahnen, W.; Peters, T; Fottner, L.: „Stall Inception in a 5-Stage HP-Compressor with Increased Load due to Inlet Distortion“. ASME Paper 99-GT-440
- [42] Jameson, A.: „Time Depend Calculations Using Multigrid, with Application to Unsteady Flow past Airfoils and Wings“. AIAA Paper 91-GT-1596, 1991
- [43] Jameson, A.; Schmidt, W.; Turkel, E.: „Numerical Solutions of the Euler Equations by Finite Volume Methods Using Runge-Kutta Time Stepping Schemes“. AIAA Paper 81-1259, 1981
- [44] Jameson, A.; Yoon, S.: „Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes-Equations“. AIAA Journal, Vol. 26, No. 9, 1988
- [45] Kampitsch, M.: „Numerische Untersuchung der instationren Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion in Turbinen- und Verdichterschaufelgittern und Vergleich mit Messungen“. Dissertation, Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik, Universität der Bundeswehr München, 2002
- [46] 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 Journal of Turbomachinery, 121, pp.499-509, 1999
- [47] Kožulović, D.; Röber, T.; Nürnberger, D.: „Modification of a Two-Equation Turbulence Model for Turbomachinery Fluid Flows“. DGLR Jahrestagung DGLR-JT2004-229a, 2004
- [48] Leinhos, D.C.; Höss, B; Fottner, L.: „Rotating Stall Inception with Inlet Distortion in the Low Compressor of a Turbofan Engine“. Proceedings, 19th AIMS Symposium, 1998
- [49] Leinhos, D.C.; Schmid, N.R.; Fottner, L.: „The Influence of Transient Inlet Distortions on the Instability Inception of a Low Pressure Compressor in a Turbofan Engine“. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 123, pp. 1.8, 2001
- [50] Lakshminarayana, B., Poncet, A.: „A method of measuring three-dimensional rotating wakes behind turbomachines“. Journal of Fluids Engineering, Vol. 96, No. 2, pp. 87-91 1974

Literaturverzeichnis

- [51] Launder, B. E.; Reece, G. J.; Rodi, W.: „Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulent Closure“. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 68, pp. 537-566, 1975
- [52] Launder, B. E.; Shima, N.: „Second-Moment Closure for the Near-Wall Sublayer: Development and Application“. *AIAA Journal*, Vol. 27, pp. 1319-1325, 1989
- [53] Lecht, M.: „Beitrag zum Verhalten von Axialverdichterstufen bei stationärer Störung in der Zuströmung“. *Forschungsbericht DFVLR Köln DFVLR-FB 83-39*, 1983
- [54] Longley, J.P.; Shin, H.-W.; Plumley, R.E.; Silkowski, P.D.; Day, I.J.; Greitzer, E.; Tan, C.S.; Wisler, D.C.: „Effects of Rotating Inlet Distortion on Multistage Compressor Stability“. *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 118, pp. 181-188, 1996
- [55] Mailach, R.; Lehmann, I.; Vogeler, K.: „Rotating Instabilities in an Axial Compressor Originating from the Fluctuating Blade Tip Vortex“. *ASME Paper 2000-GT-0299*, 2000
- [56] Martinstetter, M.; Schwarze, M.; Niehuis, R.; Hübner, N.: „Influence of Inflow Turbulence on Loss Behavior of Highly-Loaded LPT Cascades“. *AIAA-2008-0082*, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, 2008
- [57] Mayle, R. E.: „The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines“. *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 113, pp. 509-537, 1991
- [58] Mayle, R. E.; Schulz, A.: „The Path to Predicting Bypass Transition“. *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 119, pp. 405-411, 1996
- [59] Mazzawy, R.: „Multiple Segment Parallel Compressor Model for Circumferential Flow Distortion“. *Transaction of the ASME, Journal of Engineering for Power*, pp. 288-296, 1977
- [60] McDonald, P. W.; Bolt, C. R.; Dunker, R.; Weyer, H. B.: „A Comparison between Measured and Computed Flow Fields in a Transonic Compressor Rotor“. *ASME Paper 80-GT-7*, 1980
- [61] Menter, F. R.: „Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications“. *AIAA Journal* Vol. 32, No. 8, S. 1598-1605, 1994
- [62] Menter, F. R.: „A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables Part I/II“. *ASME Paper GT2004-53452/53454*, 2004
- [63] Moore, F. K.; Greitzer, E. M.: „A Theory of Post-Stall Transients in Axial Compressors, Part I – Development of Equations“. *ASME Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 108, pp.68-76, 1986

