

Numerische Simulation hochbelasteter Niederdruckturbinen unter besonderer Berücksichtigung periodisch instationärer Zuströmung

von der
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik
der Universität der Bundeswehr München

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Marco Schwarze

Vorsitzender : Prof. Dr.-Ing. Helmut Rapp
1. Berichterstatter : Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis
2. Berichterstatter : Prof. Dr.-Ing. Dieter Peitsch

Tag der Einreichung : 14. Oktober 2011
Tag der Annahme : 24. Oktober 2011
Tag der Promotion : 23. Februar 2012

Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München.

Mein Dank gilt dem Institusleiter Herrn Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis für die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit, vielen wertvollen Anregungen und die jederzeit gute Zusammenarbeit. Darüber hinaus danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Dieter Peitsch für die Übernahme des Korreferats und Herrn Prof. Dr.-Ing. Helmut Rapp für den Vorsitz des Prüfungsausschusses. Mein besonderer Dank gilt zudem dem damaligen kommissarischen Institutsleiter Herrn Prof. Dr.-Ing. Werner Staudacher für das in mich gesetzte Vertrauen, ohne das ich meine Arbeit an der UniBw nicht hätte beginnen können.

Die Zeit am Institut war stets durch das herzliche und respektvolle Miteinander der Kollegen untereinander gekennzeichnet. Deshalb bedanke ich mich ausdrücklich bei allen, mit denen ich zusammen arbeiten durfte, aber auch bei den vielen Ehemaligen, die mit ihrer Verbundenheit zum Institut letztendlich auch den aktiven Mitarbeitern eine große Wertschätzung entgegen gebracht haben.

Es ist nicht selbstverständlich, dass aus der Zusammenarbeit Freundschaften entstehen. Deshalb gilt mein besonderer Dank Jens Iseler nicht nur für die Unterstützung bei der Bändigung von TRACE – geteiltes Leid ist halbes Leid. Reinaldo Gomes danke ich für die zum Teil hitzigen, aber immer konstruktiven Diskussionen mit und ohne nicht geringer Mengen Käse und Wein. Für unzählige Gespräche bis tief in die Nacht bedanke ich mich ganz herzlich bei Markus Martinstetter, ohne den so manche Entscheidung nicht getroffen und so manche Durststrecke nicht überwunden worden wäre.

Die vorliegende Arbeit wäre nicht lesbar ohne die vielen Helfer, welche Korrektur gelesen haben. Andreas Lesser und Franz Blaim danke ich für die fachliche, Greta und Helga Ronde für die orthographische Durchsicht der Arbeit.

Der erfolgreiche Abschluss einer Promotion ist nicht möglich ohne den privaten Rückhalt durch Freunde und Familie. Ich bedanke mich ganz herzlich bei Karl-Heinz Kordes, ohne den ich diesen Weg wahrscheinlich gar nicht erst eingeschlagen hätte, und insbesondere bei meinen Eltern, die mich während meiner gesamten Ausbildung immer vorbehaltlos unterstützt und ermutigt haben, diesen Weg weiter zu gehen.

Der größte Dank gebührt schließlich meiner Freundin Greta, die mich in all den Jahren nicht nur ertragen, sondern immer wieder aufgebaut und motiviert hat, und ohne die ich die nötige Kraft zum Durchhalten nicht aufgebracht hätte.

München, März 2012

Marco Schwarze

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	vii
1 Einleitung und Problemstellung	1
2 Grenzschichtentwicklung in Niederdruckturbinen	5
2.1 Charakterisierung der Strömung in Niederdruckturbinen	5
2.2 Phänomenologische Beschreibung der Turbulenz	7
2.3 Laminar-turbulenter Umschlag	10
2.3.1 Grenzschichtparameter	10
2.3.2 Natürliche Transition	12
2.3.3 Bypass-Transition	13
2.3.4 Ablöseinduzierte Transition	14
2.3.5 Relaminarisierung	16
2.3.6 Instationäre Grenzschichtentwicklung	16
2.4 Transitionsbeeinflussende Faktoren in Niederdruckturbinen	20
2.4.1 Einfluss der Freistromturbulenz	21
2.4.2 Einflussfaktoren bei periodisch instationärer Zuströmung	23
2.5 Ziel der Arbeit	27
3 Numerische Simulation der Schaufelumströmung	29
3.1 Erhaltungsgleichungen	29
3.2 Turbulenzmodellierung	31
3.2.1 Reynolds-Mittelung	32
3.2.2 Lineare Wirbelviskositätsmodelle	34
3.2.3 Berücksichtigung der Anisotropie	37
3.2.4 Alternativen zur Reynolds-Mittelung	38
3.3 Transitionsmodellierung	39

3.4	Strömungslöser TRACE	43
3.4.1	Charakterisierung des Verfahrens	44
3.4.2	Turbulenzmodell	45
3.4.3	Transitionsmodell	47
3.4.4	Modellerweiterungen	50
4	Untersuchte Konfigurationen	55
4.1	Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal	55
4.2	Niederdruckturbinengitter T106D-EIZ	60
4.3	Niederdruckturbinengitter T164	62
5	Einfluss der Zuströmturbulenz T164	65
5.1	Rechennetz	65
5.2	Randbedingungen	68
5.3	Ergebnisse	72
5.3.1	Profildruckverteilung	72
5.3.2	Grenzschichtentwicklung	78
5.3.3	Verlustentwicklung	81
5.4	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	88
6	Periodisch instationäre Zuströmung T106D-EIZ	91
6.1	Rechennetz	91
6.2	Randbedingungen	97
6.3	Ergebnisse	100
6.3.1	Periodisch instationäres Strömungsfeld	101
6.3.2	Profildruckverteilung	105
6.3.3	Grenzschichtentwicklung	108
6.3.4	Verlustentwicklung	115
6.4	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	119
7	Einfluss der Nachlaufkinematik bei periodisch instationärer Zuströmung T106D-EIZ	123
7.1	Abschätzung realistischer Stabgeschwindigkeiten	123
7.2	Ergebnisse	124
7.2.1	Kinematik des Nachlaufs im Schaufelkanal	125
7.2.2	Instationäre Grenzschichtentwicklung	128

7.2.3	Verlustentwicklung	133
7.3	Zusammenfassende Beurteilung	135
8	Periodisch instationäre Zuströmung T164	137
8.1	Rechenetz und Randbedingungen	137
8.2	Ergebnisse	139
8.2.1	Auslegungspunkt	139
8.2.2	Einfluss der Reynolds-Zahl	145
8.2.3	Zusätzlicher Einfluss der Zuströmturbulenz	150
8.3	Zusammenfassende Beurteilung	152
9	Zusammenfassung	153
	Literaturverzeichnis	159

Nomenklatur

Größen

Lateinische Buchstaben

A	Fläche, Proportionalitätskonstante
b	Breite
c	Absolutgeschwindigkeit
c_f	Reibungsbeiwert
c_p	Druckbeiwert, spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
c_v	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen
DF	Diffusion
DS	Destruktion
d	Durchmesser, Distanz
E	Energiespektrum, innere Energie, Anemometerspannung
e	innere Energie
f	Frequenz, Einflussfunktion des Transitionsmodells
G	Einflussparameter des Transitionsmodells
H_{12}	Formparameter der Grenzschicht
h	Enthalpie, Schaufelhöhe
i	Inzidenz
K	Beschleunigungsfaktor, konvektive Änderung
K_1, K_2	Gradientenlimiter
k	turbulente kinetische Energie, Wellenzahl
L	charakteristische Länge, lokale Änderung
l	(Sehnen-)länge
Ma	Mach-Zahl
\dot{m}	Massenstrom

N	Anzahl der Netzzellen
P	Produktion
Pr	Prandtl-Zahl
p	Druck
q	Wärmestrom
R	Gaskonstante
Re	Reynolds-Zahl
S	Sutherland-Konstante
Sr	Strouhal-Zahl
s	Entropie
s_{ij}	Scherrate
T	Stabperiode, Temperatur
Tu	Turbulenzgrad
t	Schaufelteilung, Zeit
t_{ij}	Spannungstensor
\dot{S}_{prod}	Entropieproduktionsrate
s	Koordinate entlang einer Stromlinie / der Wand
u, v, w	Geschwindigkeitskomponente
u	Umfangskoordinate
U	Strömungsgeschwindigkeit
V	Volumen
w	Relativgeschwindigkeit
x, y, z	karthesische Koordinaten
y^+	dimensionsloser Wandabstand
Zw	Zweifel-Zahl

Griechische Buchstaben

α, β, β^*	Schließungskoeffizienten des $k-\omega$ Turbulenzmodells
β	Strömungswinkel in Umfangsrichtung
β_S	Staffelungswinkel
δ_1	Verdrängungsdicke
δ_{ij}	Kronecker-Delta
Δ	Differenz
ε	Dissipation der turbulenten kinetischen Energie

γ	Transitionsfaktor
Φ	beliebige Strömungsgröße, Dissipationsfunktion
ϕ	Durchflusszahl
φ	relative Transitionslänge
η	wandnormale Koordinate
κ	Isentropenexponent
λ	Wärmeleitfähigkeit
λ_θ	Pohlhausen-Parameter
μ	molekulare Viskosität
μ_3	Schiefe
θ	Impulsverlustdicke
ρ	Dichte
σ	Schließungskoeffizient des k - ω Turbulenzmodells
τ_w	Wandschubspannung
τ_{ij}	Reynolds'scher Spannungstensor
ω	spezifische turbulente Dissipation
ζ	Totaldruckverlustbeiwert

Indices

<i>ax</i>	axial
<i>crit</i>	kritisch (engl.: <i>critical</i>)
<i>End</i>	Ende
<i>geo</i>	geometrisch
<i>ges</i>	gesamt
<i>i, j, k</i>	Lauf- und Tensorindices
<i>inst</i>	instationär
<i>is</i>	isentrop
<i>K</i>	Kammer
<i>L</i>	laminar
<i>NBP</i>	natürliche und Bypass-Transition
<i>nom</i>	nominal
<i>pre</i>	vorläufig (engl.: <i>preliminary</i>)
<i>ref</i>	Referenz

<i>S</i>	Stab
<i>Sep</i>	Ablösung (engl.: <i>separation</i>)
<i>St</i>	Start
<i>stat</i>	stationär
<i>T</i>	turbulent
<i>t</i>	total
<i>u</i>	in Umfangsrichtung
<i>up</i>	stromauf gelegen (engl.: <i>upstream</i>)
∞	am Grenzschichtrand
0	Referenz
1	Zuströmung
2	Abströmung
<i>2th</i>	isentropie Gitterabströmung

Abkürzungen

<i>AP</i>	<u>A</u> blöse <u>p</u> unkt
<i>AVRD</i>	<u>A</u> xial <u>V</u> elocity <u>D</u> ensity <u>R</u> atio
<i>CFD</i>	<u>C</u> omputational <u>F</u> luid <u>D</u> ynamics
<i>DFT</i>	<u>D</u> iskrete <u>F</u> ourier <u>T</u> ransformation
<i>DNS</i>	<u>D</u> irekte <u>N</u> umerische <u>S</u> imulation
<i>DOC</i>	<u>D</u> irect <u>O</u> perating <u>C</u> osts
<i>DS</i>	<u>D</u> ruck <u>s</u> eite
<i>EIZ</i>	<u>E</u> rzeuger <u>i</u> nstationärer <u>Z</u> uströmung
<i>ErwTrM</i>	<u>E</u> rweitertes <u>T</u> ransitions <u>M</u> odell
<i>HB</i>	<u>h</u> intere <u>B</u> egrenzung
<i>HDA</i>	<u>H</u> itzdraht- <u>A</u> немometrie
<i>HGK</i>	<u>H</u> ochgeschwindigkeits- <u>G</u> itterwind <u>k</u> anal
<i>HK</i>	<u>H</u> inter <u>k</u> ante
<i>LES</i>	<u>L</u> arge <u>E</u> ddy <u>S</u> imulation
<i>ML</i>	<u>M</u> ittellinie
<i>NL</i>	<u>N</u> ach <u>l</u> auf
<i>RANS</i>	<u>R</u> eynolds <u>A</u> verage <u>d</u> <u>N</u> avier <u>S</u> tokes
<i>RMS</i>	<u>R</u> oot <u>M</u> ean <u>S</u> quare

<i>SS</i>	<u>S</u> augseite
<i>StdTrM</i>	<u>S</u> tandard <u>T</u> ransitions <u>M</u> odell
<i>TR</i>	<u>T</u> ransitionsbeginn
<i>U-RANS</i>	<u>U</u> nsteady <u>R</u> eynolds <u>A</u> veraged <u>N</u> avier <u>S</u> tokes
<i>VB</i>	<u>v</u> ordere <u>B</u> egrenzung
<i>VK</i>	<u>V</u> order <u>k</u> ante
<i>WP</i>	<u>W</u> iederanlege <u>p</u> unkt
<i>ZTL</i>	<u>Z</u> weistrom- <u>T</u> urbo <u>l</u> ufttriebwerk

1 Einleitung und Problemstellung

Die heutige Zeit ist geprägt durch die wachsende Globalisierung der Gesellschaft im Allgemeinen und der Wirtschaft im Besonderen. Dies stellt insbesondere die Luftfahrtindustrie vor große Aufgaben: Sie soll zum einen das wachsende Mobilitätsbedürfnis befriedigen und ein stetig steigendes Verkehrsaufkommen bewältigen, zum anderen sind die einzelnen Fluggesellschaften einem immer stärkeren Wettbewerb untereinander ausgesetzt. Kostenersparnis ist die Antwort auf beide Herausforderungen. Neben wirtschaftlichen rücken auch ökologische Aspekte immer mehr in den Vordergrund. Es ist mittlerweile allgemeiner Konsens, dass die in den letzten Jahrzehnten beobachtete globale Erwärmung durch den massiven CO₂-Ausstoß infolge der Verbrennung fossiler Energieträger zumindest beschleunigt wird. Die daraus abgeleitete Forderung nach einer Minderung der CO₂-Emissionen macht auch vor der Luftfahrt nicht halt.

Es ist offensichtlich, dass eine Verminderung der CO₂-Emissionen nur durch eine Absenkung des Kraftstoffverbrauchs erreicht werden kann. Andererseits stellen die Brennstoffkosten einen der größten Einzelposten bei den direkten Betriebskosten (*Direct Operating Costs – DOC*) eines Flugzeugs dar.¹ Vor dem Hintergrund kontinuierlich steigender Rohölpreise ist zudem mit einem deutlichen Anstieg dieser Kosten zu rechnen. Einsparungen sind dann möglich, wenn entweder eine gegebene Flugmission mit weniger Treibstoffeinsatz durchgeführt oder durch Vergrößerung der Nutzlast bei gleichbleibendem Verbrauch die Anzahl der Flüge insgesamt verringert werden kann. Folglich müssen für das Gesamtsystem Flugzeug und alle seine Komponenten entweder die Verluste minimiert oder das Gewicht reduziert werden.

Als Antriebssysteme in der gewerblichen Luftfahrt kommen heutzutage fast ausschließlich Zweistrom-Turbofluttriebwerke (ZTL-Triebwerke) zum Einsatz. Während die einzelnen Komponenten des Triebwerks seit der Einführung der Fluggasturbine in den 1940'er Jahren ein

¹ Wisler berichtet für das Jahr 1998 von einem Anteil von circa 15 % (Wisler, 1998).

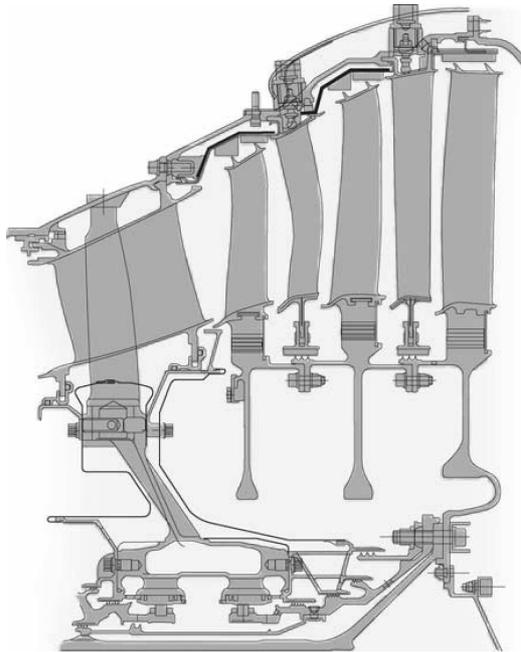


Abb. 1.1: Schnittbild einer BR 715 Niederdruckturbinenkomponente (Cobley et al., 1997)

technisch sehr ausgereiftes Niveau erreicht haben und nur noch wenig Potenzial für Wirkungsgradsteigerungen bieten², kann durch eine Erhöhung des Nebenstromverhältnisses der Vortriebswirkungsgrad des Gesamttriebwerks weiter angehoben werden. Für die Niederdruckturbinenkomponente (Abb. 1.1) bedeutet dies, dass sie immer mehr Leistung zum Abtrieb des Fans bereitstellen muss. Schon jetzt ist die Niederdruckturbinenkomponente mit circa einem Drittel des Gesamtgewichts eine der schwersten Komponenten moderner ZTL-Triebwerke, und es wird deutlich, dass die Reduktion ihres Gewichts zusätzliches Optimierungspotential bietet. Neben der Nutzung neuer Werkstofftechnologien ist ein Gewichtsersparnis im Wesentlichen durch die Verringerung der Anzahl der Schaufeln pro Stufe oder der Anzahl der Stufen insgesamt (bei unveränderter Schaufelzahl je Stufe) zu realisieren. Die dadurch erzielte Verringerung der verbauten Teile senkt zusätzlich die Fertigungs- und Wartungskosten.

Um den gleichen Effekt wie eine einprozentige Wirkungsgradverbesserung der Niederdruckturbinenkomponente auf die DOC zu erzielen, muss entweder das Triebwerksgewicht um 17 % oder der Triebwerkspreis um 8 % gesenkt werden (Hodson und Howell, 2001; Wisler, 1998). Diese Relation verdeutlicht, dass eine wesentliche Verschlechterung des Wirkungsgrades bei allen Optimierungsbemühungen in Bezug auf die beiden anderen Punkte in jedem Fall vermieden werden muss.

² Typische isentrope Wirkungsgrade moderner Niederdruckturbinen liegen bei 90 % – 93 % (Stieger, 2002).

Sowohl eine Verringerung der Schaufel- als auch der Stufenzahl bei gleich bleibender Leistung bedeutet für das einzelne Schaufelprofil in jedem Fall eine gesteigerte aerodynamische Belastung. Dadurch wächst die Gefahr einer saugseitigen Strömungsablösung verbunden mit einem massiven Anstieg der Verluste. Konzepte für neue Profilauslegungen, mit denen die geforderte Belastungssteigerung realisiert werden kann (sogenannte *High-Lift-Designs*), wurden zum Beispiel von Hourmouziadis (1989) vorgeschlagen. Wesentliches Merkmal dieser Auslegungsstrategie ist die gezielte Berücksichtigung laminarer Ablöseblasen als Möglichkeit zur Transitionskontrolle. Solange ein Wiederanlegen der Strömung bis zur Hinterkante gewährleistet bleibt, können solche Profile durchaus ein zu konventionellen Auslegungen vergleichbares Verlustniveau aufweisen. Die Möglichkeit einer weiteren Belastungssteigerung ergibt sich aus der Tatsache, dass die in einer Turbine stets vorhandene Rotor-Stator-Interaktion einen Einfluss auf die instationäre Grenzschichtentwicklung hat und zur Reduktion der Ablöseblasen beiträgt. Dies konnte bereits für die Auslegung aktuell im Einsatz befindlicher Triebwerke erfolgreich ausgenutzt werden (Gier und Ardey, 2001; Haselbach et al., 2002; Howell et al., 2002).

Die numerische Strömungssimulation auf Basis der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen hat sich in den letzten zwanzig Jahren als unverzichtbares Werkzeug im Auslegungsprozess für Turbomaschinen etabliert. Durch die Verwendung geeigneter Turbulenz- und Transitionsmodelle erlaubt sie bei moderater Profilbelastung und vergleichsweise hohen Reynoldszahlen eine genaue Vorhersage der Profilcharakteristik. Andererseits stellt die realistische Berechnung laminarer Ablöseblasen noch immer eine herausfordernde Aufgabe dar, für die sich bisher keine allgemeingültige Methode endgültig etabliert hat. Die verwendeten Transitionsmodelle sind zudem in der Regel aus stationären Untersuchungen abgeleitet, deren Übertragbarkeit auf instationäre Anwendungen nur unzureichend belegt ist. Anhand der aufgezeigten Entwicklungstrends wird jedoch deutlich, wie wichtig die realistische Vorhersage der instationären Grenzschichtentwicklung im Auslegungsprozess ist, um Entwicklungszyklen verkürzen und das Entwicklungsrisiko minimieren zu können. Um dies zu gewährleisten, ist eine Validierung der numerischen Modelle anhand geeigneter experimenteller Vergleichsergebnisse und unter Einbeziehung der relevanten Einflussparameter unabdingbar. Dies gilt um so mehr für die Betrachtung instationärer Phänomene, da mit der zeitlichen Abhängigkeit ein zusätzlicher Freiheitsgrad hinzukommt.

Die Informationsdichte der numerischen Lösung geht im Allgemeinen weit über die der experimentellen Daten hinaus. Unter der Voraussetzung einer erfolgreichen Validierung erlaubt die numerische Simulation somit einen detaillierten Einblick in lokale und transiente Wirkzusam-

menhänge. Sie kann dann eine wertvolle Ergänzung zu den aus dem Experiment gewonnenen Erkenntnissen liefern. Dies gilt insbesondere für instationäre Vorgänge, die messtechnisch in der Regel entweder nur punktuell oder nicht in der notwendigen zeitlichen Auflösung abgebildet werden können.

Unter der Voraussetzung, dass sich die wirksamen physikalischen Mechanismen nicht grundlegend ändern, können zudem Randbedingungen modifiziert und Betriebspunkte oder Konfigurationen untersucht werden, die über den experimentell darstellbaren Parameterraum hinausgehen. Darüber hinaus sind numerische Untersuchungen in der Regel schneller und kostengünstiger umzusetzen.

2 Grenzschichtentwicklung in Niederdruckturbinen

2.1 Charakterisierung der Strömung in Niederdruckturbinen

Mit der Bezeichnung „Niederdruckturbine“ wird bereits eine wesentliche Eigenschaft der Strömung innerhalb dieser Komponente beschrieben. Die Niederdruckturbine entspannt über die Schubdüse direkt in die Umgebung, so dass insbesondere bei großen Flughöhen ein niedriges Druckniveau vorliegt und die Dichte des Strömungsmediums gering ist. Um den erforderlichen Massenstrom zu gewährleisten sind somit vergleichsweise große Strömungsquerschnitte erforderlich, so dass die Schaufeln der Niederdruckturbine in der Regel eine langgestreckte, schlanke Form aufweisen (vgl. Abb. 1.1). Typische Streckungsverhältnisse liegen in der Größenordnung von 3 : 1 bis 7 : 1. Sekundärströmungsphänomene beschränken sich somit auf einen begrenzten Bereich an Nabe und Gehäuse, und die Reibungsverluste infolge der Profilhrenzschichten tragen den bei weitem größten Anteil zu den Gesamtverlusten bei. Die Profilverluste entstehen wiederum zu circa 60 % in der saugseitigen, und nur zu rund 20% in der druckseitigen Grenzschicht. Der übrige Rest entfällt auf Verluste infolge von Mischung und endlicher Hinterkantendicke (Curtis et al., 1997).³

Eine weitere Konsequenz der geringen Fluidichte in der Niederdruckturbine ist ein niedriges Reynolds-Zahl-Niveau, welches sich typischerweise in der Größenordnung von $5 \cdot 10^4$ bis $5 \cdot 10^5$ bewegt. Aus diesem Grund ist mit signifikanten laminaren Anteilen in den Schaufelhrenzschichten zu rechnen, welche im Vergleich zu turbulenten Grenzschichten stärker ablösegefährdet sind. Somit spielt hier die Position des Grenzschichtumschlags eine wesentliche

³ Die angegebenen Werte gelten für den Auslegungspunkt eines Turbinengitters. Durch die im Folgenden beschriebenen Effekte verschiebt sich dieses Verhältnis weiter in Richtung des saugseitigen Anteils.

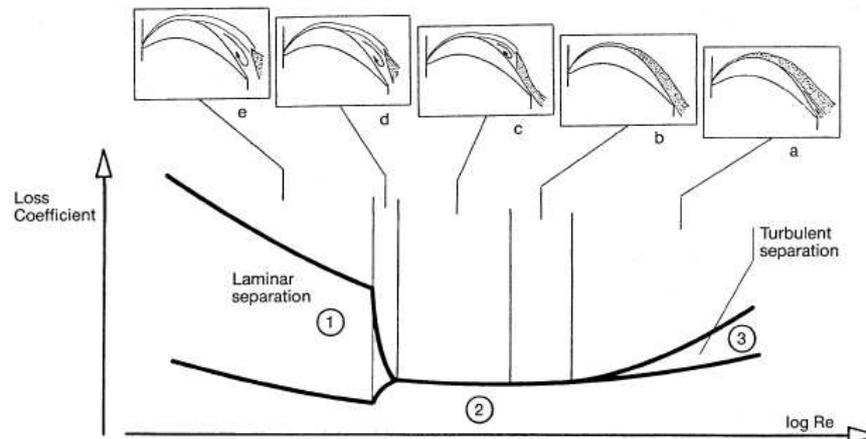


Abb. 2.1: Abhängigkeit des saugseitigen Grenzschichtzustands und der Profilverluste von der Reynolds-Zahl (Hourmouziadis, 1989)

Rolle. Abbildung 2.1 zeigt typische Strömungsphänomene an einem Turbinenprofil in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl. Bei hohen Reynolds-Zahlen ist die saugseitige Grenzschicht fast über die gesamte Lauflänge turbulent und löst gegebenenfalls an der Hinterkante ab (a). Mit sinkender Reynolds-Zahl verschwindet die turbulente Ablösung (b). Gleichzeitig wandert der laminar-turbulente Umschlag über den Punkt laminarer Ablösung hinweg, so dass eine laminare Ablöseblase entsteht (c). Diese wird zunehmend länger, und die Strömung legt schließlich nicht wieder an die Profiloberfläche an, eine offene Ablösung entsteht (d, e). Anhand der ebenfalls skizzierten Verlustentwicklung wird ersichtlich, dass eine laminare Ablöseblase noch nicht zwingend zu einem starken Anstieg der Verluste führen muss, ein Aufplatzen der Blase und eine offene Strömungablösung aber in jedem Fall unbedingt zu vermeiden ist.

Die beschriebenen Effekte gewinnen mit zunehmender Profilbelastung an Relevanz, wie anhand der in Abb. 2.2 skizzierten typischen Entwicklung der Profildruckverteilung deutlich wird. Die Belastungssteigerung schlägt sich fast ausschließlich auf der Saugseite nieder und führt zu einem starken positiven Druckgradienten im saugseitigen Verzögerungsbereich, so dass sich die Gefahr einer Strömungablösung für die Klasse der hochbelasteten Niederdruckturbinen-Profile zunehmend erhöht.

Bei der obigen Betrachtung eines einzelnen Turbinengitters wurde ein wesentlicher Aspekt der Strömung in einer ausgeführten Turbine nicht berücksichtigt. Aufgrund der Relativbewegung zwischen rotierenden und nicht rotierenden Schaufelreihen kommt es insbesondere infolge der Schaufelnachläufe zu einer periodisch instationären Wechselwirkung zwischen den ein-

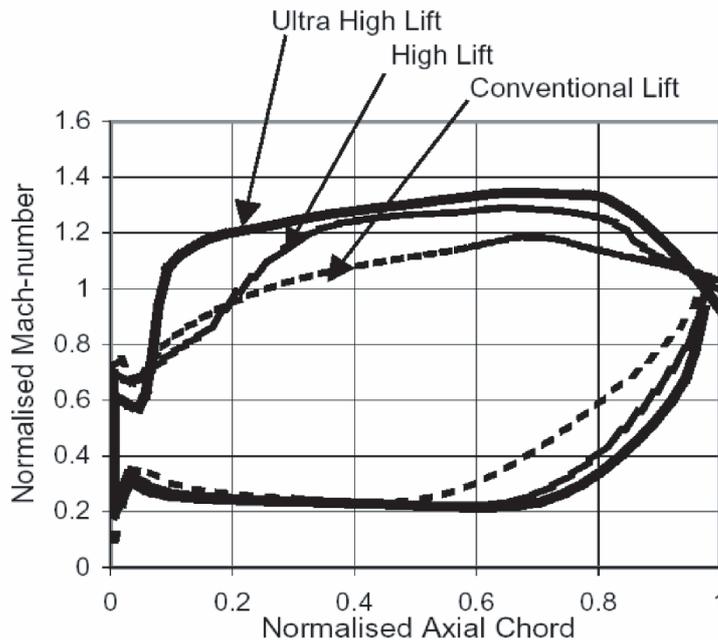


Abb. 2.2: Mach-Zahl-Verteilung bei verschiedenen Profilbelastungen (Haselbach et al., 2002)

zelen Reihen. Die Nachläufe sind durch ein im Vergleich zur ungestörten Strömung deutlich angehobenes Turbulenzniveau gekennzeichnet. Sie werden mit der Hauptströmung stromab transportiert, in den folgenden Schaufelreihen verzerrt und auseinandergerissen und resultieren schließlich in einem insgesamt angehobenen Turbulenzniveau. Zusätzlich überlagern die Nachläufe der dabei durchströmten Schaufelreihen. Abbildung 2.3 zeigt exemplarisch diese Entwicklung des Turbulenzgrades (Gl. 2.1) in einer zweistufigen Niederdruckturbinen.

Sowohl die lokal erhöhte Turbulenz in den Nachläufen als auch die kontinuierlich zunehmende Freistromturbulenz können einen wesentlichen Einfluss auf die Grenzschichtentwicklung der einzelnen Schaufelprofile nehmen. Ziel aktueller Forschungsanstrengungen ist es, die zugrunde liegenden Mechanismen besser zu verstehen und die Effekte für die Auslegung neuer Niederdruckturbinen nutzbar zu machen.

2.2 Phänomenologische Beschreibung der Turbulenz

Bei einer laminaren Strömung bewegen sich die einzelnen Fluidelemente auf geordneten Bahnen und ein Impulsaustausch quer zur Strömungsrichtung erfolgt nur über die viskose Reibung.

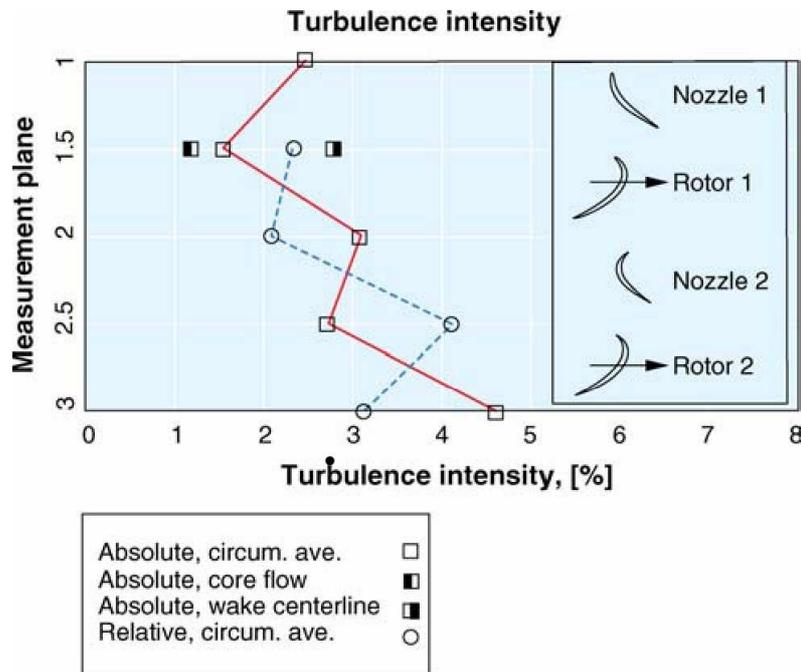


Abb. 2.3: Turbulenzniveaus in einer Niederdruckturbinen (Hodson und Howell, 2005)

Unter zeitlich unveränderlichen Randbedingungen stellt sich somit im Allgemeinen auch eine stationäre Strömung ein. Bei einer turbulenten Strömung ist dem mittleren Strömungsfeld zusätzlich eine stochastische Schwankungsbewegung überlagert. Das Maß für die Stärke der turbulenten Schwankung ist der Turbulenzgrad

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \overline{u_i' u_i'}}}{\bar{u}}, \quad (2.1)$$

welcher die Energie der Schwankungsbewegung u_i' ins Verhältnis zur mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} setzt.⁴

Die bis heute gültige Modellvorstellung einer turbulenten Strömung geht auf die Arbeiten von Kolmogorov (1941) zurück. Demnach lässt sich eine turbulente Strömung durch das Auftreten verschieden großer Wirbel, die der geordneten Grundströmung überlagert sind, beschreiben. Abbildung 2.4 zeigt den turbulenten Nachlauf eines quer angeströmten Zylinders sowie die charakteristische Energieverteilung $E(k)$ der turbulenten Schwankungsbewegung, die über die Wellenzahl k der Wirbelelemente aufgetragen ist. Die turbulente Schwankungsbewegung wird in die Strömung zunächst durch die von außen angreifenden Geschwindigkeitsgradienten in

⁴ Bezüglich der Aufspaltung in Mittelwert und Schwankungsanteil sei auf Kapitel 3.2.1 verwiesen.

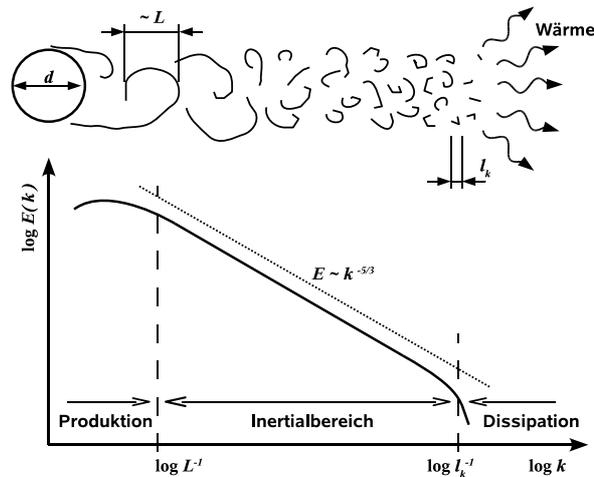


Abb. 2.4: Schematische Skizze des Energiespektrums in einer voll entwickelten turbulenten Strömung (nach Breuer, 2002)

Form großer, energietragender Wirbel eingebracht. Die charakteristische Länge L dieser Wirbel entspricht ungefähr der Größe der wirbelinduzierenden Geometrie (im skizzierten Fall dem Durchmesser des Zylinders, $L \approx d$). Die Wirbel zerfallen in der Folge sukzessiv in immer kleinere Wirbelelemente, wobei die Energie in Form einer Energiekaskade auf die nächst kleineren Wirbelelemente übertragen wird. Diese Übertragung findet im Inertialbereich des Energiespektrums statt. Unterhalb einer bestimmten Länge l_k , der sogenannten Kolmogorov-Länge, wird die Energie schließlich aufgrund der molekularen Viskosität des Fluids in Wärme dissipiert. Die Kolmogorov-Länge beschreibt somit die Größe der kleinsten Wirbelelemente in der Strömung. Abhängig von einer charakteristischen Reynolds-Zahl lässt sie sich mit $L/l_k \sim Re^{3/4}$ abschätzen.

Die einzelnen Wirbelelemente bilden in ihrer Gesamtheit die turbulente Schwankungsbewegung, welche in allen Fällen stochastisch, instationär und dreidimensional ist. Während die turbulente Schwankungsbewegung insbesondere für die großen Wirbelelemente im Allgemeinen nicht isotrop ist, d. h. dass die Schwankungsbewegung statistisch in die verschiedenen Raumrichtungen nicht gleich ausgeprägt ist, nimmt die Isotropie der Turbulenz für die kleinen Wirbelelemente zu. Im Falle des in Abb. 2.4 skizzierten Zylindernachlaufs ist dies direkt ersichtlich: in unmittelbarer Nähe des Zylinders werden die Wirbelelemente eine bevorzugte Ausrichtung parallel zu dessen Achse haben, aber mit fortschreitendem Zerfall der Wirbel geht diese bevorzugte Orientierung immer mehr verloren.

2.3 Laminar-turbulenter Umschlag

Bei der Umströmung eines schlanken Körpers kommt es infolge der Fluidreibung zur Ausbildung einer Grenzschicht (Abb. 2.5). Ungeachtet des Zustands der Außenströmung ist die Grenzschicht ausgehend vom vorderen Staupunkt zunächst stets laminar, da alle Störungen durch den Einfluss der Viskosität unterdrückt werden. Mit zunehmender Lauflänge kann die Grenzschicht jedoch instabil werden und in den turbulenten Zustand übergehen. Dieser Wechsel von laminarer zu turbulenter Strömung wird als laminar-turbulenter Umschlag oder Transition bezeichnet. Der Umschlag kann dabei abhängig von den äußeren Bedingungen über verschiedene Mechanismen erfolgen, und man unterscheidet im Wesentlichen zwischen natürlicher Transition, Bypass-Transition, Transition über eine laminare Ablöseblase und nachlaufinduzierter Transition.⁵ Der umgekehrte Übergang von turbulenter zu laminarer Grenzschichtströmung wird bei stark beschleunigten Strömungen ebenfalls beobachtet und als Relaminarisierung bezeichnet.

2.3.1 Grenzschichtparameter

Bevor die einzelnen Transitionsarten anhand möglichst einfacher Konfigurationen näher erläutert werden, seien zunächst einige Parameter definiert, die zur Charakterisierung des lokalen Grenzschichtzustandes herangezogen werden können. In Abb. 2.5 ist die typische Geschwindigkeitsverteilung innerhalb einer nicht abgelösten Wandgrenzschicht skizziert. Die Geschwindigkeit an der Wand ist aufgrund der Haftbedingung stets Null, und ein dimensionsloses Maß für die Wandschubspannung τ_w liefert der Reibungsbeiwert

$$c_f = 2 \frac{\tau_w}{\rho_\infty U_\infty^2}, \quad \text{mit} \quad \tau_w = \mu \left. \frac{du}{d\eta} \right|_w. \quad (2.2)$$

Aufgrund der asymptotischen Annäherung der Geschwindigkeit in der Grenzschicht an die Freistromgeschwindigkeit U_∞ ist es nicht möglich, eine eindeutige Position des Grenzschichtendes anzugeben.⁶ Eindeutig definiert sind hingegen die Verdrängungsdicke δ_1 und die Im-

⁵ In Überschallströmungen kann die Transition zudem durch einen Verdichtungsstoß induziert werden. Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Strömungsfälle sind jedoch ausschließlich subsonischer Natur, so dass diese Art der Transition im Folgenden nicht weiter thematisiert wird.

⁶ Gemeinhin wird die Grenzschichtdicke als jener Abstand von der Wand betrachtet, bei dem die Geschwindigkeit 99 % der Freistromgeschwindigkeit erreicht.

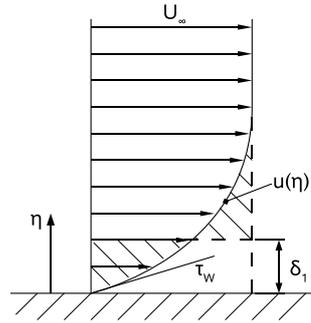


Abb. 2.5: Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht

pulsverlustdicke θ , welche die Verdrängungswirkung der Grenzschicht beziehungsweise den Impulsverlust infolge der Fluidreibung beschreiben:

$$\delta_1 = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{\rho u}{\rho_{\infty} U_{\infty}}\right) d\eta, \quad \theta = \int_0^{\infty} \frac{\rho u}{\rho_{\infty} U_{\infty}} \left(1 - \frac{u}{U_{\infty}}\right) d\eta \quad (2.3)$$

Die Impulsverlustdicke an der Hinterkante eines Schaufelprofils ist dabei ein direktes Maß für den durch die Grenzschicht implizierten Totaldruckverlust (Hourmouziadis, 1989).

Die Form des Geschwindigkeitsprofils kann durch den sogenannten Formparameter

$$H_{12} = \frac{\delta_1}{\theta} \quad (2.4)$$

charakterisiert werden, welcher in laminaren Grenzschichten im Allgemeinen größer ist als in turbulenten, da letztere ein völligeres Geschwindigkeitsprofil aufweisen.⁷ Der laminar-turbulente Umschlag ist somit durch ein Absinken des Formparameters gekennzeichnet. In abgelösten Grenzschichten wächst die Verdrängungsdicke infolge der Rückströmung an der Wand ($u < 0$) stark an, während die Änderung der Impulsverlustdicke vergleichsweise gering ausfällt. Im Bereich abgelöster Grenzschichten kann der Formfaktor folglich sehr hohe Werte annehmen ($H_{12} > 4$).

Eine Ablösung der Grenzschicht findet gemeinhin nur in verzögerter Strömung ($\partial U_{\infty}/\partial s < 0$) statt. Ein dimensionsloses Maß für den Geschwindigkeitsgradienten liefert der Beschleunigungsfaktor

$$K = \frac{\mu_{\infty}}{\rho_{\infty} U_{\infty}^2} \frac{\partial U_{\infty}}{\partial s}, \quad (2.5)$$

⁷ Typische Werte sind $H_{12} = 2.6$ für die laminare und $H_{12} = 1.4$ für die turbulente Grenzschicht.

ein dimensionsloses Maß für die Grenzschichtdicke ist die mit der Impulsverlustdicke gebildete Reynolds-Zahl

$$Re_\theta = \frac{\rho_\infty U_\infty \theta}{\mu_\infty} . \quad (2.6)$$

Eine Kombination dieser beiden Größen stellen der sogenannte Pohlhausen-Parameter⁸

$$\lambda_\theta = K \cdot Re_\theta^2 \quad (2.7)$$

beziehungsweise der Buri-Parameter

$$Bu = K \cdot Re_\theta^{5/4} \quad (2.8)$$

dar, anhand derer sich die Ablöseneigung einer Grenzschicht beschreiben lässt. Nach Hourmouziadis (1989) ist $Po = -0.082$ der charakteristische Wert für den Ablösepunkt einer laminaren und $Bu = -0.050$ der einer turbulenten Grenzschicht.

2.3.2 Natürliche Transition

Die sogenannte natürliche Transition (Abb. 2.6) tritt dann auf, wenn der Einfluss äußerer Störungen wie der Freistromturbulenz vernachlässigbar klein ist. Die zunächst laminare Grenzschicht wird bei einer kritischen Reynolds-Zahl⁹ Re_{crit} instabil, und es bilden sich zweidimensionale Tollmien-Schlichting-Wellen definierter Frequenz aus (Bereich 1). Die Amplitude dieser Schwankungen steigt infolge eines nichtlinearen Wachstums rasch an und es bilden sich dreidimensionale Längswirbel. Diese werden aufgrund ihrer Form auch als Haarnadelwirbel bezeichnet. Die Wirbel induzieren lokale Geschwindigkeitskomponenten, welche wechselnd zur Wand hin beziehungsweise von der Wand weg gerichtet sind. Dadurch ist zum Beispiel der Verlauf der Wandschubspannung quer zur Strömungsrichtung durch sogenannte Λ -Strukturen gekennzeichnet (Bereich 2). Die einzelnen Wirbelfäden zerfallen in der Folge zu immer kleineren Wirbelementen (Bereich 3), was schließlich zur Bildung einzelner Turbulenzflecken¹⁰,

⁸ Auch als Druckkenngröße oder im angelsächsischen Sprachgebrauch als Thwaites-Parameter bezeichnet.

⁹ Die kritische Reynolds-Zahl wird entweder mit der Lauflänge x oder der Dicke der Grenzschicht δ gebildet. Für die laminare Grenzschicht an einer ebenen Platte ohne Druckgradient gilt $\delta \propto \sqrt{x}$, und beide Größen können ineinander überführt werden. Bei komplexeren Geometrien wird die kritische Reynolds-Zahl hingegen vorzugsweise mit der Impulsverlustdicke θ gebildet.

¹⁰ vgl. Kap. 2.3.6, Abb. 2.8

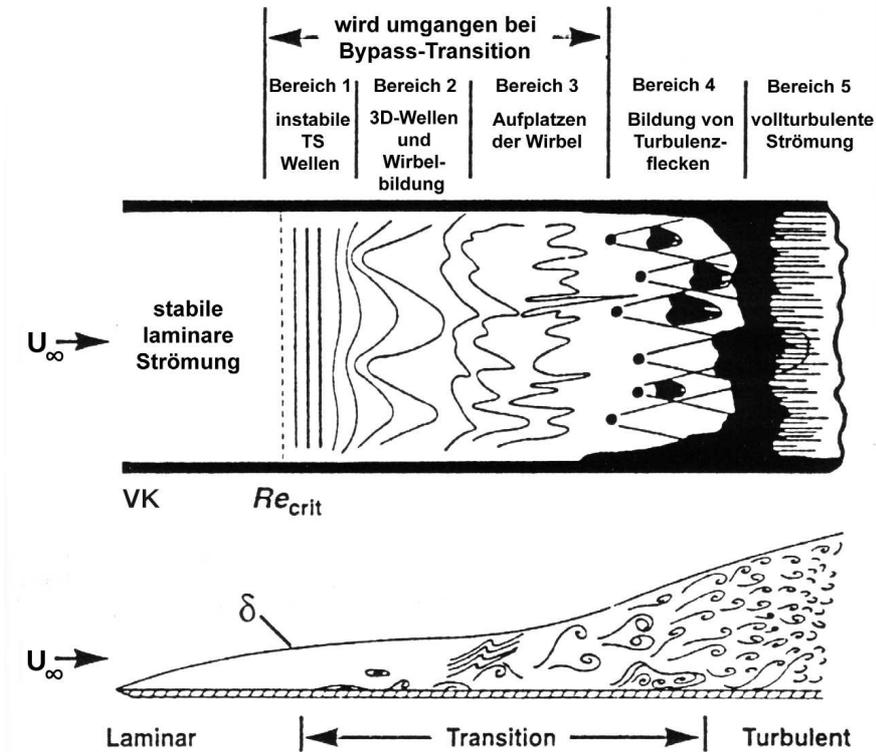


Abb. 2.6: Natürliche und Bypass-Transition (nach White, 1991)

welche einen abgeschlossenen Bereich turbulenter Strömung innerhalb der sie umgebenden laminaren Grenzschicht darstellen, führt (Bereich 4). Die Turbulenzflecken wachsen sowohl in als auch quer zur Strömungsrichtung zusammen und bilden schließlich eine homogene, vollturbulente Grenzschicht aus (Bereich 5).

2.3.3 Bypass-Transition

Bei der natürlichen Transition bildet die laminare Grenzschicht aus sich selbst heraus Störungen, die sich über nichtlineare Anfachungsprozesse weiter verstärken. Bei einem hinreichend hohen Turbulenzniveau der Außenströmung wird dieser Anregungsprozess übersprungen, und die äußeren Störungen initiieren direkt die Entstehung von Turbulenzflecken. Die bei der natürlichen Transition auftretenden zwei- und dreidimensionalen Störungen (Abb. 2.6, Bereiche 1–3) treten somit nicht auf. Diese Art des laminar-turbulenten Umschlags wird allgemein als Bypass-Transition bezeichnet.

Als Grenze für den Übergang zwischen natürlicher und Bypass-Transition werden Werte zwischen $Tu = 0.4\%$ (Mayle, 1999) und $Tu = 1\%$ (Savill, 1996) angegeben. Aufgrund des im Allgemeinen hohen Turbulenzniveaus in Turbomaschinen (vgl. Abb. 2.3) spielt die natürliche Transition im Vergleich zur Bypass-Transition somit kaum eine Rolle.