Literaturverzeichnis

- [64] Peters, T.; Bürgener, T.; Fottner, L.: „Stall Inception in a 5-Stage HP-Compressor under the Influence of Rotating Inlet Distortion“. 4th European Conference on Turbomachinery - Fluid Dynamics and Thermodynamics, Florence, Italy, 2001
- [65] Peters, T.; Bürgener, T.; Fottner, L.: „Effects of Rotating Inlet Distortion on a 5-Stage HP-Compressor“. ASME Paper 2001-GT-300, 2001
- [66] Peters, T.; Bürgener, T.; Fottner, L.: „Effects of Co- and Counter-Rotating Inlet Distortion on a 5-Stage HP-Compressor“. ASME Paper 2002-GT-30395, 2002
- [67] Pfeil, H., Eifler, J.: „Turbulenzverhältnisse hinter rotierenden Zylindergittern“. Forschung im Ingenieurwesen, Vol. 42, pp. 27-32, 1976
- [68] Plourde, G.; Stenning, A.: „The Attenuation of Circumferential Inlet Distortion In Multi-Stage Axial Compressors“. AIAA Paper 67-415, AIAA 3rd Propulsion Joint Specialist Conference, 1967
- [69] Reid, C.: „The Response of Axial Flow Compressors to Intake Flow Distortion“. ASME Paper 69-GT-29, 1969
- [70] Roberts, F.; Plourde, G.; Surakula, F.: „Insights Into Axial Compressor Response To Distortion“. AIAA Paper 68-565, 1968
- [71] Rodi, W.: „Some Current Approaches in Turbulence Modelling“. Adversory Report 291, AGARD, 1990
- [72] Roe, P.L.: „Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes“. Journal of Computational Physics, Vol. 43, Vieweg, 1982
- [73] Rotta, J. C.: „Prediction of Turbulent Flow Using the Transport Equations for Turbulent Energie and Turbulent Length Scale“. VKI Lecture Series 76, Brüssel, 1976
- [74] Schäfer, M.: „Numerik im Maschinenbau“. Springer-Verlag, 1999
- [75] Schreiber, H.-A.: „Shock-Wave Turbulent Boundary Layer Interaction in a Highly Loaded Transonic Fan Blade Cascade“. AGARD-CP-571 Paper 17, 1995
- [76] Schulze, G.: „Betriebsverhalten eines transsonischen Axialverdichters“. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, Fachgebiet Gasturbinen und Flugantriebe, 1995
- [77] Spalart, P.R.; Allmaras: S.R.: „A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flow“. AIAA Paper 92-0439, 1992
- [78] Spalart, P. R.; Jou, W.-H.; Stretlets, M.; Allmaras, S. R.: „Comments on the Feasibility of LES for Wings and on the Hybrid RANS/LES Approach“. Advances in DNS/LES, Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES, 1997

Literaturverzeichnis

- [79] Saathoff, H.; Stark, U.: „Tip clearance Flow Induced Endwall Boundary Layer Separation in a Single-Stage Axial-Flow Low-Speed Compressor“. ASME Paper 2000-GT-0501, 2000
- [80] Steffens, K.: „Advanced Compressor Technology - Key Success Factor for Competitiveness in modern Aero Engines“. ISABE-2001-1009, 2001
- [81] Sturm, W.; Fottner, L.: „The High-Speed Cascade Wind Tunnel of the German Armed Forces University Munich“. 8th Symp. on Meas. Techn. for Transonic and Supersonic Flows in Cascades and Turbomachines, Genoa, 1985
- [82] Suder, K.L.; Celestina, M.L.: „Experimental and Computational Investigation of the Tip Clearance Flow in a Transonic Axial Compressor Rotor“. Journal of Turbomachinery, Vol. 118, pp. 218-229, 1996
- [83] Teusch, R.: „Der Einfluss periodisch instationärer Zuströmung auf das Transitionsverhalten von Verdichtergittern“. Dissertation, Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik, Universität der Bundeswehr München, 2001
- [84] Van Zante, D. E.; Strazisar, A. J.; Wood, J. R.; Hathaway, M. D.; Okiishi, T. H.: „Recommendations for Achieving Accurate Numerical Simulation of the Tip Clearance Flows in Transonic Compressor Rotors“. ASME Journal of Turbomachinery, Vol. 122, pp. 733-742, 2000
- [85] Vo, H.D.: „Role of Tip Clearance Flow on Axial Compressor Stability“. Dissertation, Department of Aeronautics and Astronautics, Massachusetts Institute of Technology, 2001
- [86] Vo, H. D.; Tan, C. S.; Greitzer, E. M.: „Criteria for Spike Initiated Rotating Stall“. ASME Paper GT2005-68374, 2005
- [87] Wadia, A.R.; Hah, C; Rabe, D.C.: „Role of Tip-Leakage Vortices and Passage Shock in Stall Inception in a Swept Transonic Compressor Rotor“. ASME Paper GT2004-53867, 2004
- [88] Walker, G.J.: „Observation of Separated Laminar Flow on Axial Compressor Blading“. ASME Paper 75-GT-63, 1975
- [89] Wang, Z.; Niehuis, R.: „Untersuchung instationärer Strömungsphänomene in mehrstufigen Axialverdichtern“. FVV-Bericht Heft 820, 2006
- [90] Weber, A.; Schreiber, H-A.; Fuchs, R.; Steinert, W.: „3D Transonic Flow in a Compressor Cascade with Shock-Induced Corner Stall“. ASME Paper 2001-GT-345, 2001
- [91] Weber, A.; Fox, R.: „TRACE User's Manual“. Version 5.3, DLR IB-325-07-06, 2006