Es bleibt festzuhalten, dass ein lokal hoher Turbulenzgrad am Grenzschichtrand nicht zwingend zur Bildung von Turbulenzflecken führt. Vielmehr existiert eine untere Grenze in Form einer mit der Impulsverlustdicke gebildeten Reynolds-Zahl Re_θ , die mit sinkendem Turbulenzgrad stark ansteigt. Diese Reynolds-Zahl stellt somit ein Maß für die Rezeptivität der Grenzschicht hinsichtlich äußerer Störungen dar (Mayle, 1991). Erst für sehr hohe Turbulenzgrade von $Tu > 20\%$ schlägt die Grenzschicht unabhängig von der Reynolds-Zahl und quasi ohne Verzögerung in den vollturbulenten Zustand um (Elder, 1960).

2.3.4 Ablöseinduzierte Transition

Bei der ablöseinduzierten Transition findet der Umschlag im Gegensatz zu den bisher diskutierten Transitionsformen nicht in der anliegenden Grenzschicht, sondern im Bereich abgelöster Strömung statt. Durch den gesteigerten wandnormalen Impulsaustausch in der turbulenten Grenzschicht kommt es bei moderater Strömungsverzögerung zu einem Wiederanlegen der Strömung, und es bildet sich eine geschlossene laminare Ablöseblase. Stromab des Wiederanlegepunktes entwickelt sich eine gewöhnliche turbulente Grenzschicht. Dieser Vorgang ist in Abb. 2.7 skizziert.

Notwendige Voraussetzung für eine Ablösung der Grenzschicht ist ein positiver Druckgradient $\partial p/\partial s > 0$, welcher eine Verzögerung der Strömung ($\partial U_\infty/\partial s < 0$) bewirkt.¹¹ Der Druckgradient ist über die gesamte Grenzschichtdicke näherungsweise konstant, so dass die wandnahen, impulsärmeren Fluidelemente stärker abgebremst werden und schließlich die Strömungsrichtung wechseln. Der laminar-turbulente Umschlag findet schließlich in der sich bildenden abgelösten Scherschicht statt und läuft im Allgemeinen schneller ab, als dies in einer anliegenden Grenzschicht der Fall wäre. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass infolge der fehlenden Wandbindung die Dämpfung durch die wandnahen Fluidbereiche weniger ausgeprägt ist und der Transitionsprozess zusätzlich durch die Bildung sogenannter Kelvin-Helmholtz-Wirbel in der Scherschicht angefacht wird. Diese Vorgänge bewirken einen gesteigerten Impulsaustausch quer zur Strömungsrichtung und eine Energetisierung des wandnahen Bereiches, so

¹¹ Allgemein gilt: $\partial p/\partial s \propto -\partial U_\infty/\partial s$

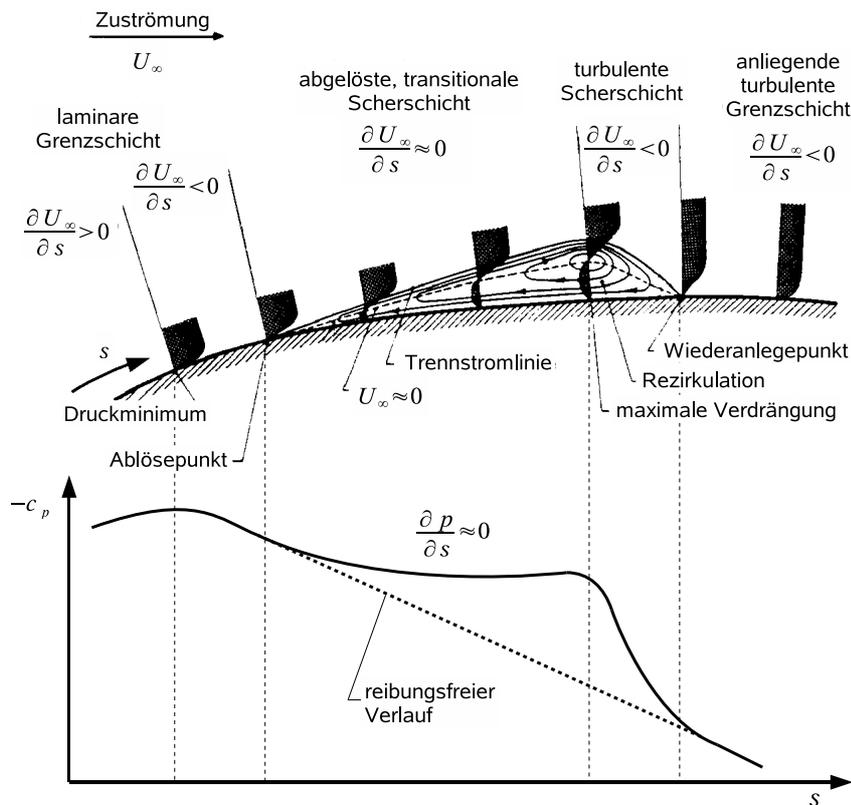


Abb. 2.7: Transition über laminare Ablöseblase (oben: Topologie, unten: Druckverteilung)

dass die Grenzschicht schließlich wieder an die Oberfläche anlegt. Diese Modellvorstellung geht auf Hatman und Wang (1999) zurück, die zudem drei verschiedene Arten der ablöseinduzierten Transition unterscheiden: Bei der „transitionalen“ Ablöseblase (*transitional separation mode*) werden bereits stromauf des Ablösepunktes Stadien der natürlichen oder Bypass-Transition beobachtet, und der Transitionsprozess ist im Bereich des Wiederanlegepunktes bereits abgeschlossen. Bei der „kurzen“ laminaren Ablöseblase (*laminar separation - short bubble mode*) ist der vordere Bereich der Ablösung laminar und durch die einsetzende Kelvin-Helmholtz-Instabilität gekennzeichnet. Transition setzt im Punkt maximaler Verdrängung ein und ist mit dem Wiederanlegen im Allgemeinen noch nicht abgeschlossen. Die „lange“ Ablöseblase (*laminar separation - long bubble mode*) entwickelt sich zunächst ähnlich, nichtsdestotrotz löst die Strömung nach dem ersten Wiederanlegen infolge einer niedrigen Reynolds-Zahl und eines starken Druckgradienten erneut ab. Mit fortschreitender Transition kann die Strömung schließlich vollturbulent wieder anlegen. Die drei Arten der ablöseinduzierten Transition gehen mit sinkender Reynolds-Zahl und steigendem Druckgradienten kontinuierlich ineinander über. Beim Übergang von der „kurzen“ zur „langen“ Ablöseblase kann es jedoch infolge ei-

ner nichtlinearen Rückkoppelung zu einem Aufplatzen der Blase kommen, was den starken Anstieg der Verluste bei niedrigen Reynolds-Zahlen (vgl. Abb. 2.1) bewirkt.

Aufgrund der Rückströmung innerhalb der Ablöseblase ist diese durch eine starke Verdrängungswirkung gekennzeichnet, die sich auch in der Wanddruckverteilung bemerkbar macht. In der abgelösten transitionalen Scherschicht zwischen dem Ablösepunkt und dem Punkt maximaler Verdrängung muss die Strömung nicht mehr der Oberfläche folgen, und die Stromlinien nehmen einen weniger stark gekrümmten Verlauf an. Im Vergleich zur reibungsfreien Druckverteilung ohne Ablösung schlägt sich dieser Effekt in einem Druckplateau nieder. Zwischen dem Punkt maximaler Verdrängung und dem Wiederanlegepunkt kommt es zu einem steilen Druckanstieg und die Druckverteilung nähert sich wieder dem reibungsfreien Verlauf. Während eine kurze Ablöseblase nur eine lokale Modifikation der Profildruckverteilung bewirkt, bleibt der Effekt einer langen Blase nicht lokal begrenzt. Insbesondere führt eine lange Ablöseblase zu einer deutlichen Stromaufverlagerung und Abschwächung der Saugspitze.

2.3.5 Relaminarisierung

Neben dem Übergang vom laminaren in den turbulenten Grenzschichtzustand ist die entgegengesetzte Richtung ebenfalls möglich. Dieser Vorgang wird als „umgekehrte“ Transition oder Relaminarisierung bezeichnet. Voraussetzung ist eine starke Beschleunigung der Grenzschicht, durch die die einzelnen Wirbelelemente des turbulenten Strömungsfeldes gestreckt werden und schließlich an Energie verlieren. Gemeinhin wird eine untere Grenze des Beschleunigungsparameters von $K \geq 3 \cdot 10^{-6}$ für das Einsetzen der Relaminarisierung angegeben. Während Hourmouziadis (1989) noch davon ausgeht, dass derart starke Beschleunigungen nur auf der Druckseite einer Turbinenschaufel nahe der Hinterkante anzutreffen sind, wird ein entsprechendes Niveau bei modernen, hochbelasteten Niederdruckturbinengittern auch im saugseitigen Beschleunigungsbereich erreicht. Die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Gitter sind ein Beispiel hierfür.

2.3.6 Instationäre Grenzschichtentwicklung

Betrachtet man eine einzelne Schaufel im Stufenverbund einer Turbomaschine, so streifen die Nachläufe der stromauf liegenden Schaufelreihen in periodischer Abfolge über die Profiloberflächen hinweg. Angenommen, die Transition der saugseitigen Grenzschicht erfolge bei

ungestörter Zuströmung über eine laminare Ablöseblase, dann ist es möglich, dass unter dem Einfluss der Nachlauf-turbulenz stromauf des Ablösepunktes Bypass-Transition ausgelöst wird (Pfeil et al., 1983). Dieser Vorgang wird als nachlaufinduzierte Transition bezeichnet. Die in der Folge turbulente Grenzschicht kann den Druckgradienten ohne Ablösung überwinden und die Ablöseblase wird temporär unterdrückt. Die instationäre Grenzschichtentwicklung ist somit durch verschiedene Transitionsformen in zeitlicher Abfolge gekennzeichnet. In diesem Zusammenhang wurde von Mayle (1991) der Begriff der multimodalen Transition (*multimode transition*) geprägt.

Wesentliche Effekte der instationären Grenzschichtentwicklung bleiben allerdings im Rahmen dieser quasi-stationären Betrachtungsweise aufgrund unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeiten von laminaren und turbulenten Grenzschichtbereichen unberücksichtigt. Die Abb. 2.8a und b zeigen schematisch die Topologie eines einzelnen Turbulenzfleckens. Dieser wird innerhalb des Transitionsprozesses initiiert und wandert in der Folge stromab. Beim Durchgang eines Turbulenzfleckens ändert sich der Grenzschichtzustand zunächst unmittelbar von laminar zu turbulent, während im sogenannten beruhigten Bereich (*calmed region*) hinter dem Flecken ein kontinuierlicher Übergang in Form eines Relaxationsprozesses stattfindet, der schließlich in den laminaren Zustand übergeht. Die turbulenten Fluktuationen sind im beruhigten Bereich bereits abgeklungen, allerdings behält die Strömung zunächst das völligere Geschwindigkeitsprofil der vorher turbulenten Grenzschicht bei. Der beruhigte Bereich ist dadurch weniger ablösegefährdet und zudem unempfindlicher für äußere Störungen. Insbesondere werden innerhalb des beruhigten Bereiches keine neuen Turbulenzfleckens gebildet.

Abbildung 2.8c zeigt die Wandschubspannung entlang der Symmetrielinie des Turbulenzfleckens. Die Wandschubspannung ist innerhalb des Fleckens deutlich größer als in der umgebenden laminaren Strömung. Darüber hinaus sind überlagerte Fluktuationen zu erkennen. Diese verschwinden im beruhigten Bereich und die Werte fallen schließlich exponentiell auf das Niveau der laminaren Grenzschicht ab. Ein analoger Verlauf ließe sich für den Formfaktor der Grenzschicht zeigen, welcher erst allmählich auf den laminaren Wert ansteigt. Der beruhigte Bereich ist somit durch einen laminaren Charakter bei gleichzeitig höherer Wandschubspannung und niedrigeren Formfaktoren im Vergleich zur gewöhnlichen laminaren Grenzschicht gekennzeichnet.

Während in den Abb. 2.8a–c die Situation für einen diskreten Zeitpunkt skizziert ist, zeigt Abb. 2.8d die zeitliche Entwicklung des Turbulenzfleckens und des nachfolgenden beruhigten Bereiches in einem sogenannten Weg-Zeit-Diagramm. Entlang horizontaler Linien lässt

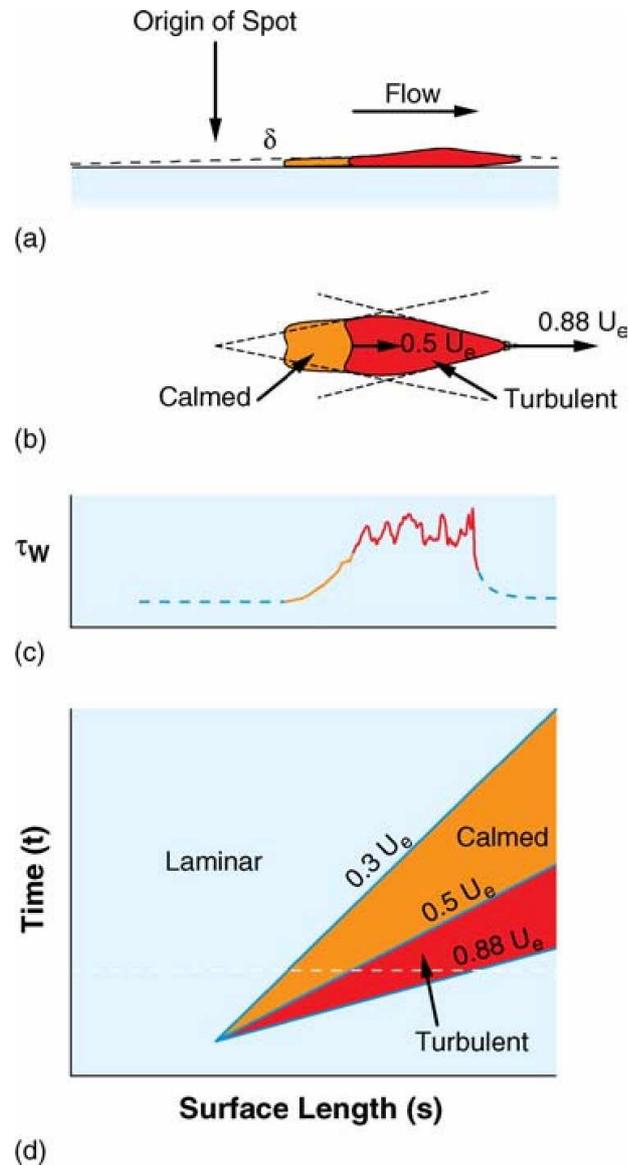


Abb. 2.8: Schematische Darstellung eines Turbulenzflecks: (a) Seitenansicht, (b) Draufsicht, (c) Wandschubspannung entlang der Symmetrielinie und (d) Darstellung im Weg-Zeit-Diagramm (Hodson und Howell, 2005)

sich in dieser Darstellungsform der Grenzschichtzustand für einen diskreten Zeitpunkt ablesen, während senkrechte Linien die zeitliche Entwicklung an einer bestimmten Position in der Grenzschicht aufzeigen. Wie bereits angedeutet wurde, haben die einzelnen Zonen eines Turbulenzflecks unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten: die vordere Front breitet sich mit circa 88 %, die hintere mit 50 % und das Ende des beruhigten Bereiches mit 30 % der Freistromgeschwindigkeit aus. Aus diesem Grund zeichnen sich die jeweiligen Einfluss-

bereiche als keilförmige Regionen ab, deren Begrenzungen eine zur jeweiligen Ausbreitungsgeschwindigkeit umgekehrt proportionale Steigung aufweisen. Sie haben ihren Ursprung im Entstehungs(zeit)punkt des Turbulenzfleckens. Wie bereits gesagt wurde, entstehen innerhalb des beruhigten Bereiches keine neuen Turbulenzflecken. Nichtsdestotrotz kann ein zweiter Turbulenzflecken, welcher zu einem späteren Zeitpunkt stromauf des beruhigten Einflussbereiches generiert wird, den beruhigten Bereich einholen und in ihn hineinwandern. Der beruhigte Bereich wird dann durch den neuen Turbulenzflecken terminiert und beide Flecken wachsen schließlich zusammen. In stationärer Strömung werden am Ort des Transitionsbeginns in zeitlicher Folge kontinuierlich neue Turbulenzflecken gebildet, die dann über eine gewisse Lauflänge (vgl. Abb. 2.6, Bereich 4) zusammenwachsen. Deshalb spielen die beruhigten Bereiche bei stationärer Transition keine wesentliche Rolle.

Eine grundlegend andere Situation ergibt sich bei periodisch instationärer Zuströmung, wie in Abb. 2.9 skizziert ist. Unter dem Einfluss des Nachlaufs wird der Transitionsbeginn weit in den ansonsten laminaren Bereich stromauf verschoben. Es bilden sich zunächst in rascher Folge Turbulenzflecken, welche schnell zu einem turbulenten Streifen zusammenwachsen. Dieser zeigt die gleichen Ausbreitungsgeschwindigkeiten wie ein einzelner Turbulenzflecken und wird ebenfalls von einem beruhigten Bereich gefolgt, so dass der Einfluss des einzelnen Nachlaufes auch in die Phase zwischen zwei Nachlaufdurchgängen hineinreicht. Bis zur Ankunft des nächsten Nachlaufs findet die Transition nach dem gleichen Mechanismus wie bei stationärer Zuströmung statt, angedeutet durch die senkrecht eingezeichneten Linien. Schulte und Hodson (1998) haben beobachtet, dass der beruhigte Bereich nicht durch Turbulenzflecken, die in einer laminaren Ablöseblase entstehen, terminiert werden kann, sondern nur durch solche, die durch natürliche oder Bypass-Transition entstehen. Beide Situationen sind in Abb. 2.9 dargestellt. Aus diesem Zusammenhang erklärt sich auch die Tatsache, dass die nachlaufinduzierte Transition insbesondere beim Auftreten laminarer Ablöseblasen gewinnbringend eingesetzt werden kann. Die beruhigten Bereiche bewirken eine ähnlich effektive Unterdrückung der Ablöseblase wie die turbulenten Streifen bei gleichzeitig geringeren Reibungsverlusten. Demgegenüber wird der positive Effekt bei nicht abgelöster Strömung schnell durch die vergrößerten turbulenten Grenzschichtbereiche mehr als kompensiert.

Die Übersichtsdarstellung in diesem Abschnitt stellt die für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen wesentlichen Aspekte der nachlaufinduzierten Transition zusammen. Sie sind das Ergebniss einer großen Fülle von Grundlagenuntersuchungen, welche in den letzten circa 30 Jahren durchgeführt wurden. Die grundlegenden Arbeiten von Pfeil et al., Mayle und Schulte und Hodson wurden bereits explizit erwähnt. Eine erste umfassende

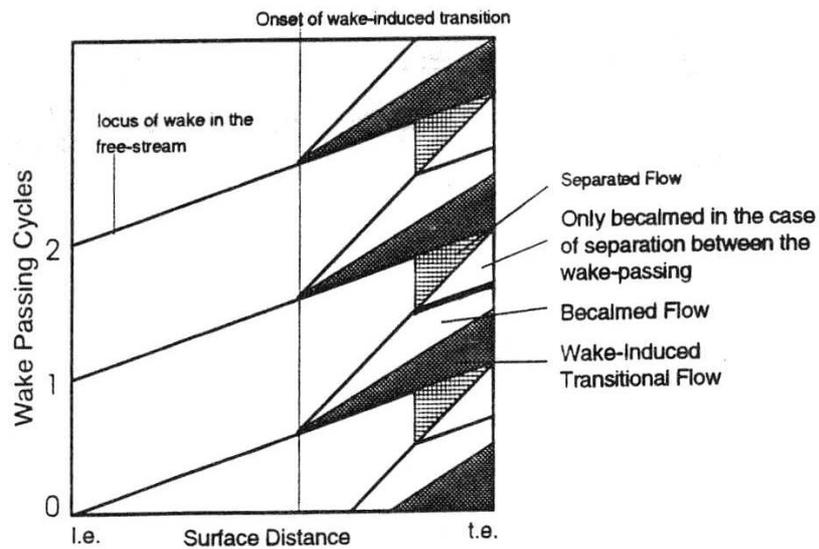


Abb. 2.9: Schematisches Weg-Zeit-Diagramm der periodisch instationären Grenzschichtentwicklung (Schulte und Hodson, 1998)

Diskussion der Auswirkungen auf die Auslegung von Turbomaschinen liefern die Arbeiten von Halstead et al. (1997*a,b,c,d*). Darüber hinaus sind insbesondere die vielfältigen Beiträge der Forschergruppe um Hodson zu nennen, über die Hodson und Howell (2005) einen guten Überblick geben.

Nichtsdestotrotz sind die Effekte der nachlaufinduzierten Transition gerade in Bezug auf turbomaschinenspezifische Anwendungsfälle weit davon entfernt, in allen Details verstanden zu sein. Dies zeigt sich allein schon an der großen Anzahl auch jüngerer experimenteller Untersuchungen zu diesem Thema. Ohne Anspruch auf Vollständigkeit seien an dieser Stelle nur die Arbeiten von Hilgenfeld et al. (2002), Hilgenfeld und Pfitzner (2004), Coton und Arts (2004*a,b*), Opoka und Hodson (2005), Öztürk und Schobeiri (2006) oder Mahallati und Sjolander (2007) genannt.

2.4 Transitionsbeeinflussende Faktoren in Niederdruckturbinen

Als transitionsbeeinflussende Faktoren sind all jene Einflüsse zu nennen, die die Position des Transitionsbeginns im Sinne einer kritischen Reynolds-Zahl sowie die Länge des transitio-

nenen Bereiches verändern. Für die Strömung in Niederdruckturbinen sind hier im Wesentlichen der Turbulenzgrad der Außenströmung und der Druckgradient zu nennen. Darüber hinaus haben Kompressibilität, Stromlinienkrümmung, Oberflächenrauigkeit, Wärmeübergang, akustische Störungen und Vibrationen einen zusätzlichen Einfluss. Abu-Ghannam und Shaw (1980) betonen, dass nicht nur die absoluten Werte der genannten Faktoren einen Einfluss auf die Transition haben, sondern dass vielmehr auch die Entwicklung in der stromaufliegenden Grenzschicht von Bedeutung ist. Sie sprechen in diesem Zusammenhang von der Geschichte der Grenzschicht (*flow history*).

Die Reynolds-Zahl ist nicht als transitionsbeeinflussender Faktor im oben genannten Sinne anzusehen, da sie nicht den Transitionsprozess als solchen beeinflusst, sondern vielmehr die Sensitivität der Grenzschicht bezüglich äußerer Störungen charakterisiert (Coton, 2004). Die Reynolds-Zahl bestimmt somit den physikalischen Ort und die Länge des transitionalen Bereiches in einer gegebenen Konfiguration. Welche dramatischen Auswirkungen dies letztendlich auf die Strömung an einem Niederdruckturbinenprofil hat, wurde bereits in Kap. 2.3 anhand von Abb. 2.1 erläutert.

2.4.1 Einfluss der Freistromturbulenz

Bei hinreichend hohen Reynolds-Zahlen setzt die Transition in der nicht abgelösten, laminaren Grenzschicht ein, und der Einfluss der Freistromturbulenz schlägt sich im Wesentlichen in einer zusätzlichen Stromaufverschiebung des Transitionsbeginns nieder. Der turbulente Anteil der Grenzschicht wächst auf Kosten des laminaren, und die Verluste steigen insgesamt an. Entsprechende Untersuchungen wurden zum Beispiel von Hoheisel (1990) durchgeführt. Bei moderaten Reynolds-Zahlen kann dies dazu führen, dass eine bei niedrigem Turbulenzniveau auftretende Ablöseblase infolge stromauf des Ablösepunktes ausgelöster Bypass-Transition bei höheren Turbulenzgraden komplett unterdrückt wird (ebenfalls Hoheisel, 1990, Butler et al., 2001 oder Opoka und Hodson, 2005). In diesem Fall ändert sich das Verlustniveau in der Regel kaum.

Darüber hinaus beeinflusst die Freistromturbulenz aber auch direkt den Transitionsprozess in einer laminaren Ablöseblase. Den zugrundeliegenden Mechanismus zeigen Castro und Haque (1988) anhand einer einfachen Konfiguration, bei der die Ablösung an einer senkrecht zur Strömungsrichtung angebrachten Platte erzeugt wird. Die abgelöste Strömung legt schließlich an einer stromab angebrachten zentralen Trennplatte wieder an. Ein erhöhtes Turbulenzniveau in

der Außenströmung fördert die Durchmischung in der abgelösten Scherschicht, was zu einem rascheren Wiederanlegen und einer Verkürzung des abgelösten Bereiches führt.

Dass dieser Effekt auch für eine laminare Ablöseblase an einer stetigen Oberfläche besteht, zeigen Volino und Hultgren (2000) in ihrer Untersuchung an einer längsangeströmten ebenen Platte. Die Ablöseblase wird durch die Aufprägung eines Druckgradienten herbeigeführt, welcher der typischen Druckverteilung von Niederdruckturbinenprofilen entspricht. Die Autoren berichten ebenfalls von einer Reduktion der Blasenlänge bei erhöhter Freistromturbulenz über einen weiten Reynolds-Zahl-Bereich, wobei die Position des Ablösepunktes nahezu unverändert bleibt. Die Ergebnisse von Volino und Hultgren werden durch Messungen von Yaras (2002) bestätigt, der Untersuchungen an einer sehr ähnlichen Konfiguration bei zwei verschiedenen Druckverteilungen durchgeführt hat. Neben der Verkürzung der Ablöseblase zeigt Yaras zusätzlich eine damit einhergehende Reduktion der Verdrängungs- und der Impulsverlustdicke. Hourmouziadis und Hofmann (2006) leiten aus ihren Untersuchungen zudem ab, dass es einen direkten Zusammenhang zwischen der maximalen Verdrängung und der Impulsverlustdicke stromab der Ablöseblase gibt, der unabhängig von der Reynolds-Zahl und vom Freistromturbulenzgrad ist.

Eine im Gegensatz zu den Untersuchungen an der ebenen Platte realistische Einbeziehung von Krümmungseffekten erreichen Qiu und Simon (1997) in ihren Untersuchungen, in dem sie zwischen einer konvex und einer konkav gekrümmten Platte die Situation in einer einzelnen Schaufelpassage nachstellen. Eine Erhöhung des Turbulenzniveaus führt auch hier zu einer Verkürzung der Ablösung, welche für niedrige Reynolds-Zahlen am ausgeprägtesten ist. Diese Ergebnisse bestätigt Volino (2002) an einer sehr ähnlichen Konfiguration und schließt aus der Impulsverlustdicke an der Hinterkante zusätzlich auf die Verluste: Im mittleren Reynolds-Zahl-Bereich geht die Verkürzung der Blase demnach mit einer Verlustreduzierung einher, während diese bei der höchsten betrachteten Reynolds-Zahl ansteigen. Im Falle einer offenen Ablösung, welche bei der niedrigsten Reynolds-Zahl unabhängig vom Turbulenzniveau auftritt, ergibt sich ein einheitlich hohes Verlustniveau.

Untersuchung an ebenen Niederdruckturbinenkaskaden wurden zum Beispiel von Funazaki et al. (2008, 2009) oder von Öztürk und Schobeiri (2006) durchgeführt und bestätigen die Verkürzung der Ablöseblase. Darüber hinaus konnten Zhang und Hodson (2007) im gesamten Bereich zwischen $Re_2 = 100000$ – 210000 eine Verlustreduktion beobachten, welche für die niedrigste Reynolds-Zahl nahezu 20 % erreicht. Es wurden zwei verschiedene Zuströmerturbulenzgrade von $Tu_1 = 0.4\%$ und 4.0% betrachtet. Das Verlustniveau wurde in diesem Fall nicht

aus der Impulsverlustdicke abgeleitet, sondern direkt aus Totaldruckmessungen in der Zu- und Abströmung des Gitters bestimmt. Mahallati et al. (2007) senken die Reynolds-Zahl in ihren Untersuchungen bis auf $Re_1 = 25\,000$ ab und registrieren eine Verlustreduktion von 75 % bei einer Anhebung des Turbulenzgrades $Tu_1 = 0.4\%$ auf 4.0 %. Dieser ausgeprägte Effekt wird auf das Wiederanlegens einer zunächst offenen Ablösung zurückgeführt.

Die bisher angeführten Untersuchungen zum Einfluss der Freistromturbulenz auf die ablöseinduzierte Transition erfolgten alle bei sehr niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten (*low-speed*) und vernachlässigen somit den Effekt der Kompressibilität. Untersuchungen bei einer realistischen Abström-Mach-Zahl von $Ma_{2th} = 0.59$ wurden bereits von Ladwig (1991) durchgeführt, der unter anderem den Einfluss des Zuströmturbulenzgrades ($Tu_1 \approx 1.5\%$ und 6.5 %) auf das Verlustverhalten eines Niederdruckturbinengitters in einem Reynolds-Bereich von $Re_{2th} = 50\,000$ – $1\,000\,000$ untersucht hat. Bei der niedrigsten Reynolds-Zahl beobachtet er eine Verlustreduktion von nahezu 30 %, was auf das Wiederanlegens einer zunächst vollständig abgelösten Grenzschicht zurückgeführt wird. Ein ähnliches Ergebnis zeigen Coton und Arts (2004a), die von einer Halbierung der Verluste bei der niedrigsten Reynolds-Zahl infolge einer Erhöhung des Zuströmturbulenzgrades von $Tu_1 = 0.8\%$ auf 3.5 % berichten. Den letztgenannten Untersuchungen ist gemein, dass die sehr ausgeprägte Verlustreduktion mit einem gleichermaßen steilen Anstieg der Verlustkurve im Bereich niedriger Reynolds-Zahlen einhergeht. Die maximalen Verlustbeiwerte erreichen dabei eine Größenordnung von $\zeta \approx 0.1 \dots 0.2$, so dass diese Ergebnisse als von eher geringem praktischen Nutzen anzusehen sind.

Im Gegensatz dazu zeigen Martinstetter et al. (2008), dass der verlustreduzierende Einfluss erhöhter Zuströmturbulenz ebenfalls bei einer deutlich moderateren Verlustcharakteristik zu beobachten ist. Die Ergebnisse dieser Untersuchung liefern die Referenz zu den in Kapitel 5 präsentierten Validierungsrechnungen und werden ebendort detailliert diskutiert.

2.4.2 Einflussfaktoren bei periodisch instationärer Zuströmung

Systematische Untersuchungen zur nachlaufinduzierten Transition werden in der Regel als Windkanaluntersuchungen an ebenen Schaufelgittern durchgeführt, bei denen die Nachläufe durch Zylinderstäbe in der Zuströmung generiert werden. Die Kinematik der durch ein translatorisch bewegtes Stabgitter erzeugten periodisch instationären Zuströmung ist für einen gegebenen aerodynamischen Betriebspunkt im Wesentlichen von den Parametern Stabgeschwindigkeit U_S und Stabteilung t_S abhängig. Aus diesen beiden Einflussgrößen lassen sich zusam-

men mit der Axialkomponente der Zuströmgeschwindigkeit $c_{ax,1}$ und der Sehnenlänge l des Gitters die Durchflusszahl

$$\phi = \frac{c_{ax,1}}{U_S} \quad (2.9)$$

sowie die Strouhal-Zahl

$$Sr = \frac{U_S}{c_{ax,1}} \cdot \frac{l}{t_S} = \frac{1}{\phi} \cdot \frac{l}{t_S} \quad (2.10)$$

als charakteristische dimensionslose Kennzahlen ableiten, wobei eine der Kennzahlen alternativ durch die relative Stabteilung t_S/l ersetzt werden kann, wie aus der rechten Seite von Gl. 2.10 hervorgeht. Die Strouhal-Zahl stellt ein Maß für die Frequenz $f_S = U_S/t_S$ dar, mit der die Nachlaufdellen auf die betrachtete Schaufel auftreffen. Die Bedeutung der Durchflusszahl wird anhand des folgenden und in Abb. 2.10 skizzierten einfachen Gedankenexperiments ersichtlich.

Theoretische Vorbetrachtung

Abbildung 2.10a zeigt eine mit der Geschwindigkeit c_{ax} längs angeströmte ebene Platte, in deren Zuströmung ein Stabgitter mit der Geschwindigkeit U_S senkrecht zur Strömungsrichtung von oben nach unten bewegt wird. Die Orientierung der Stabnachläufe entspricht der Richtung der Relativgeschwindigkeit w_{NL} , so dass die Nachläufe unter dem Winkel

$$\beta_{NL} = \arctan \frac{U_S}{c_{ax}} = \arctan \frac{1}{\phi} \quad (2.11)$$

konvektiv über die Plattenoberfläche hinweg transportiert werden. Die Durchflusszahl ist somit ein Maß für die Abweichung zwischen Strömungsrichtung und Nachlauforientierung.¹²

Es lässt sich ferner zeigen, dass der Abschnitt der Plattenoberfläche $d_{x,NL}$, welcher sich direkt unter dem Einfluss der Nachlaufströmung befindet, für eine gegebene Dellenbreite d_{NL} ebenfalls nur noch von der Durchflusszahl abhängig ist:

$$d_{x,NL} = d_{NL} \cdot \sqrt{\phi^2 + 1} \quad (2.12)$$

Das Weg-Zeit-Diagramm der in Abb. 2.10a skizzierten Plattenströmung zeigt Abb. 2.10b, in der die mit der Stabperiode $T = t_S/U_S$ normierte Zeit über die normierte Lauflänge x/l aufgetragen ist. Für eine gegebene Strouhal-Zahl Sr_0 und Durchflusszahl ϕ_0 seien die Nachlaufpfade

¹² Folgerichtig ergeben sich für ein ruhendes Stabgitter parallel zur Strömung ausgerichtete Nachläufe.

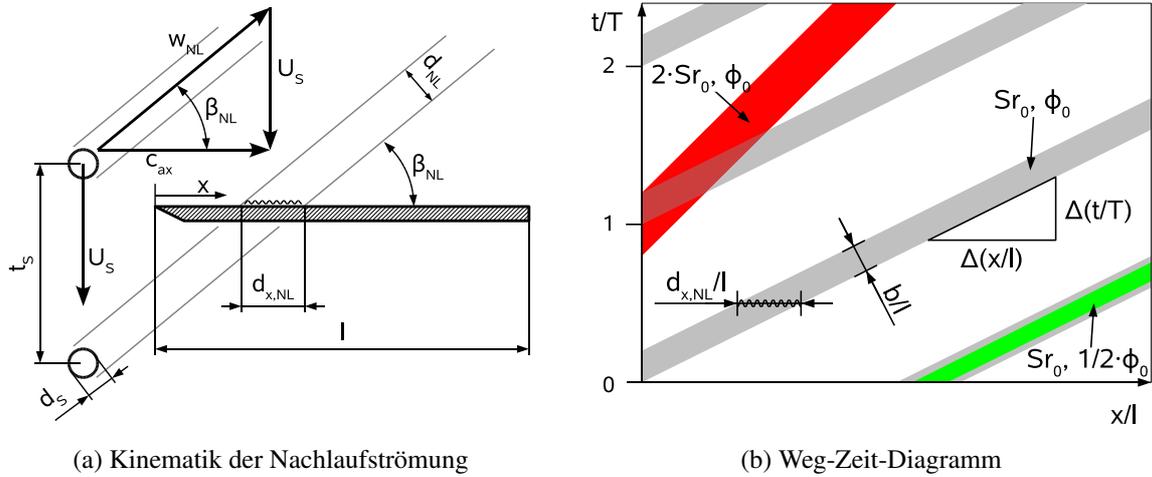


Abb. 2.10: Längs angeströmte ebene Platte mit periodisch auftreffenden Stabnachläufen

als grau unterlegte Balken der Breite b/l eingetragen. Die Länge des unter dem Nachlauf liegenden Abschnitts $d_{x,NL}/l$ findet sich direkt als dimensionslose horizontale Breite des Nachlaufpfades wieder. Ferner lässt sich zeigen, dass die Steigung der Pfade gleich der Strouhal-Zahl ist:

$$\frac{\Delta(t/T)}{\Delta(x/l)} = \frac{\Delta t}{\Delta x} \cdot \frac{l}{T} = \frac{U_S}{c_{ax}} \cdot \frac{l}{t_s} = Sr \quad (2.13)$$

Eine im Vergleich zur Referenz gesteigerte Strouhal-Zahl bei gleichzeitig konstanter Durchflusszahl hat im Weg-Zeit-Diagramm somit steilere und – da $d_{x,NL}$ konstant bleibt – gleichzeitig breitere Nachlaufpfade (rot) zur Folge. Dementsprechend führt eine alleinige Verringerung der Durchflusszahl zu schmalere Pfaden unveränderter Steigung (grün).

Die anhand der längs angeströmten ebenen Platte erläuterten Zusammenhänge können nicht direkt auf die Strömung durch ein Turbinengitter übertragen werden. Die kinematischen Zusammenhänge sind hier bereits im Bereich des Stabgitters aufgrund der im Allgemeinen nicht rein axial gerichteten Zuströmung wesentlich komplexer. Darüber hinaus kommt es aufgrund der Strömungsumlenkung und dem damit verbundenen Druckgradienten im Schaufelkanal zu einer deutlichen Verzerrung des Nachlaufs, und auch die Konvektionsgeschwindigkeit entlang der Schaufeloberfläche ist nicht konstant. Nichtsdestotrotz wird deutlich, dass die Interaktion zwischen Nachlauf und Grenzschicht prinzipiell sowohl von der Strouhal-Zahl als auch von der Durchflusszahl beeinflusst ist.

Einfluss der Strouhal-Zahl

Erste Untersuchungen zum Einfluss der Strouhal-Zahl auf die Aerodynamik hochbelasteter Niederdruckturbinen wurden von Acton (1998) und Schulte und Hodson (1998) durchgeführt, die unabhängig voneinander eine von der Nachlauffrequenz abhängige Verlustreduktion beobachten. In beiden Fällen sinken die Verluste zunächst bis zu einem lokalen Minimum ab, bevor sie mit weiter steigender Frequenz schließlich wieder ansteigen. Darüber hinaus zeigen die Autoren, dass der positive Einfluss der Nachläufe bei niedriger Reynolds-Zahl (in diesem Fall: $Re_{2th} \leq 200\,000$) ausgeprägter ist, und dass die Verluste bei höheren Reynolds-Zahlen und insgesamt kleineren Ablöseblasen auch über das Niveau bei stationärer Zuströmung ansteigen können.

Schobeiri et al. (2003b) bestätigen eine effektivere Unterdrückung der Ablöseblase mit steigender Nachlauffrequenz, wobei der Einfluss der Nachläufe bei niedrigen Reynolds-Zahlen insgesamt ausgeprägter erscheint. Eine explizite Aussage über das resultierende Verlustniveau wird jedoch nicht getroffen. Zu einem ähnlichen Ergebnis kommen Funazaki et al. (2006), die für drei verschiedene Reynolds-Zahlen ein in etwa konstantes Verlustniveau bei der niedrigsten Reynolds-Zahl beobachten, während die Verluste bei den beiden größeren Reynolds-Zahlen mit zunehmender Nachlauffrequenz zunehmen. Demgegenüber berichten sowohl Lazaro et al. (2007) als auch Himmel et al. (2009) von einer mit steigender Strouhal-Zahl ausgeprägteren Verlustreduktion.

Zusammenfassend offenbart die Gesamtheit der hier zitierten Arbeiten, dass bei einer Variation der Strouhal-Zahl zwei gegenläufige Effekte ausschlaggebend sind. Während die Unterdrückung der Ablöseblase mit steigender Nachlauffrequenz zwar effektiver wird und somit Potential für die Verlustreduktion liefert, bewirken zunehmende turbulente Grenzschichtanteile einen Verlustanstieg. Welcher Effekt insgesamt überwiegt, ist somit für jede einzelne Konfiguration individuell verschieden und zudem von der Reynolds-Zahl abhängig.

Einfluss der Durchflusszahl

In einer analog zu der Arbeit von Acton (1998) angelegten Untersuchung zweier unterschiedlicher Profilauslegungen konnte Brunner (2000) ebenfalls das Vorhandensein einer optimalen Strouhal-Zahl feststellen, bei der die Verluste minimal werden. Durch eine systematische Variation von Stabgeschwindigkeit und -teilung konnte er darüber hinaus feststellen, dass sich dieses Optimum mit sinkender Durchflusszahl (d. h. zunehmender Stabteilung) hin zu niedrigeren Strouhal-Zahlen verschiebt.

In einer breit angelegten Messkampagne an einem eigens für diese Untersuchung ausgelegten Niederdruckturbinenprofil variieren Coton und Arts (2004*a,b*) die Strouhal- und die Durchflusszahl in einem weiten Bereich unabhängig voneinander. Sie zeigen, dass der optimale Wert der Strouhal-Zahl mit einer maximalen Reduktion der Ablöseblase im zeitlichen Mittel einhergeht. Das Optimum verschiebt sich somit mit steigender Reynolds-Zahl beziehungsweise höherer Zuströmturbulenz hin zu niedrigeren Werten. Darüber hinaus betonen die Autoren, dass die Durchflusszahl einen nicht zu vernachlässigbaren Einfluss hat. Für eine ausgewählte Strouhal-Zahl (die kleiner als der optimale Wert ist) beobachten sie eine zusätzliche Verlustminderung mit steigender Durchflusszahl. Die nachlaufinduzierte Transition erfolgt in dieser Untersuchung in allen betrachteten Betriebspunkten stromauf des Ablösepunktes, und die Ablöseblase wird unter dem Einfluss des Nachlaufes zunächst temporär und mit steigender Strouhal-Zahl schließlich komplett unterdrückt. Im Gegensatz dazu findet die nachlaufinduzierte Transition in der Untersuchung von Mahallati und Sjolander (2007) erst stromab des Ablösepunktes statt. Die Ablöseblase wird unter dem Einfluss des Nachlaufs zwar periodisch verkürzt aber zu keinem Zeitpunkt komplett unterdrückt. Nichtsdestotrotz bestätigen die Ergebnisse den durch die zuvor genannten Autoren gefundenen grundlegenden Einfluss von Strouhal- und Durchflusszahl auf die Verluste.

2.5 Ziel der Arbeit

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Bewertung eines bestehenden numerischen Verfahrens in Hinblick auf seine Leistungsfähigkeit bei der Vorhersage der komplexen Grenzschichtentwicklung in hochbelasteten Niederdruckturbinengittern mit laminarer Ablöseblase. Im Zentrum der Untersuchung steht dabei die Frage, in wie weit die Wirkung der im vorangehenden Abschnitt identifizierten transitionsbeeinflussenden Faktoren

- Zuströmturbulenz und
- periodisch instationäre Zuströmung

durch das Verfahren sowohl qualitativ als auch quantitativ korrekt wiedergegeben werden. Der Fokus liegt dabei ganz klar auf den saugseitigen Effekten, da in diesem Bereich der Schaufel der signifikante Anteil an den Gesamtverlusten generiert wird.

Das eingesetzte Navier-Stokes-Rechenprogramm TRACE, welches ein sogenanntes „multi-modales“ Transitionsmodell beinhaltet, ist ein typischer Vertreter der in der industriellen Auslegung verwendeten Verfahren. Während im Designprozess noch immer fast ausschließlich auf stationäre Rechnungen zurückgegriffen wird, und auch die Transitionsmodellierung anhand stationärer Messdaten entwickelt und kalibriert wurde, liegt der Schwerpunkt dieser Arbeit in der Untersuchung der Anwendbarkeit auf Konfigurationen mit periodisch instationärer Zuströmung. Die Überprüfung und Verbesserung der Vorhersagegüte in Bezug auf den Einfluss erhöhter Zuströmerturbulenz stellt in diesem Zusammenhang eine notwendige Vorleistung dar.

Als Validierungsgrundlage für die durchgeführten Untersuchungen dienen zwei hochbelastete Niederdruckturbinengitter, welche zuvor bereits im Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal des Instituts für Strahlantriebe in Bezug auf die aufgeworfenen Fragestellungen detailliert experimentell untersucht worden sind. Auf der Basis einer erfolgreichen Validierung liefert diese Arbeit zudem einen Beitrag zum detaillierteren Verständnis der experimentell gewonnenen Ergebnisse. Insbesondere in Bezug auf den Einfluss von Strouhal-Zahl und Durchflusszahl wird der experimentell realisierbare Betriebsbereich deutlich erweitert.

3 Numerische Simulation der Schaufelumströmung

3.1 Erhaltungsgleichungen

Im Rahmen der Kontinuumsmechanik ist die instationäre, dreidimensionale Strömung eines reibungsbehafteten, dichteveränderlichen Fluides durch die Erhaltungsgleichungen für die Masse (Gl. 3.1), den Impuls (Gl. 3.2) und die innere Energie (Gl. 3.3) vollständig beschrieben. In kartesischen Koordinaten und unter Verwendung der Einsteinschen Summationskonvention lauten diese:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial t_{ji}}{\partial x_j} \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e_t) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j e_t) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j p) = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i t_{ij}) - \frac{q_{Lj}}{\partial x_j} \quad (3.3)$$

In Gl. 3.3 bezeichnet e_t die totale innere Energie, welche als Summe der inneren Energie e und dem kinematischen Anteil definiert ist:

$$e_t = e + \frac{1}{2} u_i u_i \quad (3.4)$$

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen kann das Strömungsmedium Luft aufgrund der moderaten Geschwindigkeiten ($Ma \lesssim 1$) und Drücke als perfektes Gas angenommen werden, so dass das Gleichungssystem 3.1–3.3 durch die allgemeine Gasgleichung

$$p = \rho RT, \quad \text{mit } R = 287 \text{ J/kg K (Luft)} \quad (3.5)$$

als thermische Zustandsgleichung und der kalorischen Zustandsgleichung

$$de = c_v dT, \quad dh = c_p dT \quad (3.6)$$

mit

$$c_v = \frac{1}{\kappa - 1} R, \quad c_p = \frac{\kappa}{\kappa - 1} R, \quad \kappa = \frac{c_p}{c_v} = 1.4 \quad (\text{Luft}) \quad (3.7)$$

geschlossen werden kann. Für ein Newtonisches Fluid ergibt sich der Spannungstensor t_{ij} zu

$$t_{ij} = t_{ji} = 2\mu s_{ij} - \frac{2}{3}\mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3.8)$$

und ist somit entsprechend der Definition der Scherrate

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.9)$$

nur von den Geschwindigkeitsgradienten und der molekularen Viskosität μ abhängig. Letztere ist für ein ideales Gas alleine von der Temperatur abhängig und kann über einen weiten Temperaturbereich durch die sogenannte Sutherland-Formel abgeschätzt werden:

$$\mu = \mu_{ref} \left(\frac{T_{ref} + S}{T + S} \right) \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.10)$$

mit der Sutherland-Konstanten $S = 110.4 \text{ K}$ und den Bezugsgrößen $T_{ref} = 273.15 \text{ K}$ und $\mu_{ref} = 1.7198 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m s}$. Ferner lässt sich der Wärmestrom q_j mit Hilfe des Fourierschen Wärmeleitungsansatzes bestimmen:

$$q_{Lj} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad \text{mit } \lambda = \frac{\mu c_p}{Pr_L} \quad (3.11)$$

Dabei bezeichnet Pr_L die laminare Prandtl-Zahl, welche für Luft über einen weiten Temperaturbereich einen konstanten Wert von $Pr_L = 0.72$ annimmt.

Die Erhaltungsgleichungen 3.1–3.3 bilden ein System gekoppelter, partieller Differentialgleichungen, die zusammen mit den Schließungsannahmen aus den Gl. 3.5–3.11 und bei geeigneter Wahl der Rand- und Anfangsbedingungen prinzipiell jedes Strömungsproblem vollständig beschreiben. Dies gilt explizit auch für turbulente Strömungen. Abgesehen von wenigen Sonderfällen und unter Vernachlässigung einzelner Terme gelingt es allerdings nicht, analytische Lösungen zu finden.

Nichtsdestotrotz ist es möglich, mit Hilfe der numerischen Strömungssimulation (engl.: *Computational Fluid Dynamics – CFD*) Näherungslösungen für nahezu beliebige Konfigurationen zu berechnen. Dafür muss das Lösungsgebiet mit einem Netz diskreter Punkte (dem Rechengitter) überzogen werden. Ferner werden die in den Erhaltungsgleichungen auftretenden Differentiale durch Differenzenquotienten ersetzt. Auf diesem Weg lässt sich das Differentialgleichungssystem in ein lineares Gleichungssystem überführen, welches numerisch gelöst werden kann. So lassen sich die Strömungsgrößen für jedes Netzelement und für diskrete Zeitpunkte berechnen. Das Ergebnis strebt für eine immer feiner werdende Diskretisierung der exakten Lösung der Differentialgleichungen entgegen.

Auf eine detaillierte Beschreibung geeigneter Ansätze für die räumliche und zeitliche Diskretisierungen und Algorithmen zum Lösen des resultierenden linearen Gleichungssystems soll an dieser Stelle verzichtet werden. Eine umfassende Übersicht findet sich zum Beispiel bei Hirsch (1988a,b). Die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methoden sind in Kap. 3.4.1 zusammengestellt.

3.2 Turbulenzmodellierung

Wie bereits gesagt wurde, ist jede Strömung durch die im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Erhaltungsgleichungen im Rahmen der Kontinuumsmechanik vollständig beschrieben. Zur Berechnung eines turbulenten Strömungsfalls muss die Diskretisierung allerdings derart fein gewählt werden, dass alle räumlichen Details bis zu den Wirbeln in der Größenordnung der Kolmogorov-Länge l_k sowie alle zeitlichen Fluktuationen explizit aufgelöst werden. Diese Art der Strömungssimulation wird Direkte Numerische Simulation (DNS) genannt. Für technisch relevante Reynolds-Zahlen führt dieser Ansatz jedoch schnell zu einem nicht zu realisierenden Rechenaufwand, welcher mit $Re^{11/4}$ ansteigt, so dass bis dato nur Strömungsprobleme mit einer charakteristischen Reynolds-Zahl $Re \leq \mathcal{O}(10^4)$ im Rahmen einer DNS überhaupt gelöst

werden können (Breuer, 2002). Allerdings liegen die Rechenzeiten auch hier schon deutlich jenseits jedes im Rahmen eines Auslegungsprozesses akzeptablen Limits.

3.2.1 Reynolds-Mittelung

Im Rahmen einer ingenieurwissenschaftlichen Betrachtungsweise ist es in den meisten Fällen nicht notwendig, alle räumlichen und temporären Details des turbulenten Strömungsfeldes zu kennen. Vielmehr sind im Allgemeinen zeitlich gemittelte Größen von Interesse, beziehungsweise nur solche Schwankungen, die sich bezüglich der Frequenz in der Größenordnung einer von außen aufgeprägten Instationarität bewegen. Deshalb wurde von Reynolds (1894) eine zeitliche Mittelung der instationären Erhaltungsgleichungen vorgeschlagen, welche eine vereinfachte Berechnung mit vertretbarem Aufwand ermöglicht.

Grundlage der von Reynolds vorgeschlagenen Mittelung ist die Aufspaltung jeder beliebigen Erhaltungsgröße Φ in einen zeitlichen Mittelwert und einen Schwankungsanteil

$$\Phi = \bar{\Phi} + \Phi', \quad \text{mit} \quad \bar{\Phi}(x, t) = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \Phi(x, t) dt, \quad (3.12)$$

und eine anschließende zeitliche Mittelung der Erhaltungsgleichungen. Unter Verwendung der von Favre (1965) für kompressible Strömungen vorgeschlagenen formalen Vereinfachung

$$\Phi = \tilde{\Phi} + \Phi'', \quad \text{mit} \quad \tilde{\Phi} = \frac{\overline{\rho\Phi}}{\bar{\rho}} \quad (3.13)$$

gewinnt man die sogenannten instationären Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen¹³(engl.: *Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes Equations – U-RANS*) sowie die gemittelte Zustandsgleichung:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0 \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\tau}_{ji} - \overline{\rho u_j'' u_i''} \right) \quad (3.15)$$

¹³ Während es sich bei der Reynolds-Mittelung um eine physikalische Vereinfachung handelt, stellt die Favre-Mittelung nur eine mathematische Vereinfachung dar. Aus diesem Grund wird auch im kompressiblen Fall von einer Reynolds-Mittelung gesprochen. Bezüglich der mathematischen Details der Mittelung sei zum Beispiel auf Wilcox (1998) verwiesen.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}E) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}\tilde{u}_j E) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\bar{\rho}\tilde{u}_j + \lambda \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} - \overline{\rho u_j'' h''} + \tilde{u}_i \tilde{t}_{ij} - \tilde{u}_i \overline{\rho u_j'' u_i''} \right) \quad (3.16)$$

$$\bar{p} = \bar{\rho} R \tilde{T} \quad (3.17)$$

Die gemittelte Kontinuitätsgleichung 3.14 sowie die thermische Zustandsgleichung 3.17 entsprechen formal genau der laminaren Formulierung. Im Gegensatz dazu taucht in den gemittelten Impuls- und Energiegleichungen (Gl. 3.15 und 3.16) jeweils ein zusätzlicher Term auf.¹⁴ Dies ist der (Favre gemittelte) Reynolds'sche Spannungstensor τ_{ij} , welcher die zusätzliche Reibung aufgrund der turbulenten Schwankungsbewegung modelliert:

$$\tau_{ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''} = -\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''} \quad (3.18)$$

Analog dazu ergibt sich der turbulente Wärmestrom q_{Tj} :

$$q_{Tj} = \overline{\rho u_j'' h''} \quad (3.19)$$

Man beachte, dass in der Energiegleichung 3.16 eine modifizierte Form der totalen inneren Energie E verwendet wird, die zusätzlich die turbulente kinetische Energie k beinhaltet:

$$E = \tilde{e} + \frac{1}{2} \tilde{u}_i \tilde{u}_i + k \quad (3.20)$$

mit

$$\bar{\rho} k = \frac{1}{2} \overline{\rho u_i'' u_i''} \quad \text{bzw.} \quad k = \frac{1}{2} \widetilde{u_i'' u_i''} \quad (3.21)$$

Bei allen weiteren Schließungsannahmen gemäß Gl. 3.6–3.11 können die Erhaltungsgrößen einfach durch das jeweilige Favre-Mittel ersetzt werden, da die Gleichungen nur lineare Abhängigkeiten beschreiben beziehungsweise im Falle der Sutherland-Gleichung 3.10 der Schwankungsanteil der laminaren Viskosität vernachlässigt werden kann.

Die Reynolds-gemittelten Gleichungen 3.14–3.21 liefern einen effizienten Ansatz zur Berechnung der turbulenten Strömung in einem zeitlichen Mittel. Der Beitrag der turbulenten

¹⁴ Die gemittelte Energiegleichung enthält bei genauerer Betrachtung noch zwei weitere Terme, welche die molekulare Diffusion sowie den turbulenten Transport der turbulenten kinetischen Energie beschreiben. Diese leisten allerdings nur bei Hyperschallströmungen einen relevanten Beitrag (Wilcox, 1998) und wurden dementsprechend hier vernachlässigt.

Schwankungsbewegung reduziert sich dabei auf die Bestimmung des Reynolds'schen Spannungstensors τ_{ij} , des turbulenten Wärmestromes q_{Tj} und der turbulenten kinetischen Energie k . Für alle drei Größen lassen sich weitere Transportgleichungen ableiten, die jedoch wiederum neue unbekannte Korrelationen höherer Ordnung enthalten. Mit jedem weiteren Abstraktionsschritt werden dabei neue Unbekannte geschaffen, so dass das Gleichungssystem weiterhin nicht geschlossen lösbar ist. Letztendlich ist festzustellen, dass durch die Reynolds-Mittelung Informationen verlorengehen, die auch durch beliebig genaue Modellierung nicht wieder zurückgewonnen werden können. Diese Problematik wird im Allgemeinen als das „Schließungsproblem der Turbulenzmodellierung“ bezeichnet.

Für eine ingenieurwissenschaftliche Betrachtungsweise wurden aus diesem Grunde Turbulenzmodelle entwickelt, welche auf halbempirischen Annahmen basieren. Die einzelnen Modelle unterscheiden sich durch den Grad der physikalisch exakten Modellierung und die Allgemeingültigkeit der empirischen Schließungsannahmen. Verschiedene Ansätze werden im Folgenden vorgestellt.

3.2.2 Lineare Wirbelviskositätsmodelle

Die linearen Wirbelviskositätsmodelle basieren auf der sogenannten Boussinesq-Approximation, welche besagt, dass der Reynolds'sche Spannungstensor in Analogie zum laminaren Spannungstensor proportional zur Scherrate des gemittelten Geschwindigkeitsfeldes ist:

$$\tau_{ij} = -\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''} = 2\mu_T \tilde{s}_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (3.22)$$

Ein analoger Ansatz wird für die Modellierung des turbulenten Wärmestromes gewählt:

$$q_{Tj} = \overline{\rho u_j'' h''} = -\frac{\mu_T c_p}{Pr_T} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \quad (3.23)$$

Für die turbulente Prandtl-Zahl kann für Unterschallströmungen der konstante Wert von $Pr_T = 0.9$ angenommen werden.

Die Berechnung der beiden unbekanntenen Korrelationsfunktionen für τ_{ij} und q_{Tj} ist somit im Wesentlichen auf die Bestimmung der turbulenten (Wirbel-)Viskosität μ_T verlagert worden.

Mit Hilfe der Dimensionsanalyse lässt sich zeigen, dass diese in allgemeiner Form als proportional zu einem turbulenten Geschwindigkeits- und Längenmaß formuliert werden kann:

$$\mu_T \propto u_T \cdot l_T \quad (3.24)$$

Die Boussinesq-Approximation impliziert die Annahme isotroper Turbulenz, da es sich bei der turbulenten Viskosität um eine skalare Größe handelt und eine Richtungsabhängigkeit der turbulenten Spannungen nicht berücksichtigt wird.

Eine übliche Kategorisierung der verschiedenen Turbulenzmodelle wird anhand der Anzahl zusätzlicher Transportgleichungen, welche für die Bestimmung der turbulenten Wirbelviskosität beziehungsweise der beiden Größen u_T und l_T herangezogen werden, vorgenommen.

Null-Gleichungs-Modelle

Bei den Null-Gleichungs-Modellen wird die turbulente Viskosität direkt über einen rein algebraischen Ansatz aus dem Geschwindigkeitsfeld bestimmt. Der Anteil der turbulenten kinetischen Energie k in Gl. 3.22 wird dabei vernachlässigt. Als ältestes Null-Gleichungs-Modell ist der Mischungsweg-Ansatz von Prandtl zu nennen. Wie Wilcox (1998) zeigt, liefert dieser einfache Ansatz bereits gute Ergebnisse für freie Scherströmungen. Nachteilig ist jedoch die Tatsache, dass je nach spezifischem Anwendungsfall verschiedene Kalibrierungen der empirischen Konstanten vorzunehmen sind. Dadurch scheiden derart einfache Modelle für die Simulation komplexer Strömungen aus. Neuere Entwicklungen, welche den Mischungsweg-Ansatz auch auf wandgebundene Grenzschichten erweitern, sind zum Beispiel die Modelle von Smith und Cebeci (1967) oder Baldwin und Lomax (1978). Beide Modelle wurden für die Simulation von Turbomaschinenströmungen eingesetzt (Kampitsch, 2002; Sondak und Dorney, 1999).

Ein-Gleichungs-Modelle

Für ein Ein-Gleichungs-Modell kann das Geschwindigkeitsmaß aus der turbulenten kinetischen Energie abgeleitet werden, indem $u_T \propto \sqrt{k}$ angenommen und die Transportgleichung für k modelliert wird. Diesen Ansatz verfolgen die Modelle von Prandtl (1945) bzw. Emmons (1954). Die Allgemeingültigkeit beider Modelle leidet jedoch weiterhin darunter, dass algebraische Ansätze für das Längenmaß angegeben werden müssen. Neuere und deutlich erfolgreichere Ansätze formulieren direkt eine Transportgleichung für die turbulente Viskosität. Als

Beispiele seien die Modelle von Baldwin und Barth (1991) oder Spalart und Allmaras (1992) genannt, welche einige Verbreitung bei der Simulation von Strömungen in Turbomaschinen gefunden haben (z. B. Eulitz (2000), Kampitsch (2002) oder Cardamone et al. (2002)).

Zwei-Gleichungs-Modelle

Die im Folgenden näher erläuterten Zwei-Gleichungs-Modelle haben gemein, dass der Geschwindigkeitsmaßstab über eine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie bereitgestellt wird. Die exakte Formulierung unterscheidet sich in dieser Hinsicht nur im Detail. Das wesentliche Unterscheidungsmerkmal ist somit die Wahl der zweiten Transportgleichung, welche den Längenmaßstab liefert.

Das in der industriellen Anwendung wohl verbreitetste Turbulenzmodell ist das k - ε -Modell, welches in seiner Standardformulierung auf Jones und Launder (1972) und Launder und Sharma (1974) zurückgeht. Über die zweite Transportgleichung wird die turbulente Dissipation ε berechnet, so dass sich das turbulente Längenmaß zu $l_T \propto k^{3/2}/\varepsilon$ ergibt. Das k - ε -Modell liefert gute Ergebnisse in der freien Strömung in einiger Entfernung zu festen Wänden. Für die Integration der ε -Gleichung bis in die viskose Unterschicht der turbulenten Grenzschicht müssen jedoch empirische Dämpfungsterme eingeführt werden. Aus diesem Grund sind eine Vielzahl verschiedener Modellvarianten entwickelt worden. Eine gute Übersicht geben die Arbeiten von Unger (1999), Breitbach (2002) oder Thermann (2007), welche insbesondere auch die Eignung der Varianten für die Berechnung von Profilmströmungen bewerten.

Beim k - ω -Modell von Wilcox (1988) wird als zweite Gleichung eine Transportgleichung für die spezifische turbulente Dissipation ω gelöst und das Längenmaß gemäß $l_T \propto \sqrt{k}/\omega$ bestimmt. Im Gegensatz zum k - ε -Modell kann diese Gleichung ohne die Einführung weiterer Dämpfungsterme bis an die Wand integriert werden. Das Modell zeichnet sich somit durch eine überlegene Wiedergabe turbulenter Grenzschichten auch bei positiven Druckgradienten aus. Unsicherheiten ergeben sich aus einer gewissen Sensitivität der Ergebnisse bezüglich der Freistromrandbedingungen (Menter, 1992; Wilcox, 1996). Aufgrund der guten Wiedergabe der Grenzschichtströmung findet das k - ω Modell eine breite Verwendung bei der Berechnung von Profilmströmungen für Turbomaschinenanwendungen (Chima, 1996; Tallman, 2005; Yang et al., 2006). Das k - ω -Modell wurde auch im Rahmen dieser Arbeit verwendet, eine detaillierte Beschreibung der Implementierung findet sich bei der Vorstellung des verwendeten Rechenverfahrens in Kap. 3.4.2.

Eine vielversprechende Erweiterung des k - ω -Modells stellt das *Shear Stress Transport* (SST) Modell von Menter (1994) dar. Das Modell löst in Wandnähe die k - ω -Gleichungen, welche in einem gewissen Abstand von der Wand in eine k - ε -Formulierung überführt werden. Durch diesen Ansatz sollen die Stärken beider Modelle verbunden werden. Turbomaschinenrelevante Anwendungen finden sich zum Beispiel bei Langtry et al. (2004) oder Muth et al. (2009).

Alternative Zwei-Gleichungs-Modelle, die neben der turbulenten kinetischen Energie direkt den Transport des turbulenten Längenmaßes (z. B. das k - kl Modell von Rotta (1968)) oder eines turbulenten Zeitmaßes modellieren (z. B. die k - $k\tau$ Modelle von Zeierman und Wolfshtein (1986) oder Speziale et al. (1990)) konnten sich kaum durchsetzen und spielen insbesondere im Bereich der Simulation von Turbomaschinen keine nennenswerte Rolle.

Allen Zwei-Gleichungs-Modellen gemein ist die Tendenz, im Staupunktbereich der Strömungen eine unphysikalisch hohe Turbulenzproduktion vorherzusagen. Dieses Phänomen wird als Staupunktanomalie bezeichnet. Es wurden verschiedene Erweiterungen zur Vermeidung dieses Effektes angegeben. Hier seien Modifikationen wie die von Durbin und Peterson Reif (2001) genannt, welche auf der sogenannten Realisierbarkeitsbedingung aufbauen. Eine weit verbreiteter aber physikalisch weniger stark begründeter Ansatz ist die sogenannte Kato-Lauder-Modifikation (Kato und Launder, 1993), bei der die Produktion turbulenter kinetischer Energie an den Betrag des Rotationstensors, welcher in Staupunktnähe gegen Null strebt, gekoppelt ist.

3.2.3 Berücksichtigung der Anisotropie

Die Grenzen linearer Wirbelviskositätsmodelle lassen sich vielfach auf die Nicht-Berücksichtigung der Anisotropie des Reynolds'schen Spannungstensors, wie sie im Rahmen der Boussinesq-Approximation erfolgt, zurückführen. Ein Ansatz zur Berücksichtigung der Anisotropie, zumindest in der Grenzschicht, stellen das v^2 - f -Modell von Durbin (1995) beziehungsweise das ζ - f -Modell von Hanjalic et al. (2004) dar.¹⁵ Bei diesen Modellen handelt es sich zwar weiterhin um lineare Wirbelviskositätsmodelle, allerdings wird die turbulente Viskosität in Wandnähe nicht aus der turbulenten kinetischen Energie, sondern aus dem wandnormalen Anteil der Schwankungsbewegung bestimmt. Für letztgenannte Größe sowie für einen Blending-Faktor müssen zwei zusätzliche Transportgleichungen gelöst werden. Ein anderer Ansatz basiert auf

¹⁵ Beide Modelle unterscheiden sich nur in der mathematischen Formulierung, nicht aber im physikalischen Ansatz.

einer nichtlinearen Erweiterung der Boussinesq-Approximation. Beispiele hierfür sind das explizite Reynolds-Spannungs-Modell nach Wallin und Johansson (2000) oder das kubische k - ϵ -Modell von Lien et al. (1996). Erste Anwendungen der genannten Modelle auf turbomaschinenrelevante Testfälle durch Thermann et al. (2003), Heidecke und Stoffel (2006), Skoda et al. (2007) oder Wickerath (2009) erscheinen vielversprechend.

Die im Rahmen der Reynolds-gemittelten Berechnungsmethode exakteste Formulierung stellen die sogenannten Reynolds-Spannungs-Modelle (z. B. Launder und Shima, 1989) dar, bei denen Transportgleichungen für jede einzelne Komponente des Reynoldsschen Spannungstensors abgeleitet und modelliert werden. Die Modelle eignen sich besonders gut für stark drallbehaftete Strömungen, wie sie zum Beispiel in Brennkammern oder bei Kühlluftausblausung entstehen. Für die Berechnung der reinen Schaufelaerodynamik spielen sie hingegen kaum eine Rolle.

3.2.4 Alternativen zur Reynolds-Mittelung

Die Grobstruktursimulation (engl.: *Large Eddy Simulation* – *LES*) basiert im Gegensatz zu den bisher beschriebenen Methoden nicht auf der Reynolds-Mittelung der Erhaltungsgleichungen. Stattdessen wird die turbulente Schwankungsbewegung mittels einer Filterfunktion, welche als wesentliche Eingangsgröße die Maschenweite des verwendeten Rechengitters besitzt, in einen direkt zu berechnenden (Grobstruktur) und in einen zu modellierenden Anteil (Feinstruktur) zerlegt. Die Wirkung der Feinstruktur auf die Grobstruktur wird durch Modellannahmen berücksichtigt. Aufgrund der zunehmenden Isotropie der Turbulenz im Bereich der Feinstruktur können hier deutlich einfachere (oft algebraische) Modelle auf Basis des Wirbelviskositätsansatzes erfolgreich eingesetzt werden. Die LES Methode ist jedoch nur dann sinnvoll einsetzbar, wenn ein signifikanter Anteil der turbulenten Fluktuationbewegung direkt erfasst wird. Daraus ergeben sich im Vergleich zum RANS-Ansatz gesteigerte Anforderungen an die räumliche Diskretisierung. Zum einen muss das Rechengitter deutlich feiner aufgelöst sein, zum anderen ist eine Reduktion auf ein zweidimensionales Problem aufgrund der dreidimensionalen Natur der grobskaligen turbulenten Schwankungsbewegung nicht mehr zulässig. Entsprechend der Größe der direkt simulierten Wirbel ist auch eine entsprechend kleine Zeitschrittweite zu wählen. Insgesamt führt dies zu einem im Vergleich zur RANS Simulation deutlich gesteigerten Rechenaufwand. Folglich werden LES Methoden bisher hauptsächlich für Grundlagenuntersuchungen eingesetzt, insbesondere auch für die numerische Untersuchung der Rotor-Stator-

Interaktion in Niederdruckturbinen. Als Beispiele seien ohne Anspruch auf Vollständigkeit die Arbeiten von Opiela et al. (2004), Raverdy et al. (2004) oder Sarkar und Voke (2006) genannt.

Einen Kompromiss zwischen einer detailreichen LES-Modellierung und einem zeiteffektiven RANS-Ansatz bietet die von Spalart et al. (1997) vorgeschlagene *Detached Eddy Simulation* (DES). Bei diesem Konzept wird die Grenzschichtströmung mittels RANS und die freie Strömung mittels LES berechnet, wobei die beiden Verfahren miteinander gekoppelt sind. Bis dato haben DES-Simulationen noch keine weite Verbreitung bei der Simulation von Profilmströmungen in Turbomaschinen gefunden und wurden hauptsächlich für spezielle Detailuntersuchungen eingesetzt (z. B. Martini et al., 2006). Gute Ergebnisse für Strömungen mit starker Ablösung (Spalart, 2009) lassen den Ansatz jedoch gerade für die Berechnung von Niederdruckturbinen bei sehr niedrigen Reynolds-Zahlen durchaus interessant erscheinen.

Ohne jegliche Turbulenzmodellierung kommt die Direkte Numerische Simulation (DNS) aus. Wie bereits beschrieben, werden bei diesem Verfahren alle räumlichen und zeitlichen Skalen der turbulenten Strömung direkt berechnet. Ein wesentlicher Aspekt dabei ist, dass auch der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag vorhergesagt wird. Tatsächlich wird die DNS bis heute vorwiegend für Grundlagenuntersuchungen zur Transition eingesetzt und ersetzt in diesem Zusammenhang zunehmend aufwändige experimentelle Detailuntersuchungen (Wagner, 1996). Die damit verbundenen Anforderungen an die Rechenleistung wurden bereits diskutiert. Nichtsdestotrotz wurden mittels DNS bereits Turbomaschinen relevante Testfälle behandelt (z. B. Spalart und Strelets, 2000; Wissink und Rodi, 2006), wobei zumeist kein realistisches Mach- und Reynolds-Zahl-Niveau betrachtet werden kann.

3.3 Transitionsmodellierung

Mit den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen ist es möglich, sowohl laminare als auch voll ausgebildete turbulente Grenzschichten zu berechnen. Im erstgenannten Fall werden der Reynolds'sche Spannungstensor sowie der turbulente Wärmestrom als identisch Null angesetzt, während beide Größen im letztgenannten Fall durch eine geeignetes Turbulenzmodell approximiert werden. Alleine die Berechnung des transitionalen Übergangsbereiches ist auf diese Art und Weise nicht möglich. Diese Lücke kann durch geeignete Transitionsmodelle geschlossen werden.

Ausgangspunkt aller gängigen Transitionsmodelle ist das Intermittenzkonzept nach Emmons (1954), wonach die Grenzschicht an einem festen Ort im transitionalen Übergangsbereich alternierend laminar oder turbulent ist. Die Wahrscheinlichkeit, mit der ein turbulenter Zustand vorliegt, wird als Intermittenz bezeichnet. Die Intermittenz ist im Bereich laminarer Strömung gleich Null und im Bereich turbulenter Strömung gleich Eins. Der Transitionsbeginn ist somit mit dem ersten Auftreten turbulenter Flecken gleichzusetzen und das Ende des transitionalen Bereiches mit deren vollständigem Zusammenwachsen. Im zeitlichen Mittel lässt sich die Strömung im transitionalen Bereich durch eine mit der Intermittenz gewichtete Überlagerung einer laminaren und einer turbulenten Lösung beschreiben. Die Aufgabe eines Transitionsmodells liegt somit in der Vorhersage des Transitionsbeginns und -endes sowie in der Modellierung des Intermittenzverlaufs zwischen diesen beiden Punkten.

Die natürliche Transition ist durch das Auftreten verschiedener laminarer Instabilitäten stromauf des eigentlichen Transitionsbeginns gekennzeichnet. Das Einsetzen dieser Instabilitäten (d. h. der Entstehungsort von Tollmien-Schlichting-Wellen) kann mit Hilfe der linearen Stabilitätsanalyse bestimmt werden. Die Überlagerung einer gegebenen laminaren Grundströmung mit einem Störgeschwindigkeitspotential führt auf die sogenannte Orr-Sommerfeld-Gleichung, aus deren Lösung die Anfachungsrate kleiner Störungen berechnet werden kann. Ist die Anfachungsrate kleiner als Null, werden Störungen gedämpft und die Strömung bleibt laminar. Ab einer kritischen Reynolds-Zahl Re_{crit} kommt es hingegen zu einer Störungsanfachung und die Strömung wird instabil. Der so ermittelte Instabilitätspunkt ist jedoch nicht mit dem Transitionsbeginn gleichzusetzen. Dieser kann mit der sogenannten e^N -Methode nach Smith und Gamberoni (1956) ermittelt werden, bei der die Störungsanfachung in Strömungsrichtung aufintegriert wird. Mit dem Erreichen des Transitionspunktes überschreitet der so gewonnene Anfachungsfaktor einen kritischen Wert e^N . Der Exponent N ist dabei für ein weites Anwendungsfeld bei vernachlässigbarem Freistromturbulenzgrad nahezu konstant und wird zumeist mit $N = 9$ angenommen. Da die natürliche Transition in Turbomaschinenanwendungen kaum eine Rolle spielt, gilt dies ebenfalls für die e^N -Methode, die stattdessen vor allem im Bereich der Tragflügelaerodynamik verwendet wird.

Transitionsmodelle für Bypass-Transition basieren in der Regel auf empirischen Korrelationen zur Bestimmung einer kritischen, mit der Impulsverlustdicke gebildeten Reynolds-Zahl $Re_{\theta,crit}$, bei deren Überschreiten der Transitionsbeginn angenommen wird. Die einzelnen Modelle unterscheiden sich durch die Anzahl an Einflussparametern und somit durch die Komplexität der Korrelationsfunktionen. Ohne Anspruch auf Vollständigkeit seien zum Beispiel die Modelle von Hourmouziadis (1989) oder Mayle (1991) genannt, bei denen $Re_{\theta,crit}$ alleine

vom Freistromturbulenzgrad Tu_∞ abhängig ist. Der zusätzliche Einfluss des Druckgradienten in Form des Pohlhausen-Parameters λ_θ wird in dem Modell von Abu-Ghannam und Shaw (1980) berücksichtigt, welches insbesondere in einer durch Drela (1998) modifizierten Version große Verbreitung im Bereich der Schaufelaerodynamik gefunden hat.

Die Modelle für Bypass-Transition sind für die Vorhersage der ablöseinduzierten Transition in der Regel ungeeignet, da das weitere Anwachsen der Impulsverlustdicke stromab des Ablösepunktes infolge der Rückströmung verlangsamt wird und der kritische Wert somit erst weiter stromab erreicht würde. Tatsächlich begünstigt die Ablösung jedoch den laminar-turbulenten Umschlag. Modelle für die ablöseinduzierte Transition korrelieren stattdessen den Ort des Transitionsbeginns in Abhängigkeit von der Position des Ablösepunktes. So geben zum Beispiel Kwon und Pletcher (1984) oder Hatman und Wang (1999) einen direkten Zusammenhang zwischen den mit der Lauflänge gebildeten Reynolds-Zahlen an diesen beiden Orten an, während Mayle (1991) zusätzlich die auf die Impulsverlustdicke bezogene Reynolds-Zahl am Ablösepunkt als Parameter mit einbezieht. Die Einflüsse des Druckgradienten und des Turbulenzgrades berücksichtigen zum Beispiel Choi und Lee (1995) beziehungsweise Roberts (1980) oder Rodi und Schönung (1987) in ihren Modellen.

Aus der Analyse einer Vielzahl experimenteller Daten leiten Dhawan und Narasimha (1958) ab, dass sich die Entwicklung der Intermittenz stromab des Transitionsbeginns durch eine „universelle Intermittenzfunktion“ beschreiben lässt, so dass die Länge des transitionalen Bereiches alleine von der dimensionslosen Produktionsrate der Turbulenzflecken abhängt. Diese kann für die Bypass-Transition wiederum in Abhängigkeit lokaler Grenzschichtparameter korreliert werden. Als Korrelationsparameter wählt Narasimha (1985) die Impulsverlustdicke am Ort des Transitionsbeginns, während Mayle (1991) eine Abhängigkeit vom Freistromturbulenzgrad annimmt. Ein zusätzlicher Einfluss des Druckgradienten wird beispielsweise in den Modellen von Gostelow et al. (1996) oder Solomon et al. (1996) berücksichtigt.

Da die Produktionsraten in der abgelösten Scherschicht um einige Größenordnungen größer als in der anliegenden Grenzschicht sind, wurden für die ablöseinduzierte Transition auch diesbezüglich gesonderte Modelle formuliert. So korrelieren zum Beispiel Walker et al. (1988) die Produktionsrate mit der lokalen Reynolds-Zahl am Ort des Transitionsbeginns, während Mayle (1991) die mit der Impulsverlustdicke gebildete Reynolds-Zahl im Ablösepunkt als Parameter wählt. Die Modelle von Rodi und Schönung (1987) und D'Ovidio et al. (2001) enthalten zusätzlich den Einfluss des Druckgradienten beziehungsweise des Freistromturbulenzgrades.

Die bisher beschriebenen Ansätze basieren allesamt auf algebraischen Korrelationen zwischen der Intermittenz und integralen Grenzschichtparametern. Für deren Bestimmung muss zum einen die Lage des Grenzschichtrandes explizit bestimmt und zum anderen eine Integration normal zur Wand durchgeführt werden. Die Auswertung einzelner Korrelationen und der universellen Intermittenzfunktion erfordert darüber hinaus Informationen über den Strömungszustand an stromauf gelegenen Punkten. Diese Verfahren können somit als nicht-lokale Ansätze klassifiziert werden. Im Falle der zweidimensionalen Schaufelumströmung und unter Verwendung strukturierter Rechengitter mit wandnormalen Netzlinien sind die entsprechenden Auswertungen in der Regel effizient und eindeutig durchzuführen. In einem solchen Fall lässt sich die Lage des Grenzschichtrandes eindeutig identifizieren, und auch die Integrationsrichtungen sind durch die Gitterstruktur implizit vorgegeben. Bei komplexen dreidimensionalen Strömungsfeldern mit etwaigen Grenzschicht-Grenzschicht-Interaktionen (z. B. am Übergang zwischen Schaufel und Nabe) beziehungsweise bei der Verwendung unstrukturierter Rechenetze erweist sich eine nicht-lokale Formulierung als problematisch. Aus diesem Grunde wurden zum Beispiel von Steelant und Dick (1996) oder Suzen und Huang (2000) Transitionsmodelle entwickelt, bei denen die Verteilung der Intermittenz über geeignete Transportgleichungen realisiert wird. Während beide Ansätze weiterhin Transitionskriterien auf Basis integraler Grenzschichtgrößen beinhalten, führen Menter et al. (2004) eine zusätzliche Transportgleichung zur Bestimmung der impulsverlustdickenbasierten Reynolds-Zahl ein und erhalten somit eine streng lokale Formulierung¹⁶ des Transitionsmodells, welches aber weiterhin auf empirischen Korrelationen beruht.

Die Koppelung des Transitionsmodells mit einem Turbulenzmodell auf Basis des Wirbelviskositätsansatzes kann auf zwei verschiedene Arten erfolgen. Zum einen kann die Intermittenz direkt mit der Wirbelviskosität multipliziert werden, so dass diese in laminaren Grenzschichten gleich Null gesetzt wird und die Erhaltungsgleichungen komplett vom Turbulenzmodell entkoppelt sind. Die zweite Möglichkeit besteht darin, die Quellterme in den Transportgleichungen des Transitionsmodells mit dem Intermittenzwert zu multiplizieren. Der Vorteil der zuletzt genannten Methode besteht insbesondere darin, dass die Turbulenz der Aussenströmung mittels Konvektion und Diffusion mit der Grenzschichtströmung interagieren kann.

Ein ähnliches Prinzip machen sich Berechnungsansätze zu nutze, welche die pre-transitionale wandparallele Schwankungsbewegung in der Grenzschicht durch eine zusätzliche Trans-

¹⁶ Zur Berechnung der Intermittenz an einem beliebigen Netzknoten werden ausschließlich Größen verwendet, die an eben jenem Knoten oder im Rahmen eines Differenzensterns aus den unmittelbar benachbarten Knoten berechnet werden können.

portgleichung für die laminare kinetische Energie berücksichtigen. Im Gegensatz zur turbulenten kinetischen Energie ist diese jedoch nicht über den Wirbelviskositätsansatz mit dem Geschwindigkeitsfeld gekoppelt, so dass ihr Anwachsen zunächst keinen Einfluss auf den Impulsaustausch nimmt. Das Überschreiten eines kritischen Wertes kann jedoch mit dem laminar-turbulenten Umschlag assoziiert werden, bei dem die laminare kinetische Energie in ihren turbulenten Gegenpart übertragen wird. In der Folge wird im weiteren Verlauf eine turbulente Grenzschicht berechnet. Das Prinzip der laminaren kinetischen Energie wurde von Mayle und Schulz (1997) vorgeschlagen und durch Walters und Lylek (2004) in ein Turbulenz- und Transitionsmodell umgesetzt, welches bereits erfolgreich für die Berechnung von Niederdruckturbinen eingesetzt werden konnte (z. B. Sanders et al., 2008).

Neben den beschriebenen Ansätzen einer expliziten Transitionsmodellierung haben verschiedene Autoren ebenfalls untersucht, in wie weit verschiedene Wirbelviskositätsmodelle von sich aus in der Lage sind, über die Bilanz aus Produktion und Destruktion einen Grenzschichtumschlag vorherzusagen (z. B. Thermann, 2007). Die so berechnete Position des Umschlags stimmt allerdings in der Regel nur unzureichend mit der Realität überein. So ist zum Beispiel das Standard k - ω -Turbulenzmodell im Allgemeinen nicht in der Lage, eine realistische Vorhersage des Transitionsbeginns zu liefern. Stattdessen erfolgt der Umschlag sehr früh in der sich entwickelnden Grenzschicht, da die Produktionsterme überproportional stark anwachsen. Dieses Verhalten wird durch die Vermeidung der Staupunkt-Anomalie zwar abgeschwächt aber nicht grundsätzlich behoben. Insbesondere bei der Berechnung der Umströmung von Niederdruckturbinenprofilen setzt die Transition in der Regel deutlich zu weit stromauf ein, so dass insbesondere das Auftreten einer laminaren Ablöseblase nicht erfasst werden kann und eine realistische Abschätzung der Verluste nicht möglich ist (Kožulović, 2007).

3.4 Strömungslöser TRACE

Für alle im Rahmen dieser Arbeiten präsentierten numerischen Untersuchungen wurde der Strömungslöser TRACE¹⁷ (*Turbomachinery Research Aerodynamics Computational Environment*) verwendet, welcher am Institut für Antriebstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) in Köln in Zusammenarbeit mit MTU Aero Engines München entwickelt wurde. Das Programmpaket ist speziell für die Berechnung der Strömung in Turbomaschinen konzipiert. Die wesentlichen Merkmale der Implementierung, so weit sie im Rahmen

¹⁷ Version 5.3.10, (Weber und Fox, 2006)

dieser Arbeit von Relevanz sind, werden im Folgenden kurz zusammengefasst. Eine detaillierte Beschreibung der implementierten Modelle und der zugrunde liegenden Theorie findet sich bei Engel (1997), Eulitz (2000) und Nürnberger (2004).

3.4.1 Charakterisierung des Verfahrens

TRACE löst die instationären Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen auf Basis eines Finite-Volumen-Ansatzes auf blockstrukturierten, konturangepassten, krummlinigen Rechengittern. Der Turbulenzeinfluss wird über verschiedene lineare Wirbelviskositäts-Modelle berücksichtigt. Das Verfahren arbeitet zellzentriert, so dass die durch das Rechenetz vorgegebenen Netzelemente (Zellen) direkt als Bilanzvolumen verwendet werden. Das zu lösende Gleichungssystem ergibt sich aus einer Flussbilanzierung über die Berandungsflächen der Bilanzvolumina, wobei die Flüsse jeweils aus den in der Zellmitte gespeicherten Strömungsgrößen der angrenzenden Bilanzvolumina bestimmt werden.

Die konvektiven Flüsse in den Erhaltungsgleichungen werden mit einem TVD-Upwind-Schema (*Total Variation Diminishing*) bestimmt. Dieses wird mit einem MUSCL-Extrapolations-Schema (*Monotone Upstream-Centered Schemes for Conservation Laws*) erweitert und erhält damit eine Genauigkeit zweiter Ordnung (Roe, 1981). Im Gegensatz dazu werden die konvektiven Terme in den Erhaltungsgleichungen des Turbulenzmodells (vgl. Kap. 3.4.2) mit einem QUICK-Schema (*Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics*) nach Hayase et al. (1992) mit einer Genauigkeit dritter Ordnung bestimmt. Die Diskretisierung der viskosen Terme ist für alle Erhaltungsgleichungen über zentrale Differenzen zweiter Ordnung realisiert.

Im Rahmen dieser Arbeit werden sowohl stationäre als auch instationäre Simulationen durchgeführt. Für die stationären Rechnungen wird ein implizites Zeitschritt-Verfahren (*time marching*) verwendet, bei dem die Zeitintegration durch ein implizites Prädiktor-Korrektor-Verfahrens (Mulder und van Leer, 1983) erfolgt. Das Verfahren ist sehr robust und erlaubt die Vorgabe hoher CFL-Zahlen, wodurch eine schnelle Konvergenz gewährleistet ist.

Für die instationären Simulationsrechnungen wurde der Pseudo-Zeit-Ansatz nach Jameson (1991) verwendet. Bei diesem Ansatz wird das Gleichungssystem für den neuen physikalischen Zeitschritt durch das Iterieren eines in der Pseudo-Zeit stationären Gleichgewichtszustands realisiert. Für die Zeitintegration in der Pseudo-Zeit-Ebene wird im Rahmen dieser Ar-

beit ein implizites Euler-Verfahren verwendet. Die Diskretisierung in der physikalischen Zeit wird hingegen entsprechend der Crank-Nicolson-Methode (Crank und Nicolson, 1947) durchgeführt, welche eine Genauigkeit zweiter Ordnung besitzt. Das resultierende Gleichungssystem wird mit einem symmetrischen Gauss-Seidel-Verfahren nach Yoon und Jameson (1988) gelöst.

Für die instationäre Simulation relativ zueinander bewegter Schaufelgitter wird eine voll konservative und zeitgenaue Kopplung der Rechengebiete über sogenannte *patched cells* (Yang et al., 2002, 2003) gewährleistet. Darüber hinaus sind für den Ein- und Ausströmrand des Rechengebietes nicht reflektierende Randbedingungen nach Saxer und Giles (1993) implementiert.

Die verwendeten numerischen Modelle sind im Bereich der Berechnung von Turbomaschinenströmungen etabliert und haben sich für eine breite Palette von Anwendungsfällen bewährt. Insbesondere gewährleisten sie eine zeiteffektive Berechnung der instationären Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen in Kombination mit einem Wirbelviskositäts-Turbulenzmodell mit einer Genauigkeit zweiter Ordnung in Raum und Zeit.

3.4.2 Turbulenzmodell

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich Rechnungen unter Verwendung des k - ω Turbulenzmodells von Wilcox (1988) durchgeführt. Wie bereits erwähnt, beinhaltet das Modell jeweils eine Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie k und für die spezifische Dissipation ω :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k)}_L + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_jk)}_K = \underbrace{\tau_{ij}\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j}}_P - \underbrace{\beta^*\bar{\rho}\omega k}_{DS} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_k\mu_T)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]}_{DF} \quad (3.25)$$

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\omega)}_L + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\omega)}_K = \underbrace{\alpha\frac{\omega}{k}\tau_{ij}\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j}}_P - \underbrace{\beta\bar{\rho}\omega^2}_{DS} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu + \sigma_\omega\mu_T)\frac{\partial\omega}{\partial x_j}\right]}_{DF} \quad (3.26)$$

mit den Konstanten

$$\sigma_k = \frac{1}{2}, \quad \sigma_\omega = \frac{1}{2}, \quad \beta^* = \frac{9}{100}, \quad \beta = \frac{3}{40}, \quad \alpha = \frac{5}{9}. \quad (3.27)$$

Die Summe aus lokaler und konvektiver Änderung (L bzw. K) der Erhaltungsgröße ist jeweils gleich der Summe aus Produktion (P), Destruktion (DS) und Diffusion (DF). Bei den Produktions- und Destruktionstermen handelt es sich um Quellterme, welche die Entstehung bzw. Dissipation der Transportgröße beschreiben, während der konvektive sowie der diffusive Term eine Umverteilung der bereits in der Strömung vorhandenen turbulenten kinetischen Energie k beziehungsweise spezifischen Dissipation ω bewirken.

Die turbulente Viskosität μ_t ergibt sich schließlich zu

$$\mu_T = \bar{\rho} \frac{k}{\omega}, \quad (3.28)$$

so dass der Reynolds'sche Spannungstensor τ_{ij} und der turbulente Wärmestrom auf Grundlage der Boussinesq-Approximation nach Gl. 3.18 und 3.19 bestimmt werden können.

Zur Vermeidung der Staupunkt-Anomalie wird ein auf der Realisierbarkeits-Bedingung basierender Ansatz nach Durbin und Peterson Reif (2001) verwendet. Ausgehend von der Überlegung, dass die Eigenwerte des Reynolds'schen Spannungstensor nicht negativ sein dürfen, lässt sich eine untere Schranke für die spezifische Dissipation angeben:

$$\omega = \max\left(\omega, \sqrt{3/2} \cdot |\tilde{s}_{ij}|\right) \quad (3.29)$$

Im Rahmen von Voruntersuchungen für stationäre Betriebspunkte wurden ebenfalls vergleichende Rechnungen mit der Kato-Launder-Modifikation (Kato und Launder, 1993) durchgeführt, wobei kein signifikanter Einfluss in Bezug auf die im Rahmen dieser Arbeit beobachteten Beurteilungsparameter gefunden wurde. Demgegenüber ergaben sich für instationäre Rechnungen Probleme mit der Stabilität des Rechenverfahrens bei Verwendung der Kato-Launder-Modifikation, da im Bereich abgelöster Grenzschichten mit periodisch abschwimmenden Wirbeln zum Teil unrealistisch hohe turbulente kinetische Energie erzeugt wurde. Aus diesem Grund wurden letztendlich alle Simulationen – sowohl stationäre als auch instationäre – unter Verwendung der oben genannten Realisierbarkeitsbedingung nach Durbin und Peterson Reif (2001) durchgeführt.

3.4.3 Transitionsmodell

Für die Berechnung transistionaler Strömungen wird das k - ω Turbulenzmodell mit einem sogenannten multimodalen Transitionsmodell von Kožulović (2007) gekoppelt, welches die nach Mayle (1991) in Turbomaschinen relevanten Transitionsmoden – natürliche und Bypass-, ablöseinduzierte und nachlaufinduzierte Transition – einzeln berücksichtigt. Für jeden einzelnen Transitionsmodus wird der Transitionsbeginn sowie die Länge des transistionalen Bereiches über empirische Korrelationen aus integralen Grenzschichtparametern bestimmt. Die einzelnen Korrelationen liefern schließlich einen Transitionsfaktor γ , welcher den Wert $\gamma = 0$ in laminaren und den Wert $\gamma = 1$ in voll turbulenten Grenzschichten annimmt. Ferner wird der Verlauf des Faktors in der transistionalen Grenzschicht bestimmt.

Die Korrelation für natürliche und Bypass-Transition stellt eine Neuformulierung des Transitionskriteriums nach Abu-Ghannam und Shaw (1980) (AGS-Kriterium) dar. Nach diesem Modell setzt die Transition ein, sobald die lokale Impulsverlustdicken-Reynolds-Zahl Re_θ einen kritischen Wert $Re_{\theta St}$ überschreitet, welcher durch das Modell bestimmt wird:

$$Re_{\theta St} = [1045 \cdot \exp(-Tu_\infty \cdot 100)] + f_p + 155, \quad (3.30)$$

mit

$$f_p = 220 \cdot \exp\left(-\frac{Tu_\infty}{0.09}\right) \cdot \left[\arctan\left(\frac{\lambda_\theta}{0.02} + 0.842\right) - 0.7\right] \quad (3.31)$$

In analoger Weise wird das Ende des transistionalen Bereiches bestimmt:

$$Re_{\theta End} = Re_{\theta St} \cdot \left\{ 1.6 + \left[1.3 \cdot \exp\left(-\frac{Tu_\infty}{0.02}\right) \right] \right\} \quad (3.32)$$

Die Länge des transistionalen Bereiches ist somit im Wesentlichen vom Turbulenzgrad am Grenzschichtrand Tu_∞ abhängig. Dieser wird bei stationären Simulationen aus dem Mach-Zahl-Verhältnis am Grenzschichtrand Ma_∞/Ma_1 und dem vorgegebenen Turbulenzgrad am Eintritt des Gitters Tu_1 bestimmt:

$$Tu_\infty = G \cdot Tu_1 \cdot \frac{Ma_1}{Ma_\infty}, \quad (3.33)$$

mit

$$G = 1 - \frac{1}{2\pi} \cdot (\beta_1 - \beta_\infty) \quad (\text{Saugseite}) \quad (3.34)$$

$$G = 1 + \frac{1}{2\pi} \cdot (\beta_1 - \beta_\infty) \quad (\text{Druckseite}) \quad (3.35)$$

Der Faktor G beschreibt die krümmungsabhängige Dämpfung der Turbulenz auf der konvex gekrümmten Saugseite bzw. die Anfachung entlang der konkav gekrümmten Druckseite des Profils. Die Winkeldifferenz $(\beta_1 - \beta_\infty)$ beschreibt lokal die Umlenkung der Strömung am Grenzschichttrand bezogen auf die Zuströmrichtung.