Literaturverzeichnis

- [92] White, F.M.: „Viscous Fluid Flow“. 2nd Edition, McGraw-Hill Book Company, New York, 1991
- [93] Wilcox D.C.: „Turbulence Modeling for CFD“. 2nd edition, DCW Industries, La Canada, USA, 1998
- [94] Wunderwald, D.: „Untersuchung der Turbulenzstrukturen in hochbelasteten Verdichter- und Turbinengittern“. Dissertation, Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik, Universität der Bundeswehr München, 1995
- [95] Yamada, K.; Furukawa, M.; Nakano, T.; Inoue, M.; Funazaki, K.: „Unsteady Three-Dimensional Flow Phenomena due to Breakdown of Tip Leakage Vortex in a Transonic Axial Compressor Rotor“. ASME Paper GT2004-53745, 2004
- [96] Yamada, K.; Funazaki, K.; Sasaki, H.: „Numerical Investigation of Relation Between Unsteady Behaviour of Tip Leakage Vortex and Rotating Disturbance in a Transonic Axial Compressor Rotor“. ASME-Paper GT2008-50779, 2008
- [97] Yang, H.: „A fully Conservative Coupling Zonal Approach for rotating-nonrotating Coupling Interfaces“. Internal Report, DLR, 2001
- [98] Yang, H.; Nürnberger, D.: „Numerical Casing Treatment Studies based on a Fully Conservative Mixed-Cell-Approach“. DGLR-Jahrestagung, 22.-26. September 2002, Stuttgart, 2002.
- [99] Yang, H.; Nürnberger, D.; Nicke, E.; Weber, T.: „Numerical Investigation of Casing Treatment Mechanisms with a Conservative Mixed-Cell-Approach“. ASME Paper 2003-GT-38483, 2003
- [100] Yao, J.; Gorrell, S.; Wadia, A.R.: „High-Fidelity Numerical Analysis of Per-Rev-Type Inlet Distortion Transfer in Multistage Fans - Part I: Simulation with Selected Blade Rows“. ASME Paper 2008-GT-50812, 2008
- [101] Zachcial, A.; Nürnberger, D.: „A Numerical Study on the Influence of Vane-Blade Spacing on a Compressor Stage at Sub- and Transonic Operating Conditions“. ASME Paper GT2003-38020, 2003