Der Transitionsfaktor wird schließlich für den laminaren, transitionalen und vollturbulenten Bereich wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} Re_\theta < Re_{\theta St} & : \quad \gamma_{NBP} = 0 \\ Re_{\theta St} \leq Re_\theta \leq Re_{\theta End} & : \quad \gamma_{NBP} = 1 - \exp(-5 \cdot \varphi^{1.2}) \\ Re_{\theta End} \leq Re_\theta & : \quad \gamma_{NBP} = 1 \end{aligned} \quad (3.36)$$

mit

$$\varphi = \frac{Re_\theta - Re_{\theta St}}{Re_{\theta End} - Re_{\theta St}} \quad (3.37)$$

Der Transitionsfaktor für den ablöseinduzierten Modus wird in zwei Schritten bestimmt: die Berechnung einer vorläufigen Verteilung aus integralen Grenzschichtparametern und deren anschließende Glättung. Die Bestimmungsgleichung für die vorläufige Verteilung setzt sich dabei aus vier Einflussfunktionen zusammen:

$$f_{Re} = \max \left[\frac{4}{\pi} \cdot \arctan \left(\frac{Re_\theta - 100}{200} \right), 0.25 \right] \quad (3.38)$$

$$f_H = \max \left[\frac{16}{\pi} \cdot \arctan \left(\frac{H_{12} - 1.4}{2.6} \right), 0.25 \right] \quad (3.39)$$

$$f_{Tu} = \max \left[\frac{2}{\pi} \cdot \arctan \left(\frac{Tu_\infty}{0.01} \right), 0.35 \right] \quad (3.40)$$

$$f_\lambda = \frac{1}{2} \cdot \max(-\lambda_\theta - 0.1, 0) \cdot \left[1 + 2 \cdot \exp \left(-0.4 \cdot \frac{Tu_\infty}{0.01} \right) \right] \quad (3.41)$$

Der vorläufige Transitionsfaktor ergibt sich damit zu:

$$\begin{aligned} \tau_W < 0 & : \quad \gamma_{pre} = \min(f_{Re} \cdot f_H \cdot f_{Tu}, 2) + \min(f_\lambda, 2) \\ \tau_W \geq 0 & : \quad \gamma_{pre} = 0 \end{aligned} \quad (3.42)$$

Die durch die Gl. 3.38–3.42 angegebene Verteilung weist im Bereich des Ablöse- sowie des Wiederanlegepunktes im Allgemeinen einen unstetigen Verlauf auf, insbesondere da der Transitionsfaktor γ_{pre} in Bereichen anliegender Strömung per Definition identisch Null ist. Aus diesem Grunde wird die vorläufige Verteilung in einem zweiten Berechnungsschritt mittels einer Rampenfunktion geglättet:

$$\gamma_{pre} \geq \gamma_{S,up} : \quad \gamma_{Sep} = \min \left[\gamma_{pre}, \gamma_{S,up} + \left(K_1 \cdot \frac{d_{up}}{l} \right) \right] \quad (3.43)$$

$$\gamma_{pre} < \gamma_{S,up} : \quad \gamma_{Sep} = \max \left[\gamma_{pre}, \gamma_{S,up} - \left(K_2 \cdot \frac{d_{up}}{l} \right) \right] \quad (3.44)$$

Dadurch wird der Anstieg des Transitionsfaktors durch den Gradienten-Limiter K_1 und abnehmende Werte entsprechend durch den Limiter K_2 begrenzt. Kožulović (2007) definiert diese beiden Gradienten-Limiter als Konstanten mit den Kalibrierungen $K_1 = 8$ und $K_2 = 10$. Diese Kalibrierung wird im Folgenden als *Standard Transitionsmodell* (StdTrM) bezeichnet.

Die Koppelung des Transitionsmodells mit dem Turbulenzmodell erfolgt in der Art, dass die Quellterme in den Erhaltungsgleichungen des Turbulenzmodells (Gl. 3.25 und 3.26) mit dem maximalen für die einzelnen Umschlagsarten bestimmten Transitionsfaktor multipliziert werden. Die Produktionsterme (P) werden mit

$$\gamma_P = \max(\gamma_{NBP}, \gamma_{Sep}) \quad (\text{d. h. } 0.0 \leq \gamma_P \leq 4.0) \quad (3.45)$$

und die Destruktionstreme (DS) mit

$$\gamma_{DS} = \max[0.02, \min(\gamma_P, 1.0)] \quad (\text{d. h. } 0.02 \leq \gamma_{DS} \leq 1.0) \quad (3.46)$$

multipliziert. Dadurch werden die Produktion und Destruktion der turbulenten kinetischen Energie bzw. der spezifischen Dissipation im laminaren Bereich der Grenzschicht deaktiviert und im Transitionsbereich durch das Anwachsen des Transitionsfaktors wieder aktiviert. In voll turbulenten Bereichen sowie außerhalb der Grenzschicht wird weiterhin die ursprüngliche Formulierung des Turbulenzmodells verwendet. Durch die Vorgabe einer unteren Schranke $\gamma_{DS} = 0.02$ ist ferner gewährleistet, dass die Destruktion der Turbulenz in laminaren Grenz-

schichten gegenüber der Produktion überwiegt, so dass in diesen Bereichen über die Transportterme in die Grenzschicht eindringende turbulente kinetische Energie abgedämpft wird. Im Falle ablöseinduzierter Transition werden für den Produktionsterm Transitionsfaktoren größer als eins zugelassen. Diese Modellierung gewährleistet die Reproduktion der in der abgelösten Scherschicht sehr schnell anwachsenden Turbulenz und führt somit zu einer realistischen Wiedergabe der Länge der Ablöseblase. An dieser Stelle wird allerdings auch klar, dass der Transitionsfaktor nicht mit der physikalischen Intermittenz gleichzusetzen ist, auch wenn beide Parameter einen ähnlichen Charakter aufweisen.

Abbildung 3.1a zeigt eine typische Verteilung der verschiedenen Transitionsfaktoren für ein Niederdruckturbinen-Profil im Bereich der saugseitigen Ablöseblase. In der laminaren Grenzschicht stromauf der Ablöseblase sind alle Werte identisch Null. Der Ablöse- und Wiederanlegepunkt sind durch einen diskontinuierlichen Wertesprung in der Verteilung des vorläufigen Faktors γ_{pre} für den ablöseinduzierten Modus gekennzeichnet. Diese Sprünge werden durch die Glättung der Funktion zu γ_{sep} eliminiert, wobei maximale Werte deutlich größer als eins erreicht werden. Der Faktor für natürliche und Bypass-Transition γ_{NBP} steigt erst im hinteren Teil der Ablöseblase auf Werte deutlich größer Null an. An dieser Stelle zeigt sich, dass eine Bestimmung des Transitionsbeginns alleine mit dem AGS-Kriterium keine zufriedenstellenden Ergebnisse liefern wird. Nichtsdestotrotz steigt im Bereich der Ablöseblase die mit der Impulsverlustdicke gebildete Reynolds-Zahl Re_θ so stark an, dass stromab der Blase eine vollturbulente Grenzschicht initiiert wird. Dieses Verhalten ist typisch, aber durch die Modellformulierung nicht zwingend vorgegeben.

3.4.4 Modellerweiterungen

In diesem Abschnitt soll auf einige Modifikationen gegenüber der in TRACE implementierten Standardformulierung des Transitionsmodells eingegangen werden, welche im Rahmen dieser Arbeit verwendet werden. Dies sind zum einen eine Sensibilisierung des ablöseinduzierten Teils des Transitionsmodells bezüglich der Freistromturbulenz, zum anderen eine alternative Behandlung der nachlaufinduzierten Transition und ein angepasstes Kriterium zur Bestimmung des Grenzschichtrandes.

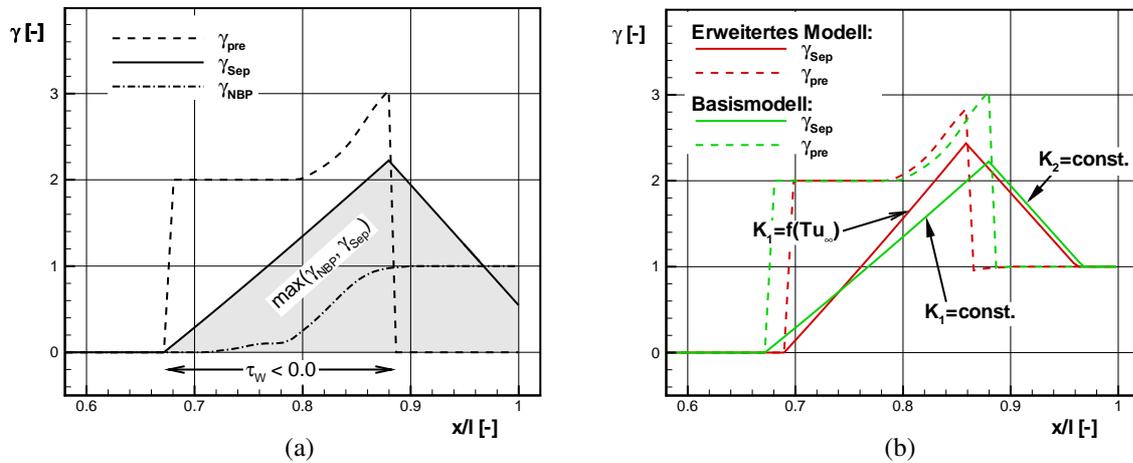


Abb. 3.1: Typischer Verlauf der Transitionsfaktoren im Bereich der saugseitigen Ablöseblase: (a) Glättung und Überlagerung der verschiedenen Moden; (b) Vergleich zwischen Basis- und erweitertem Modell

Einfluss der Freistromturbulenz

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen zeigt sich, dass die Kalibrierung der Gradienten-Limiter K_1 und K_2 zu konstanten Werten dazu führt, dass der Einfluss der Freistromturbulenz auf die Transition über eine laminare Ablöseblase nur sehr eingeschränkt wiedergegeben wird. Dies ist der Fall, obwohl der Turbulenzgrad über die Gl. 3.40 und 3.41 explizit Eingang in die Korrelation findet. Nichtsdestotrotz geht diese Information durch die Glättung der vorläufigen Verteilung des Transitionsfaktors zum Teil wieder verloren.

Eine bessere Berücksichtigung des Einflusses kann erreicht werden, wenn der Gradienten-Limiter K_1 mit dem Turbulenzgrad am Grenzschichttrand Tu_∞ korreliert wird:

$$K_1 = f_1 + f_2 \cdot Tu_\infty \quad (3.47)$$

Im Rahmen umfangreicher Validierungsrechnungen für verschiedene Niederdruckturbinenkaskaden konnten die Kalibrierungskoeffizienten zu $f_1 = 4,25$ und $f_2 = 375$ bestimmt werden (Schwarze et al., 2009a). Es sei darauf hingewiesen, dass diese Modifikation keinerlei Änderung an den zugrunde liegenden Korrelationen für die verschiedenen Umschlagsarten bedeutet. Die Gl. 3.30–3.37 und 3.38–3.44 gelten unverändert.

Die Wirkung der vom Turbulenzgrad abhängigen Kalibrierung des Gradientenlimiters K_1 verdeutlicht Abb. 3.1b. Die Grafik zeigt den Verlauf des vorläufigen (gestrichelte Linien) und des geglätteten Transitionsfaktors (durchgezogene Linie) im Bereich einer saugseitigen Ablöseblase. Entsprechend der durch Gl. 3.47 gegebenen Kalibrierung unterscheiden sich die beiden Modellvarianten durch die Steigung des ansteigenden Astes in der geglätteten Verteilung. Die Unterschiede in den Verläufen des vorläufigen Transitionsfaktors ergeben sich hingegen aus einer Rückkoppelung der stärker einsetzend modellierten Transition, die insbesondere eine Verkürzung der Ablöseblase, verbunden mit einer Stromabverlagerung des Ablösepunktes, bewirkt. Abbildung 3.1b zeigt ein Ergebnis, welches für ein erhöhtes Turbulenzgrad-Niveau erzielt wurde. Entsprechend der Kalibrierung nach Gl. 3.47 liefern beide Varianten des Transitionsmodells für einen bestimmten (in diesem Fall niedrigeren) Turbulenzgrad nahezu identische Ergebnisse.

Die Leistungsfähigkeit der hier beschriebenen Modellerweiterung, welche im Folgenden als *Erweitertes Transitionsmodell* (ErwTrM) bezeichnet ist, wird in Kapitel 5 anhand von stationären Validierungsrechnungen für eine Niederdruckturbinenkaskade aufgezeigt.

Nachlaufinduzierte Transitionsmodellierung

Für die nachlaufinduzierte Transition schlägt Kožulović (2007) vor, die Grenzschicht als voll turbulent zu modellieren, wenn der aus der turbulenten kinetischen Energie k_∞ und der Geschwindigkeit am Grenzschichtrand U_∞ berechnete lokale Turbulenzgrad

$$Tu(k_\infty) = \sqrt{2/3k_\infty}/U_\infty \quad (3.48)$$

einen Wert von 4 % überschreitet.

Im Gegensatz zu dieser expliziten Behandlung wurde die nachlaufinduzierte Transition im Rahmen dieser Arbeit alleine über die Korrelationen für natürliche, Bypass- und ablöseinduzierte Transition berücksichtigt, wobei der lokale Turbulenzgrad am Grenzschichtrand im Falle instationärer Simulationen als Mittelwert aus Gl. 3.33 und 3.48 gebildet wird:

$$\begin{aligned} Tu(k_\infty) < Tu_\infty & : Tu_{\infty inst} = Tu_\infty \\ Tu(k_\infty) \geq Tu_\infty & : Tu_{\infty inst} = (Tu_\infty + Tu(k_\infty)) / 2 \end{aligned} \quad (3.49)$$

Die Formulierung nach Gl. 3.49 berücksichtigt lokale Turbulenzgraderhöhungen, zum Beispiel innerhalb der Nachläufe stromauf liegender Schaufelreihen, und gewährleistet darüber hinaus Konsistenz mit der stationären Formulierung gemäß Gl. 3.33.

Der hier verfolgte Modellierungsansatz ist zum einen durch Untersuchungen von Halstead et al. (1997*a,b*) motiviert, in denen die Autoren anhand von Messungen an Niederdruckturbinen zeigen, dass die Grenzschicht unter dem Einfluss des Nachlaufs nicht vollturbulent, sondern von transitionaler Natur ist. Zum anderen ist der Einfluss des Turbulenzgrades in den oben genannten Korrelationen bereits explizit enthalten, was insbesondere auch für die bereits beschriebene Modifizierung der Glättungsfunktion (Gl. 3.47) gilt. Es wird also davon ausgegangen, dass die periodisch auf die Profilhrenzschicht auftreffenden Nachläufe Transition durch eine Anhebung des lokalen Turbulenzgrades sowie durch die durch den Nachlauf verursachte Störung des Geschwindigkeitsfeldes anfachen können.

Bestimmung des Grenzschichtrandes

Die Formulierung des Transitionsmodells in Abhängigkeit vom Strömungszustand am Grenzschichtrand sowie integraler Grenzschichtparameter setzt eine zuverlässige Bestimmung der Grenzschichtdicke voraus. Diese wird zumeist als sogenannte 99 %-Dicke angegeben, also der Abstand von der Wand, an dem die Geschwindigkeit bis auf 99 % der Geschwindigkeit der ungestörten Außenströmung angewachsen ist. Diese Definition erweist sich im Bereich der Schaufelgitterströmung, insbesondere bei Turbinen, als problematisch, da auch die Strömungsgeschwindigkeit im Schaufelkanal einen ausgeprägten positiven Gradienten von der Druck- zur Saugseite benachbarter Schaufeln aufweist.

Kožulović (2007) schlägt aus diesem Grunde vor, den Grenzschichtrand in Abhängigkeit des Totaldruck-Gradienten normal zur Wand zu bestimmen. Dieses Verfahren erweist sich als sehr zuverlässig bei ungestörten, stationären Zuströmbedingungen und bietet zudem den Vorteil, leicht auf dreidimensionale Strömungsprobleme erweiterbar zu sein. Bei den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Fällen mit periodisch instationärer Zuströmung hat sich allerdings gezeigt, dass dieses Verfahren in Situationen, in denen ein Nachlauf auf die saugseitige Profilhrenzschicht trifft, nicht immer anwendbar ist. So kann es vorkommen, dass die Geschwindigkeitsverteilung zwischen der Wand und dem ermittelten Grenzschichtrand ein lokales Maximum aufweist. In diesem Fall führt die Bestimmung integraler Grenzschichtparameter zu unphysikalischen Werten.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten instationären Simulationen bei periodisch instationärer Zuströmung wurde der Grenzschichttrand auf der Profilsaugseite mit dem von der Wand aus betrachtet ersten lokalen Geschwindigkeitsmaximum assoziiert. Als notwendige Zusatzbedingung wurde zudem gefordert, dass die Mach-Zahl am so bestimmten Grenzschichttrand mindestens halb so groß ist wie die isentrope Profil-Mach-Zahl¹⁸. Ist dies nicht der Fall, wird die Suche auf das nächste lokale Geschwindigkeitsmaximum erweitert. Dieses Verfahren gewährleistet eine zuverlässige Bestimmung der saugseitigen Grenzschichtdicke auch bei gestörter Zuströmung. Bei ungestörter Zuströmung liefert das Kriterium im Vergleich zum Totaldruckverfahren identische Grenzschichtparameter und hat somit keinen Einfluss auf die Gesamtlösung.

¹⁸ Definition: siehe Kap. 4.1, Gl. 4.5

4 Untersuchte Konfigurationen

Die numerischen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit wurden für zwei verschiedene hochbelastete Niederdruckturbinengitter – T106D und T164 – durchgeführt. Die Auswahl dieser beiden Konfigurationen erfolgte primär vor dem Hintergrund der Verfügbarkeit geeigneter experimenteller Daten, anhand derer eine Validierung des eingesetzten Rechenverfahrens in Bezug auf die zu untersuchenden Fragestellungen möglich ist. Die Tatsache, dass die Messungen im Rahmen früherer Untersuchungen am Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal des Instituts für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München durchgeführt wurden, gewährleistet zudem eine genaue Kenntnis des Versuchsaufbaus durch den Autor. Diese erweist sich für eine realistische Modellierung sowie für die Interpretation der Rechenergebnisse im Vergleich mit den Messdaten als unabdingbar. Aus diesem Grunde wird im Folgenden zunächst eine Übersicht über den experimentellen Versuchsaufbau im Windkanal geliefert, bevor die Auslegungscharakteristika der beiden untersuchten Gitter zusammengefasst werden.

4.1 Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal

Experimenteller Aufbau

Beim Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal (HGK, Abb. 4.1) handelt es sich um einen kontinuierlich arbeitenden Windkanal mit offener Messstrecke, der speziell für die Untersuchung ebener Schaufelgitter ausgelegt ist. Als einer der wenigen Anlagen dieser Art erlaubt er eine voneinander unabhängige Variation der Ähnlichkeitskenngrößen Mach- und Reynolds-Zahl. Dies ist möglich, da der gesamte aerodynamische Teil des Windkanals in einer großen Drucktonne untergebracht ist. Durch Variation des statischen Drucks in der Tonne sowie des Verdichterdruckverhältnisses können beide Ähnlichkeitsparameter in einem weiten Bereich variiert werden, welcher typisch für den Betriebsbereich ausgeführter Turbomaschinen ist. Der

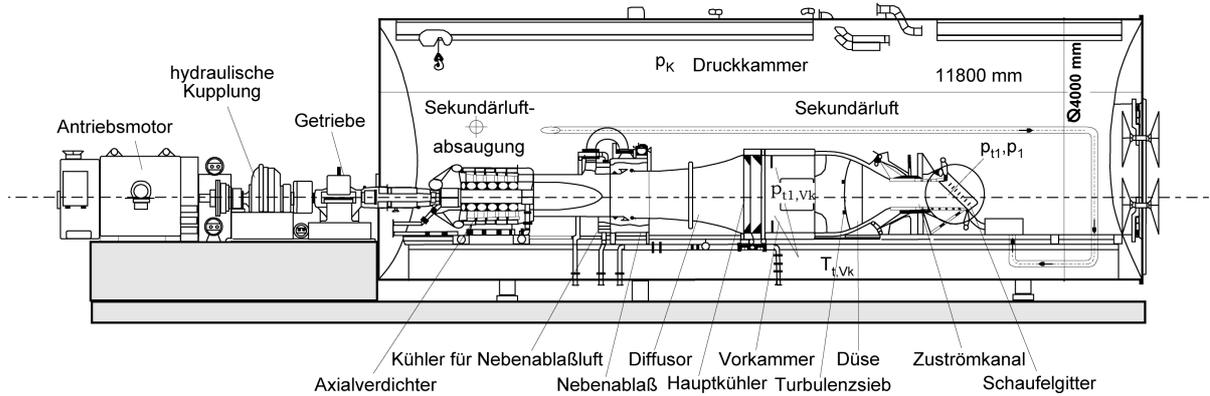


Abb. 4.1: Der Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal (HGK) des Instituts für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München

Windkanal besteht aus einem sechsstufigen Axialverdichter, der die Luft innerhalb der Drucktonne ansaugt, und der durch einen außerhalb befindlichen Elektromotor angetrieben wird. Die verdichtete Luft gelangt zunächst in die Beruhigungskammer, wobei mittels eines Kühlers die Verdichtungswärme abgeführt und somit ein konstantes Temperaturniveau eingestellt werden kann. Stromab der Beruhigungskammer wird die Luft über eine konvergente Düse beschleunigt, bevor sie in die Messstrecke gelangt. An das Ende der Messstrecke wird das zu untersuchende Schaufelgitter angeflanscht. Die Abströmung des Gitters erfolgt in die offene Umgebung innerhalb der Drucktonne. Für eine detaillierte Beschreibung des Windkanales sei auf die Arbeit von Sturm und Fottner (1985) verwiesen.

Die Charakterisierung des jeweiligen Betriebspunktes erfolgt bei der Untersuchung von Turbinengittern anhand des Zuströmwinkels β_1 , des Turbulenzgrades der Zuströmung Tu_1 sowie der Abström-Reynolds-Zahl Re_{2th} und der Abström-Mach-Zahl Ma_{2th} . Die beiden letztgenannten Größen werden unter der Annahme einer isentropen Expansion der Strömung auf den Kammerdruck p_K definiert:

$$Ma_{2th} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_{t1}}{p_K} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]}, \quad (4.1)$$

$$Re_{2th} = \frac{\rho_{2th} \cdot U_{2th} \cdot l}{\mu_{2th}} = Ma_{2th} \cdot p_K \cdot \sqrt{\frac{\kappa}{RT_{2th}}} \cdot \frac{l}{\mu(T_{2th})}, \quad (4.2)$$

mit

$$T_{2th} = T_{t1} \sqrt{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma_{2th}^2}, \quad (4.3)$$

wobei die Viskosität $\mu(T_{2th})$ über die Sutherland-Formel (Gl. 3.10) bestimmt werden kann. Als charakteristische Länge wird die Sehnenlänge des Profils l verwendet. Der Zuströmwinkel ergibt sich aus der relativen Einbaulage des Gitterträgers zur Windkanalachse. Eine Variation des Zuströmturbulenzgrades kann über den Einbau verschiedener Turbulenzsiebe in der Düse zwischen Vorkammer und Messstrecke variiert werden.

Der Einfluss periodisch instationärer Zuströmbedingungen, wie sie in der ausgeführten Maschine aufgrund der Rotor-Stator-Interaktion auftritt, kann im HGK durch den Einsatz des Erzeuger Instationärer Zuströmung (EIZ) untersucht werden. Dabei werden zylindrische Stäbe mittels eines Riementriebes stromauf der Gittereintrittsebene parallel zu dieser in Umfangsrichtung bewegt. Konstruktiv bedingt ergeben sich durch den Einsatz des EIZ am oberen und unteren Ende des Gitterträgers Spalte, durch die Luft aus der Messstrecke entweichen kann. Durch diese Leckage kommt es im Allgemeinen zu einer Abweichung zwischen dem aerodynamischen Zuströmwinkel und dem geometrischen Einbauwinkel des Gitters, deren Größe von der jeweiligen Gitterkonfiguration abhängig ist. Um die Vergleichbarkeit der Messungen zwischen stationären und periodisch instationären Zuströmbedingungen zu gewährleisten, werden entweder die stationären Untersuchungen ebenfalls mit eingebautem EIZ aber ohne Stäbe durchgeführt, oder es erfolgt eine Anpassung des Einbauwinkels. Darüber hinaus ist die maximale Schaufelhöhe des Gitterträgers durch den EIZ konstruktiv auf 176 mm begrenzt.

Idealisierung zweidimensionaler Gitterströmung

Untersuchungen an linearen Schaufelkaskaden werden in der Regel mit dem Bestreben durchgeführt, die Idealvorstellung einer Strömung durch ein zweidimensionales, ebenes Schaufelgitter abzubilden. Tatsächlich jedoch ist die Strömung auch im Mittelschnitt des Schaufelgitters nicht unbeeinflusst von Randeffekten, da die Schaufeln ein endliches Streckungsverhältnis h/l aufweisen. Insbesondere ist die Höhe der Schaufeln durch die Abmessungen der Messstrecke begrenzt. Andererseits soll bezüglich der räumlichen Auflösung der Messung an den Schaufeln und aufgrund fertigungstechnischer Aspekte eine minimale Sehnenlänge nicht unterschritten werden. Insofern ist insbesondere bei kleinen Streckungsverhältnissen die Annahme zweidimensionaler und durch Seitenwandeffekte unbeeinflusster Strömung im Mittelschnitt zumindest kritisch zu prüfen.

Die Idealisierung des ebenen Schaufelgitters geht zudem davon aus, dass die Strömung in den einzelnen Schaufelpassagen periodisch ist. Dieser Forderung kann messtechnisch ebenfalls nur näherungsweise entsprochen werden, da zum einen nur eine endliche Anzahl an Schaufeln betrachtet wird, zum anderen die erste sowie die letzte Schaufel im Gitterverbund zusätzlich den Grenzschichten, welche sich an den Seitenwänden der Messstrecke ausbilden, ausgesetzt sind. Im experimentellen Aufbau werden deshalb zusätzliche Leitbleche eingesetzt, um diese Effekte auszugleichen und eine möglichst gleichförmige Zuströmung zum Gitter zu erhalten. Nichtsdestotrotz kann nicht ausgeschlossen werden, dass insbesondere bei geringen Schaufelzahlen im Gitterträger benachbarte Schaufeln unterschiedliche Umströmungen aufweisen.

Es ist unmittelbar ersichtlich, dass durch die reduzierte maximale Schaufelhöhe sowie die Leckageströme beim Einsatz des EIZ die Herausforderung, eine zweidimensionale, umfangsperiodische Gitterströmung zu erzeugen, zusätzlich vergrößert wird. Im Gegensatz zu den Windkanaluntersuchungen ist es bei der numerische Simulation der Gitterströmung unproblematisch, eine zweidimensionale und ideal periodische Lösung zu generieren. Dies bietet zudem den Vorteil, dass das Rechengbiet durch die Vorgabe geeigneter Randbedingungen deutlich verkleinert und der Lösungsaufwand reduziert wird. Der nicht genau zu quantifizierende Einfluss der oben genannten Effekte auf die Messergebnisse bedeutet für den Vergleich mit den numerischen Daten somit eine gewisse Unsicherheit.

Messtechnik

Im Rahmen der Windkanaluntersuchungen wurden verschiedene Messtechniken eingesetzt, und die gewonnenen Ergebnisse dienen als Validierungsgrundlage für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Untersuchungen.

Für alle untersuchten Konfigurationen wurde über statische Wanddruckbohrungen die zeitgemittelte Profildruckverteilung im Mittelschnitt der Schaufel aufgenommen. Bei den Untersuchungen am Gitter T106D wurde zusätzlich an ausgesuchten Messstellen der instationäre Profildruck mit zeitlich hochauflösenden Kulite-Sensoren erfasst. Die gemessenen Druckverteilungen werden in Form des statischen Druckbeiwertes

$$c_{p,x} = \frac{p_x - p_k}{p_{t1} - p_k}, \quad (4.4)$$

beziehungsweise der isentropen Profil-Mach-Zahl

$$Ma_{is,x} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_{t1}}{p_x} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (4.5)$$

angegeben.

Ebenfalls im Mittelschnitt wurden Nachlauftraversen mit pneumatischen Fünf-Loch-Sonden durchgeführt, bei denen die Umfangsverteilung des statischen und des Totaldrucks sowie des Strömungswinkels in einer Messebene stromab des Gitteraustritts bestimmt wurde. Bei den gewonnenen Werten handelt es sich ebenfalls um zeitgemittelte Größen. Die inhomogenen Abströmgrößen wurden unter Berücksichtigung der Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie nach einem von Amecke (1967) vorgeschlagenen Verfahren in umfangsgemittelte Größen überführt, aus denen integrale Kenngrößen gebildet werden. Für die Diskussion im Rahmen dieser Arbeit wird insbesondere der integrale Verlustbeiwert

$$\zeta = \frac{p_{t1} - p_{t2}}{p_{t1} - p_k} \quad (4.6)$$

des Gitters betrachtet.

Zusätzlich zur Druckmesstechnik liegen für das Turbinengitter T106D für den Mittelschnitt der Saugseite Messdaten von Oberflächen-Heißfilmen vor. Die Messtechnik basiert auf der Bestimmung des Wärmeübergangs an einem auf die Oberfläche der Schaufel aufgebrachtens Sensors und erlaubt die qualitative Beurteilung der instationären Grenzschichtentwicklung. Aus der gemessenen Sensorspannung werden verschiedene Kenngrößen bestimmt. Diese sind die Quasi-Wandschubspannung

$$E^* = \frac{\hat{E} - E_0}{E_0}, \quad (4.7)$$

die mittlere quadratische Abweichung (engl.: *Root Mean Square – RMS*)

$$\frac{E_{RMS}}{E_0} = \frac{1}{E_0} \cdot \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum_{j=1}^n (E_j - \hat{E})^2} \quad (4.8)$$

sowie die Schiefe (engl.: *Skewness*)

$$\mu_3 = \frac{1}{\hat{E}^3} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \sum_{j=1}^n (E_j - \hat{E})^3 \quad (4.9)$$

der Sensorspannung E , wobei \hat{E} den zeitlichen beziehungsweise bei Untersuchungen mit periodisch instationärer Zuströmung den phasengebundenen Ensemble-Mittelwert (Lakshminarayana und Poncet, 1974) bezeichnet. Die Normierung der Werte erfolgt mit der Anemometerspannung E_0 bei ruhender Strömung.

Die Quasi-Wandschubspannung ist ein Maß für den Wärmestrom und korreliert gemäß der Reynolds-Analogie (vgl. Schlichting und Gersten, 2006) mit der lokalen Wandschubspannung. Da die Quasi-Wandschubspannung immer positiv ist, lassen sich Grenzschichtablösungen allerdings nur anhand eines insgesamt niedrigen Wertenniveaus qualitativ und nicht anhand eines Nulldurchgangs quantitativ bestimmen. Aus der mittleren quadratischen Abweichung des Signals können Aussagen über den Grenzschichtzustand abgeleitet werden. Niedrige RMS-Werte kennzeichnen eine laminare, hohe eine turbulente Grenzschicht. Der Transitionsbereich ist durch ein absolutes Maximum gekennzeichnet. Bei einer laminaren Ablöseblase findet sich typischerweise ein lokales Maximum oder zumindest ein Plateau stromauf des absoluten Maximums, welches den Ablösepunkt der laminaren Grenzschicht kennzeichnet. Aus der Schiefe lassen sich ebenfalls Rückschlüsse auf die Lage des Transitionsbereiches ziehen. Sowohl in rein laminarer als auch in vollturbulenter Strömung ist die Schiefe gleich Null. Im transitionalen Bereich durchläuft die Kurve zunächst ein ausgeprägtes Maximum gefolgt von einem Nulldurchgang und einem ausgeprägten Minimum (Acton, 1998).

Zusätzlich zu den Heißfilm-Ergebnissen liegen für das T106D zusätzliche Grenzschichttraversen mit einer 1D-Hitzdrahtsonde vor. Ferner wurde bei beiden Gittern der Turbulenzgrad in der Zuströmung mit einer 3D-Hitzdrahtsonde bestimmt. Ergebnisse liegen sowohl für homogene stationäre als auch für periodisch instationäre Zuströmung vor. Die Hitzdrahtmessung liefert den lokalen Geschwindigkeitsbetrag sowie den Turbulenzgrad. Aufgrund eingeschränkter Zugänglichkeit bei eingebautem Gitterträger konnte mit der 3D-Sonde nur ein beschränkter Ausschnitt der Zuströmung vermessen werden. Untersuchungen von Martinstetter et al. (2008) bei ausgebautem Gitterträger belegen allerdings die gute Homogenität der Zuströmung bezüglich des Turbulenzgrades.

4.2 Niederdruckturbinengitter T106D-EIZ

Das im Rahmen dieser Arbeit untersuchte ungekühlte Niederdruckturbinengitter T106D-EIZ wurde aus dem Gitter T106A durch Erhöhung der Schaufelteilung abgeleitet. Bereits in der

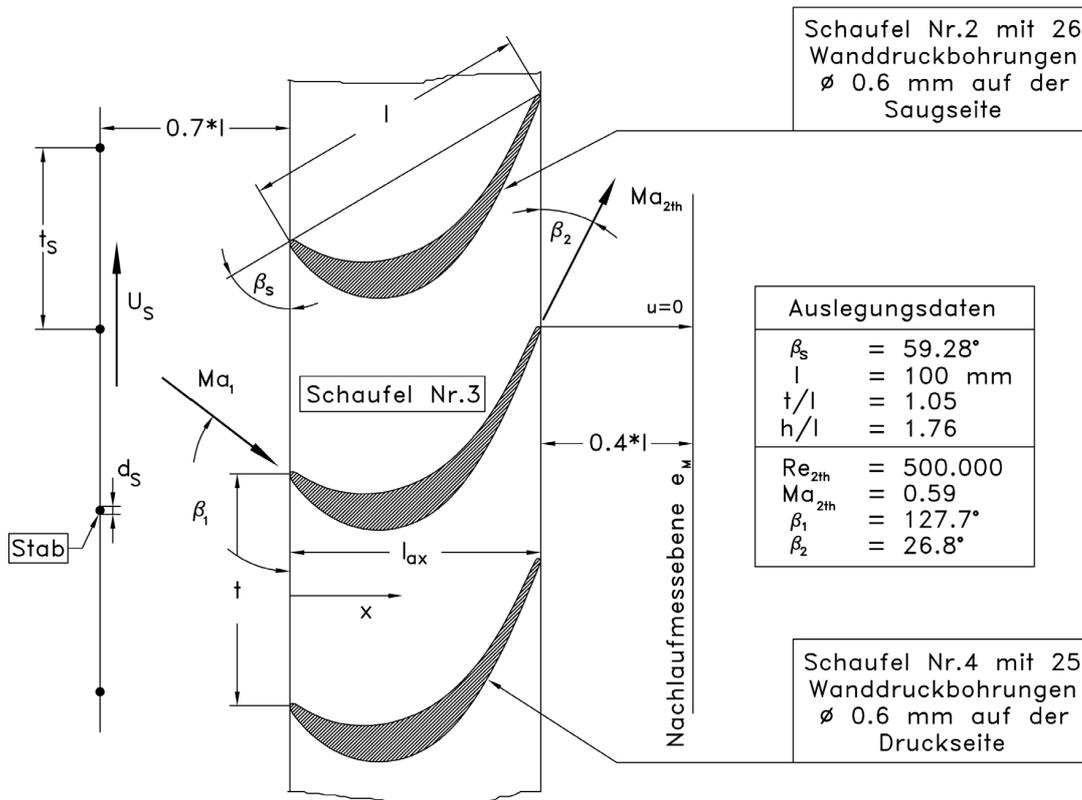


Abb. 4.2: Skizze des Schaufelgitters T106D-EIZ (Stadtmüller, 2002)

ursprünglichen Auslegung aus den 1980er Jahren, die durch ein moderates Teilungsverhältnis von $t/l = 0.799$ gekennzeichnet ist, tritt im Verzögerungsbereich der Saugseite eine laminare Ablöseblase auf. Das T106A ist eines der ersten hochbelasteten Turbinengitter, bei dem eine solche Ablöseblase als Mittel zur Transitionskontrolle im Rahmen der Auslegung bewusst eingesetzt wurde (Hoheisel, 1981, 1990).

Das Gitter T106D-EIZ¹⁹ unterscheidet sich vom T106A durch ein um circa 30 % auf $t/l = 1.05$ vergrößertes Teilungsverhältnis. Die Profilierung und die Staffelung des Profils wurden unverändert beibehalten. Insbesondere wurde keine Anpassung der Winkelübertreibung an Vorder- und Hinterkante vorgenommen. Durch die Verlagerung des Staupunktes in Richtung der Druckseite kommt es somit zu einer saugseitigen Vorderkantenablösung. Darüber hinaus kann das Profil die ursprüngliche Umlenkungsaufgabe nicht mehr voll erfüllen, was zu einer Steigerung der axialen Mach-Zahl führt.

¹⁹ Das Gitter T106D-EIZ ist nicht zu verwechseln mit dem ebenfalls als T106D bezeichneten Gitter, welches z. B. bei Duden (1999) oder Nagel (2004) beschrieben ist. Bei dem dort behandelten Gitter handelt es sich um eine Variante mit einem Teilungsverhältnis von $t/l = 0.799$ und *divergenten* Seitenwänden.

Ein Maß für die Belastung stellt die Zweifel-Zahl dar, welche für kompressible Gitterströmung wie folgt berechnet werden kann (Gier et al., 2010):

$$Z_w = \frac{t}{l_{ax}} \cdot \frac{\rho_2 U_{ax2} U_{u2} - \rho_1 U_{ax1} U_{u1}}{p_{t1} - p_2} \quad (4.10)$$

Verglichen mit der Auslegung T106A konnte die Belastung von $Z_w \approx 0.9$ auf $Z_w \approx 1.4$ und somit um circa 55 % gesteigert werden. ²⁰ Die im Vergleich zum Teilungsverhältnis überproportionale Erhöhung der Profilbelastung ist auf das angehobene axiale Mach-Zahl-Niveau zurückzuführen. Durch die gezielte Belastungssteigerung vergrößert sich die saugseitige Ablöseblase merklich und ist einer messtechnischen Untersuchung somit leichter zugänglich.

Experimentelle Untersuchungen an diesem Gitter im HGK wurden von Stadtmüller (2002) durchgeführt, die Ergebnisse sind im Rahmen eines Testcases öffentlich zugänglich (Stadtmüller und Fottner, 2001). Zur Validierung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurde der in der Testcase-Dokumentation mit *R2M5* bezeichnete Betriebspunkt ausgewählt. Ergebnisse liegen sowohl für ungestörte stationäre als auch für periodisch instationäre Zuströmung vor, wobei auch im erstgenannten Fall mit eingebauten EIZ gemessen wurde. In beiden Fällen ist das Profil durch das Auftreten einer geschlossenen laminaren Ablöseblase gekennzeichnet. Die Abström-Mach-Zahl liegt mit $Ma_{2th} = 0.59$ auf einem für Niederdruckturbinen typischen Niveau.

Tabelle 4.1 gibt einen Überblick über die aerodynamischen Parameter des ausgewählten Betriebspunktes sowie die geometrischen Abmessungen des Gitters und des Dellenerzeugers. Eine Skizze des Gitters zusammen mit der Definition aller Winkel und Längen ist in Abb. 4.2 gegeben.

4.3 Niederdruckturbinengitter T164

Bei dem Gitter T164 handelt es sich um ein durch die Firma MTU Aero Engines in München ausgelegtes ungekühltes Niederdruckturbinengitter. Der Zuströmwinkel sowie die Umlenkung des Gitters entsprechen in engen Grenzen der Auslegung des T106-Gitters. Eine erhöhte Belastung mit einer Zweifel-Zahl knapp über eins wurde jedoch nicht über ein größeres Teilungsverhältnis, sondern im Wesentlichen über eine Anpassung der Kanalgeometrie erreicht. Durch

²⁰ Alle genannten Zweifel-Zahlen basieren auf eigenen Simulationsergebnissen.

die Applikation linear divergenter Seitenwände konnte ein moderates Beschleunigungsverhältnis von $U_2/U_1 \approx 1.6$ realisiert werden. Die Auslegung ist zudem durch eine im Vergleich zum T106 um 10 % höhere Abström-Mach-Zahl gekennzeichnet.

Das Gitter T164 wurde im HGK durch Martinstetter et al. (2008) experimentell untersucht, wobei der aerodynamische Betriebspunkt in weiten Grenzen variiert wurde. Insbesondere wurde der Einfluss der Reynolds-Zahl und des Zuströmturbulenzgrades auf das Verlustverhalten des Gitters untersucht. Messungen erfolgten sowohl bei homogener stationärer Zuströmung als auch bei periodisch instationärer Zuströmung. Die stationären Untersuchungen erfolgten bei diesem Gitter ohne, bei instationärer Zuströmung selbstverständlich mit eingebautem EIZ. Die für den letztgenannten Fall auftretende Zuströmwinkelabweichung wurde durch Anpassung des geometrischen Einbauwinkels kompensiert. Eine detaillierte Beschreibung des experimentellen Versuchsaufbaus findet sich bei Martinstetter et al. (2008).

Tabelle 4.2 gibt eine Übersicht über die aerodynamischen Auslegungsdaten und die Geometrie des Gitters, wobei aus Gründen der Vertraulichkeit nicht alle Details der Auslegung genannt werden können. Es sei jedoch angemerkt, dass das mittlere Streckungsverhältnis h/l des Gitters T164 deutlich über dem für das Gitter T106D-EIZ angegebenen Wert liegt. Die Definition der einzelnen Größen entspricht der in Abb. 4.2 gegebenen.

Tab. 4.1: Daten des Turbinengitters T106D-EIZ

Aerodynamischer Betriebspunkt (R2M5)		
Abström-Reynolds-Zahl	Re_{2th}	= 200'000
Abström-Mach-Zahl	Ma_{2th}	= 0.59
Geometrischer Einbauwinkel	β_{1geo}	= 127.7°
Zuströmturbulenzgrad	Tu_1	= 2.5 %
Gittergeometrie		
Staffelungswinkel	β_S	= 59.28°
Sehnenlänge	l	= 100 mm
Teilungsverhältnis	t/l	= 1.05
Streckungsverhältnis	h/l	= 1.76 mm
EIZ-Parameter (experimenteller Aufbau)		
Stabgeschwindigkeit	U_S	= 21.4 m/s
Stabteilung	t_S	= 40 mm
Stabdurchmesser	d_S	= 2 mm

Tab. 4.2: Daten des Turbinengitters T164

Aerodynamische Auslegungsparameter		
Abström-Reynolds-Zahl	Re_{2th}	= 200'000
Abström-Mach-Zahl	Ma_{2th}	= 0.66
Gittergeometrie		
Teilungsverhältnis	t/l	= 0.785
EIZ-Parameter (experimenteller Aufbau)		
Stabgeschwindigkeit	U_S	= 40.0 m/s
Stabteilung	t_S	= 80 mm
Stabdurchmesser	d_S	= 2 mm

5 Einfluss der Zuströmturbulenz T164

Die Untersuchung zum Einfluss des Zuströmturbulenzgrades bei homogener stationärer Zuströmung auf die Charakteristik eines hoch belasteten Niederdruckturbinengitters erfolgt am Beispiel des T164. Die für diesen Testfall vorliegenden Messdaten in Form von Profildruckverteilungen und Nachlauftraversen erlauben eine detaillierte Validierung des eingesetzten Rechenverfahrens und insbesondere der in Kapitel 3.4.4 vorgestellten Erweiterung des Transitionsmodells. Aufgrund der erzielten guten Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen erlauben die Simulationen zudem eine detaillierte Charakterisierung der auftretenden Grenzschichtentwicklung.

5.1 Rechennetz

Die Simulationen für das T164 wurden als quasi-dreidimensionale Mittelschnittsrechnungen (Q3D) durchgeführt. Das Rechennetz (Abb. 5.1) besteht in Schaufelhöhenrichtung folglich aus nur einer Lage Zellen, deren Dicke entsprechend des durch die divergenten Seitenwände des Gitterträgers vorgegebenen Flächenverhältnisses skaliert wurde. Darüber hinaus wurde keine explizite Annahme bezüglich der Verdrängungswirkung der Seitenwandgrenzschichten getroffen.

Das blockstrukturierte Rechennetz beinhaltet für die stationären Simulationen eine Schaufelpassage und ist aus zehn Einzelblöcken in einer sogenannten OCGH-Topologie aufgebaut. Das Schaufelprofil ist durch einen O-Block umschlossen, welcher wiederum in einen C-Block eingebettet ist. Die Verwendung eines verschränkten G-Blocks im Bereich stromab des engsten Querschnitts gewährleistet eine in weiten Grenzen unabhängige Variation der Knotenverteilung auf der Saug- und Druckseite des Profils bei gleichzeitig geringer Verzerrung der Netzzellen innerhalb der Passage. Der Rest des Gitters ist aus konventionellen H-Blöcken aufgebaut. Die gewählte Topologie gewährleistet eine sehr gute Orthogonalität der Netzzellen,

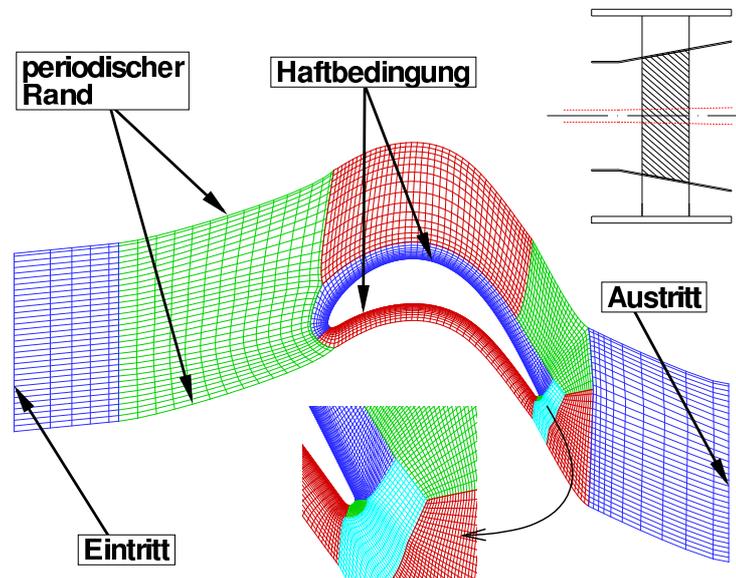


Abb. 5.1: Rechengitter T164 für stationäre Rechnungen (nominale Netzauflösung, jeder zweite Knoten dargestellt, verzerrte Geometrie)

insbesondere in Bereichen großer Gradienten wie den Profilhinterkanten oder dem Nahfeld des Schaufelnachlaufs.

Aufgrund der integralen Formulierung des Transitionsmodells ist es erforderlich, dass die betrachtete Grenzschicht innerhalb eines einzelnen Blockes liegt. Maximale Grenzschichtdicken liegen im Bereich der saugseitigen Hinterkante für den betrachteten Betriebsbereich in der Größenordnung von einem bis circa vier Hinterkantendurchmessern. Eine entsprechend große Aufweitung des O-Blocks erweist sich dabei als nicht zweckmäßig. Stattdessen wurden die O- und die C-Blöcke auf der Saug- und Druckseite zu jeweils einem einzelnen Block zusammengefasst. Dies führt zu einer gewissen Nicht-Orthogonalität im Außenbereich an der Schaufelhinterkante (vgl. Ausschnitt in Abb. 5.1), was die Gefahr einer ungenauen Bestimmung integraler Grenzschichtparameter birgt. Ein im Nachhinein durchgeführter Vergleich zwischen den Geschwindigkeitsprofilen entlang der gegebenen Netzlinien mit exakt wandnormal interpolierten Schnitten zeigt jedoch nur geringe Abweichungen, so dass der diesbezügliche Fehler als vernachlässigbar angesehen wird.

Tab. 5.1: Netzvarianten T164

Netz	N_{ges}	N_{OC}	$(N_{nom}/N)^{1/2}$	y^+
grob	4 500	126×16	2	1.3
<i>nominal</i>	18 000	251×32	1	0.6
fein	71 000	502×64	0.5	0.3
sehr fein	284 000	1004×128	0.25	0.1

Für die Abschätzung der erforderlichen Knotendichte wurden in einer Vorabuntersuchung Simulationen auf unterschiedlich fein aufgelösten Rechennetzen durchgeführt. Ausgehend von einem als *nominal* bezeichneten Rechennetz wurde durch Halbierung beziehungsweise sukzessive Verdoppelung der Blockdimensionen ein gröberes und zwei feinere Netze generiert. Dieses Vorgehen gewährleistet, dass die lokale Struktur des Netzes unverändert beibehalten wird. Die Zahl der Netzzellen insgesamt (N_{ges}) sowie der im O- und C-Block enthaltenen (N_{OC}), die daraus abgeleitete normalisierte Netzweite $(N_{nom}/N)^{1/2}$ und der mittlere dimensionslose Wandabstand y^+ auf der Saugseite sind in Tab. 5.1 für alle vier Netzvarianten aufgelistet.

Auf allen vier Netzen wurden bei ansonsten gleichen Randbedingungen Rechnungen für den Referenzbetriebspunkt durchgeführt. Unter Vorgriff auf die eigentliche Ergebnisdiskussion zeigt Abb. 5.2a die Abhängigkeit des integralen Verlustbeiwertes ζ und des Abströmwinkels β_2 von der normierten Netzweite $(N_{nom}/N)^{1/2}$. Beide Größen sind jeweils auf den Wert, welcher auf dem nominalen Netz berechnet wurde, bezogen. Für den Abströmwinkel ist mit feiner werdendem Rechengitter eine asymptotische Annäherung an einen Grenzwert zu erkennen, wobei die Differenz zwischen diesem Grenzwert und dem für das nominale Netz ermittelten Wert bei $\Delta\beta_2 < 0.1^\circ$ liegt. Der Verlustbeiwert ist für die drei feinen Netzen im Rahmen der Ausgabegenauigkeit exakt gleich, während für das grobe Netz ein deutlich größerer Wert berechnet wird.

Zusätzlich zu den integralen Werten zeigt Abb. 5.2b die saugseitige Verteilung des Reibungsbeiwertes c_f in Abhängigkeit des verwendeten Rechennetzes. Während im Bereich stromauf der Ablösung ($c_f \leq 0$) kein wesentlicher Einfluss festgestellt werden kann, zeigen sich Unterschiede im Bereich stromab der Ablösung. Auf dem groben Rechennetz wird eine im Vergleich zu den anderen Varianten deutlich verkürzte Ablöseblase berechnet. Die beiden verfeinerten Netzvarianten liefern hingegen nahezu identische Ergebnisse, und auch die mit dem nomi-

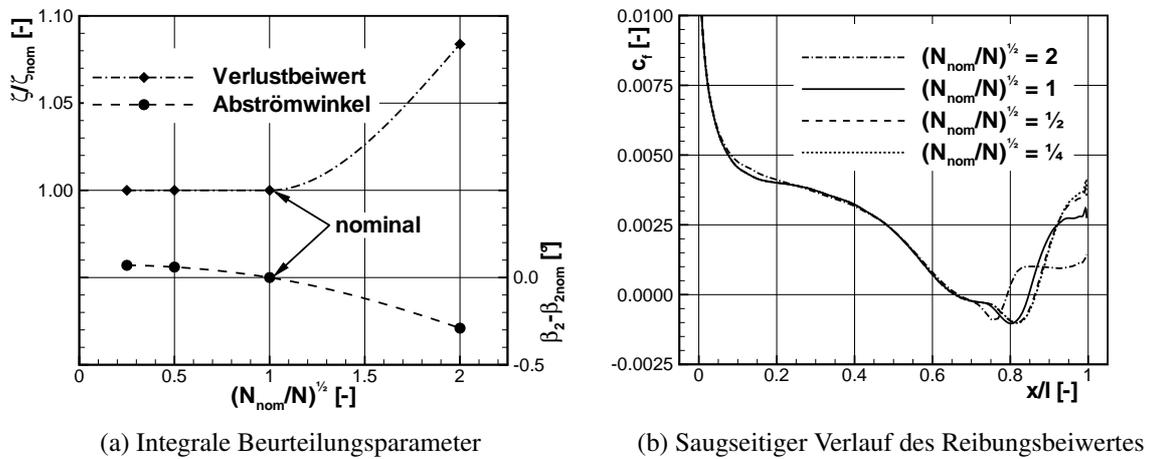


Abb. 5.2: Einfluss des Rechnetzes auf das Simulationsergebnis

nalen Netz berechnete Verteilung weist nur geringe Abweichungen bezüglich der Lage des Wiederanlegepunktes sowie ein etwas niedrigeres Niveau nahe der Hinterkante auf.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen am Turbinengitter T164 wurde auf Basis der vorgestellten Sensitivitätsanalyse das Netz mit der nominalen Auflösung verwendet. Das Gitter bietet einen guten Kompromiss zwischen einer netzunabhängigen Lösung und vertretbaren Rechenzeiten. Der letztgenannte Punkt gewinnt insbesondere vor dem Hintergrund an Bedeutung, dass das verwendete Rechengitter nicht nur für die stationären, sondern ebenfalls für die im Rahmen des Kapitels 8 präsentierten zeitgenauen Simulationen bei periodisch instationärer Zuströmung verwendet wird.

5.2 Randbedingungen

Für die numerische Berechnung der Strömung sind an allen freien Berandungen des Rechengitters physikalisch sinnvolle Randbedingungen vorzugeben. Auf der Profilloberfläche wurde eine adiabate Festkörper-Randbedingung mit Haftbedingung ($u_i = 0$) vorgegeben, während eine unendliche Anzahl Schaufeln durch die Vorgabe eines periodischen Randes modelliert wird. Aufgrund des verwendeten Q3D-Ansatzes wurde an den begrenzenden Stromflächen in Schaufelhöhenrichtung eine Euler-Randbedingung vorgegeben, bei welcher die Geschwindigkeitskomponente normal zur Berandung identisch null ist.

Am Ein- und Austritt des Rechengebietes werden dem jeweiligen Betriebspunkt entsprechende physikalische Randbedingungen vorgegeben. Diese sind am Eintritt der Totaldruck, die Totaltemperatur, der Zuströmwinkel, der Turbulenzgrad und ein Maß für die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie. Am Austritt wird ausschließlich der statische Druck vorgegeben. Zuströmwinkel, Totalzustand am Eintritt und Austrittsdruck (entspricht dem Kammerdruck) wurden explizit für jeden experimentell untersuchten Betriebspunkt ermittelt und die gemessenen Werte direkt für die Simulationsrechnungen übernommen. Messungen für den durch zwei verschiedene Turbulenzsiebe eingestellten Zuströmturbulenzgrad liegen jedoch nur im Referenzbetriebspunkt vor. Im Rahmen der numerischen Untersuchungen wird davon ausgegangen, dass der gemessene Wert unabhängig von der Reynolds-Zahl als konstant angenommen werden kann.

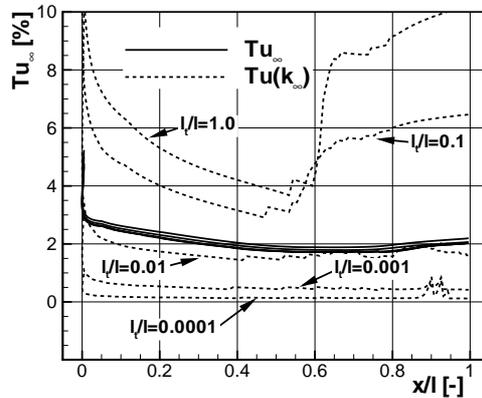
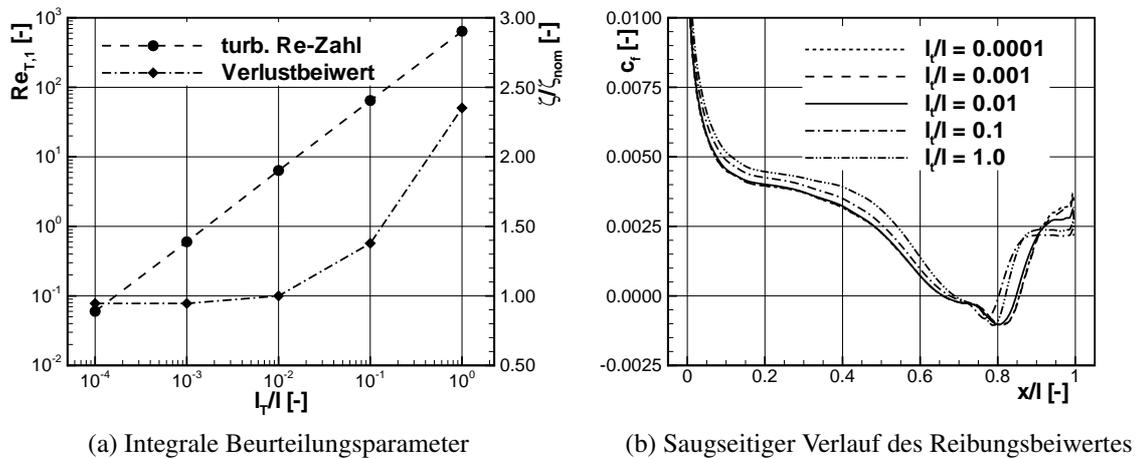
Als Maß für die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie muss am Eintritt zusätzlich ein turbulentes Längenmaß l_T vorgegeben werden, welches wie folgt definiert ist:

$$l_T = \frac{1}{\beta^*} \frac{\sqrt{k}}{\omega} \quad (5.1)$$

Aus den experimentellen Untersuchungen liegen keine Informationen über die Größenordnung dieses Längenmaßes vor. Aus diesem Grund wurde der Einfluss dieser Randbedingung auf das Simulationsergebnis über eine Parametervariation im Referenzbetriebspunkt ($Tu_1 = 4.0\%$) abgeschätzt. Unter Beibehaltung aller anderen Randbedingungen wurde das Längenmaß in einem Bereich von $0.0001 \leq l_T/l \leq 1.0$ variiert. Das turbulente Längenmaß kann als die mittlere Größe der energietragenden Wirbel interpretiert werden. Mit der Sehnenlänge l als charakteristische geometrische Abmessung ist somit davon auszugehen, dass das Längenmaß in jedem Fall kleiner als l sein muss. Eine untere Grenze lässt sich aus der Betrachtung der turbulenten Reynolds-Zahl ableiten, welche gleichbedeutend mit dem Verhältnis aus turbulenter und laminarer Viskosität ist (Wilcox, 1998):

$$Re_T = \frac{\rho k}{\omega \mu} = \frac{\mu_T}{\mu} \quad (5.2)$$

Technisch relevante turbulente Strömungen sind durch turbulente Reynolds-Zahlen $Re_T > 1$ gekennzeichnet (Peters, 1993). Wie Abb. 5.3a zeigt, ist Re_T linear vom vorgegebenen Längenmaß abhängig und die Forderung $Re_T > 1$ für $l_T/l \geq 0.01$ erfüllt. Es lässt sich zeigen, dass die turbulente Reynolds-Zahl bei ansonsten unveränderten Randbedingungen ebenfalls linear



(c) Turbulenzgrad am saugseitigen Grenzschichttrand (Tu_∞ nach Gl. 3.33, $Tu(k_\infty)$ nach Gl. 3.48)

Abb. 5.3: Einfluss des turbulenten Längemaßes auf das Simulationsergebnis

vom Turbulenzgrad Tu_1 und von der Abström-Reynolds-Zahl Re_{2th} abhängt, so dass die Forderung $Re_T > 1$ bei der Vorgabe $l_T/l \geq 0.01$ über den gesamten betrachteten Betriebsbereich eingehalten wird.

Abbildung 5.3a zeigt ebenfalls die ermittelten integralen Verlustbeiwerte, welche auf den für $l_T/l = 0.01$ erhaltenen Wert bezogen sind. Während der Einfluss des turbulenten Längemaßes für kleine Werte vernachlässigbar ist, ist für $l_T/l > 0.01$ ein deutlicher Anstieg der Verluste zu verzeichnen. Eine analoge Abhängigkeit zeigt sich auch für lokale Größen wie den Reibungsbeiwert c_f , dessen Verlauf in Abb. 5.3b gezeigt ist. Der Einfluss des Längemaßes beschränkt sich dabei nicht nur auf den Bereich stromab der Ablösung, welcher durch transitionale und vollturbulente Grenzschichten gekennzeichnet ist, sondern auch auf den Bereich

laminarer Strömung stromauf der Ablösung. Die insgesamt höheren Schubspannungsniveaus korrespondieren dabei mit dem bereits diskutierten steilen Anstieg der Verluste.

In einer beschleunigten und weitgehend gradientenfreien Strömung nimmt der Turbulenzgrad in Strömungsrichtung im Allgemeinen kontinuierlich ab. Neben dem Beschleunigungsverhältnis ist das Abklingverhalten maßgeblich von der Dissipation turbulenter kinetischer Energie und somit von der Größenordnung des Längenmaßes abhängig. Messdaten bezüglich des Turbulenzniveaus an verschiedenen axialen Positionen innerhalb des Schaufelkanals liegen für das betrachtete Turbinengitter nicht vor. Nichtsdestotrotz kann der Turbulenzgrad am Grenzschichttrand der Schaufel über die von Kožulović (2007) angegebene empirische Korrelation nach Gl. 3.33 bestimmt werden. Einen Vergleich dieser Korrelation mit dem für verschiedene Längenmaße aus der lokalen turbulenten kinetischen Energie nach Gl. 3.48 bestimmten Turbulenzgrad zeigt Abb. 5.3c. Wenngleich die Vorgabe des Längenmaßes einen deutlichen Einfluss auf das saugseitige Grenzschichtprofil hat (vgl. Abb. 5.3b), bleibt die Geschwindigkeitsverteilung am Grenzschichttrand doch weitgehend unbeeinflusst, so dass die nach Gl. 3.33 berechneten Verteilungen in einem schmalen Bereich um $Tu_\infty \approx 2\%$ zusammen fallen (durchgezogene Linien). Demgegenüber besteht eine deutliche Abhängigkeit der turbulenten kinetischen Energie und dem daraus abgeleiteten Turbulenzgrad $Tu(k_\infty)$ (gestrichelte Linien). Für kleine Werte des Längenmaßes fällt der Turbulenzgrad auf ein Niveau von $Tu(k_\infty) < 0.5\%$ ab, was einem nahezu vollständigen Abklingen der turbulenten Schwankungsbewegung entspräche. Im Gegensatz dazu überschreitet der Turbulenzgrad für große Vorgabewerte des Längenmaßes das Niveau der Zuströmung von $Tu_1 = 4.0\%$ zum Teil deutlich. Dies ist unter den gegebenen Voraussetzungen als unphysikalisch zu bewerten. Alleine bei der Vorgabe eines Längenmaßes von $l_T/l = 0.01$ ergibt sich ein Turbulenzgradniveau, welches im Vergleich mit der empirischen Korrelation als realistisch anzusehen ist.

Unter der Maßgabe einer ausgebildeten turbulenten Zuströmung mit $Re_T > 1$ sowie der Forderung nach einer möglichst geringen Sensitivität der Lösung in Bezug auf diese Randbedingung und einer realistischen Vorhersage des Turbulenzniveaus am Grenzschichttrand wurde für alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Betriebspunkte ein turbulentes Längenmaß von $l_T/l = 0.01$ vorgegeben.

Eine empirische Formel zur Abschätzung der Dissipation der turbulenten kinetischen Energie ω_1 am Eintritt wird von Menter (1994) und Kandula und Wilcox (1995) in Abhängigkeit

der Zuströmgeschwindigkeit U_1 und einer charakteristischen Länge l angegeben, wobei die Autoren eine unterschiedliche Proportionalitätskonstante wählen:

$$\omega_1 \approx A \frac{U_1}{l} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} A = 10 & (\text{Menter, 1994}) \\ A = 100 & (\text{Kandula und Wilcox, 1995}) \end{cases} \quad (5.3)$$

Das korrespondierende Längenmaß lässt sich dementsprechend zu

$$\frac{l_T}{l} \approx \sqrt{\frac{2}{3}} \cdot \frac{Tu_1}{\beta^* A} \quad (5.4)$$

bestimmen. Für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Zuströmturbulenzgrade ergeben sich nach Gl. 5.4 turbulente Längenmaße im Bereich von $0.0027 \leq l_T/l \leq 0.054$. Der durch die Sensitivitätsanalyse ermittelte Wert von $l_T/l = 0.01$ stellt somit einen guten Kompromiss dar.

5.3 Ergebnisse

Im Rahmen dieser Teiluntersuchung wurden stationäre Rechnungen für verschiedene Betriebspunkte in einem Reynolds-Zahl-Bereich von $70\,000 \leq Re_{2th} \leq 400\,000$ und bei zwei verschiedenen Zuströmturbulenzgraden – $Tu_1 = 2.1\%$ und $Tu_1 = 4.0\%$ – durchgeführt. Der Zuströmwinkel sowie die Abström-Mach-Zahl wurden nicht variiert und entsprechen den Werten des Auslegungspunktes. Die Rechnungen wurden sowohl mit der ursprünglichen Formulierung als auch mit der durch Gl. 3.47 gegebenen Erweiterung des Transitionsmodells durchgeführt. Diese beiden Varianten werden im Folgenden als „Standard Transitionsmodell“ (*StdTrM*) bzw. als „Erweitertes Transitionsmodell“ (*ErwTrM*) bezeichnet. Zu Vergleichszwecken werden Ergebnisse vollturbulenter Rechnungen angeführt.

5.3.1 Profildruckverteilung

Abbildung 5.4 zeigt den Vergleich zwischen der berechneten und der gemessenen Profildruckverteilung im Auslegungspunkt bei $Re_{2th} = 200\,000$. Die gemessene Druckverteilung ist auf der Saugseite durch eine abrupte Beschleunigung der Strömung nahe der Vorderkante im Bereich bis $x/l \approx 0.03$ gekennzeichnet. Im weiteren Verlauf erfolgt eine deutlich moderatere,

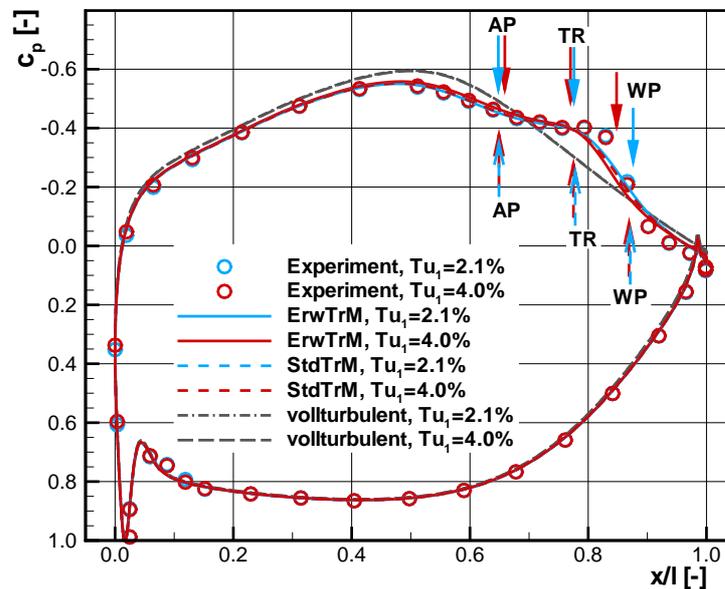


Abb. 5.4: Profildruckverteilung – $Re_{2th} = 200000$

gleichmäßige Beschleunigung bis zum Geschwindigkeitsmaximum bei $x/l \approx 0.5$ mit nahezu konstantem Gradienten.²¹ Der sich anschließende Verzögerungsbereich ist durch eine geschlossene laminare Ablöseblase gekennzeichnet, welche anhand eines ausgeprägten Druckplateaus eindeutig zu erkennen ist. Aus den Simulationsergebnissen können die Lage des Ablösepunktes (AP), des Transitionsbeginns (TR) und des Wiederanlegepunktes (WP) eindeutig bestimmt werden. Für die transitionalen Rechnungen sind diese Punkte explizit markiert. Während der Ablöse- und Wiederanlegepunkt durch einen Nulldurchgang der Wandschubspannung eindeutig definiert sind, wird der Transitionsbeginn in diesem Zusammenhang mit dem lokalen Maximum des Formfaktors H_{12} assoziiert.

Insgesamt zeigen alle transitionalen Rechnungen eine gute Übereinstimmung mit der gemessenen Druckverteilung. Die Lage des Ablösepunktes wird korrekt wiedergegeben, der Transitionsbeginn allerdings etwas zu weit stromauf vorausgesagt. Dies wird aus dem weniger stark ausgeprägten Druckplateau und dem bereits früher einsetzenden Druckanstieg ersichtlich. Der mit dem Transitionsvorgang einhergehende rasch einsetzende Impulsaustausch in der abgelösten Scherschicht wird durch das Modell verzögert wiedergegeben, so dass die Position des

²¹ Die Position des Geschwindigkeitsmaximums entspricht in etwa 2/3 der axialen Sehnenlänge. Das Profil kann somit als *rear loaded* charakterisiert werden.

Wiederanlegens und insgesamt die Länge der Ablöseblase in guter Übereinstimmung mit den Messungen sind. Im Gegensatz zu den transitionalen sind die vollturbulenten Simulationen nicht in der Lage, die Ablöseblase zu erfassen, da der laminar-turbulente Umschlag bereits unmittelbar stromab der Vorderkante erfolgt. Die turbulente Grenzschicht kann den positiven Druckgradienten im Diffusionsbereich infolge des gesteigerten Impulsaustausches ohne Ablösung überwinden. Durch den Vergleich mit den vollturbulenten Ergebnissen zeigt sich, dass die Auswirkung der Ablöseblase auf die Druckverteilung im Wesentlichen lokal beschränkt ist und diese somit als *short bubble* klassifiziert werden kann. Ein Einfluss des Zuströmturbulenzgrades wird durch das erweiterte Transitionsmodell in Form einer Stromaufverschiebung des Wiederanlegepunktes bei steigendem Turbulenzgrad vorhergesagt. Die Druckverteilung ist hiervon jedoch nahezu unbeeinflusst, so dass eine eindeutige Validierung dieses Effektes anhand der gemessenen Werte zumindest für diesen Betriebspunkt nicht möglich ist. Die Ergebnisse des Standard Transitionsmodells sind quasi deckungsgleich mit denen des erweiterten Modells bei $Tu_1 = 2.1\%$ und zudem unbeeinflusst vom Zuströmturbulenzgrad.

Auf der Druckseite des Profils ist im Vorderkantenbereich bei $x/l \approx 0.05$ eine kleine Saugspitze erkennbar, an die sich ein Gebiet mit nahezu konstant niedrigem Druck anschließt. Stromab von $x/l \approx 0.5$ expandiert die Strömung schließlich kontinuierlich auf den Austrittsdruck. Die numerischen Ergebnisse liefern für alle Modellvarianten eine sehr gute Übereinstimmung mit den Messwerten. Ein Einfluss des Zuströmturbulenzgrades ist hier nicht erkennbar. Die offensichtlich gut getroffene Lage des Staupunktes in Verbindung mit der guten Wiedergabe der Profilbelastung im Beschleunigungsbereich der Saugseite bestätigen darüber hinaus die Validität des gewählten Q3D-Ansatzes.

Abbildung 5.5 zeigt den Einfluss eines auf $Re_{2th} = 70000$ abgesenkten Reynolds-Zahl-Niveaus auf die Profildruckverteilung. Während die vollturbulente Lösung hierdurch im Wesentlichen unverändert ist, zeigen die transitionalen Ergebnisse in Übereinstimmung mit den Messwerten eine deutliche Vergrößerung der Ablöseblase. Dies zeigt sich nicht nur anhand eines deutlich ausgeprägteren Druckplateaus sondern auch an einer Abschwächung und Stromaufverschiebung der Geschwindigkeitsmaximums. Die Auswirkung ist in diesem Fall somit nicht mehr lokal begrenzt und die Ablöseblase kann als *long bubble* klassifiziert werden. Die Verteilung auf der Druckseite ist von der Änderung der Reynolds-Zahl nahezu unbeeinflusst, die Belastung des Profils wird insgesamt durch die transitionalen Rechnungen auch in diesem Betriebspunkt gut wiedergegeben.

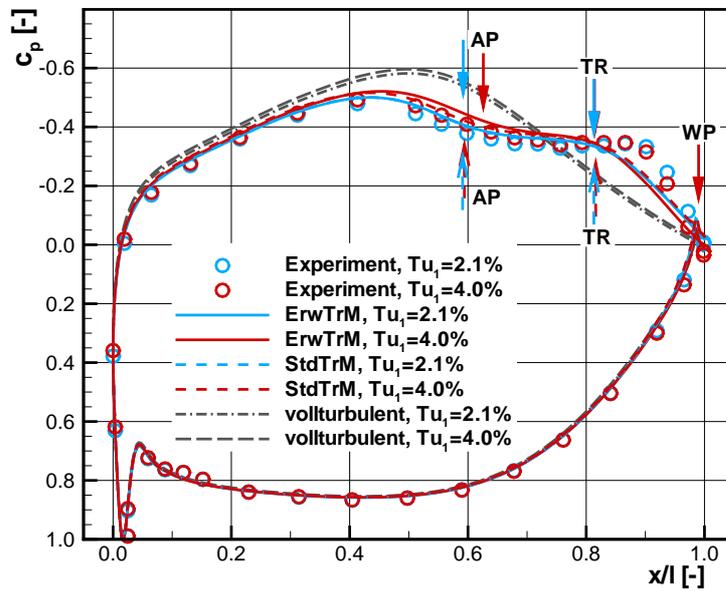


Abb. 5.5: Profildruckverteilung – $Re_{2th} = 70000$

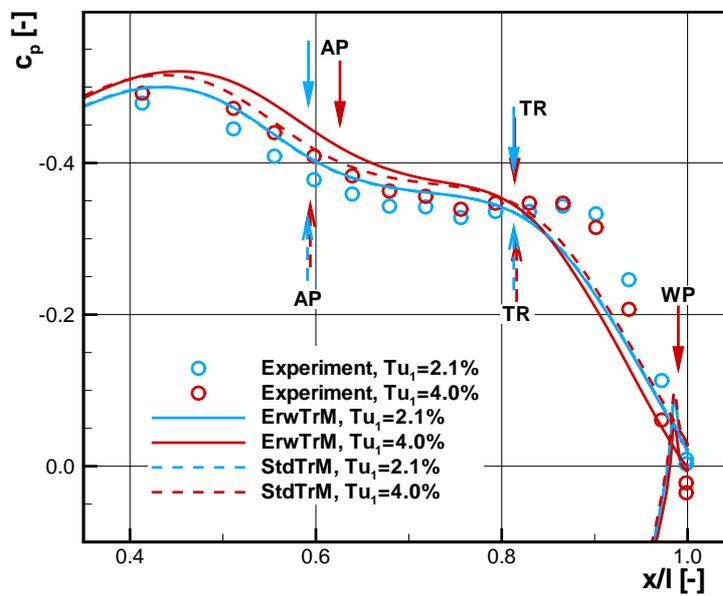


Abb. 5.6: Ausschnittsvergrößerung der Profildruckverteilung im Verzögerungsbereich – $Re_{2th} = 70000$

Im Gegensatz zur Situation bei $Re_{2th} = 200\,000$ ist die saugseitige Druckverteilung bei einer Absenkung der Reynolds-Zahl auf $Re_{2th} = 70\,000$ deutlich durch den Zuströmturbulenzgrad beeinflusst. Dieser Einfluss beschränkt sich im Wesentlichen auf den saugseitigen Diffusionsbereich, welcher in Abb. 5.6 zur Verdeutlichung vergrößert dargestellt ist. In den experimentellen Ergebnissen schlägt sich der Einfluss eines erhöhten Turbulenzgrades von $Tu_1 = 4.0\%$ in einem niedrigeren Druckniveau im Bereich zwischen dem Geschwindigkeitsmaximum und dem Ablösepunkt nieder. Darüber hinaus lässt der steilere Gradient stromab des Transitionsbeginns auf eine Anfachung des Transitionsvorgangs durch die erhöhte Turbulenz schließen. Aus der gemessenen Verteilung ist nicht zweifelsfrei abzuleiten, ob die Strömung vor der Hinterkante wieder an das Profil anlegt oder nicht. Nichtsdestotrotz scheint dies für $Tu_1 = 4.0\%$ zumindest wahrscheinlicher als für $Tu_1 = 2.1\%$. Diese Effekte werden mit dem Erweiterten Transitionsmodell gut erfasst. Sowohl die Verschiebung des Druckniveaus stromauf der Ablösung als auch der steilere Gradient jenseits des Transitionsbeginns werden gut wiedergegeben. Während für $Tu_1 = 2.1\%$ eine offene Ablösung bestimmt wird, legt die Strömung bei $Tu_1 = 4.0\%$ unmittelbar vor der Hinterkante wieder an das Profil an. Während der Ablösepunkt stromab verschoben ist, wird der Transitionsbeginn für beide Turbulenzgrade an der gleichen Position bestimmt. Dies wird durch die Messung bestätigt, wie die nahezu identischen Druckbeiwerte an der Messposition $x/l \approx 0.83$ belegen. Nichtsdestotrotz wird der laminar-turbulente Umschlag durch das Transitionsmodell zu weit stromauf bestimmt. Diese Stromaufverschiebung des Transitionsbeginns kann auch als ursächlich für die leichte Abweichung zwischen dem gemessenen und dem berechneten Druckniveau stromauf angesehen werden, wie noch gezeigt wird.

Im Gegensatz zum Erweiterten Transitionsmodell ist die Standardvariante in diesem Betriebspunkt nur eingeschränkt in der Lage, den Einfluss des Zuströmturbulenzgrades wiederzugeben. Insbesondere die Verschiebung des Ablösepunktes bleibt unberücksichtigt. Ein analoges Bild zeigt sich ebenfalls für die anderen betrachteten Betriebspunkte, wie aus der in Abb. 5.7 gezeigten Zusammenstellung der berechneten Ablöse-, Transitions- und Wiederanlege-Positionen deutlich wird, in der diese in Abhängigkeit der Abström-Reynolds-Zahl Re_{2th} und des Turbulenzgrades Tu_1 für beide Transitionsmodellvarianten aufgetragen sind. Zur besseren Orientierung ist zusätzlich der hintere Teil der Profilkontur dargestellt. Während das Erweiterte Transitionsmodell eine Verkürzung der Ablöseblase infolge eines höheren Turbulenzgrades für alle Reynolds-Zahlen $Re_{2th} \leq 200\,000$ liefert, zeigen sich die Ergebnisse des Standard Transitionsmodell davon unbeeinflusst und sind nahezu deckungsgleich mit denen des Erweiterten Modells bei $Tu_1 = 2.1\%$.

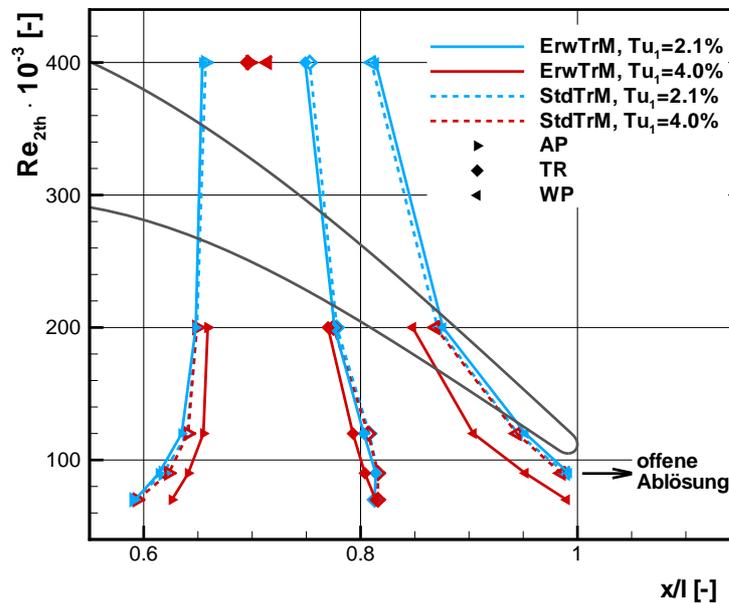


Abb. 5.7: Einfluss der Reynolds-Zahl und des Zuströmturbulenzgrades auf die Länge der laminaren Ablöseblase

Eine von diesem allgemeinen Trend abweichende Situation ist für $Re_{2th} = 400000$ zu beobachten. Während die Transition bei $Tu_1 = 2.1\%$ ebenfalls über eine laminare Ablöseblase erfolgt, wird der Transitionsbeginn bei $Tu_1 = 4.0\%$ bereits minimal stromauf des Ablösepunktes bestimmt. Der wandnormale turbulente Impulsaustausch in der transitionalen Grenzschicht erfolgt jedoch nicht schnell genug, als dass die Ablösung komplett unterdrückt würde. Eine genauere Analyse der Simulationsergebnisse zeigt, dass die Transition in diesem Fall nicht über den ablöseinduzierten Modus, sondern als Bypass-Transition ausgelöst wird. Da die zugrundeliegenden Korrelationen für diesen Transitionsmodus in beiden betrachteten Modellvarianten identisch implementiert sind, sind auch keine Unterschiede zwischen beiden Varianten erkennbar. Der Vergleich mit den gemessenen Profildrücken für diesen Betriebspunkt (nicht explizit gezeigt) bestätigt die nahezu vollständige Unterdrückung der Ablöseblase bei $Tu_1 = 4.0\%$ nicht. Der Einfluss des Zuströmturbulenzgrades auf das Einsetzen der Bypass-Transition wird für das hohe Reynolds-Zahl-Niveau somit überbewertet.

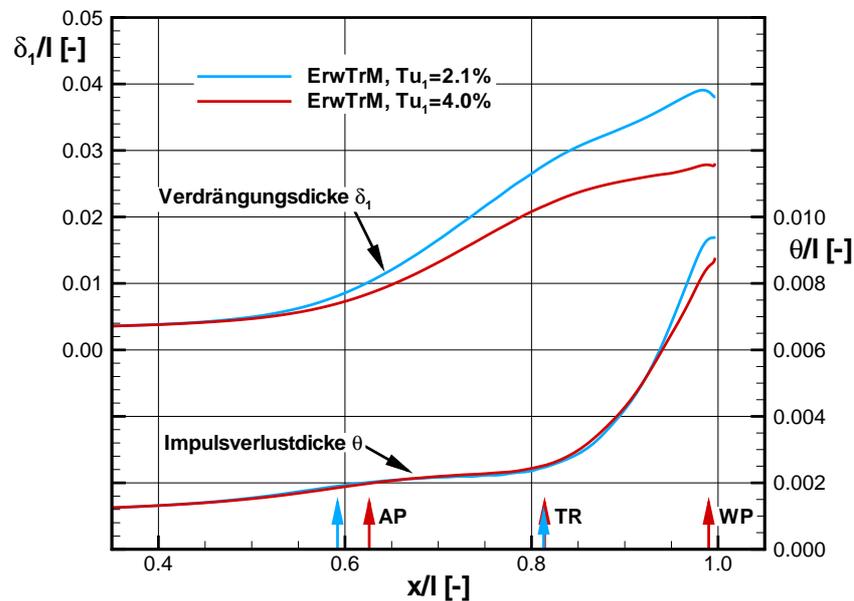


Abb. 5.8: Verdrängungs- und Impulsverlustdicke im saugseitigen Verzögerungsbereich – $Re_{2th} = 70000$

5.3.2 Grenzschichtentwicklung

Die beobachtete Profildruckverteilung ist letztendlich von der lokalen Verdrängungswirkung der Grenzschicht abhängig, welche infolge des Turbulenzgradeinflusses offensichtlich modifiziert wird. Einen detaillierten Einblick in die saugseitige Grenzschichtentwicklung gibt Abb. 5.8, in der für eine Reynolds-Zahl von $Re_{2th} = 70000$ die auf die Sehnenlänge bezogene Verdrängungs- und Impulsverlustdicke (δ_1/l – obere Kurve und θ/l – untere Kurve) über die relative Sehnenlänge x/l aufgetragen sind. Zur besseren Orientierung sind zudem die Positionen *AP*, *TR* und *WP* eingetragen. Auf die Darstellung der Ergebnisse des Standard Transitionsmodells sei an dieser Stelle verzichtet, da dieses für beide betrachteten Turbulenzgrade nahezu identische Verteilungen wie die für $Tu_1 = 2.1\%$ gezeigten liefert.

Die Verläufe der Verdrängungsdicke (obere Kurven) sind im laminaren Bereich stromauf des Ablösepunktes durch einen moderaten Zuwachs gekennzeichnet, während im Bereich der Ablösung ein starker Anstieg zu verzeichnen ist. Das Niveau der Verdrängungsdicke ist an der Hinterkante um circa eine Größenordnung größer als im laminaren Bereich. Die Grenzschichtentwicklung zeigt sich indes im Bereich abgelöster Strömung stark vom Turbulenzgrad der

Außenströmung beeinflusst. Dies äußert sich in einer deutlichen Reduktion der Impulsverlustdicke nahe der Hinterkante um bis zu 30 % infolge eines erhöhten Zuströmturbulenzgrades. Die somit verminderte Verdrängungswirkung der Grenzschicht ist als ursächlich für die weniger ausgeprägte Stromaufwirkung der Ablöseblase und der damit verbundenen Abschwächung der Saugspitze (vgl. Abb. 5.6) anzusehen. In diesem Zusammenhang wird auch ersichtlich, dass das im Vergleich zu den Messwerten für beide betrachtete Turbulenzniveaus zu gering bestimmte Druckniveau stromauf der Ablöseblase seine Ursache in der frühzeitig einsetzenden Transition hat. Die Impulsverlustdicke stromauf des Umschlagpunktes wächst zunächst stärker an als dies im darauffolgenden transitionalen Bereich der Fall ist. Insbesondere für $Tu_1 = 4.0\%$ ist hier ein deutliches Abflachen des Gradienten zu erkennen. Eine hypothetische Stromabverlagerung des Transitionsbeginns (wie in der Messung beobachtet) würde somit zu einer weiteren Aufdickung der Grenzschicht an der Hinterkante und einer entsprechend stärkeren Stromaufwirkung führen.

Der Verlauf der Impulsverlustdicke (Abb. 5.8, untere Kurven) ist ebenfalls durch einen moderaten Anstieg im Bereich laminarer Strömung gekennzeichnet, welcher sich jedoch zunächst auch über den Ablösepunkt hinweg fortsetzt. Erst mit dem Einsetzen der Transition steigen die Werte bis zur Hinterkante schließlich steil an. Diese Charakteristik ist auf den mit dem gesteigerten Impulsaustausch innerhalb der Grenzschicht einhergehenden kontinuierlichen Abbau der wandnahen Rückströmung, welche einen negativen Beitrag in der Integration der Impulsverlustdicke liefert, zurückzuführen. Wie bereits gezeigt wurde, wird der Transitionsprozess durch erhöhte Turbulenzgrade in der Außenströmung beschleunigt, was mit einer Reduktion der Impulsverlustdicke an der Hinterkante von 9 % für die betrachtete Turbulenzgradvariation einhergeht.

Die in Abb. 5.8 gezeigten Ergebnisse liefern eine gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen von Yaras (2002), der aus Messungen an einer ebenen Platte mit positivem Druckgradienten ableitet, dass sich der Einfluss der Zuströmturbulenz im Wesentlichen in einer Variation der maximalen Verdrängungsdicke im Bereich der Ablöseblase äußert. Grenzschichtmessungen an einem Niederdruckturbinenprofil²² im Bereich der saugseitigen laminaren Ablöseblase wurden von Opoka und Hodson (2005) für verschiedene Zuströmturbulenzgrade durchgeführt. Die ermittelten Verteilungen von Verdrängungs- und Impulsverlustdicke zeigen ebenfalls eine qualitativ gute Übereinstimmung mit den hier gezeigten Simulationsergebnissen.

²² Die Messungen erfolgten unter Low-Speed-Bedingungen am Gitter T106A.

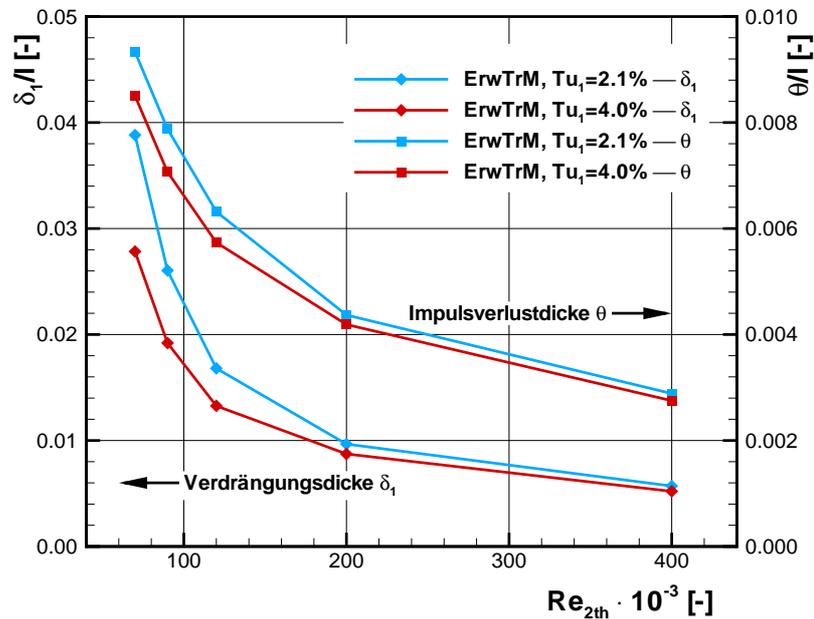


Abb. 5.9: Einfluss der Reynolds-Zahl und des Zuströmturbulenzgrades auf die Verdrängungs- und Impulsverlustdicke an der saugseitigen Hinterkante ($x/l = 0.99$)

Eine Reduktion der Verdrängungs- und der Impulsverlustdicke infolge eines erhöhten Zuströmturbulenzgrades kann über den gesamten betrachteten Reynolds-Zahl-Bereich beobachtet werden. Dies ist in Abb. 5.9 dargestellt, in der die jeweiligen Werte nahe der Hinterkante ($x/l = 0.99$) in Abhängigkeit der Abström-Reynolds-Zahl aufgetragen sind. Die Ergebnisse belegen zudem eine deutliche Aufdickung der Grenzschicht mit sinkender Reynolds-Zahl, was auf die immer größer werdende Ablöseblase in diesen Betriebspunkten zurückzuführen ist (vgl. Abb. 5.7). Dementsprechend ist der Einfluss des Turbulenzgrades bei niedrigen Reynolds-Zahlen am ausgeprägtesten, während die Grenzschicht im hohen Reynolds-Zahl-Bereich weniger sensitiv reagiert. In Bezug auf die Verdrängungswirkung erklärt dies auch, warum in der Profildruckverteilung für $Re_{2th} = 200000$ (Abb. 5.4) kaum ein Einfluss des Zuströmturbulenzgrades erkennbar ist.

5.3.3 Verlustentwicklung

Während die jeweils erzielte Profildruckverteilung in direktem Zusammenhang mit der erreichbaren Strömungsumlenkung steht,²³ sind die auftretenden Totaldruckverluste ein Maß für die Effizienz, mit der die jeweilige Umlenkung realisiert wird. Abbildung 5.10 zeigt einen Vergleich zwischen den berechneten und den gemessenen integralen Totaldruckverlusten in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl. Alle Werte sind auf den gemessenen Verlustbeiwert ζ_{ref} bei $Re_{2th} = 200\,000$ und $Tu_1 = 4.0\%$ bezogen. Zusätzlich zu den transitionalen Simulationsergebnissen, die mit dem Standard und dem Erweiterten Transitionsmodell gewonnen wurden, sind zum Vergleich ebenfalls Ergebnisse vollturbulenter Rechnungen angeführt. Die experimentellen Ergebnisse belegen einen steilen Anstieg der Verluste im Bereich kleiner Reynolds-Zahlen, welcher mit dem Anwachsen der Ablöseblase assoziiert werden kann. Die vollturbulenten Rechnungen sind folglich nicht in der Lage, diesen Anstieg korrekt zu erfassen. Im Bereich hoher Reynolds-Zahlen werden hingegen zu hohe Verluste bestimmt, da auch die tatsächlich laminaren Grenzschichtanteile als turbulent betrachtet werden. Im Gegensatz dazu liefern die transitionalen Rechnungen eine realistische Einschätzung der Verlustentwicklung über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich.

Es lässt sich zeigen, dass der mit den Reibungseffekten innerhalb der Grenzschicht verbundene Totaldruckverlust mit der Impulsverlustdicke an der Hinterkannte korreliert (Denton, 1993; Hourmouziadis, 1989). Eine infolge des erhöhten Turbulenzniveaus reduzierte Impulsverlustdicke konnte für alle betrachteten Betriebspunkte nachgewiesen werden (vgl. Abb. 5.9). Nichtsdestotrotz kann eine Reduktion der Verluste nur für Reynolds-Zahlen $Re_{2th} \leq 120\,000$ beobachtet werden. Diese Charakteristik ist nicht alleine darauf zurückzuführen, dass die Reduktion der Impulsverlustdicke für diese Betriebspunkte besonders groß ausfällt, sondern auch auf die Tatsache, dass die saugseitigen Verluste insbesondere durch das Auftreten der Ablöseblase einen überproportionalen Anteil an den Gesamtverlusten haben. Bei höheren Reynolds-Zahlen verschiebt sich dieses Verhältnis in Richtung der mit der druckseitigen Grenzschicht assoziierten Anteile sowie den Verlusten infolge von Mischung und endlicher Hinterkantendicke.

In Übereinstimmung mit den bisher diskutierten Ergebnissen wird der verlustreduzierende Einfluss der erhöhten Zuströmturbulenz im Bereich niedriger Reynolds-Zahlen nur durch das

²³ Aus der Druckverteilung lässt sich die resultierende Schaufelkraft bestimmen. Diese ist proportional zur Impulsänderung in Umfangsrichtung und somit zur spezifischen Arbeit.

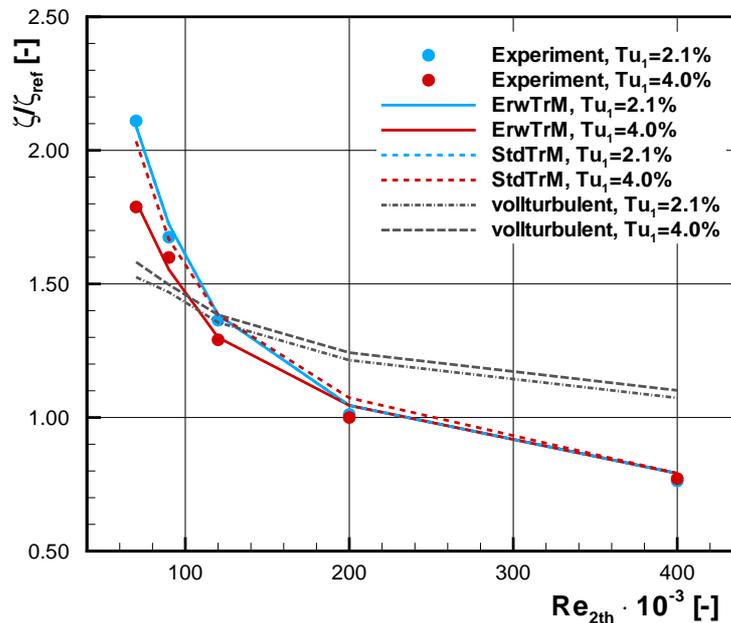


Abb. 5.10: Einfluss der Reynolds-Zahl und des Zuströmturbulenzgrades auf die integralen Totaldruckverluste

Erweiterte Transitionsmodell korrekt wiedergegeben, wobei auch eine hervorragende quantitative Übereinstimmung gegeben ist. Die Verlustreduktion erreicht für die niedrigste untersuchte Reynolds-Zahl von $Re_{2th} = 70000$ einen Wert von 16 %. Alleine dieser Wert belegt die Notwendigkeit einer realistischen Erfassung des Einflusses des Zuströmturbulenzgrades im Auslegungsprozess.