Abbildungsverzeichnis

2.1	Wirbelphänomene in einem Rotor nach Inoue und Kuroumaru [34]	4
2.2	Natürliche Transition nach White (White [92])	6
2.3	Transition über eine laminare Ablöseblase (Walker [88])	7
2.4	Multimodale Transition [57]	8
2.5	Stoßsystem eines Transsonikverdichters (Cumpsty [6])	9
2.6	Stoßverhalten für unterschiedliche Betriebspunkte (Denton [9])	10
2.7	Rotor-Stator-Interaktion bei transsonischen Strömungsbedingungen (Zachcial und Nürnberger [101])	11
2.8	Kanalstoß-Blattspitzenwirbel-Interaktion nahe der Abreißgrenze (Hofmann [30])	13
2.9	Spaltströmung basierend auf LES-Simulationen nahe der Abreißgrenze (Hah [17])	15
2.10	Strömungsverhalten in Gehäusenähe an der Stabilitätsgrenze nach Vo [86] . . .	17
2.11	Auftretenden Strömungsinstabilitäten kurz vor Überschreiten der Stabilitätsgrenze (Mailach [55])	18
4.1	Kartesisches und konturangepasstes Koordinatensystem [91]	26
4.2	Qualitativer Verlauf des Energiespektrums turbulenter Schwankungen	27
4.3	Behandlung groß- und kleinskaliger Turbulenzstrukturen bei LES-Verfahren (Schäfer [74])	28
4.4	Mixing Plane Ansatz nach Denton [10]	31
4.5	Transitionsmodell für unterschiedliche Moden	35
5.1	Der Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal (HGK)	38
5.2	Verdichtergitter V103-220	40
5.3	Der Erzeuger Instationärer Zuströmung (EIZ)	41
5.4	Geschwindigkeitsdreieck für Stabnachlauf	41
5.5	Isentrope Machzahlverteilung im Mittenschnitt für Auslegungsbedingungen ($Re_1 = 450000$) von Verdichtergitter V103-220, Darstellung der Profilablösung nach Eulitz [13]	44
5.6	Verteilung der gemessenen isentropen Profil-Machzahl in Abhängigkeit der Zuström-Reynoldszahl	45
5.7	Numerisches Rechengitter zum Verdichtergitter V103-220	46
5.8	Ölanstrichbild für Saug- und Druckseite von V103-220 bei Auslegungsbedingungen	48

Abbildungsverzeichnis

5.9	Numerisch und experimentell bestimmte Profil-Machzahl bei Auslegungsbedingungen für $h/l = 1.36$ und $h/l = 0.8$	49
5.10	Totaldruckverlustbeiwert für Zuström-Machzahl $Ma_1 = 0.67$ (grüne Kurve) bzw. $Ma_1 = 0.40$ (rote Kurve) und Zuström-Reynoldszahl $Re_1 = 450000$	50
5.11	Numerisch und experimentell bestimmter Abströmwinkel β_2 bei Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$)	51
5.12	Einfluss der Nachlaufströmung auf das Verdichtergitter V103-220 anhand Viskositätsverteilung	52
5.13	Zeitliche Entwicklung der Zuströmgeschwindigkeit und des Viskositätsverhältnisses	53
5.14	Weg-Zeit-Diagramm für hochbelastetes Verdichtergitter nach Halstaed [19] . .	54
5.15	Weg-Zeit-Diagramm der experimentell bestimmten RMS-Werte für Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$) bei Stabteilung von 120 mm und Stabgeschwindigkeit von 20 m/s	55
5.16	Weg-Zeit-Diagramm der numerisch bestimmten Viskositäts-Werte für Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$) bei Stabteilung von 120 mm und Stabgeschwindigkeit von 20 m/s	56
5.17	Weg-Zeit-Diagramm der numerisch bestimmten Formfaktor-Werte bei Stabteilung für Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$) von 120 mm und Stabgeschwindigkeit von 20 m/s	57
5.18	Weg-Zeit-Diagramm der experimentell bestimmten Quasiwandschubspannung und der numerisch bestimmten Wandschubspannung für Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$) bei Stabteilung von 120 mm und Stabgeschwindigkeit von 20 m/s	57
5.19	Verlauf von Wandschubspannung für unterschiedliche Transitionsmoden bei Auslegungsbedingungen ($Ma_1 = 0.67, Re_1 = 450000$)	58
5.20	Weg-Zeit-Diagramm für RMS- und Viskositätswerte für $Ma_1 = 0.4, Re_1 = 450000$ und Stabgeschwindigkeit von 40 m/s	59
5.21	Weg-Zeit-Diagramm der numerisch bestimmten Formfaktoren für $Ma_1 = 0.4, Re_1 = 450000$ und Stabgeschwindigkeit von 40 m/s	60
5.22	Verlauf der Wandschubspannung für unterschiedliche Transitionsmoden für $Ma_1 = 0.4, Re_1 = 450000$	60
6.1	Schnittzeichnung zur transsonische Verdichterstufe 030 [11]	62
6.2	Vorliegende Messtechnik und Messebenen im experimentellen Aufbau [11] . .	63
6.3	Numerisches Rechengitter für Rotorschaukelreihe inklusive Gehäusespalt (rechts)	64
6.4	Axiale Erstreckung des Rechengebietes für Axialverdichterstufe 030	65
6.5	Dreidimensionale Ansicht des Rechengebiets der Axialverdichterstufe 030 . . .	66
6.6	Experimentell und numerische bestimmte 100% Charakteristik	67