Eine detaillierte Analyse der Verluste ermöglicht der Vergleich der Simulationsergebnisse mit den gemessenen Nachlauftraversen, wie er in Abb. 5.11 für die beiden Reynolds-Zahlen $Re_{2th} = 70000$ und $Re_{2th} = 200000$ dargestellt ist. Das Diagramm zeigt die Verteilung des lokalen Verlustbeiwertes $\zeta(u)/\zeta_{ref}$ in Abhängigkeit der mit der Teilung normierten Umfangsposition u/t . Die Auswerteebene befindet sich in einem Abstand von 40 % axialer Sehnenlänge stromab der Hinterkante. Bei einer Abström-Reynolds-Zahl von $Re_{2th} = 200000$ (untere Kurve und Skala) stimmt die berechnete Verteilung hinlänglich mit den gemessenen Werten überein. Das Verlustmaximum im Zentrum des Nachlaufs wird durch die Simulation leicht überschätzt, während die Form des Nachlaufs insgesamt etwas schlanker vorhergesagt wird. Ein Einfluss des Zuströmturbulenzgrades ist sowohl beim Vergleich der numerischen als auch der experimentellen Daten untereinander nicht zu erkennen.

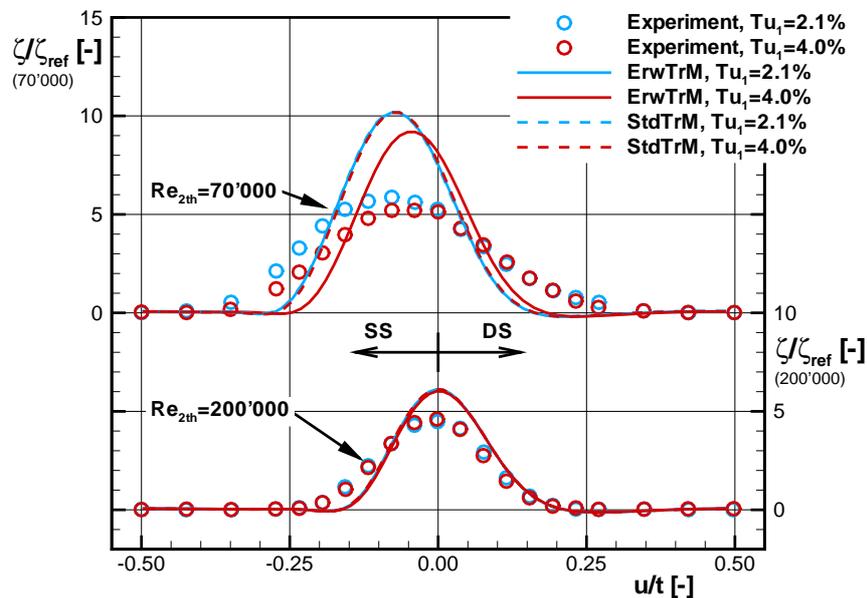


Abb. 5.11: Nachlauftraversen des lokalen Verlustbeiwertes – $Re_{2th} = 70\,000$ (obere Kurve und Skala) und $Re_{2th} = 200\,000$ (untere Kurve und Skala)

Bei einer Abström-Reynolds-Zahl von $Re_{2th} = 70\,000$ (Abb. 5.11, obere Kurve und Skala) wird die im Vergleich zur Messung schlankere Form der Nachlaufdüse deutlich ausgeprägter. Während zudem das Verlustmaximum in den experimentellen Daten für beide Reynolds-Zahlen nahezu identisch ist, ist hier in den numerischen Ergebnissen ein deutlicher Zuwachs zu verzeichnen. Anhand von Abb. 5.8 wurde bereits diskutiert, dass für die Messungen eine etwas stärkere Aufdickung der Grenzschicht im Vergleich zur Rechnung wahrscheinlich ist. Nichtsdestotrotz sind die hier beobachteten Abweichungen alleine durch diesen Einfluss nicht vollständig zu erklären. Offenbar wird die Ausmischung im Schaufelnachlauf und somit der Abbau der Geschwindigkeitsgradienten durch das verwendete Turbulenzmodell unterbewertet.²⁴ Die Gründe hierfür sind im Wesentlichen weniger in modellspezifischen Eigenheiten sondern vielmehr in der stationären RANS-Formulierung im Allgemeinen zu suchen. Zum einen wird die Turbulenz besonders im Nahfeld des Nachlaufs im Gegensatz zu den Annahmen des Turbulenzmodells nicht isotrop sein (vgl. Kap. 2.2). Zum anderen ist insbesondere für niedrige Reynolds-Zahlen davon auszugehen, dass die Nachlaufströmung nicht stationär

²⁴ Es sei in diesem Zusammenhang betont, dass die Ausmischung als solche kein Problem der Transitions- sondern vielmehr der Turbulenzmodellierung ist.

sondern durch ein periodisches Wirbelabwerfen an der stumpfen Schaufelhinterkante gekennzeichnet ist. Diese großskaligen Wirbel führen im zeitlichen Mittel zu einer verstärkten Durchmischung quer zur Hauptströmungsrichtung. Dieser Effekt ist im Rahmen einer stationären Simulation selbstverständlich nicht darstellbar.²⁵

Unabhängig von den Abweichungen in der Form der Nachlaufdelle ist für diesen Betriebspunkt jedoch ein signifikanter Einfluss des Zuströmerturbulenzgrades zu verzeichnen, welcher durch das Erweiterte Transitionsmodell korrekt wiedergegeben wird. Dieser äußert sich in einer Verschiebung des Verlustmaximums in Umfangsrichtung sowie in einer leichten Reduktion des Maximalwertes bei $Tu_1 = 4.0\%$. Es fällt auf, dass die rechte Flanke der Verlustverteilung, welche aus der druckseitigen Grenzschicht hervorgeht, nahezu unbeeinflusst ist. Die Änderungen auf der saugseitigen Flanke stehen dementsprechend in direkter Beziehung zu der in Abb. 5.8 gezeigten Aufdickung der Grenzschicht. Die Umfangsverschiebung der Nachlaufkurve zwischen den beiden Betriebspunkten $Re_{2th} = 200000$ und $Re_{2th} = 70000$ ist mit einer verringerten Umlenkung verbunden. Im Falle einer offenen Ablösung, wie sie bei $Re_{2th} = 70000$ und $Tu_1 = 2.1\%$ vorhergesagt wird (vgl. Abb. 5.7), wird die Minderumlenkung besonders stark. Folglich erreicht die Umfangsverschiebung der Nachlaufdelle für diesen Betriebspunkt ihre stärkste Ausprägung.

Es mag zunächst widersprüchlich erscheinen, dass einerseits die integralen Totaldruckverluste durch die Rechnungen mit dem Erweiterten Transitionsmodell in sehr guter quantitativer Übereinstimmung mit den Messwerten bestimmt werden (vgl. Abb. 5.10), und dass andererseits eine zum Teil deutlichen Diskrepanz bezüglich der Form der Nachlaufdellen besteht. Das weitere Ausmischen der Nachläufe ist prinzipiell mit zusätzlichen Verlusten verbunden, und es bleibt zu klären, ob die gute Vorhersage der integralen Verlustbeiwerte auch bei weiter stromab gelegener Auswerteebene bestehen bliebe. Abbildung 5.12 zeigt die Verteilung der lokalen Entropieproduktionsrate \dot{S}_{prod} , welche in Abhängigkeit der lokalen Temperatur- und Geschwindigkeitsgradienten (letzere zusammengefasst in der Dissipationsfunktion Φ) definiert ist (Bejan, 1982):

$$\dot{S}_{prod} = (\lambda + \lambda_T) \frac{(\nabla T)^2}{T^2} + (\mu + \mu_T) \frac{\Phi}{T} \quad (5.5)$$

²⁵ In einer zusätzlich durchgeführten zeitgenauen Simulation der Schaufelumströmung bei homogener Zuströmung für den Betriebspunkt $Re_{2th} = 70000$, $Tu_1 = 4.0\%$ konnte ein periodisches Wirbelabwerfen allerdings ebenfalls nicht beobachtet werden. Offensichtlich wird die Strömung diesbezüglich durch das Turbulenzmodell über die Maßen stabilisiert.

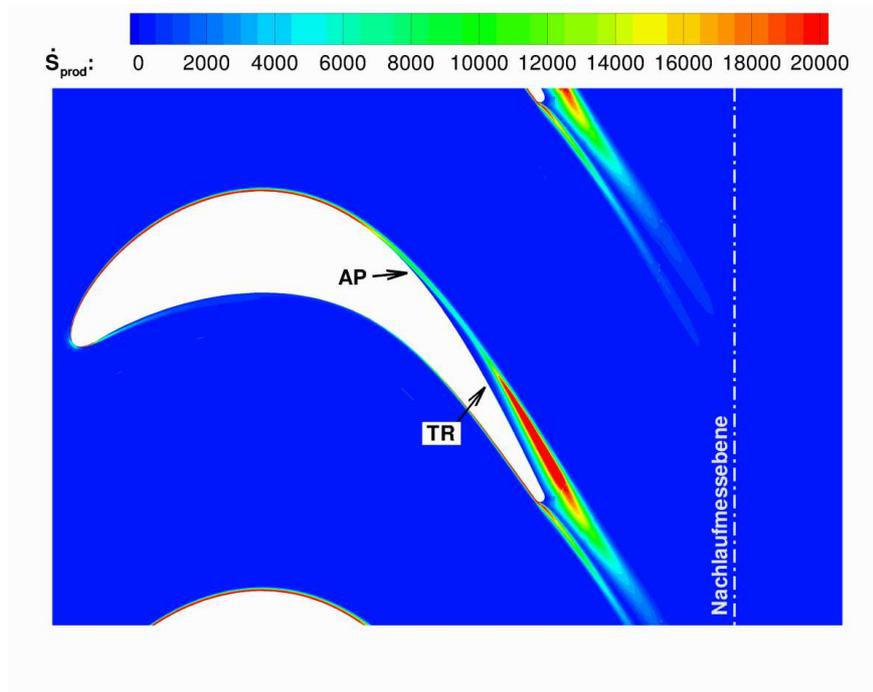


Abb. 5.12: Lokale Entropieproduktionsrate – $Re_{2th} = 70000$, $Tu_1 = 2.1\%$

Es besteht zudem ein direkter Zusammenhang zum integralen Totaldruckverlust, wie die folgende Gleichung verdeutlicht:²⁶

$$\int_{(V)} \dot{S}_{prod} dV = \dot{m}(s_2 - s_1) = -\dot{m}R \ln \frac{p_{t2}}{p_{t1}} \quad (5.6)$$

Abbildung 5.12 belegt zum einen, dass der signifikant größte Anteil der Verluste in der saugseitigen Grenzschicht und dort insbesondere im Bereich der abgelösten Scherschicht stromab des Transitionsbeginns generiert wird. Andererseits wird auch deutlich, dass die Verlustproduktion bis zur Auswerteebene nahezu vollständig abgeklungen ist. Obwohl in dieser Ebene, wie Abb. 5.11 belegt, immer noch starke Gradienten in der Strömung vorhanden sind, sind die Entropieproduktionsraten bereits auf deutlich unter 1% der Maximalwerte im übrigen Strömungsfeld abgeklungen. Daraus folgt, dass die weitere Ausmischung der Strömung

²⁶ Die Integration der berechneten Entropieproduktionsraten und die anschließende Bestimmung des Totaldruckverlustes gemäß Gl. 5.6 liefert für die betrachteten Betriebspunkte eine qualitativ gute Übereinstimmung mit der in Abb. 5.10 gezeigten Verlustcharakteristik. Es sind jedoch quantitative Abweichungen zu verzeichnen, die auf unterschiedliche Ortsdiskretisierungen innerhalb des Strömungslösers und des Postprozessors zurückzuführen sind. Nichtsdestotrotz eignet sich die in Abb. 5.12 gewählte Darstellungsform hervorragend, um die Regionen starker Verlustproduktion zu identifizieren.

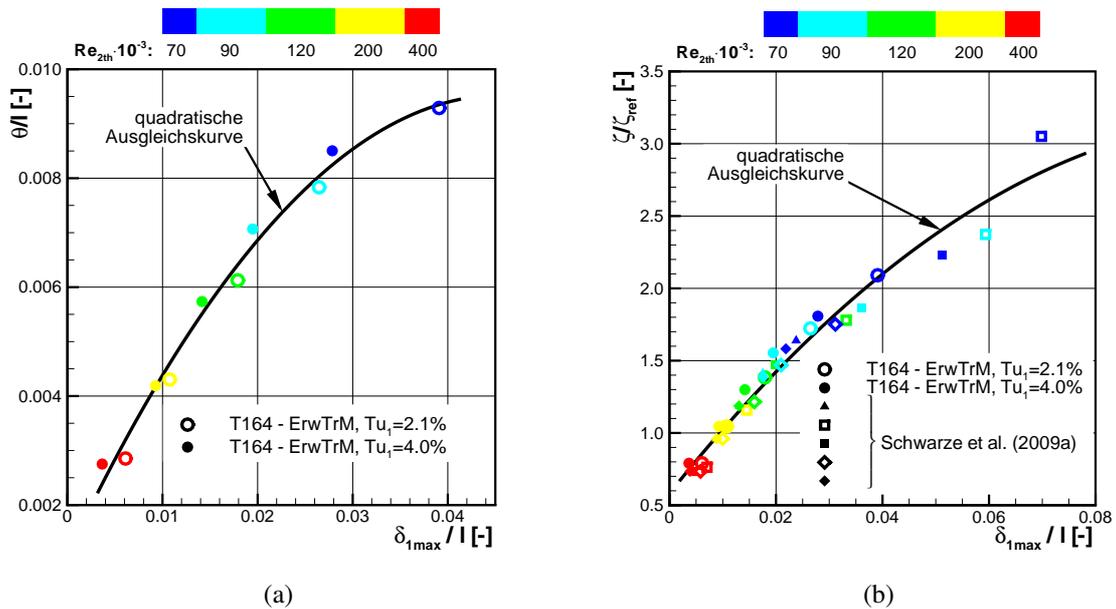


Abb. 5.13: Korrelation zwischen der maximalen Verdrängungsdicke in der Ablöseblase und der Impulsverlustdicke an der Hinterkante (a) bzw. dem integralen Verlustbeiwert (b)

stromab keine relevanten zusätzlichen Verluste verursacht. Diese Feststellung deckt sich mit der Aussage von Denton (1993), dass die korrekte Vorhersage des integralen Totaldruckverlustes unabhängig von den Details des Ausmischungsprozesses ist, sondern vielmehr eine genaue Bestimmung der Grenzschicht an der Hinterkante des Profils erfordert. Dies ist für die hier vorgestellten Untersuchungen offensichtlich der Fall.

Nichtsdestotrotz ist eine direkte Validierung der berechneten Grenzschichtgrößen, wie sie in den Abb. 5.7 – 5.9 gezeigt sind, anhand von Messdaten nicht möglich, da die Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht experimentell nicht bestimmt wurde. Um die gewonnenen Ergebnisse diesbezüglich besser einordnen zu können, sei an dieser Stelle ein Vergleich mit in der Literatur veröffentlichten Daten und Korrelationen angeführt. Abbildung 5.13a zeigt eine Auftragung der Impulsverlustdicke θ an der saugseitigen Hinterkante über der maximalen Verdrängungsdicke δ_{1max} im Bereich der Ablöseblase. Die gewählte Darstellung ist durch eine Untersuchung von Hourmouziadis und Hofmann (2006) inspiriert, die für eine Ablöseblase an einer ebenen Platte mit positivem Druckgradienten einen direkten Zusammenhang zwischen der maximalen Verdrängungsdicke und der Impulsverlustdicke stromab des Wiederanlegepunktes feststellen konnten, welcher unabhängig von der Reynolds-Zahl und vom Turbulenzgrad der Zuströmung ist. Anhand von Abb. 5.13a wird ersichtlich, dass ein solcher

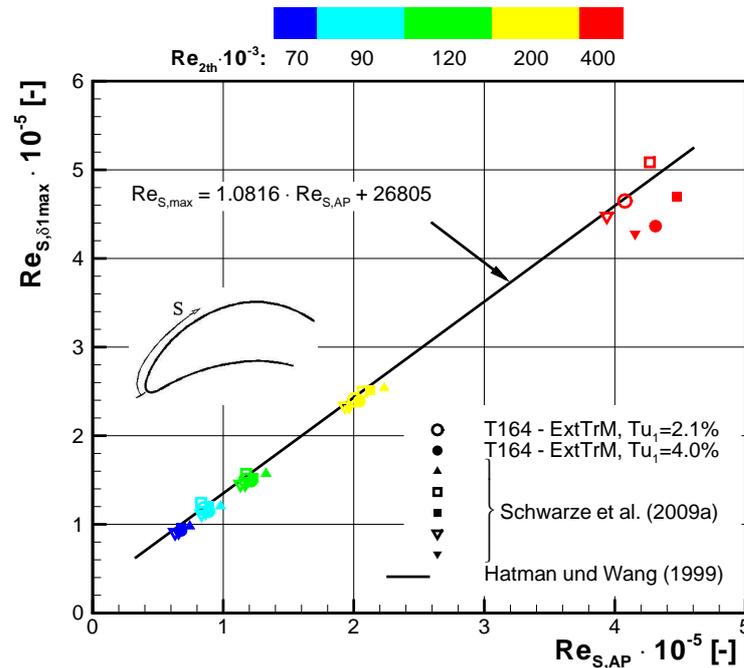


Abb. 5.14: Reynolds-Zahl-Korrelation zwischen der maximalen Verdrängungsdicke und der Position des Ablösepunktes – Vergleich mit Daten von Schwarze et al. (2009a) und der Korrelation nach Hatman und Wang (1999)

Zusammenhang ebenfalls aus den mit dem Erweiterten Transitionsmodell gewonnenen Simulationsergebnissen abgeleitet werden kann.

Eine modifizierte Auswertung dieses Zusammenhangs zeigt Abb. 5.13b, in der anstelle der Impulsverlustdicke der integrale Verlustbeiwert ζ/ζ_{ref} über der maximalen Verdrängungsdicke aufgetragen ist. Neben den hier bereits diskutierten Ergebnissen für das T164 sind zusätzlich Simulationsergebnisse von Schwarze et al. (2009a) aufgeführt, welche unter analogen Randbedingungen für verschiedene andere Niederdruckturbinenkaskaden gewonnen wurden. Während der Zusammenhang zwischen δ_{1max} und θ für jede Kaskade individuell verschieden ist, ergibt sich eine vom einzelnen Fall nahezu unabhängige Korrelation mit den integralen Verlusten.

Einen direkten Vergleich der für das T164 gewonnenen Daten mit experimentellen Ergebnissen (Hatman und Wang, 1999) zeigt Abb. 5.14, in der die Lage des Ablösepunktes und der maximalen Blasenverdrängung gegenübergestellt sind. Die angegebenen Reynolds-Zahlen wurden mit der Lauflänge s entlang der Profilloberfläche ausgehend vom vorderen Staupunkt gebildet.

Zusätzlich sind wiederum Ergebnisse von Schwarze et al. (2009a) sowie die aus der Analyse verschiedener Versuchsreihen abgeleitete lineare Korrelation von Hatman und Wang (1999) enthalten. Es zeigt sich eine insgesamt gute Übereinstimmung zwischen den numerisch gewonnenen Daten mit der Korrelationsfunktion, welche ebenfalls unabhängig vom Turbulenzgrad ist. Auf die Ursache für die bei $Re_{2th} = 400000$ und $Tu_1 = 4.0\%$ abweichenden Werte wurde bereits am Ende des Kapitels 5.3.1 eingegangen.

Insgesamt liefern die in den Abb. 5.13 und 5.14 gezeigten Korrelationen einen eindeutigen Hinweis darauf, dass der Einfluss des Zuströmturbulenzgrades auf die Grenzschichtentwicklung in der Ablöseblase durch das Erweiterte Transitionsmodell realistisch wiedergegeben wird.

5.4 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Die Ergebnisse der Simulationsrechnungen am Gitter T164 zum Einfluss der Zuströmturbulenz bei homogener stationärer Zuströmung lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die erforderliche Auflösung des Rechnetzes wurde im Rahmen einer Sensitivitätsanalyse abgeschätzt. Das für die weiteren Untersuchungen ausgewählte Gitter liefert sowohl bezüglich integraler Beurteilungsparameter als auch bezüglich lokaler Grenzschichtgrößen keine signifikant abweichenden Ergebnisse im Vergleich zu den zum Teil deutlich feiner aufgelösten Gittern.
- Für den Eintrittsrand musste aufgrund nicht vorhandener geeigneter Messdaten ein Wert für das turbulente Längenmaß abgeschätzt werden. Mittels einer Sensitivitätsanalyse und auf Basis theoretischer Überlegungen konnte ein geeigneter Vorgabewert ermittelt werden.
- Die Belastung des Profils wird in allen betrachteten Betriebspunkten insgesamt gut wiedergegeben. Durch dieses Ergebnis wird nicht zuletzt auch der gewählte Q3D-Berechnungsansatz bestätigt.
- Der bei niedrigen Reynolds-Zahlen deutlich ausgeprägte verlustreduzierende Einfluss eines erhöhten Zuströmturbulenzgrades wird durch das in Kap. 3.4.4 beschriebene Erweiterte Transitionsmodell korrekt wiedergegeben. In dieser Hinsicht konnte eine deutliche Verbesserung der Transitionsmodellierung erzielt werden.

- Eine detaillierte Analyse der saugseitigen Grenzschichtentwicklung offenbart ebenfalls einen signifikanten Einfluss des Turbulenzgrades, insbesondere bei kleinen Reynoldszahlen. Aufgrund des Zusammenhangs zwischen der Verdrängungswirkung der Grenzschicht und der Profildruckverteilung einerseits und zwischen der Impulsverlustdicke und dem Totaldruckverlust andererseits konnten diese Phänomene indirekt durch die Messdaten validiert werden.
- Darüber hinaus wurde die grundsätzliche Übereinstimmung der Grenzschichtentwicklung mit den aus der Literatur bekannten Ergebnissen anderer Autoren aufgezeigt.
- Die Gesamtheit der Ergebnisse läßt auf eine realistische Vorhersage der Grenzschichtentwicklung und des Einflusses des Zuströmturbulenzgrades für das Niederdruckturbinengitter T164 schließen.

Die Sensitivität der Transitionsmodellierung bezüglich des Einflusses des Turbulenzgrades der Außenströmung ist in Hinblick auf die Betrachtung periodisch instationärer Zuströmung von entscheidender Bedeutung, da der Mechanismus der nachlaufinduzierten Transition im wesentlichen auf einer lokalen Erhöhung des Turbulenzgrades am Grenzschichtrand beruht. Insofern wird das verwendete Rechenverfahren als prinzipiell gut geeignet für diese Untersuchungen angesehen. Die explizite Validierung des Verfahrens für periodisch instationäre Zuströmung sowie eine detaillierte Betrachtung der auftretenden Effekte ist Gegenstand des folgenden Kapitels.

6 Periodisch instationäre Zuströmung

T106D-EIZ

Die Validierung des eingesetzten Rechenverfahrens in Bezug auf die Simulation der Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion erfolgt am Niederdruckturbinengitter T106D-EIZ. Zusätzlich zu den stationären Standardmessungen liegen für dieses Gitter auch zeitaufgelöste experimentelle Ergebnisse bei periodisch instationärer Zuströmung vor. Alle im Rahmen dieser Teiluntersuchung durchgeführten Simulationsrechnungen wurden unter Verwendung der in Kap. 3.4.4 vorgestellten Erweiterungen der Transitionsmodellierung durchgeführt.

Zur Vereinfachung sind mit den Bezeichnungen *stationär* und *instationär* im Folgenden die Ergebnisse bei ungestörter Zuströmung (stationäre Simulation, keine Nachläufe) bzw. bei periodisch instationärer Zuströmung (instationäre Simulation, mit Nachläufen) gemeint.

6.1 Rechennetz

Die Untersuchungen am T106D-EIZ wurden als quasi-dreidimensionale Mittelschnittsrechnungen durchgeführt. Aufgrund des relativ geringen Streckungsverhältnisses von $h/l = 1.76$ hat es sich als zwingend notwendig erwiesen, den Einfluss der Seitenwandgrenzschichten auf die Strömung im Mittelschnitt zu modellieren. Die gewählte Stromröhrenkontraktion ist das Ergebnis verschiedener Voruntersuchungen, wie noch gezeigt wird.

Das verwendete blockstrukturierte Rechennetz, welches sowohl das Schaufelprofil als auch die nachlauferzeugenden Zylinderstäbe (im Folgenden als EIZ-Stäbe bezeichnet) enthält, ist in Abb. 6.1 dargestellt. Während die Teilung des Schaufelgitters exakt dem der experimentellen Untersuchungen entspricht, wurde die Teilung der EIZ-Stäbe um 12.5 % von 40 mm

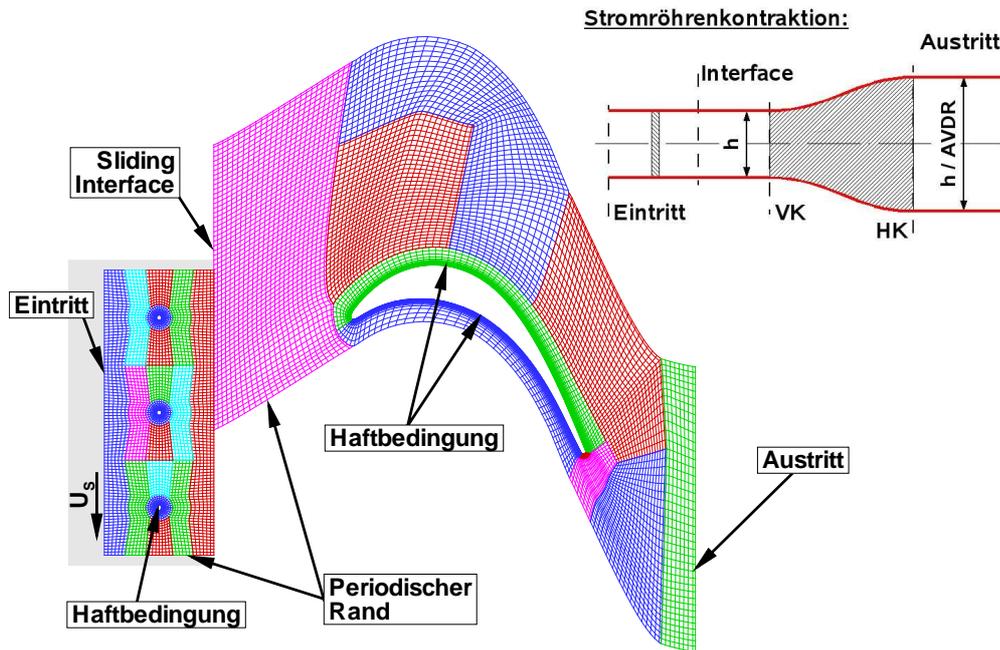


Abb. 6.1: Rechengitter T106D-EIZ (optimiertes Netz, jeder zweite Knoten dargestellt)

auf nunmehr 35mm skaliert, um geometrische Periodizität innerhalb einer Schaufelpassage zu erzielen.

Die Topologie des Rechnetzes im Bereich des Schaufelgitters basiert auf dem für das T164 entworfenen Rechnetetz (vgl. Abb. 5.1). Ein im Bereich der Schaufelpassage zusätzlich eingefügter Block führt zu einer Entkoppelung der lateralen Knotendichte in der Zu- und Abströmung des Gitters. Diese Topologie ist das Resultat einer Sensitivitätsanalyse zur erforderlichen Netzauflösung, welche im Folgenden noch kurz umrissen wird. Der Bereich der EIZ-Stäbe wurde mit einer einfachen OH-Topologie vernetzt, welche eine feine Auflösung der Stabgrenschichten und eine gute Orthogonalität der Netzzellen gewährleistet.

Bei allen instationären Simulationen wird der die EIZ-Stäbe enthaltende Teil des Netzes mit der jeweiligen Umfangsgeschwindigkeit U_s entlang des *sliding interface* gegenüber der unbewegten Schaufelpassage verschoben. Im Gegensatz zu den übrigen Blockgrenzen koinzidieren die Netzelemente entlang des *sliding interface* nicht. Stattdessen erfolgt eine voll konservative Koppelung beider Bereiche über den *patched cells* Ansatz. Für alle stationären Vergleichsrechnungen bei ungestörter Zuströmung wurde der gesamte EIZ-Bereich des Netzes durch einen einzelnen H-Block ersetzt, so dass die axiale Position des Einströmrandes unverändert ist.

Tab. 6.1: Netzvarianten für T106D-EIZ

Netz		N_{ges}	N_{OC}	$(N_{nom}/N)^{1/2}$	y^+
Basisnetz	grob	6 800	136×24	1.95	0.9
	nominal	26 000	271×46	1	0.4
	fein	104 000	542×92	0.5	0.2
	sehr fein	415 000	1084×184	0.25	0.1
<i>Optimiertes Netz</i>		<i>33 000</i>	<i>271×46</i>	<i>0.89</i>	<i>0.4</i>

Bestimmung der erforderlichen Knotendichte

Der Schwerpunkt der Untersuchungen am T106D-EIZ liegt in der Betrachtung instationärer Phänomene, so dass eine Netzsensitivitätsanalyse konsequenterweise auf der Basis instationärer Simulationen durchgeführt werden müsste. Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten instationären Simulationen werden jedoch bis zum Erreichen eines periodisch eingeschwungenen Zustands ca. 50–100 mal so viele Iterationen wie bei der stationären Vergleichsrechnung benötigt²⁷, was leicht zu Rechenzeiten von mehreren Tagen führt. Dieses Vorgehen muss somit aufgrund der insbesondere auf feinen Rechennetzen zusätzlich stark ansteigenden Rechenzeiten als nicht praktikabel bewertet werden, so dass die Analyse der Netzsensitivität auf stationäre Rechnungen beschränkt bleiben muss.

Zur Abschätzung einer geeigneten Netzauflösung sind in Bezug auf die Simulation der nachlaufbeeinflussten Grenzschichtentwicklung im Wesentlichen zwei Aspekte zu betrachten:

- Grenzschichtentwicklung bei ungestörter Zuströmung
- Konvektion des Nachlaufs durch die Schaufelpassage

Tabelle 6.1 gibt eine Übersicht über die für die Netzsensitivitätsstudie verwendeten Gitter. Die angegebenen Werte für die Anzahl der Netzzellen beziehen sich dabei nur auf die Passagenblöcke stromab des *sliding interface*. Die nominale Knotendichte des Basisnetzes wurde aus den für das T164 gewonnenen Erkenntnissen abgeleitet, wobei bereits eine feinere Auflösung des Grenzschichtbereiches vorgesehen wurde, da auf Grundlage der experimentellen Vergleichsergebnisse mit einer insgesamt ausgeprägteren Ablöseblase zu rechnen ist. Das in Abb. 6.1 bereits gezeigte optimierte Netz wurde mit der Maßgabe einer möglichst geringen

²⁷ Die angegebene Bandbreite gilt für die im Rahmen dieser Arbeit insgesamt betrachteten Betriebspunkte.

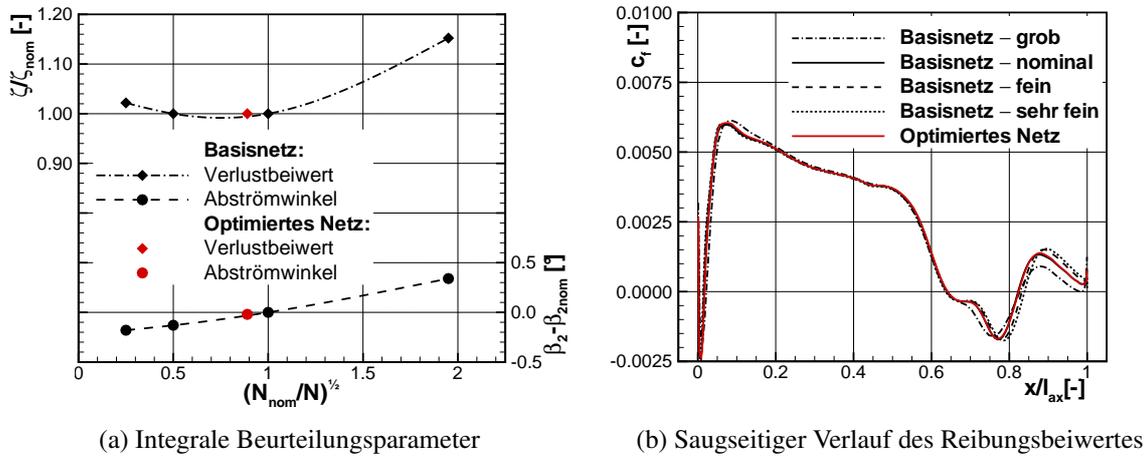


Abb. 6.2: Einfluss des Rechnetzes auf das Simulationsergebnis

aber in Hinblick auf die oben genannten Aspekte optimierten Knotendichte aus den für das Basisnetz gewonnenen Erkenntnissen abgeleitet.

Zur Beurteilung des Netzeinflusses auf die Grenzschichtentwicklung wurden mit den verschiedenen Netzen stationäre Rechnungen im Referenzbetriebspunkt (vgl. Tab. 4.1) bei homogener Zuströmung durchgeführt. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb. 6.2 dargestellt. Abgesehen von den Ergebnissen, welche auf dem groben Netz berechnet wurden, zeigt sich eine äußerst geringe Abhängigkeit von der jeweiligen Netzauflösung. Dies gilt sowohl für die Gegenüberstellung der integralen Beurteilungsparameter in Abb. 6.2a als auch für die in Abb. 6.2b gezeigte saugseitige Verteilung der Wandschubspannung.

In einem zweiten Schritt wurden stationäre Simulationen mit vorgeschaltetem Dellenerzeuger durchgeführt. Dabei wurde ein einzelner Stab so in der Zuströmung platziert, dass der erzeugte Nachlauf zentral durch die Schaufelpassage transportiert wird. Diese Konfiguration ist exemplarisch in Abb. 6.3a dargestellt. Der Stabnachlauf ist deutlich anhand eines erhöhten Niveaus der normierten Wirbelviskosität μ_T/μ^{28} zu erkennen. In Abb. 6.3b ist der normierte minimale Totaldruck p_t/p_{t1} innerhalb des Stabnachlaufs (entlang der gestrichelten Linie in Abb. 6.3a) für alle untersuchten Gittervarianten in Abhängigkeit von der axialen Lauflänge x/l_{ax} aufgetragen. Die Netzauflösung im Bereich des Dellenerzeugers ist in allen Fällen identisch. Vor dem Hintergrund der Ergebnisse bei stationärer Zuströmung wurde hier auf die Betrachtung des grob aufgelösten Netzes verzichtet. Insgesamt ist eine deutliche Abhängigkeit der Nachlauf-

²⁸ Diese entspricht der turbulenten Reynolds-Zahl Re_T , vgl. Gl. 5.2.

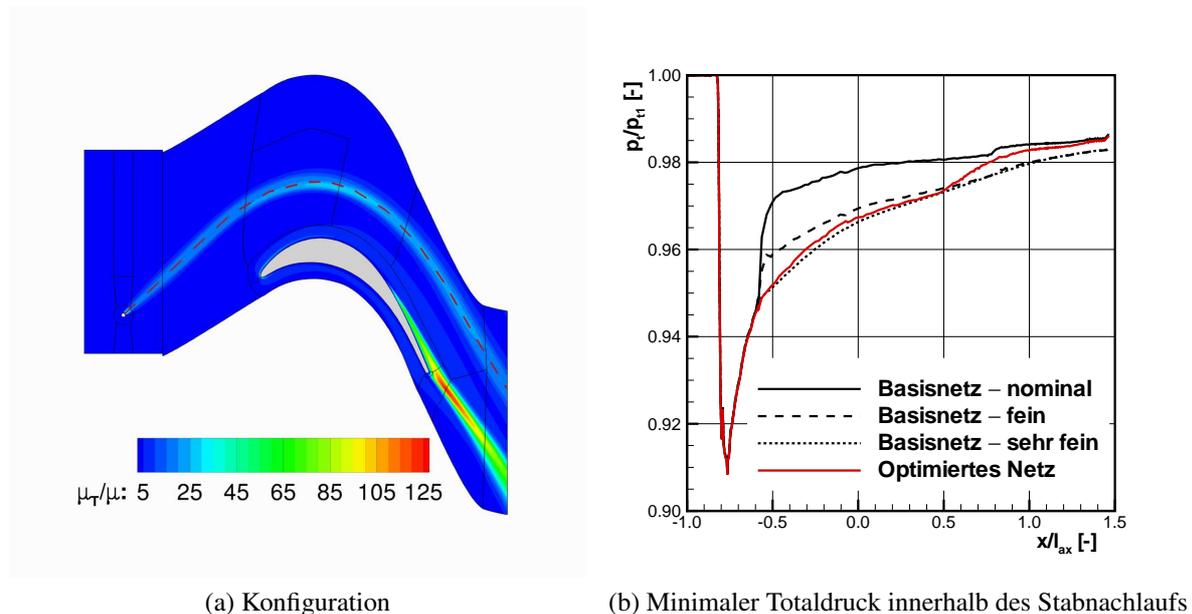


Abb. 6.3: Einfluss des Rechennetzes auf die Konvektion eines Stabnachlaufs

entwicklung vom verwendeten Rechennetz zu beobachten. Der steile Anstieg des Totaldrucks stromab der Interface-Ebene bei $x/l_{ax} \approx -0.6$ ist ein deutliches Indiz dafür, dass die Knotendichte in diesem Bereich sowohl für das nominal als auch für das fein aufgelöste Netz nicht ausreichend ist. Demgegenüber wird mit dem feinsten Netz ein stetiger Übergang berechnet. Durch die Verwendung der optimierten Netzvariante gelingt es, diesen Verlauf mit einer insgesamt deutlich reduzierten Anzahl an Netzzellen wiederzugeben. Erst stromab $x/l_{ax} \approx 0.5$ strebt die Kurve gegen die auf dem nominalen Basisnetz berechneten Lösung. Die Varianz zwischen den einzelnen Ergebnissen ist in diesem Bereich allerdings insgesamt deutlich kleiner.

Zusammenfassend lässt sich ableiten, dass das optimierte Rechennetz sowohl in Bezug auf die Grenzschichtentwicklung als auch auf die Nachlaufkonvektion einen guten Kompromiss darstellt. Es ist davon auszugehen, dass keine wesentlichen Netzeffekte bei der Simulation der instationären Nachlauf-Grenzschicht-Wechselwirkung auftreten.

Variation des Stromdichteverhältnisses

Durch die Verwendung des EIZ bei den experimentellen Untersuchungen am T106D-EIZ und der damit verbundenen Leckageströmung ergibt sich, wie bereits erwähnt wurde, eine Abweichung zwischen dem geometrischen Einbauwinkel des Gitters und dem sich einstellenden

aerodynamischen Zuströmwinkel. Darüber hinaus besteht die Notwendigkeit der Vorgabe einer mit der axialen Lauflänge veränderlichen Stromröhrendicke, durch die der Einfluss der Seitenwandgrenzschichten auf die Strömung im Mittelschnitt modelliert werden kann.²⁹ Ein Maß für die Stromröhrenkontraktion stellt das Stromdichteverhältnis *AVDR* (*Axial Velocity Density Ratio*) dar, welches die effektiven Strömungsquerschnitte am Ein- und Austritt des Gitters in Relation zueinander setzt:

$$AVDR = \frac{\rho_2 c_2 \sin \beta_2}{\rho_1 c_1 \sin \beta_1} = \frac{A_1}{A_2} \quad (6.1)$$

Beide Parameter können aus den vorhandenen Messdaten *a priori* nicht abgeschätzt und müssen stattdessen iterativ bestimmt werden. Abbildung 6.4 zeigt das Ergebnis einer systematischen Variation des Zuströmwinkels und des Stromdichteverhältnisses. Dargestellt ist der Vergleich zwischen den berechneten und der gemessenen Mach-Zahl-Verteilung entlang der gesamten Saugseite und auf der Druckseite im Bereich des vorderen Staupunktes.³⁰ Der Zuströmwinkel ist in Form eines Inzidenzwinkels³¹ bezogen auf den geometrischen Einbauwinkel β_{1geo} angegeben. Der Verlauf der Stromröhrendicke variiert im Bereich des Schaufelkanals entsprechend der in Abb. 6.1 gegebenen Skizze und wird dem Rechengitter als Dickenverteilung in Schaufelhöhenrichtung aufgeprägt.

Die Ergebnisse der rein zweidimensionalen Rechnungen ($AVDR = 1.0$) belegen, dass die Belastung des Profils ohne Modellierung von Seitenwandeffekten nur unzureichend wiedergegeben wird, und dass die Unterschiede zwischen Messung und Rechnung nicht alleine aus der Änderung der Zuströmrichtung zu begründen sind. Durch eine Anhebung des axialen Stromdichteverhältnisses kann jedoch eine deutliche Annäherung an die gemessene Verteilung erreicht werden. Die Sensitivität der Rechnung in Bezug auf eine alleinige Variation des Stromdichteverhältnisses ist am deutlichsten anhand eines Vergleiches der beiden Ergebnisse für $i = 3^\circ$ zu erkennen.

Bei der durchgeführten Parametervariation muss berücksichtigt werden, dass die Wiedergabe der saugseitigen Druckverteilung im Beschleunigungsbereich nur geringfügig durch weitere Modellierungseinflüsse beeinflusst wird, da die Verdrängungswirkung aufgrund dünner

²⁹ Beim Gitter T164 konnte auf die Modellierung des Seitenwandgrenzschichteneinflusses aufgrund des deutlich größeren Schaufelstreckungsverhältnisses verzichtet werden.

³⁰ An dieser Stelle sei auf eine detaillierte Diskussion der zugrundeliegenden Grenzschichteffekte verzichtet und stattdessen auf Kap. 6.3 verwiesen.

³¹ Definition: $i = \beta_1 - \beta_{1geo}$

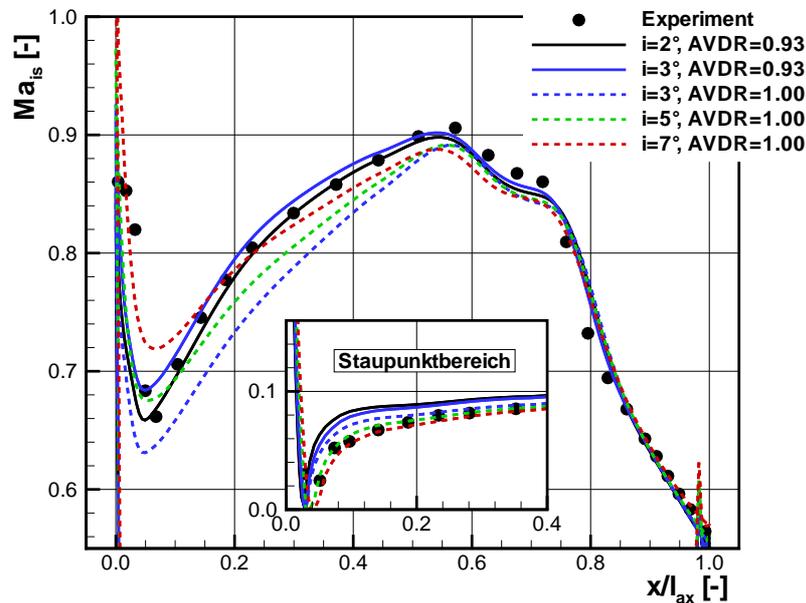


Abb. 6.4: Variation des Zuström winkels und des axialen Stromdichteverhältnisses (AVDR) bei stationärer Zuströmung

Grenzschichten in diesem Bereich äußerst gering ausfällt. Es ist somit davon auszugehen, dass die gefundenen Sensitivitäten korrekt wiedergegeben werden. Auf Basis der hier gezeigten Ergebnisse wurden alle im Folgenden präsentierten stationären und instationären Simulationen auf dem optimierten Rechnetnetz und mit einer aufgeprägten Kanalkontraktion entsprechend $AVDR = 0.93$ durchgeführt.

6.2 Randbedingungen

Die generelle Vorgehensweise bei der Belegung der Randbedingungen erfolgt in Analogie zu dem bereits für das T164 in Kap. 5.2 beschriebenen Vorgehen. Abweichungen ergeben sich allerdings durch die Tatsache, dass die experimentellen Vergleichsergebnisse für das T106D-EIZ bei eingebautem Dellenerzeuger gewonnen wurden sowie durch die Berücksichtigung der Stabbewegung bei periodisch instationärer Strömung. Beide Effekte betreffen in erster Linie die Wahl des vorzugebenden Zuström winkels. Dieser entspricht bei eingebautem EIZ im Allgemeinen nicht dem geometrischen Einbauwinkel und muss daher gemeinsam mit der

Anpassung der Stromröhrenkontraktion iterativ bestimmt werden. Wie aus Abb. 6.4 hervorgeht, ist die beste Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment auf der Saugseite für $AVDR = 0.93$ und einem Inzidenzwinkel von $i = 2^\circ$ gegeben. Die Schwierigkeit einer korrekten Bestimmung des Zuströmwinkels wird anhand des ebenfalls in Abb. 6.4 gezeigten Ausschnittes aus der druckseitigen Mach-Zahl-Verteilung im Bereich des vorderen Staupunktes deutlich. Die Simulationsergebnisse belegen eine Stromabverschiebung des Staupunktes mit steigender Inzidenz, wobei sich die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen für eine deutlich größere Inzidenz von $i = 7^\circ$ ergibt. Diese Diskrepanz kann auf den experimentellen Aufbau zurückgeführt werden: Für ein in Bezug auf die Einbausituation ähnliches Turbinengitter konnte Gomes (2008) zeigen, dass infolge des EIZ bedingten Leckagemassenstromes eine in Umfangsrichtung nicht homogene Zuströmung vorliegt. Für die experimentellen Untersuchungen am T106D-EIZ bedeutet dies, dass die Schaufel Nr. 4 (vgl. Abb. 4.2), an der die druckseitige Profildruckverteilung aufgenommen wurde, mit einem größeren Inzidenzwinkel angeströmt wird als die Schaufel Nr. 3, deren saugseitige Profildruckverteilung aufgenommen wurde. Diese Variation kann von der Simulation aufgrund der Vorgabe periodischer Ränder nicht wiedergegeben werden. Da sich die in diesem Kapitel angestellten Betrachtungen jedoch allein auf die saugseitige Grenzschichtentwicklung beziehen, und darüber hinaus die druckseitige Mach-Zahl-Verteilung stromab des in Abb. 6.4 gezeigten Ausschnitts weitgehend unbeeinflusst vom Zuströmwinkel ist, wird der Zuströmwinkel im Rahmen dieser Untersuchungen zu $\beta_1 = 129.7^\circ$ ($i = 2^\circ$) festgesetzt.

Bei der Simulation periodisch instationärer Zuströmung kommt es durch die Bewegung der EIZ-Stäbe zu einer zusätzlichen Änderung des Zuströmwinkels. Diese fällt im Rahmen der numerischen Untersuchungen im Allgemeinen größer aus als im Experiment, wie anhand von Abb. 6.5 erläutert werden soll. Der Zustand vor dem Stabgitter ist hier mit dem Index I und der Zustand stromab mit IS bezeichnet. Für den experimentellen Aufbau ergibt sich das im unteren Teil skizzierte Geschwindigkeitsdreieck (rot) nach Stadtmüller (2002). Obwohl im Relativsystem des Stabes keine Umlenkung der Strömung erfolgt, führt das durch den Stab hervorgerufene Geschwindigkeitsdefizit $\Delta w_S = w_1 - w_{1S}$ zu einer Ablenkung der Absolutgeschwindigkeit um den Winkel $\Delta\beta_{S,Exp}$. In der Simulationsrechnung (oberes Geschwindigkeitsdreieck, blau) ist aufgrund der umfangsperiodischen Modellierung zwingend Kontinuität in axialer Richtung gewährleistet, so dass $c_{ax} = konst.$ gelten muss.³² Für ein identisch großes

³² Ohne Beschränkung der Allgemeinheit gilt die Annahme $c_{ax} = konst.$ nur für inkompressible Strömung. Die abgeleiteten Schlussfolgerungen lassen sich jedoch auf den kompressiblen Fall übertragen. Zudem ist bei einer Zuström-Mach-Zahl von $Ma_1 \approx 0.35$ im Referenzbetriebspunkt allenfalls mit geringen Kompressibilitätseffekten zu rechnen.

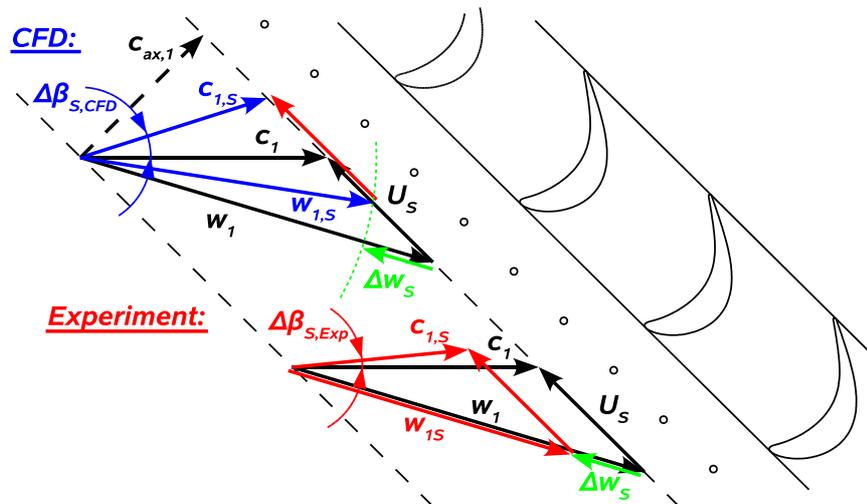


Abb. 6.5: Winkelabweichung infolge der Stabbewegung (nicht maßstäblich)

Geschwindigkeitsdefizit Δw_S ergibt sich somit eine zusätzliche Umlenkung im Relativsystem und damit verbunden eine deutlich größere Umlenkung $\Delta\beta_{S,CFD}$.

Um bei den instationären Simulationen Inzidenzeffekte ausschließen zu können, wurde der Zuströmwinkel am Einströmrand iterativ angepasst, so dass sich in der Interface-Ebene im zeitlichen Mittel der gleiche Strömungswinkel wie bei den stationären Vergleichsrechnungen einstellt. Für den instationären Referenzbetriebspunkt gemäß Tab. 4.1 ergibt sich auf diese Weise eine zusätzliche Winkelabweichung von $\Delta\beta_{S,CFD} = 3.0^\circ$. In Anbetracht der in Abb. 6.4 gezeigten Winkelsensitivität ist offensichtlich, dass diese Korrektur zur Vermeidung signifikanter Inzidenzeffekte zwingend notwendig ist. Gemäß Abb. 6.5 lässt sich unter der Voraussetzung eines identischen Geschwindigkeitsdefizits die im Experiment auftretende Winkelabweichung zu $\Delta\beta_{S,Exp} \approx 0.3^\circ$ abschätzen, so dass Inzidenzeffekte in den experimentellen Vergleichsdaten nicht zu erwarten sind.³³

Totaldruck und Totaltemperatur am Eintritt sowie der statische Druck am Austritt wurden den gemessenen Werten entsprechend vorgegeben, für den Zuströmturbulenzgrad wurde der mit einer 3D-Hitzdrahtsonde experimentell bestimmte Wert von $Tu_1 = 2.5\%$ übernommen. Das turbulente Längenmaß wurde in Analogie zu dem für das T164 in Kap. 5.2 vorgestellten Verfahren zu $l_T/l = 0.01$ abgeschätzt. Unter den gegebenen Randbedingungen entspricht dies einer turbulenten Reynolds-Zahl von $Re_{Tl} = 3.6$ am Eintritt.

³³ Tatsächlich wird numerisch ein ausgeprägteres Geschwindigkeitsdefizit bestimmt als im experimentellen Fall, so dass die Winkelabweichung im Experiment tatsächlich noch geringer ausfallen dürfte.

Im Rahmen der instationären Simulationen wurde ein Stabdurchgang mit 320 äquidistanten Zeitschritten aufgelöst, was einer Zeitschrittweite von $\Delta t \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ entspricht. Die minimal erforderliche Zeitschrittweite muss hinreichend klein gewählt werden, so dass alle im Strömungsfeld auftretenden deterministischen Schwankungen aufgelöst werden können. Als Störung mit der höchsten Frequenz kann das periodische Wirbelabwerfen in Form einer von Kármánschen Wirbelstraße im Nachlauf der EIZ-Stäbe identifiziert werden, deren Ablösefrequenz sich auf Grundlage einer Strouhal-Zahl von $Sr = 0.21$ (vgl. Schlichting und Gersten, 2006) zu $f_S \approx 15000 \text{ Hz}$ abschätzen lässt. Eine Periode wird somit durch circa zehn Zeitschritte diskretisiert, was sich als ausreichend herausgestellt hat. Insbesondere zeigen sich bei Verdoppelung der Anzahl der Zeitschritte keine relevanten Änderungen in den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Lösungsvariablen. Zur Generierung einer Startlösung für die instationären Simulationen wurde eine stationäre Rechnung bei unbewegtem Stab aber unter ansonsten identischen Randbedingungen durchgeführt.

6.3 Ergebnisse

Während der instationären Simulationsrechnung wurden zu jedem Zeitschritt die umfangsgemittelten Strömungsgrößen am Ein- und Austritt sowie in der Interface-Ebene ausgegeben. Anhand dieser Daten wurde die Periodizität der Lösung beurteilt. Ausgehend von der stationären Startlösung wurde ein periodisch eingeschwungener Strömungszustand nach circa 30 Stabdurchgängen erreicht. Für die detaillierte Auswertung des instationären Strömungsfeldes wurde die Lösung für jeden fünften Zeitschritt abgespeichert, so dass ein Stabdurchgang somit durch 64 Einzellösungen abgebildet wird. Der zeitgemittelte Strömungszustand wurde durch arithmetische Mittelung der Einzellösungen über drei Stabdurchgänge berechnet.³⁴ Bei den experimentellen Vergleichsergebnissen wurde für die Mittelung der zeitlich aufgelösten Heißfilm- und Hitzdrahtmesstechnik ein analoges Vorgehen gewählt. Da alle Drücke mit Ausnahme der Kulite-Sensoren über konventionelle Druckaufnehmer aufgenommen wurden, sind die entsprechenden Messdaten *per se* als zeitgemittelte Werte zu betrachten.

³⁴ Zum Zwecke der Datenreduktion wurden die Datensätze zyklisch nach jeweils drei Stabdurchgängen überschrieben.

6.3.1 Periodisch instationäres Strömungsfeld

Abbildung 6.6 zeigt die von Kármánsche Wirbelstraße im Nachlauf eines der EIZ-Stäbe, welche durch die instationäre Simulation qualitativ gut erfasst wird. Dargestellt ist die Verteilung der Wirbelstärke als Konturplot während die Strömungsrichtung durch Vektorpfeile angedeutet ist. Die Extrema der Wirbelstärkenverteilung kennzeichnen periodisch ablösende, entgegengesetzt drehende Wirbel, welche mit der Strömung stromab transportiert werden. Aus dem Abstand zweier Wirbel λ und der Konvektionsgeschwindigkeit $w_{1,S}$ kann auf die Ablösefrequenz

$$f_S = \frac{w_{1,S}}{\lambda} \quad (6.2)$$

geschlossen werden (Kampitsch, 2002). Eine exaktere Bestimmung der Ablösefrequenz ist mit einer diskreten Fourier-Transformation (DFT) möglich. Ebenfalls in Abb. 6.6 ist das Ergebnis einer solchen Auswertung für den zeitlichen Verlauf des umfangsgemittelten Totaldrucks in der Interface-Ebene gezeigt, wobei die Amplitude der Druckschwankung $|\Delta p_t|$ in Abhängigkeit der Frequenz aufgetragen ist. In dem gezeigten Frequenzspektrum sind deutlich zwei Maxima bei 610 und 1220 Hz zu erkennen, welche der Stabdurchgangsfrequenz bzw. ihrer ersten Harmonischen zuzuordnen sind. Die Ablösefrequenz der Wirbel wird in Übereinstimmung mit der qualitativen Abschätzung gemäß Gl. 6.2 bei 15 700 Hz detektiert und stimmt somit gut mit dem *a priori* abgeschätzten Wert überein.

Die anschließende Konvektion des Nachlaufs durch die Schaufelpassage zeigt Abb. 6.7 für vier äquidistant über eine Stabperiode T verteilte Zeitpunkte. Der Verteilung der normierten Wirbelviskosität ist der Vektor der Störgeschwindigkeit überlagert, welche aus der Differenz zwischen der momentanen und der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit gebildet ist. Der dargestellte Ausschnitt überlappt mit dem in Abb. 6.6 gezeigten, wobei zur besseren Orientierung in beiden Bildern die axiale Position $x/l_{ax} = -0.5$ explizit markiert ist. Die im Nahfeld des Stabes periodisch abschwimmenden Wirbel zerfallen mit zunehmender Entfernung vom Stab, und die Energie der direkt aufgelösten Schwankungsbewegung wird kontinuierlich in turbulente kinetische Energie überführt. Die einzelnen Stabnachläufe sind schließlich anhand einer erhöhten Wirbelviskosität und der aufgrund des Geschwindigkeitsdefizits entgegen die Hauptströmungsrichtung weisenden Vektoren eindeutig zu identifizieren.

Betrachtet man die Entwicklung eines einzelnen Nachlaufs, so ist der Zeitpunkt $t/T = 0$ durch das Auftreffen des Nachlaufs auf die Schaufelvorderkante definiert. Diese Zuordnung zwischen Nachlaufposition und der mit der Stabperiode T normierten Zeit t/T wird in allen fol-

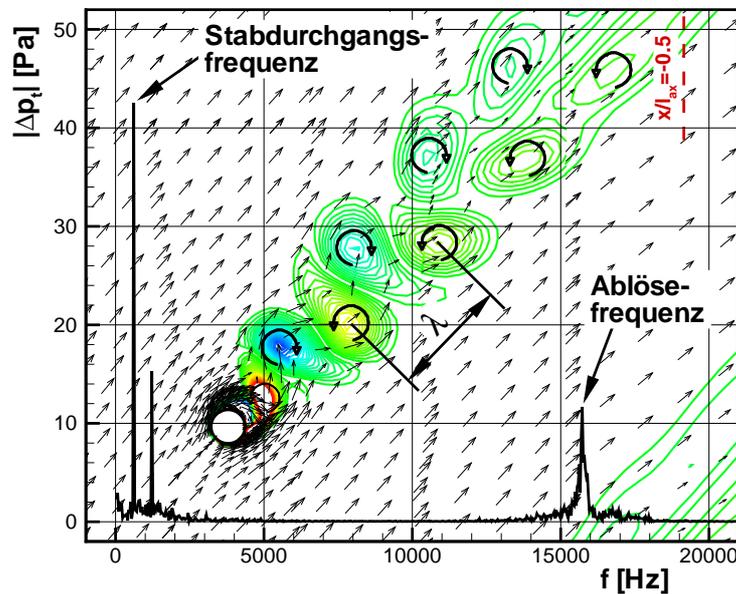


Abb. 6.6: Von Kármánsche Wirbelstraße hinter dem EIZ-Stab: Qualitative Darstellung der Relativgeschwindigkeit (Vektor) und der Wirbelstärke (Kontur) für einen exemplarischen Zeitpunkt sowie eine Frequenzanalyse des Totaldrucks in der Interface-Ebene

genden Betrachtungen für diesen Betriebspunkt beibehalten. Durch die abwärts gerichtete Bewegung der Stäbe erreicht der Nachlauf bei $t/T = 0.5$ die Druckseite der Schaufel und wird während des folgenden Durchgangs durch die Passage in charakteristischer Weise verzerrt: Das energieärmere Fluid im Stabnachlauf wird infolge des Druckgradienten zwischen Druck- und Saugseite der Schaufel stärker abgelenkt als die freie Strömung, und es kommt zunächst zur Ausbildung eines entgegen dem Uhrzeigersinn drehenden Wirbels (1, $t/T = 0.5$), der im weiteren Verlauf durch einen entgegengesetzt drehenden Wirbel ergänzt wird (2, $t/T = 0.75$). Zwischen den beiden Wirbeln bildet sich ein ausgeprägter Störgeschwindigkeitsanteil quer zur Hauptströmungsrichtung (rote Pfeile) aus, welcher von der Druck- zur Saugseite gerichtet ist und nach Meyer (1958) als *negative jet* bezeichnet wird. Während die Störbewegung in der Passage weiter angefacht wird, kommt es im Bereich der Abströmung aufgrund der starken Beschleunigung schließlich zu einem Auseinanderdriften des Wirbelpaares und einer Abschwächung des *negative jet*. Der Weg, den das betrachtete Wirbelpaar beim Durchgang durch die Passage nimmt, ist entsprechend der zeitlichen Abfolge fortlaufend nummeriert. Die berechnete Verzerrung des Nachlaufs beim Durchgang durch die Schaufelpassage stimmt

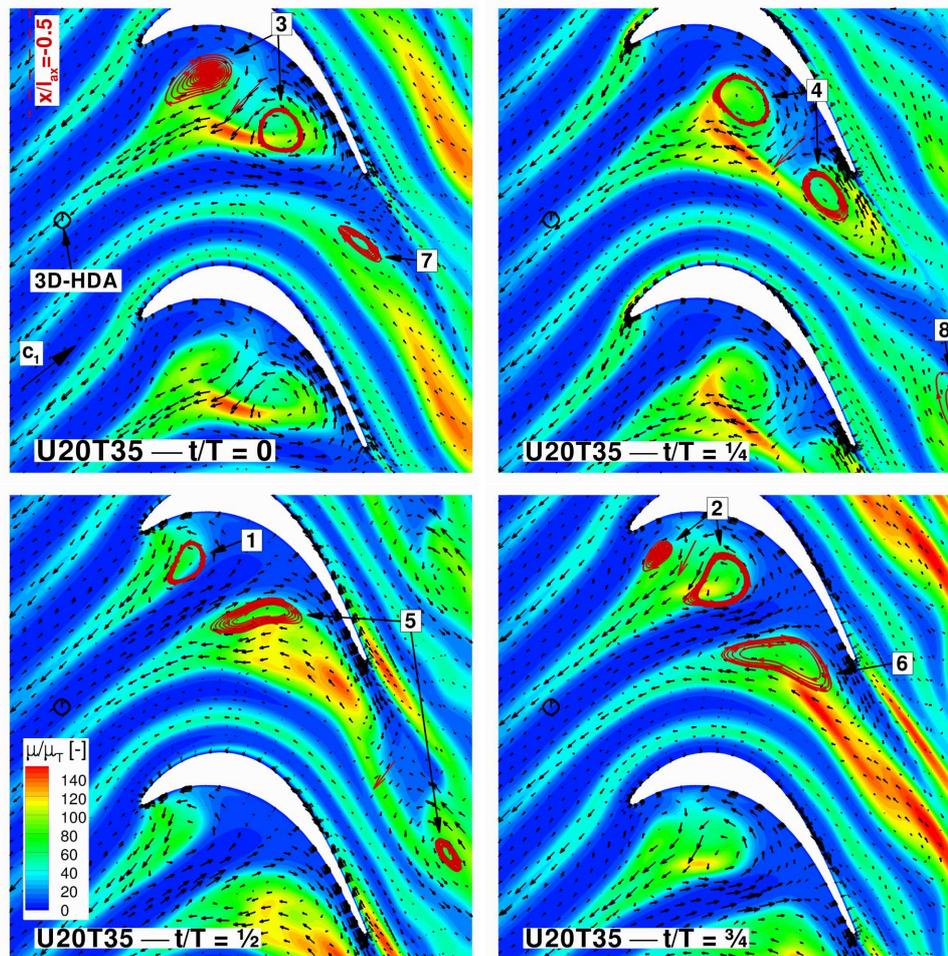


Abb. 6.7: Konvektion der Stabnachläufe durch die Schaufelpassage (Verteilung der normierten Wirbelviskosität überlagert mit Störgeschwindigkeitsvektoren)

qualitativ gut mit experimentellen Ergebnissen von Opoka und Hodson (2005) oder Stieger und Hodson (2005) sowie mit Simulationsergebnissen von Eulitz (2000) überein. Aufgrund der geringen Stabgeschwindigkeit und der großen Schaufelteilung kommt es im vorliegenden Fall zu keiner direkten Interaktion zwischen dem *negative jet* und der saugseitigen Schaufelgrenzschicht. Stattdessen legt sich der Nachlauf wie ein Schleier um die Saugseite, da das Wirbelpaar den Schaufelkanal bereits vor einem etwaigen Auftreffen auf die Saugseite wieder verlassen hat. Für einen quantitativen Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt Abb. 6.8 die zeitabhängige Variation von Geschwindigkeit und Turbulenzgrad an der in Abb. 6.7 als „3D-HDA“ gekennzeichneten Position zwischen der Interface- und der Gittereintrittsebene. Die experimentellen Vergleichsergebnisse wurden mit einer 3D-Hitzdrahtsonde als phasengebundener Ensemble-Mittelwert (Lakshminarayana und Poncet, 1974) aufgenommen. Die

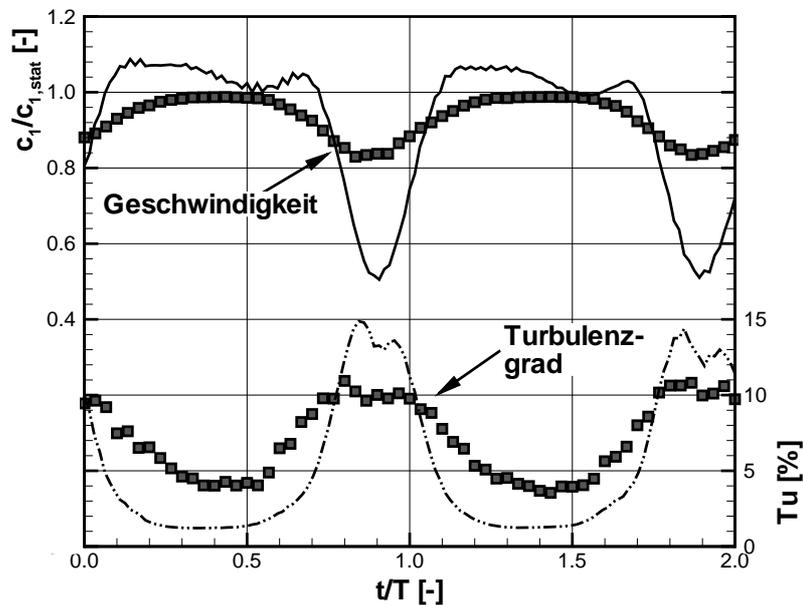


Abb. 6.8: Berechneter (Linien) und gemessener (Symbole) zeitlicher Verlauf von Geschwindigkeit und Turbulenzgrad im Gittereintritt bei periodisch instationärer Zuströmung

Geschwindigkeit c_1 wurden mit dem entsprechenden Wert bei stationärer Zuströmung $c_{1,stat}$ normiert. Die einzelnen Stabnachläufe sind anhand eines Geschwindigkeitsdefizits und eines erhöhten Turbulenzgrades eindeutig zu erkennen. Die zeitliche Zuordnung zwischen Experiment und Rechnung wurde anhand der Position der Nachlaufdellen getroffen und wird für alle folgenden Vergleiche zwischen experimentellen und numerischen Daten unverändert beibehalten.

Während die zeitliche Entwicklung von Geschwindigkeit und Turbulenzgrad qualitativ korrekt wiedergegeben wird, liefert die Simulation ein im Vergleich zur Messung deutlich ausgeprägteres Geschwindigkeitsminimum und eine insgesamt schlankere Nachlaufdelle. Die experimentellen Ergebnisse legen zudem nahe, dass die Nachlaufdellen bereits zusammengewachsen sind, was sich insbesondere an dem zwischen zwei Dellen im Vergleich zur Zuströmung erhöhten Turbulenzniveau zeigt. Die Abweichungen in der Dellencharakteristik sind in Bezug auf die Untersuchung des Einflusses periodisch instationärer Zuströmung prinzipiell nicht zu vernachlässigen. Sich daraus ergebende Unsicherheiten werden im weiteren Verlauf der Ergebnisdiskussion aufgezeigt und bewertet.

Insgesamt lässt sich feststellen, dass die Ausmischung der von Kármánschen Wirbelstraße im Detail nur unzureichend wiedergegeben wird. Gesonderte Untersuchungen zum Einfluss der Netzauflösung und des verwendeten Zeitschrittes wurden für ein Stabgitter ohne nachfolgendes Schaufelgitter durchgeführt und lassen diesbezüglich keinen signifikanten Einfluss erkennen. Als mögliche Ursache für die Abweichungen zwischen Messung und Rechnung ist somit im Wesentlichen die zweidimensionale Modellierung des Problems sowie die Annahme isotroper Turbulenz zu nennen, wohingegen der Prozess des Wirbelabwerfens hinter einem Zylinderstab in der Realität dreidimensional und hochgradig anisotrop ist. Wie bereits in Kap. 2.2 erläutert wurde, ist insbesondere im Nahfeld des Zylinders davon auszugehen, dass die Komponente der turbulenten Schwankung in Richtung der Zylinderachse signifikant kleiner ist als die beiden anderen Komponenten, während die Annahme isotroper Turbulenz mit zunehmender Entfernung vom Zylinder wieder an Gültigkeit gewinnt. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass die weitere Konvektion des Nachlaufs durch die Schaufelpassage im Rahmen der gewählten Modellgebung realistisch wiedergegeben werden kann.

6.3.2 Profildruckverteilung

Abbildung 6.9 zeigt einen Vergleich zwischen der berechneten und der gemessenen Profildruckverteilung in Form der isentropen Profil-Mach-Zahl, aufgetragen über die relative axiale Sehnenlänge. Während sich die Mach-Zahl bei ungestörter Zuströmung gemäß Gl. 4.5 direkt aus dem lokalen statischen Wanddruck und dem Totaldruck am Eintritt bestimmt, wurde bei periodisch instationärer Strömung der zeitgemittelte Totaldruck in der Interface-Ebene als Bezugsgröße verwendet. Dieses Vorgehen folgt der Methodik, welche den experimentellen Vergleichsdaten zugrunde liegt. Neben den für die Saug- und Druckseite über konventionelle Profildruckbohrungen aufgenommenen Werten liegen für den Fall der instationären Zuströmung an einigen Positionen auf der Saugseite zusätzlich zeitgenaue Ergebnisse von Kulite-Druckaufnehmern vor, deren zeitliche Mittelwerte zum Vergleich ebenfalls eingetragen sind (blaue Symbole).

Bei stationärer Zuströmung sind die Druckverteilungen durch eine abrupte Beschleunigung der Strömung um die Vorderkante gekennzeichnet, die mit einer saugseitigen Vorderkantenablösung einhergeht. Dies äußert sich in einem Mach-Zahl-Peak von $Ma_{is} \approx 0.85$ und einem sich daran anschließenden starken Geschwindigkeitsabfall auf $Ma_{is} \approx 0.65$. In den Messdaten

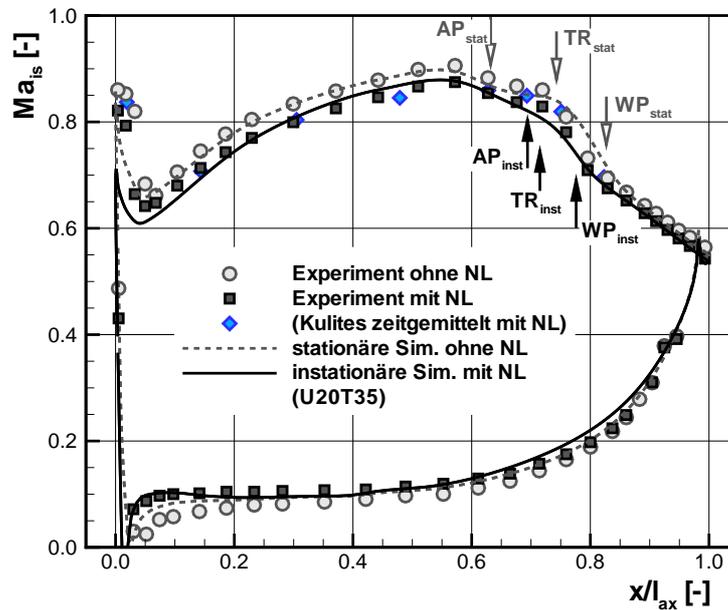


Abb. 6.9: Zeitgemittelte Mach-Zahl-Verteilung bei homogener stationärer (ohne NL) und bei periodisch instationärer Zuströmung (mit NL)

deutet sich zudem ein leichtes Druckplateau im Vorderkantenbereich an. Durch die Rechnung bei stationärer Zuströmung wird eine Ablösung bis $x/l_{ax} = 0.033$ vorhergesagt (vgl. Abb. 6.11), die aufgrund einer geringen Verdrängungswirkung allerdings kein erkennbares Druckplateau zur Folge hat. Das Transitionsmodell liefert im Bereich der Vorderkantenablösung bereits Transitionsfaktoren größer als Null. Durch die sich anschließende starke Beschleunigung bis zum Geschwindigkeitsmaximum bei $x/l_{ax} \approx 0.55$ entwickelt sich allerdings keine turbulente Grenzschicht. Beschleunigungsfaktoren von $K > 3 \cdot 10^{-6}$ werden im Bereich zwischen $0.06 \leq x/l_{ax} \leq 0.29$ vorhergesagt. Die dementsprechend auftretende Relaminarisierung der Grenzschicht wird durch die verwendete Turbulenz- und Transitionsmodellierung korrekt wiedergegeben. Der laminare Grenzschichtzustand wird durch das Auftreten einer laminaren Ablöseblase im Verzögerungsbereich eindeutig bestätigt. Der Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen bei stationärer Zuströmung liefert eine insgesamt gute Übereinstimmung der Profilbelastung. Die Länge der Ablöseblase wird durch die Rechnung etwas überschätzt, was sich im Wesentlichen in einer Stromabverschiebung des Wiederanlegepunktes (WP_{stat}) äußert, während die Lage des Ablösepunktes (AP_{stat}) und des Transitionsbeginns (TR_{stat}) korrekt wiedergegeben wird. Der Transitionsprozess wird analog zu den bereits für

das Gitter T164 gezeigten Ergebnissen (vgl. Kap. 5.3.1) durch das Modell leicht verzögert wiedergegeben.

Unter dem Einfluss periodisch instationärer Zuströmung vermindert sich die Ausdehnung der Ablöseblase im zeitlichen Mittel deutlich. Insbesondere die Position des Ablösepunktes (AP_{inst}) verschiebt sich stark stromab, während die Stromaufverschiebung von Transitionsbeginn (TR_{inst}) und Wiederanlegepunkt (WP_{inst}) weniger ausgeprägt ist.³⁵ Darüber hinaus zeigt sich das gesamte Niveau der saugseitigen Verteilung infolge der Korrektur des Bezugstotaldruckes leicht abgesenkt. Eine Vorderkantenablösung wird bei instationärer Zuströmung nicht vorhergesagt. Der Vergleich mit den experimentellen Daten bestätigt die beobachteten Phänomene, wenngleich die Reduktion der Ablöseblase im hinteren Saugseitenbereich insgesamt nicht ganz so ausgeprägt zu sein scheint.

Die druckseitige Verteilung wird insgesamt gut getroffen, und der Einfluss der instationären Zuströmung beschränkt sich auf eine Verschiebung des Staupunktes in Richtung der Vorderkante. Dies ist insofern bemerkenswert, als dass der zeitgemittelte Strömungswinkel in der Interface-Ebene bei instationärer Rechnung exakt dem Zuströmwinkel der stationären Simulation entspricht.

Einen Eindruck von den zeitlichen Schwankungen in der saugseitigen Druckverteilung vermittelt das in Abb. 6.10 gezeigte Weg-Zeit-Diagramm für die isentrope Profil-Mach-Zahl. Die axiale Position auf der Schaufel ist über die Abszisse und die mit der Stabperiode dimensionslos gemachte Zeit für zwei Stabdurchgänge über der Ordinate aufgetragen. Der berechneten Verteilung der isentropen Profil-Mach-Zahl (farbige Kontur) sind die experimentellen Ergebnisse aus den Kulite-Messungen in Form einzelner Isolinien überlagert. Die Druckverteilung zeigt unter dem Einfluss der periodisch instationären Zuströmung eine deutliche zeitliche Variation, welche im Bereich des Geschwindigkeitsmaximums und der Ablöseblase ($0.4 \leq x/l_{ax} \leq 0.8$) am stärksten ausgeprägt ist. Ein quantitativer Vergleich mit den gemessenen Verteilungen bietet sich aufgrund des vergleichsweise großen Messfehlers der Kulite-Messtechnik (Stadtmüller, 2002) nicht an. In diesem Zusammenhang sei auf die zum Teil nicht unerhebliche Abweichung zwischen den zeitgemittelten Werten und der mit konventionellen Druckbohrungen bestimmten Profildruckverteilung in Abb. 6.9 hingewiesen. Nichtsdestotrotz

³⁵ Die Lage der Punkte AP , TR und WP wurde entsprechend der in Kap. 5.3.1 beschriebenen Vorgehensweise aus den Verläufen der Wandschubspannung und des Grenzschicht-Formfaktors abgeleitet. Bei instationärer Zuströmung wurden diese Größen aus dem zeitgemittelten Strömungsfeld bestimmt.

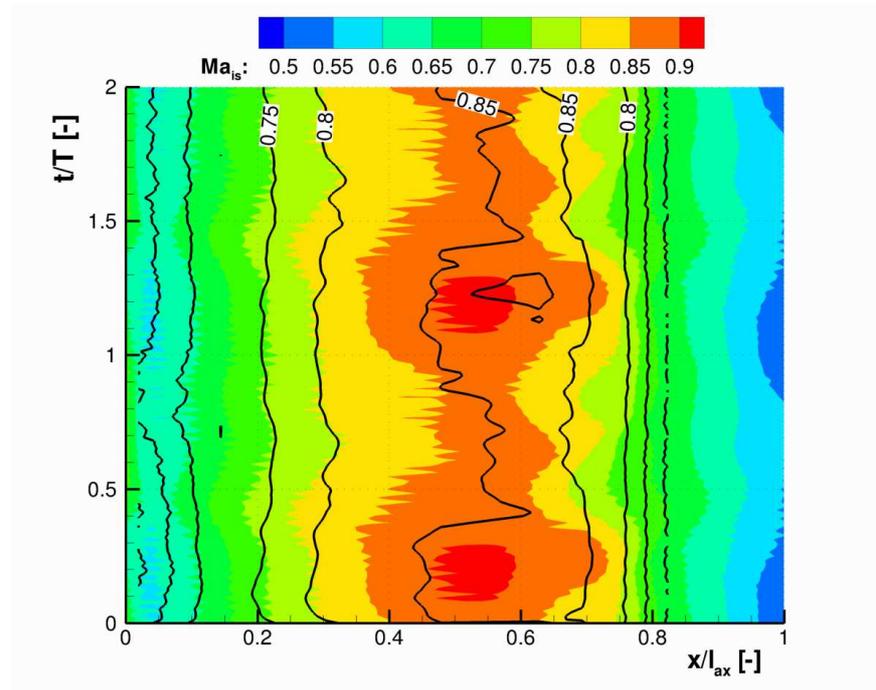


Abb. 6.10: Weg-Zeit-Diagramm der isentropen Mach-Zahl auf der Saugseite

bestätigen die Messungen die berechnete zeitliche Entwicklung mit einem wechselnd angehobenen und abgesenkten Mach-Zahl-Niveau.

6.3.3 Grenzschichtentwicklung

Während aus der Druckverteilung nur indirekt auf die Ausprägung einer laminaren Ablöseblase geschlossen werden kann, lassen sich aus der Analyse der berechneten Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht eindeutige Aussagen über den lokalen Grenzschichtzustand ableiten. Für die Validierung der Simulationsergebnisse kann in diesem Zusammenhang auf die zeitaufgelösten Oberflächenheißfilm-Ergebnisse, welche für die gesamte Saugseite vorliegen, sowie auf Grenzschichttraversierungen mit 1D-Hitzdraht-Sonden an ausgesuchten Positionen nahe der Hinterkante zurückgegriffen werden.

Abbildung 6.11 zeigt einen Vergleich zwischen dem berechneten Reibungsbeiwert c_f und der gemessenen Quasi-Wandschubspannung E^* in Form zeitgemittelter Werte. Da keine entsprechende Kalibrierung der Heißfilme durchgeführt wurde, kann aus den gemessenen Werten

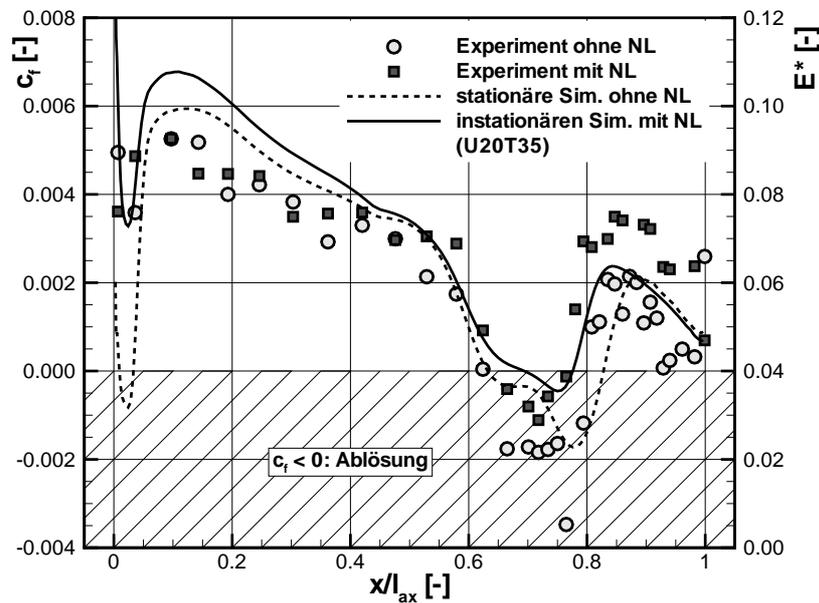


Abb. 6.11: Qualitative Gegenüberstellung von berechnetem Reibungsbeiwert und gemessener Quasi-Wandschubspannung (zeitgemittelt bei instationärer Zuströmung)

nicht direkt auf die Wandschubspannung geschlossen werden. Dennoch bestätigt der qualitative Vergleich das erhöhte und bis zum Geschwindigkeitsmaximum bei $x/l_{ax} \approx 0.55$ kontinuierlich abfallende Schubspannungsniveau in der laminaren Grenzschicht, welches relativ unbeeinflusst durch die instationäre Zuströmung ist. Der Bereich der Ablöseblase ($c_f \leq 0$) ist durch ein ausgeprägtes lokales Minimum der Quasi-Wandschubspannung gekennzeichnet. Die genaue Position des Ablöse- und Wiederanlegepunktes ist aufgrund des nicht auftretenden Nulldurchgangs nicht eindeutig bestimmbar, nichtsdestotrotz bestätigen die gemessenen Verteilungen die Verkürzung der Ablöseblase bei instationärer Zuströmung. Die bereits aus der Druckverteilung im Vergleich zum Experiment abgeleitete Tendenz einer bei stationärer Zuströmung zu lang berechneten Ablöseblase sowie einer stärkeren Unterdrückung der Ablösung bei instationärer Zuströmung werden bestätigt. Das bei instationärer Zuströmung angehobene Spannungsniveau stromab der Ablöseblase wird durch die Rechnung nicht wiedergegeben, wobei insbesondere in diesem Bereich eine starke Streuung der Messwerte zu verzeichnen ist, die zwar auf den turbulenten Charakter der Grenzschicht in diesem Bereich hinweist, eine quantitative Beurteilung der Messwerte allerdings erschwert.

Zur Beurteilung des zeitlich veränderlichen Grenzschichtzustands bei periodisch instationärer Zuströmung zeigen Abb. 6.12 und 6.13 Weg-Zeit-Diagramme des lokalen Reibungsbeiwertes c_f und des Formfaktors H_{12} . In beiden Diagrammen ist die Ausdehnung der Ablöseblase durch eine explizit eingezeichnete Konturlinie gekennzeichnet, welche den Nulldurchgang der Wandschubspannung markiert. Darüber hinaus ist die Position des Stabnachlaufs durch die strichpunktierte Mittellinie (ML) sowie die vordere (VB) und hintere Begrenzung (HB) markiert. Die Linie VB kennzeichnet bei $x/l_{ax} = 0$ das erste Auftreffen des Nachlaufs auf die Schaufelvorderkante, während der Nachlauf an der Linie HB gerade über den Staupunkt hinweg auf die Druckseite gewandert ist. Die Zuordnung beider Ereignisse erfolgte durch manuelle Analyse der einzelnen *Blade-to-Blade* Lösungen (vgl. Abb. 6.7). Die Steigung der Charakteristiken im Weg-Zeit-Diagramm ergibt sich aus der lokalen Geschwindigkeit U_∞ am Grenzschichttrand, mit welcher der Nachlauf konvektiv die Saugseite entlang transportiert wird. Aufgrund der beschleunigten Strömung im Bereich des Geschwindigkeitsmaximums zeigen die Charakteristiken somit einen typischen leicht S-förmigen Verlauf.

Im Weg-Zeit-Diagramm des Reibungsbeiwertes (Abb. 6.12) ist die Präsenz des Nachlaufs anhand maximaler Werte der Wandschubspannung direkt an der Vorderkante sowie weiter stromab zwischen $0.03 \leq x/l_{ax} \leq 0.2$ deutlich zu erkennen (A). Durch das Transitionsmodell wird in diesem Bereich Bypass-Transition vorausgesagt, und die niedrigen Formfaktoren mit $H_{12} \approx 1.7$ bestätigen den transitionalen Charakter der Grenzschicht (A, Abb. 6.13). Aufgrund der starken Beschleunigung der Strömung bis zum Geschwindigkeitsmaximum – Beschleunigungsfaktoren von $K \geq 3 \cdot 10^{-6}$ werden im Bereich $0.05 \leq x/l_{ax} \leq 0.4$ erreicht – setzt jedoch auch unter dem Einfluss des Nachlaufs eine Relaminarisierung der Grenzschicht ein. Folglich ist die Grenzschicht im Beschleunigungsbereich zwischen $0.3 \leq x/l_{ax} \leq 0.55$ zu jeder Zeit laminar, so dass der Grenzschicht-Formfaktor hier eine nur geringe zeitliche Variation aufweist (vgl. Abb. 6.13).

In der Zeit zwischen zwei Nachlaufdurchgängen erfolgt die Transition analog zur stationären Grenzschichtentwicklung über eine laminare Ablöseblase. Sobald jedoch der Nachlauf zum Zeitpunkt $t/T \approx 0.25$ den Bereich der Ablöseblase erreicht, reduziert sich zunächst die Länge der Ablösung aufgrund des erhöhten Turbulenzniveaus. Die damit einhergehende Stromaufverschiebung des Transitionsbeginns führt schließlich zu einer kompletten Unterdrückung der Ablösung. Transitionsfaktoren $\gamma > 0$ werden unter dem Zentrum des Nachlaufs (ML) bis zu einer Position von $x/l_{ax} \approx 0.4$ bestimmt. Stromab des Transitionsbeginns bildet sich ein typischer keilförmiger turbulenter Streifen (B), der durch niedrige Werte des Formfaktors eindeutig identifiziert werden kann. Dem turbulenten Bereich schließt sich im zeitlichen Ablauf

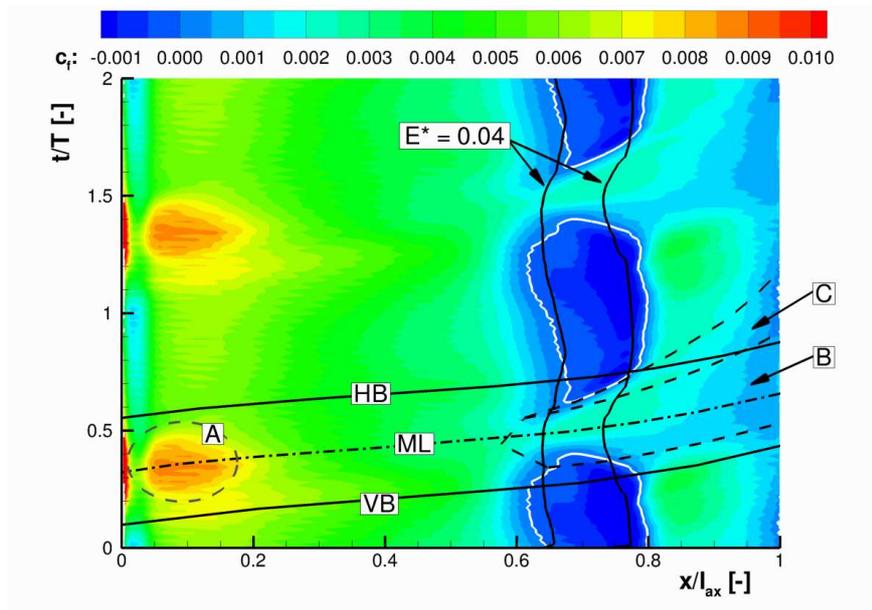


Abb. 6.12: Weg-Zeit-Diagramm des Reibungsbeiwertes

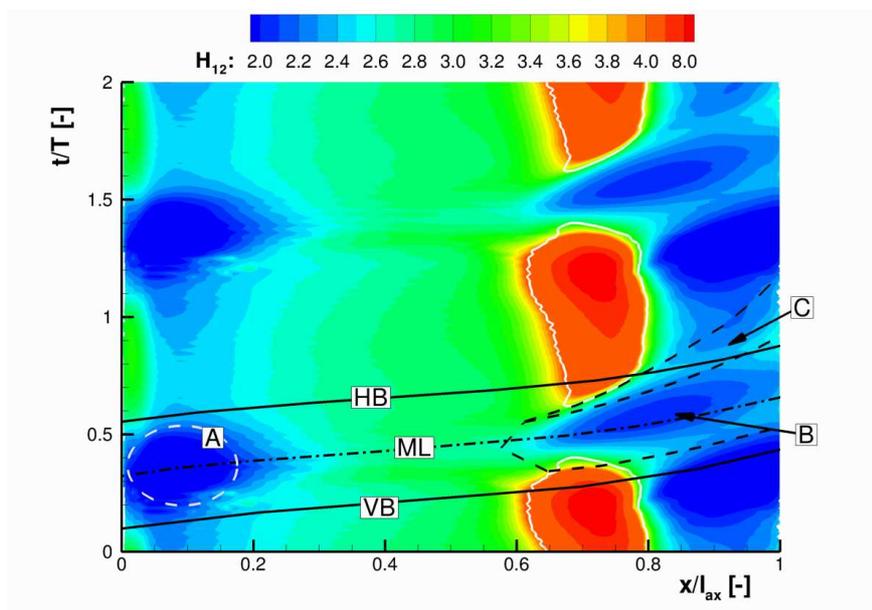


Abb. 6.13: Weg-Zeit-Diagramm des Grenzschicht-Formfaktors (vergrößerte Skalenteilung für $H_{12} \geq 4.0$)

ein beruhigter Bereich (C) an, der durch vergleichsweise hohe Werte des Formfaktors gekennzeichnet ist. In beiden Bereichen wird die Ablöseblase komplett unterdrückt. Die Steigung der in Abb. 6.12 und 6.13 als gestrichelte schwarze Linie eingezeichneten Begrenzungen des turbulenten und beruhigten Bereiches wurde entsprechend der klassischen Werte für die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten von Turbulenzflecken und beruhigtem Bereich von 0.88 , 0.5 und $0.3 \cdot U_\infty$ aus der lokalen Strömungsgeschwindigkeit am Grenzschichttrand U_∞ bestimmt. Die so ermittelten Charakteristiken zeigen eine gute Übereinstimmung mit den sich in der Verteilung des Reibungsbeiwertes c_f beziehungsweise des Formfaktors H_{12} abzeichnenden Strukturen. Dies gilt insbesondere für die hintere Begrenzung des beruhigten Bereiches, welche zwischen $0.67 \leq x/l_{ax} \leq 0.78$ mit der Wiederanlegelinie zusammenfällt. In der Zeit zwischen zwei Nachlaufdurchgängen etabliert sich erneut ein Grenzschichtzustand, welcher im Wesentlichen identisch mit dem Zustand bei stationärer Zuströmung ist. Nichtsdestotrotz benötigt die Ablöseblase eine relativ lange Relaxationszeit, in welcher der Ablösepunkt langsam stromauf wandert, bevor die gleiche Länge der Ablöseblase wie bei stationärer Zuströmung erreicht wird.

Zum Vergleich mit den experimentellen Daten der Oberflächenheißfilme ist in Abb. 6.12 ebenfalls eine Isolinie der gemessenen zeitlich veränderlichen Quasi-Wandschubspannung eingezeichnet. Das gewählte Niveau von $E^* = 0.04$ kann anhand des in Abb. 6.11 gezeigten Vergleiches als charakteristisch für den Beginn und das Ende der Ablöseblase angesehen werden. Die gemessenen Werte lassen ebenfalls auf eine periodische Verlagerung der Ablöseblase schließen. Wie bereits diskutiert wurde, kann jedoch keine eindeutige Aussage darüber getroffen werden, ob die Ablöseblase unter dem Nachlauf komplett unterdrückt oder nur abgeschwächt wird.

Weitere experimentelle Daten zeigt Abb. 6.14 in Form des Weg-Zeit-Diagramms des RMS-Wertes E_{RMS} (Abb. 6.14a) und der Schiefe μ_3 (Abb. 6.14b) des gemessenen Heißfilmsignals. Diesen Verteilungen sind die aus den numerischen Ergebnissen abgeleiteten Charakteristiken sowie der berechnete Nulldurchgang der Wandschubspannung überlagert (vgl. Abb. 6.12 und 6.13). Die Darstellung beschränkt sich auf den interessanten Bereich stromab des Geschwindigkeitsmaximums während eines Stabdurchgangs. Beide Verteilungen zeigen eine periodische Stromaufverschiebung des Transitionsbeginns unter dem Einfluss des Nachlaufs. Die Zuordnung des Bereiches B als turbulenter Streifen wird durch das durchweg angehobene Niveau der RMS-Werte eindeutig bestätigt.