Abbildungsverzeichnis

6.7	Radialprofile für Totaldruckverhältnis und Totaltemperatur bei Auslegungsdrehzahl	69
6.8	Machzahlverteilung bei maximalem Wirkungsgrad in 69% radiale Höhe	71
6.9	Machzahlverteilung bei maximalem Wirkungsgrad in 89% radiale Höhe	71
6.10	Machzahlverteilung nahe der Abreißgrenze in 69% radiale Höhe	73
6.11	Machzahlverteilung nahe der Abreißgrenze in 89% radiale Höhe	73
6.12	Machzahlverteilung an der Sperrgrenze für 69% und 89% radiale Höhe	74
6.13	Isentrope Machzahlverteilung für Saugseite (links) und Druckseite an der Sperrgrenze	75
6.14	Radiale Erstreckung des Stoßsystems bei maximalem Wirkungsgrad (links) und nahe der Abreißgrenze	76
6.15	Saugseitige Machzahlverteilung nahe der Sperrgrenze (links), bei maximalem Wirkungsgrad (mittig) und nahe der Abreißgrenze	77
6.16	Abströmwinkel für unterschiedliche Betriebspunkte	77
6.17	Strömungsverhalten an der Nabenwand für Betriebspunkt nahe der Sperrgrenze inkl. Ringwirbel	78
6.18	Zuströmmachzahl für Statorschaufelreihe abhängig vom Betriebspunkt	79
6.19	Verteilung der Machzahl und des saugseitigen Reibungsbeiwertes (rechts) für Statorschaufelreihe bei 20% radiale Höhe	80
6.20	Instantane Verteilung von Viskosität und Machzahl bei 20% radiale Höhe nahe der Sperrgrenze	81
6.21	Weg-Zeit-Diagramm der normierten Wandschubspannung auf der Profilsaugseite bei 20% radiale Höhe nahe der Sperrgrenze	81
6.22	Fluktuationsfeld der turbulenten kinetischen Energie inkl. Strömungsvektoren bei 20% radiale Höhe nahe der Sperrgrenze	82
6.23	Zeitlich gemittelter Totaldruckverlustbeiwert ω in der Abströmebene nahe der Sperrgrenze bei 50% radiale Höhe (links) und radiale Verteilung des umfangsgemittelten Verlustbeiwertes (rechts)	83
6.24	Instantane Verteilung von Viskosität und Machzahl im Mittelschnitt bei maximalem Wirkungsgrad	84
6.25	Zeitlich gemittelter Totaldruckverlustbeiwert ω in der Abströmebene bei maximalem Wirkungsgrad und 50% radiale Höhe und radiale Verteilung des umfangsgemittelten Verlustbeiwertes (rechts)	85
6.26	Instantane Verteilung von Viskosität und Machzahl im Mittelschnitt nahe der Abreißgrenze	86
6.27	Weg-Zeit-Diagramm der normierten Wandschubspannung auf der Profilsaugseite im Mittelschnitt	86
6.28	Zeitgemittelter Totaldruckverlustbeiwert in der Abströmebene nahe der Abreißgrenze bei 50% radiale Höhe und radiale Verteilung des umfangsgemittelten Verlustbeiwertes (rechts)	87

Abbildungsverzeichnis

6.29	Fluktuationsfeld der turbulenten kinetischen Energie inkl. Strömungsvektoren bei 20% radiale Höhe nahe der Sperrgrenze	87
6.30	Radiale Verteilung des umfangsgemittelten Verlustbeiwertes für den Auslegungspunkt und nahe der Sperr- und Abreißgrenze	88
6.31	Machzahlverteilung bei maximalem Wirkungsgrad in 98.5% Kanalhöhe	89
6.32	Machzahlverteilung nahe der Abreißgrenze in 98.5% Kanalhöhe	91
6.33	Dimensionsloser Druckbeiwert für maximalen Wirkungsgrad (links) und nahe der Abreißgrenze (rechts)	92
6.34	Radiale Position und Geschwindigkeitsverteilung des Spaltwirbels	92
6.35	Machzahlverteilung nahe der Abreißgrenze bei 99% und 99.5% Kanalhöhe	93
6.36	Entropieverteilung nahe der Abreißgrenze bei 98.5% und 99.5% Kanalhöhe	94
6.37	Strömungsverhalten an der Schaufelspitze bei maximalem Wirkungsgrad	95
6.38	Untersuchung der Stoßbewegung bei maximalem Wirkungsgrad bei 68% Kanalhöhe (links) und an der Schaufelspitze	96
6.39	Strömungsverhalten an der Schaufelspitze nahe der Abreißgrenze	96
6.40	Strömungsvektoren an der Schaufelspitze nahe der Abreißgrenze	97
6.41	Verteilung der turbulenten kinetischen Energie an der Schaufelspitze nahe der Abreißgrenze	97
6.42	Spaltströmung für unterschiedliche Spalthöhen	98
6.43	Induced Vortex für Betriebspunkt nahe der Abreißgrenze	99
6.44	Untersuchung der Stoßbewegung an der Schaufelspitze für Betriebspunkt nahe der Abreißgrenze	99
6.45	Charakteristik bei Auslegungsdrehzahl für stabilen und instabilen Betriebsbereich	100
6.46	Machzahlverteilung bei 99.5% Kanalhöhe für $\dot{m} = 14.42 \text{ kg/s}$	101
6.47	Stromlinien an der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T1	102
6.48	Strömungsvektoren nahe der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T1	103
6.49	Entropieverteilung nahe der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T1	104
6.50	Strömungsvektoren an der Rotorhinterkante für den Betriebspunkt T1	104
6.51	Machzahlverteilung bei 99.5% Kanalhöhe für $\dot{m} = 13.15 \text{ kg/s}$	105
6.52	Stromlinien an der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T2	106
6.53	Strömungsvektoren nahe der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T2	106
6.54	Entropieverteilung an der Schaufelspitze für den Betriebspunkt T2	107
6.55	Strömungsvektoren an der Rotorhinterkante für den Betriebspunkt T2	108
6.56	Dreidimensionale Ansicht der transsonischen Verdichterstufe	110
6.57	Ringraumgeometrie nach Lecht (roter Verlauf) und Dunker	111
6.58	Rechennetz für Rotorschaukelreihe der transsonische Verdichterstufe	112
6.59	Druck- und Zuströmwinkelverteilung am Eintrittsrand für 50% radiale Höhe	113
6.60	Darstellung der 120°-Druckstörung	114
6.61	Änderung des Druckverhältnisses bei gestörter Zuströmung	115
6.62	Spezifische Energiezufuhr für mittleren Durchsatz ($\dot{m}_{ISA}/\dot{m}_{MaxEff} = 0.91 \text{ kg/s}$)	116

Abbildungsverzeichnis

6.63	Simulierte aerodynamische Belastung der Laufschaufeln innerhalb (links) und außerhalb des Störsektors für mittleren Durchsatz	117
6.64	Totaldruckverhältnis im Mittenschnitt am Verdichteraustritt für mittleren Durchsatz	117
6.65	DC_{60} -Faktor für unterschiedliche Kanalhöhen bei mittlerem Durchsatz	119
6.66	Zeitabhängiges Betriebsverhalten für mittleren Durchsatz durch Vielfachsektorauswertung	120
6.67	Simulierte Machzahlverteilung an der Schaufelspitze innerhalb (links) und außerhalb des Störsektors	121
6.68	Simulierte Machzahlverteilung nahe der Schaufelspitze	122
6.69	Simulierte Machzahlverteilung innerhalb (links) und außerhalb des Störsektors bei 18.5% radiale Höhe	123
6.70	Simulierte Verteilung des Reibungsbeiwertes c_f auf der Profilsaugseite innerhalb und außerhalb des Störsektors bei 18.5% radiale Höhe	124
6.71	Simulierte Entropieverteilung innerhalb des Störsektors in Nabennähe (18.5% radiale Höhe)	125
6.72	Simulierte Entropieverteilung außerhalb des Störsektors in Nabennähe (18.5% radiale Höhe)	125

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Jens Iseler
Geburtsdatum: 13.06.1976
Geburtsort: Freiburg im Breisgau
Familienstand: verheiratet

Berufstätigkeit

seit 08/10 Berechnungsingenieur bei ABB AG in Mannheim
05/09 bis 05/10 Berechnungsingenieur bei EAS GmbH in Karlsruhe
01/04 bis 03/09 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe
der Universität der Bundeswehr in München

Studium

10/97 - 09/03 Studium an der Fakultät für Physik, Universität Karlsruhe
Studienrichtung Meteorologie mit Schwerpunkt
Atmosphärische Turbulenz

Schulausbildung

09/87 - 07/96 Gymnasium in Kenzingen