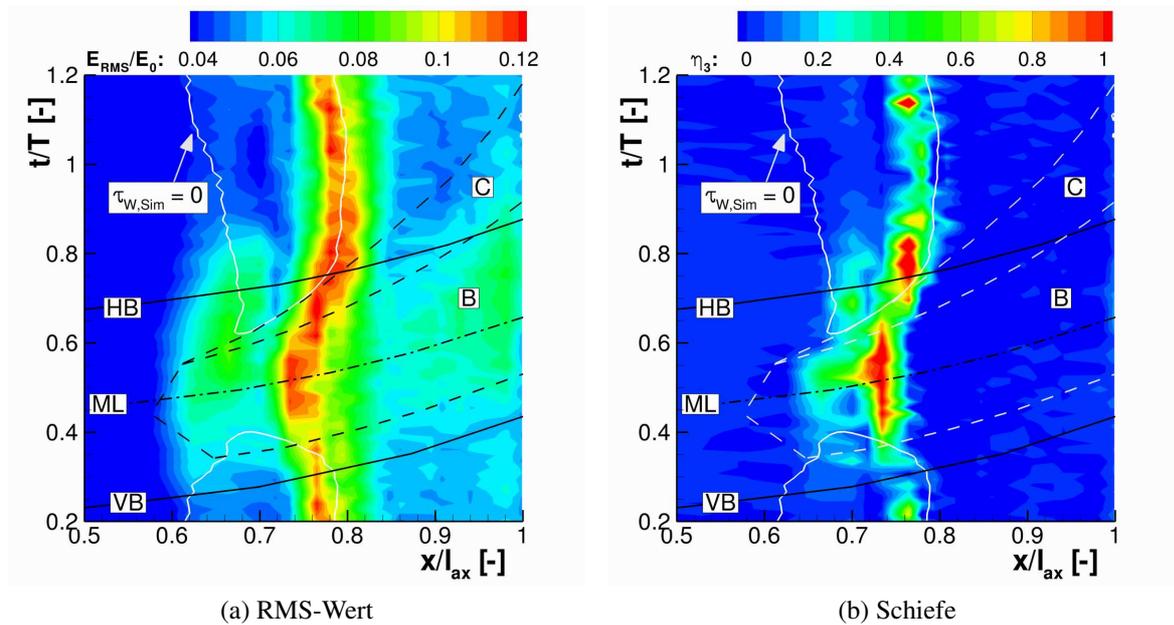


Abb. 6.14: Gemessene Heißfilmsignale überlagert mit den aus der Simulation abgeleiteten Charakteristiken

Neben den experimentellen Heißfilm-Ergebnissen liegen zusätzlich Messdaten von Hitzdraht-traversierungen vor, welche an vier verschiedenen Positionen stromab der Ablöseblase entlang wandnormaler Schnitte aufgenommen wurden. Messdaten für eine Position innerhalb Ablöseblase liegen für den betrachteten Betriebspunkt nicht vor. Abbildung 6.15 zeigt für die am nächsten zur Hinterkante gelegene Messposition bei $x/l_{ax} = 0.99$ den Vergleich zwischen der berechneten (oben) und der gemessenen (unten) zeitlichen Entwicklung der Strömungsgeschwindigkeit U (links) und des lokalen Turbulenzgrades Tu (rechts) in der Grenzschicht. Der normierte Wandabstand η/l ist über die Ordinate und die dimensionslose Zeit t/T über die Abszisse aufgetragen. Darüber hinaus ist der zeitliche Verlauf der aus den jeweiligen Geschwindigkeitsprofilen bestimmten Verdrängungsdicke δ_1 (gestrichelte Linie) und Impulsverlustdicke θ (durchgezogene Linie) markiert.

In den numerischen Ergebnissen ist der Nachlauf im Bereich der Außenströmung ($\eta/l \gtrsim 0.06$) anhand eines ausgeprägten Geschwindigkeitsdefizits sowie eines erhöhten Turbulenzgrades eindeutig zu identifizieren (strichpunktierte Linie). Demgegenüber liegt in den Messdaten zwar ebenfalls ein erhöhter Turbulenzgrad vor, eine signifikante Absenkung der Geschwindigkeit ist jedoch nicht zu erkennen. Diese Beobachtung deckt sich einerseits mit dem auch im Bereich der Zuströmung zum Gitter zu groß bestimmten Geschwindigkeitsdefizit (vgl. Abb. 6.8). Dieses scheint auch nach der Konvektion durch die Schaufelpassage nicht voll-

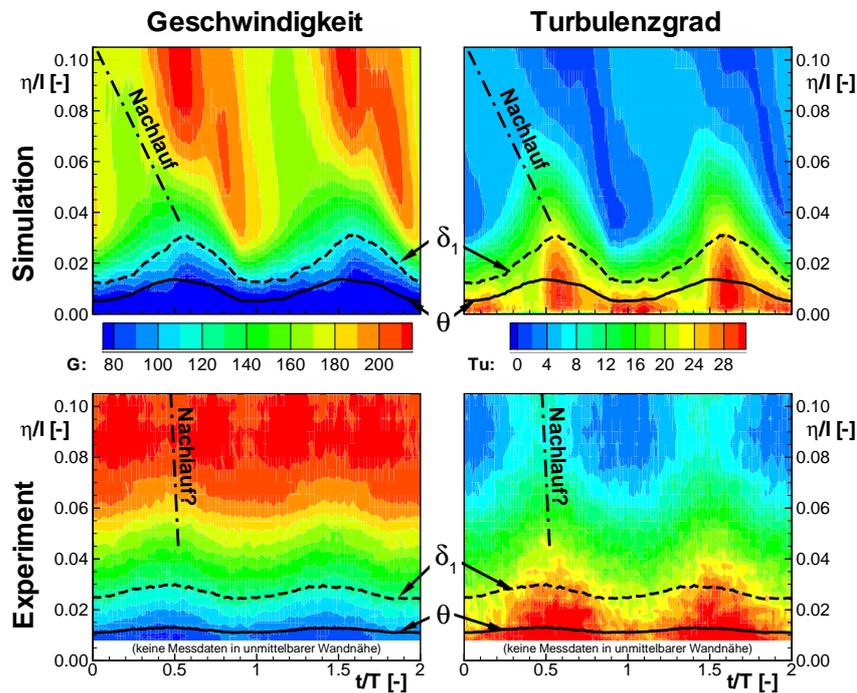


Abb. 6.15: Vergleich zwischen berechneter (oben) und gemessener (unten) Entwicklung von Geschwindigkeit (links) und Turbulenzgrad (rechts) in der saugseitigen Grenzschicht an der Hinterkante ($x/l_{ax} = 0.99$)

ständig ausgemischt zu sein, was sich ebenfalls in einem etwas zu niedrigen Turbulenzgrad im Nachlauf selbst widerspiegelt. Andererseits liefert der Vergleich der zeitgemittelten isentropen Mach-Zahlen im Verzögerungsbereich stromab der Ablöseblase eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Experiment (vgl. Abb. 6.9). Unter Annahme adiabater Strömung entspricht die Mach-Zahl an der Position $x/l_{ax} = 0.99$ einer Strömungsgeschwindigkeit von ca. 190 m/s. Während dieser Wert dem zeitlichen Mittel der in Abb. 6.15 gezeigten berechneten Verteilung im Bereich der Außenströmung entspricht, liegt das zeitliche Mittel der gemessenen Geschwindigkeit mit ca. 210 m/s nicht unwesentlich höher. Über die Ursache der Diskrepanz zwischen den einzelnen Messtechniken kann hier nur spekuliert werden. Bei einem Vergleich zwischen den gezeigten Turbulenzgradverteilungen fällt zudem auf, dass die Trajektorie des Nachlaufs in der Simulation gegenüber der Abszisse stärker geneigt ist als dies in den experimentellen Daten der Fall ist. Die Neigung der Nachlauftrajektorie ergibt sich aus der Annäherung des im Wesentlichen wandparallel verlaufenden Nachlaufs aus der Freistromung (entspricht hohen Werten von η/l) an die Schaufeloberfläche ($\eta/l \rightarrow 0$) mit

fortschreitender Zeit t/T (vgl. Abb. 6.7).³⁶ Eine in der gewählten Auftragung senkrecht zur Abszisse verlaufende Trajektorie korrespondiert andererseits mit einem senkrecht zur Schauoberfläche ausgerichteten Nachlauf. Eine solche Strömungssituation ist jedoch nur für deutlich höhere Stabgeschwindigkeiten als der betrachteten zu erwarten (vgl. Kapitel 7). In diesem Zusammenhang spekuliert Stadtmüller (2002), dass die experimentellen Ergebnisse „eine instationäre Antwort der Grenzschicht auf die durch den Stabnachlauf eingebrachte Störung“ darstellen könnten. In den hier gezeigten numerischen Ergebnissen ist ein solches Phänomen zumindest nicht zu erkennen.

Trotz der außerhalb der Grenzschicht zu beobachtenden und diskutierten Abweichungen zwischen Numerik und Experiment wird der Einfluss des Nachlaufs auf die instationäre Grenzschichtentwicklung korrekt wiedergegeben. Dieser zeigt sich im Wesentlichen in einer Aufdickung der Grenzschicht unter dem Nachlauf, wie insbesondere am Verlauf der Verdrängungsdicke δ_1 zu erkennen ist, welche auf die längere turbulente Lauflänge der Grenzschicht im Bereich des turbulenten Streifens (vgl. Abb. 6.12, B) zurückgeführt werden kann. In Einklang hiermit werden maximale Werte des Turbulenzgrades über die gesamte Grenzschichtdicke vorhergesagt. Demgegenüber ist die Grenzschichtdicke in der Zeit zwischen $0.9 \lesssim t/T \lesssim 1.2$ infolge des beruhigten Bereiches (vgl. Abb. 6.12, C) deutlich kleiner, insbesondere kann eine signifikante Reduktion der Impulsverlustdicke θ beobachtet werden. Die gemessenen Verteilungen bestätigen sowohl das erhöhte Turbulenzniveau unter dem Nachlauf als auch die periodische Variation der Grenzschichtdicke. Während die Maximalwerte des Turbulenzgrades auch in sehr guter quantitativer Übereinstimmung mit den Messdaten sind, wird die Grenzschichtdicke im Mittel zu gering, die zeitliche Variation der Integralwerte δ_1 und θ jedoch überbewertet. Nichtsdestotrotz stimmen die Positionen der Minima und Maxima gut überein.

6.3.4 Verlustentwicklung

Die bisher angestellten Betrachtungen erlauben einen sehr detaillierten Einblick in die instationäre Grenzschichtentwicklung. Für die Beurteilung des Einflusses periodisch instationärer Zuströmung auf das Verlustverhalten des Gitters ist letztendlich jedoch die Kenntnis

³⁶ Der Neigungswinkel der für die numerischen Ergebnisse in Abb. 6.15 eingezeichneten Nachlauftrajektorie wurde für die gegebene Konfiguration anhand theoretischer Überlegungen hergeleitet und stimmt sehr gut mit den berechneten Strömungsgrößen überein.

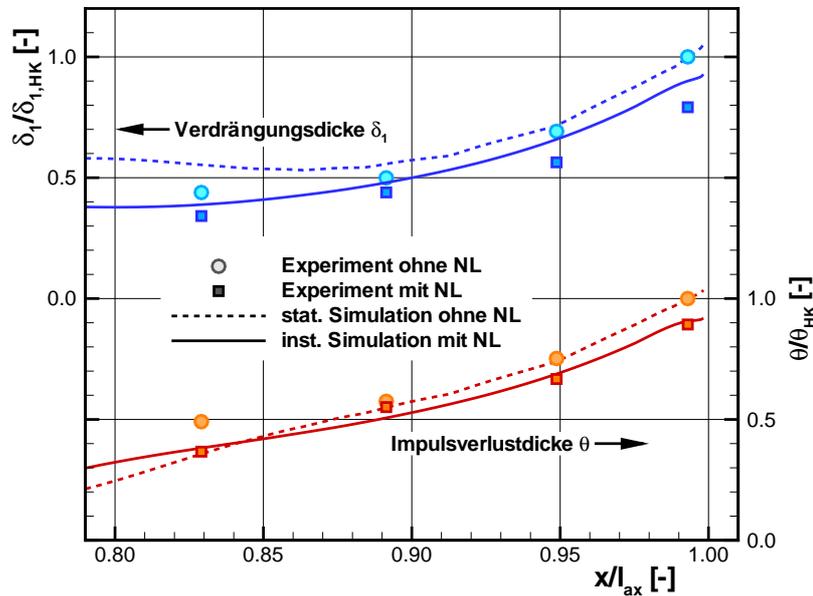


Abb. 6.16: Verdrängungs- (oben) und Impulsverlustdicke (unten) stromab der Ablöseblase

des zeitgemittelten Grenzschichtzustands und schließlich des mittleren Profilverlustes im Vergleich zur ungestörten Zuströmung von wesentlicherem Interesse. Vor diesem Hintergrund zeigt Abb. 6.16 eine Gegenüberstellung der zeitgemittelten saugseitigen Entwicklung der Verdrängungs- und Impulsverlustdicke bei instationärer und bei stationärer Zuströmung. Zusätzlich zu der bereits in Abb. 6.15 gezeigten Auswerteebene sind ebenfalls experimentelle Daten für die drei weiter stromauf liegenden Messpositionen enthalten. Sowohl die Verdrängungs- als auch die Impulsverlustdicke sind mit dem jeweiligen Wert an der Hinterkante bei stationärer Zuströmung normiert.

Der Verlauf der Verdrängungsdicke δ_1 zeigt eine deutliche Aufdickung der Grenzschicht um mehr als 100 % stromab von $x/l_{ax} = 0.9$, welche sehr gut mit den gemessenen Werten übereinstimmt. Der Einfluss instationärer Zuströmung äußert sich in einer Reduktion der Grenzschichtdicke. Dies wird durch die experimentellen Daten bestätigt, wenngleich der Effekt dort ausgeprägter erscheint. Bezüglich der Impulsverlustdicke θ ergibt sich ein analoges Bild, wobei die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Messung insgesamt noch besser ausfällt. Im Besonderen sei hier auf die Verminderung der Impulsverlustdicke an der Hinterkante des Profils hingewiesen, welche in exzellenter Übereinstimmung mit den Messdaten wiedergegeben wird, und aus der auf eine potentielle Verlustreduktion infolge der instationären Zuströmung

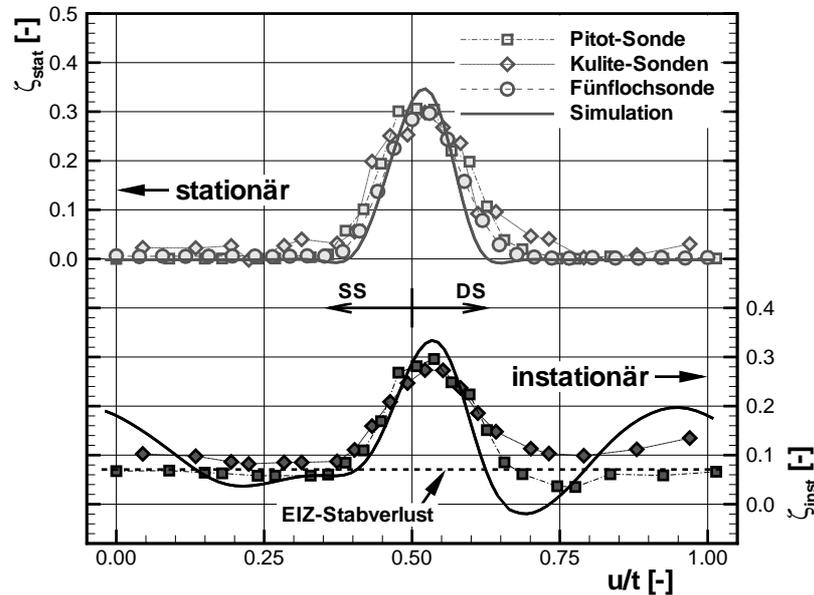


Abb. 6.17: Nachlauftraversen des lokalen Verlustbeiwertes bei stationärer Zuströmung (obere Kurve und Skala) und periodisch instationärer Zuströmung (untere Kurve und Skala)

geschlossen werden kann. Die im Vergleich zum allgemeinen Trend etwas stärker ausfallende Abweichung sowohl der Verdrängungs- als auch der Impulsverlustdicke bei $x/l_{ax} = 0.83$ und stationärer Zuströmung kann wiederum auf die im Vergleich zur Messung zu lang vorhergesagte Ablöseblase (vgl. Abb. 6.9 und 6.11) zurückgeführt werden, so dass durch die korrekt wiedergegebene Reduktion der Ablösung im zeitlichen Mittel die entsprechenden Werte auch an dieser Position wiederum gut übereinstimmen.

Einen direkten Vergleich zwischen den berechneten und gemessenen Totaldruckverlusten zeigt Abb. 6.17. Sowohl für stationäre als auch für periodisch instationäre Zuströmbedingungen ist die Umfangsverteilung des lokalen, zeitgemittelten Verlustkoeffizienten $\zeta(u)$ in der Auswertebene (vgl. Abb. 4.2) gezeigt. Die entsprechenden Totaldrücke wurden bei den experimentellen Untersuchungen mit einer speziell entwickelten kombinierten Pitot- und Kulite-Sonde ermittelt (Stadtmüller, 1999, 2002). Nur bei stationärer Zuströmung wurde die Abströmung zusätzlich mit einer pneumatischen Fünffloch-Sonde vermessen. Die numerischen Ergebnisse sind den Werten aller drei Messtechniken gegenübergestellt.

Bei stationärer Zuströmung (obere Kurve und Skala) wird die gemessene Verlustverteilung durch die Simulation im Wesentlichen korrekt wiedergegeben, wenngleich die Nachlaufdelle in Analogie zu den bereits für das T164 gezeigten Ergebnissen (vgl. Abb. 5.11) etwas zu schmal und das Verlustmaximum leicht überbestimmt werden. Den aus den Fünfloch-Sonden-Messungen bestimmten integralen Verlustbeiwert gibt Stadtmüller (1999) mit $\zeta = 0.045$ an. Durch die Simulation wird dieser Wert mit $\zeta = 0.041$ um ca. 10 % zu niedrig bestimmt.³⁷

Während bei stationärer Strömung im Bereich der freien Kanalströmung keine Verluste zu verzeichnen sind, kommt es bei instationärer Strömung (untere Kurve und Skala) aufgrund der zusätzlich enthaltenen Stabverluste des EIZ zu einer Niveauverschiebung. Für die Simulationsergebnisse kann dieser Verlustanteil über eine Mittelung des Totaldrucks in der Interface-Ebene direkt bestimmt werden und ist als gestrichelte Linie explizit markiert. Eine analoge Auswertung ist für die experimentellen Ergebnisse zumindest im Nachhinein nicht möglich. Im Bereich des Schaufelnachlaufs und im saugseitigen Teil der Außenströmung bis $u/t \approx 0.1$ zeigt die berechnete Verlustkurve eine im Wesentlichen gute Übereinstimmung mit den Messdaten, wohingegen der druckseitige Ast durch eine starke Schwankung der Werte um den mittleren EIZ-Stabverlust mit einem zweiten ausgeprägten Verlustmaximum bei $u/t \approx 0.95$ und einem Minimum bei $u/t \approx 0.7$ gekennzeichnet ist. Der Verlustbeiwert im Bereich des Minimums liegt unter dem mittleren Stabverlust, was einem lokalen Totaldruckgewinn gleichzusetzen ist. Dieser Effekt ist nicht untypisch für Turbinengitter bei periodisch instationärer Zuströmung, wie zum Beispiel bei Hodson et al. (2009) anhand experimenteller Daten gezeigt und ausführlich diskutiert wird. Nichtsdestotrotz wird die ausgeprägte Variation in der freien Strömung durch die experimentellen Daten nur in einer viel geringeren Ausprägung bestätigt. Anhand eines Abgleiches mit der in Abb. 6.7 skizzierten Nachlaufkinematik lassen sich das Verlustminimum und -maximum in direkten Zusammenhang mit dem sich in der Schaufelpassage entwickelnden Wirbelpaar bringen. Die auch innerhalb der Messdaten relativ starken Abweichungen zwischen den beiden Messtechniken (stationär messende Pitot-Sonden und instationäre Kulite-Sensoren) lassen ebenfalls vermuten, dass in diesem Bereich starke Fluktuationen auftreten. Als wahrscheinliche Ursache für die deutlichen Abweichungen zur Messung ist somit wiederum die Überschätzung des Geschwindigkeitsdefizits im Stabnachlauf

³⁷ Die im Vergleich zu den T164-Ergebnissen (vgl. Abb. 5.10) deutlichere Abweichung des integralen Verlustniveaus kann im Wesentlichen auf den beim T106D-EIZ deutlich stärkeren Druckgradienten im Verzögerungsbereich der Saugseite zurückgeführt werden. Dieser Zusammenhang konnte von Schwarze et al. (2009a) für ein diesbezüglich ähnlich hoch belastetes Niederdruckturbinenprofil gezeigt werden. Der Pohlhausen-Parameter λ_θ als dimensionsloses Maß für den Druckgradienten des dort betrachteten Profils bewegt sich in der selben Größenordnung wie beim T106D-EIZ und ist um einen Faktor 3 bis 4 größer als beim T164.

zu nennen. Zusätzlich zu der überbewerteten Umfangsva-riation ist zudem damit zu rechnen, dass die mit dem Stabnachlauf assoziierten Mischungsverluste infolge der Konvektion durch die Schaufelpassage verstärkt werden. Dies wurde bereits von Smith (1966) beschrieben und von Praisner et al. (2006) für eine generische Konfiguration detailliert untersucht. Insofern ist es auch nicht verwunderlich, dass der zeitgemittelte integrale Verlustbeiwert bei instationärer Zuströmung auch nach Abzug des Stabverlustes zu $\zeta = 0.046$ bestimmt wird und somit über dem berechneten Wert von $\zeta = 0.041$ bei stationärer Zuströmung liegt. Dieses Ergebnis steht somit nicht im Widerspruch zu der beobachteten Reduktion der Impulsverlustdicke an der Hinterkante (vgl. Abb. 6.16) und der daraus geschlussfolgerten Reduktion der Profilverluste. Betrachtet man in Abb. 6.17 alleine den saugseitigen Ast der Verlustverteilung im Schaufelnachlauf, so wird deutlich, dass der maximale Verlustkoeffizient im Vergleich zur „freien Strömung“ (bzw. nach Abzug des Stabverlustes) tatsächlich reduziert ist.

Die hier in Bezug auf die in Abb. 6.17 gezeigten Ergebnisse angestellte Diskussion zeigt somit zwar auch die Verlustreduktion infolge instationärer Zuströmung, verdeutlicht aber ebenfalls die Schwierigkeit einer eindeutigen Zuordnung einzelner Verlustanteile. Horlock und Deanes-hyar (1971) schreiben in diesem Zusammenhang: „It must be appreciated that in real turbo-machine the variation of $\overline{p_0}$ such as those predicted here will be difficult to distinguish from the $\overline{p_0}$ variation caused by wakes from the blade rows.“³⁸ Vor diesem Hintergrund ist für eine eindeutige Bewertung der Profilverluste bei instationärer Zuströmung die Betrachtung des Grenzschichtzustands an der Hinterkante des Profils dem Vergleich der integralen Totaldruckverluste vorzuziehen.

6.4 Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Die Validierungsrechnungen zum Einfluss periodisch instationärer Zuströmung am T106D-EIZ lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Die Sensitivitätsanalyse zur Bestimmung einer geeigneten Netzauflösung wurde um den Aspekt der Nachlaufkonvektion erweitert. Aus den gewonnenen Ergebnissen konnte eine optimierte Netzvariante abgeleitet werden.
- Die spezielle Einbausituation des Gitterträgers im Windkanal bedingt eine iterative Bestimmung des Zuströmwinkels und des Stromdichteverhältnisses. Durch systematische

³⁸ Mit $\overline{p_0}$ ist hier der zeitliche Mittelwert des Totaldruckes bezeichnet.

Variation beider Parameter konnte die experimentell bestimmte Profildruckverteilung im Rahmen der quasi-dreidimensionalen Modellierung sehr gut reproduziert werden.

- Die komplexe saugseitige Grenzschichtentwicklung bei stationärer Zuströmung, welche durch eine Vorderkantenablösung, Relaminarisierung der Strömung im Beschleunigungsbereich und das Auftreten einer ausgeprägten laminaren Ablöseblase im Verzögerungsbereich gekennzeichnet ist, wird korrekt wiedergegeben.
- Die hohe Vorhersagegüte bezüglich der Profilbelastung bestätigt sich auch bei periodisch instationärer Zuströmung.
- Bei instationärer Zuströmung wird die periodische Stromaufverschiebung des Transitionsbeginns unter dem Einfluss des Nachlaufs und die damit verbundene signifikante Reduktion der Ablöseblase korrekt wiedergegeben. Beide Effekte können anhand der zur Verfügung stehenden Messdaten eindeutig verifiziert werden.
- Durch die Verschiebung des Transitionsbeginns in den Bereich stromauf der Ablöseblase entwickelt sich im Weg-Zeit-Diagramm ein keilförmiger turbulenter Streifen, welchem die beruhigter Zone folgt. In beiden Bereichen wird die Ablösung temporär komplett unterdrückt. Die streng aus der lokalen Freistömungsgeschwindigkeit abgeleiteten Ausbreitungsrichtungen stimmen sehr gut mit der Verteilung lokaler Grenzschichtparameter überein.
- Die resultierende Variation integraler Grenzschichtparameter an der Schaufelhinterkante kann klar der beschriebenen instationären Grenzschichtentwicklung zugeordnet werden und befindet sich in guter qualitativer Übereinstimmung mit den Messdaten.
- Insbesondere wird in ebenfalls quantitativ sehr guter Übereinstimmung eine Reduktion der gemittelten Impulsverlustdicke im Vergleich zur Referenz bei stationärer homogener Zuströmung vorhergesagt, aus der auf eine Reduktion der Profilverluste geschlossen werden kann.
- Eine direkte Gegenüberstellung integraler Verlustkoeffizienten erscheint aufgrund zusätzlich zu den Profilverlusten enthaltener und nicht eindeutig voneinander zu trennender Verlustanteile zumindest für die betrachtete Konfiguration nicht sinnvoll.

Aufgrund der insgesamt sehr guten Übereinstimmung der Rechenergebnisse mit den experimentellen Vergleichsergebnissen und der in sich schlüssigen Vorhersage der Grenzschichtentwicklung wird das verwendete Simulationsmodell als geeignet für die Vorhersage des Einflusses periodisch instationärer Zuströmung und somit als validiert angesehen. Vor diesem Hintergrund ist eine Erweiterung des Anwendungsspektrums durch Variation der Randbedingungen oder Betrachtung anderer Profilgeometrien mit hinreichender Vorhersagesicherheit möglich.

7 Einfluss der Nachlaufkinematik bei periodisch instationärer Zuströmung T106D-EIZ

7.1 Abschätzung realistischer Stabgeschwindigkeiten

Für die Niederdruckturbine eines modernen zivilen Turbofan-Triebwerks mit hohem Nebenstromverhältnis liegen die Strouhal-Zahl und die Durchflusszahl in der Größenordnung von $Sr \approx 0.9$ und $\phi \approx 0.85$. Dabei ist zu beachten, dass die Drehzahl, und somit auch die Umfangsgeschwindigkeiten in der Niederdruckturbine, durch die Blattspitzen-Geschwindigkeit des Fans beschränkt ist. Vor dem Hintergrund aktueller Entwicklungstendenzen in Richtung von Triebwerken mit integriertem Getriebe auf der Niederdruckwelle, durch das eine Entkopplung von Fan- und Turbinendrehzahl möglich wird, ist für solche Anwendungsfälle mit noch höheren Strouhal- und kleineren Durchflusszahlen zu rechnen. Das Gleiche gilt für militärische Triebwerke mit in der Regel niedrigerem Nebenstromverhältnis.

Bei den in Kapitel 6 durchgeführten Validierungsrechnungen am T106D-EIZ war der betrachtete Betriebspunkt durch die experimentellen Vergleichsdaten vorgegeben. Mit einer Stabgeschwindigkeit von $U_S = 21.4 \text{ m/s}$ und einer Stabteilung von 35 mm ist die periodisch instationäre Zuströmung durch eine Strouhal-Zahl von $Sr = 0.65$ und eine Durchflusszahl von $\phi = 4.42$ gekennzeichnet. Im Rahmen der in diesem Abschnitt angestellten Betrachtungen wird dieser Betriebspunkt zur leichteren Abgrenzung gegenüber anderen Betriebspunkten und in Anlehnung an die Umfangsgeschwindigkeit und die Stabteilung als *U20T35* referenziert.

Mit dem Ziel, einen anwendungsrealistischeren Betriebspunkt zu definieren, wurde ausgehend von dieser Konfiguration der Betriebspunkt *U120T105* durch systematische Erhöhung von Umfangsgeschwindigkeit und Stabteilung abgeleitet. Dieser ist durch eine Strouhal-Zahl

Tab. 7.1: Definition abgeleiteter Betriebspunkte

Bezeichnung	U_S [m/s]	t_S [mm]	ϕ [-]	Sr [-]
U20T35 ³⁹	21.4	35	4.42	0.65
U60T105	64.2	105	1.47	0.65
U40T35	41.4	35	2.29	1.25
U120T105	124.2	105	0.76	1.25
U60T35	64.2	35	1.47	1.94

von $Sr = 1.25$ und eine Durchflusszahl von $\phi = 0.76$ gekennzeichnet. Zur eindeutigen Abgrenzung der Einflüsse von Strouhal- und Durchflusszahl wurden zudem verschiedene weitere Betriebspunkte definiert, bei denen im Vergleich zu den zuerst genannten Punkten jeweils nur eine der beiden Kenngrößen variiert wurde. Während eine Erhöhung der Stabgeschwindigkeit als einfache Randbedingungsänderung umzusetzen ist, wurde für die Vergrößerung der Stabteilung das Rechengitter modifiziert. Im Vergleich zum Basisnetz (vgl. Abb. 6.1) wurden zwei der die EIZ-Stäbe enthaltenden Blöcke durch einfache H-Blöcke ähnlicher Netzdichte ersetzt. Eine Übersicht aller betrachteten Betriebspunkte gibt Tab. 7.1.

7.2 Ergebnisse

Numerische Simulationen wurden für alle in Tab. 7.1 gelisteten Betriebspunkte durchgeführt. Für die Variation der Stabteilung wurden im Rechengitter zwei der ursprünglich drei Stabpassagen durch einfache H-Blöcke ähnlicher Netzauflösung ersetzt. Die aerodynamischen Randbedingungen entsprechen mit $Re_{2th} = 200\,000$, $Ma_{2th} = 0.59$ und $Tu_1 = 2.5\%$ in allen Fällen denen des Referenzbetriebspunktes. Der Strömungswinkel in der Interface-Ebene ist im zeitlichen Mittel für alle Betriebspunkte gleich. Dies wurde durch eine iterative Anpassung des Zuströmwinkels am Eintritt des Rechengbietes gewährleistet. In allen Fällen wurde ein physikalischer Zeitschritt von der gleichen Größenordnung wie im Referenzbetriebspunkt (vgl. Kap. 6.2) verwendet. Die Auswertung der Daten erfolgte analog zu der in Kap. 6.3 beschriebenen Verfahrensweise.

³⁹ Der Betriebspunkt *U20T35* entspricht dem Referenzbetriebspunkt, welcher in Kap. 6.3 bereits ausführlich diskutiert wurde.

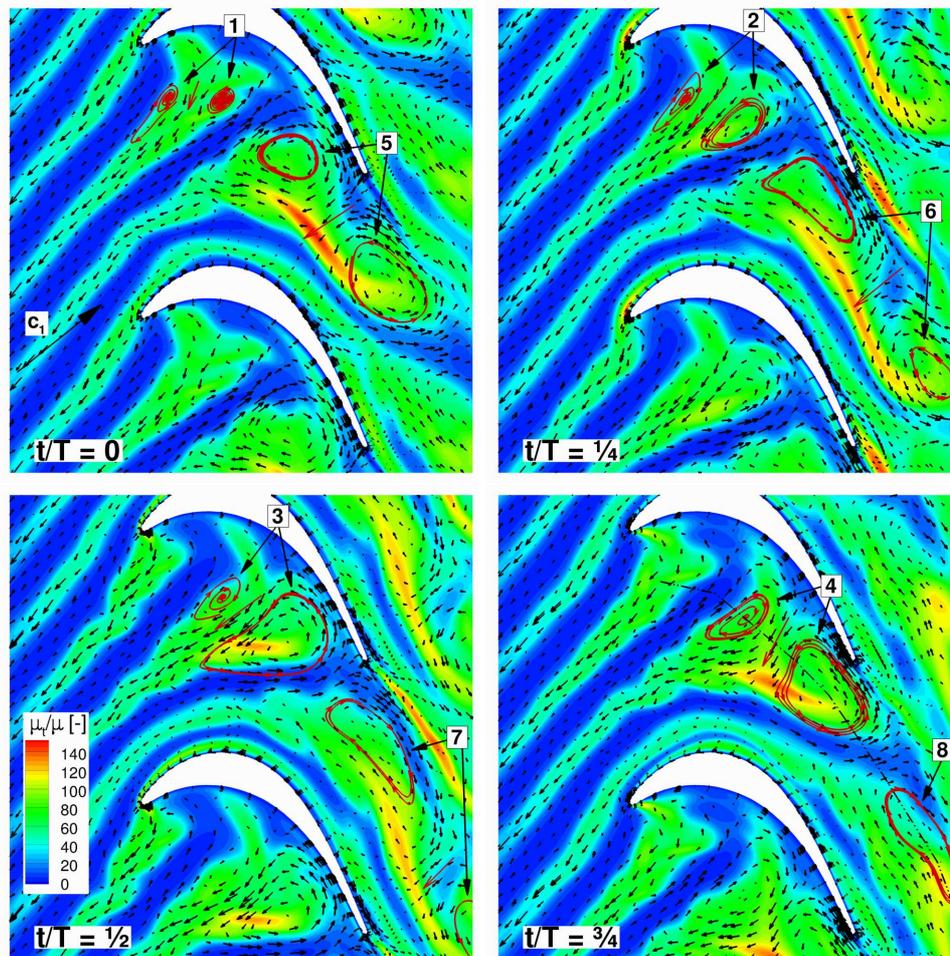


Abb. 7.1: U40T35 – Konvektion der Stabnachläufe durch die Schaufelpassage
($Sr = 1.25$, $\phi = 2.29$)

Die Diskussion der Ergebnisse beschränkt sich im Wesentlichen auf den Vergleich zwischen den Betriebspunkten $U40T35$ und $U120T105$ sowohl untereinander als auch mit den Ergebnissen für den Referenzbetriebspunkt $U20T35$, welche bereits in Kap. 6.3 detailliert diskutiert wurden.

7.2.1 Kinematik des Nachlaufs im Schaufelkanal

Für den Betriebspunkt $U40T35$ zeigt Abb. 7.1 die Konvektion der Stabnachläufe durch den Schaufelkanal. Die Verteilung der normierten Wirbelviskosität sowie das Vektorfeld der Störgeschwindigkeit sind für vier diskrete Zeitpunkte während eines Stabdurchgangs dargestellt.

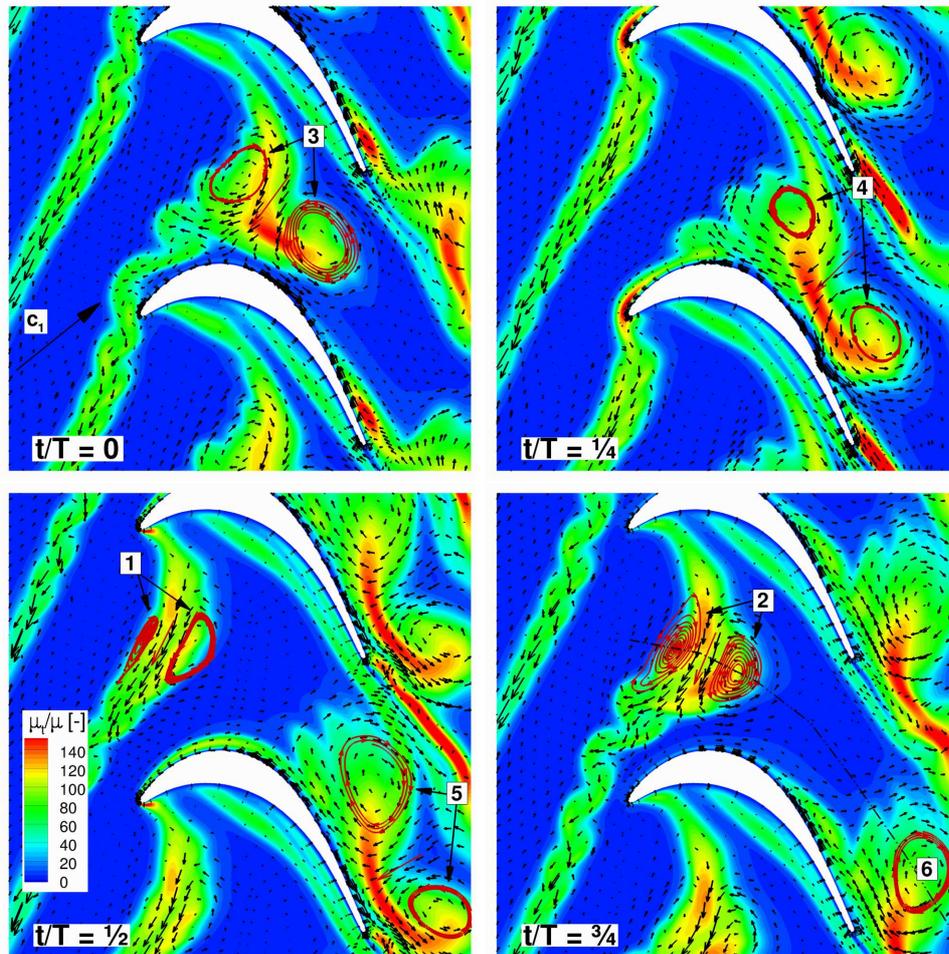


Abb. 7.2: U120T105 – Konvektion der Stabnachläufe durch die Schaufelpassage ($Sr = 1.25$, $\phi = 0.76$)

Im Vergleich zum Referenzbetriebspunkt ($U20T35$, Abb. 6.7) sind die Nachläufe entsprechend der niedrigeren Durchflusszahl etwas stärker gegenüber der Zuströmung geneigt, so dass auch der ungestörte Bereich zwischen zwei Nachläufen kleiner wird. Nichtsdestotrotz unterscheidet sich die Kinematik des Nachlaufs nicht wesentlich von der im Referenzbetriebspunkt (vgl. Abb. 6.7): Infolge der Druckgradienten im Schaufelkanal bilden sich zwei gegenläufig drehende Wirbel aus, welche den *negative jet* in Richtung der Schaufelsaugseite induzieren. Eine direkte Interaktion zwischen Wirbelsystem und saugseitiger Grenzschicht findet jedoch auch in diesem Betriebspunkt nicht statt.

Die Nachlaufkinematik für den Fall $U120T105$, der durch die gleiche Strouhal-Zahl aber eine kleinere Durchflusszahl gekennzeichnet ist, zeigt Abb. 7.2. Im Vergleich zu $U40T35$ fällt

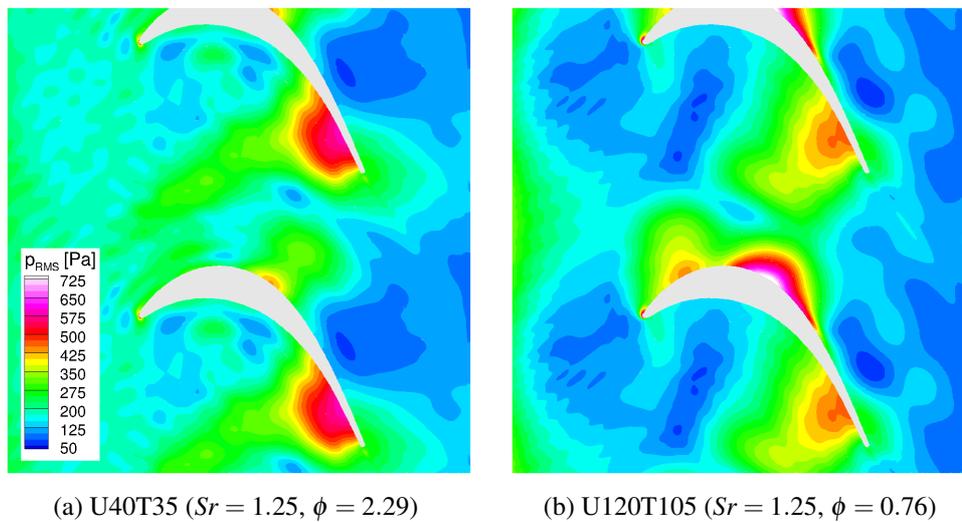


Abb. 7.3: Einfluss der Durchflusszahl auf die Druckfluktuation im Schaufelkanal

sofort die verminderte Anzahl an Nachläufen pro Passage auf. Dies erklärt sich direkt aus der vergrößerten Stabteilung, welche in diesem Fall der Schaufelteilung entspricht. Infolge der deutlich kleineren Durchflusszahl treffen die Nachläufe in einem steileren Winkel auf die Schaufelvorderkante auf. Die Verweildauer des Nachlaufs an der Vorderkante ist dabei signifikant größer als aufgrund der Nachlaufbreite zu erwarten wäre: Obwohl der Nachlauf zum Zeitpunkt $t/T = 0.5$ bereits deutlich in die druckseitige Schaufelpassage eingedrungen ist, befindet sich auch die saugseitige Grenzschicht noch immer unter direktem Einfluss des selben Nachlaufs. Dieser Effekt wird von Casciaro et al. (2000) als *wake anchoring* bezeichnet.

Bedingt durch die steiler aufgerichteten Nachläufe ist die Entstehung des gegenläufigen Wirbelpaares in der Passage in Richtung der Saugseite verlagert. Dies wird insbesondere anhand der in dem jeweils letzten Einzelbild eingezeichneten Trajektorie der Wirbelzentren (strichpunktierte Linie) deutlich. Spätestens zum Zeitpunkt $t/T = 0.25$ erfolgt für den Fall *U120T105* eine direkte Interaktion des Wirbelsystems mit der saugseitigen Grenzschicht. Diese bewirkt eine lokale Beschleunigung der Strömung stromab und eine Verzögerung stromauf der Auftreffposition des *negative jet*.

Die lokale Geschwindigkeitsvariation äußert sich ebenfalls in einer instationären Druckfluktuation, wie aus der in Abb. 7.3 gezeigten Verteilung der mittleren quadratischen Abweichung (RMS-Wert) des statischen Drucks p_{RMS} hervorgeht. Für den Fall *U40T35* (Abb. 7.3a) treten die maximalen Druckschwankungen an der druckseitigen Hinterkante auf. Da die Strömung in diesem Bereich ohnehin stark beschleunigt ist (vgl. Abb. 6.9), hat dies allerdings keinen

signifikanten Einfluss auf die lokale Grenzschichtentwicklung. Die RMS-Werte an der Schaufelzugseite entsprechen mit Ausnahme eines kleinen Bereiches nahe des Geschwindigkeitsmaximums dem bereits in der Zuströmung vorhandenen Schwankungsniveau. Im Gegensatz dazu treten die stärksten Druckschwankungen für den Fall $U120T105$ (Abb. 7.3b) gerade in der Umgebung des Geschwindigkeitsmaximums und somit nur wenig stromauf des stationären Ablösepunktes auf. Die maximalen RMS-Werte erreichen mit $p_{RMS} \approx 760$ Pa eine Größenordnung, die in etwa 20 % des dynamischen Drucks am Gitteraustritt entspricht und übersteigen das Niveau an der Druckseite deutlich. Wie im Folgenden noch gezeigt wird, hat dies signifikante Auswirkungen auf die instationäre saugseitige Grenzschichtentwicklung.

Die Verlagerung der Wirbeltrajektorie und das damit verbundene Anwachsen der Druckfluktuationen auf der Saugseite mit kleiner werdender Durchflusszahl kann ebenfalls für die Fälle $U20T35$ und $U60T105$ beobachtet werden, so dass sich bei dem Vergleich dieser Betriebspunkte untereinander ein diesbezüglich konsistentes Bild ergibt.

Für den Fall $U60T35$ wachsen die Stabnachläufe aufgrund der geringen Stabteilung bei gleichzeitig relativ kleiner Durchflusszahl bereits beim Eintritt in die Schaufelpassage zusammen. In Kombination mit dem Effekt des *wake anchoring* befindet sich die saugseitige Grenzschicht quasi zu jeder Zeit unter direktem Einfluss eines Nachlaufs. Innerhalb der Passage interagieren die induzierten Wirbelpaare aufeinanderfolgender Nachläufe zudem stark untereinander, und im Gitteraustritt sind die einzelnen Nachläufe schließlich kaum noch voneinander zu trennen. Analog dazu sind auch die Druckfluktuationen sehr homogen verteilt. Zur Verdeutlichung sei auf die in Abb. 7.4a exemplarisch für den Zeitpunkt $t/T = 0$ gezeigte Verteilung der Wirbelviskosität und auf die RMS-Verteilung des Drucks in Abb. 7.4b verwiesen. Für eine ähnliche Konfiguration vergleichen Coton und Arts (2004b) den Einfluss der Stäbe mit dem Einfluss eines konventionellen Turbulenzsiebes, bei dem die periodische Variation allmählich verschwindet und in eine Erhöhung des Hintergrundturbulenzgrades übergeht. Diese Beschreibung ist auch hier zutreffend.

7.2.2 Instationäre Grenzschichtentwicklung

Einfluss der Strouhal-Zahl

Der Einfluss der Strouhal-Zahl auf die saugseitige Grenzschichtentwicklung soll anhand des in Abb. 7.5 für den Fall $U40T35$ gezeigten Weg-Zeit-Diagramms verdeutlicht werden. Der

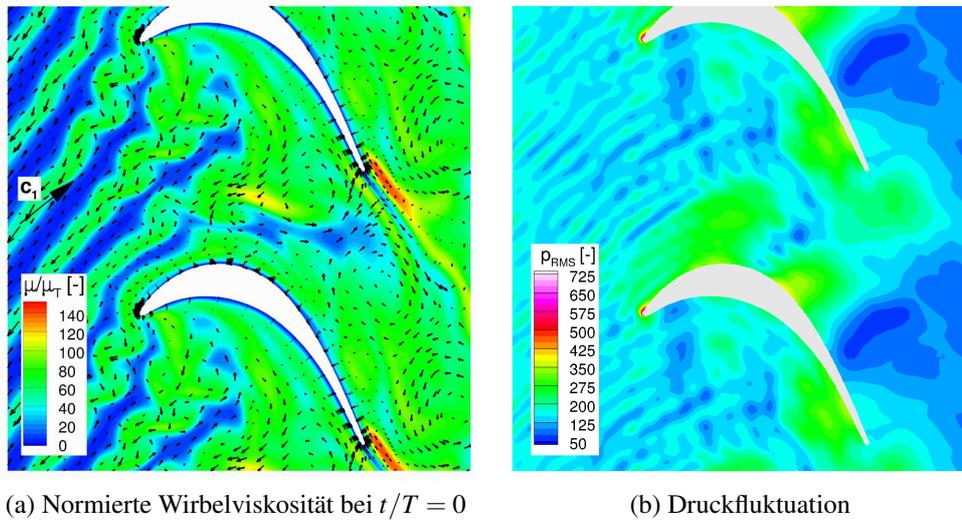


Abb. 7.4: U60T35 – Instationäre Strömung ($Sr = 1.94$, $\phi = 1.47$)

Bereich abgelöster Strömung ist wiederum durch eine explizit markierte Konturlinie bei $c_f = 0$ gekennzeichnet, und im Vergleich zur Situation bei $U20T35$ (Abb. 6.12) ist eine signifikante räumliche und insbesondere zeitliche Reduktion der Ablöseblase zu erkennen. Dies lässt sich aus dem Zusammenwirken verschiedener Effekte erklären.

Zunächst erstreckt sich der Nachlaufpfad an der Vorderkante über einen weiteren Zeitbereich von $\Delta t/T \approx 0.6$ ($U20T35$: $\Delta t/T \approx 0.45$), so dass sich die Grenzschicht länger unter dem direkten Einfluss des Nachlaufs befindet. Dies wird anhand des Bereiches hoher Reibungsbeiwerte nahe der Vorderkante (A) deutlich, der sich zudem weiter stromab bis $x/l_{ax} \approx 0.3$ erstreckt. Der transitionale Charakter der Grenzschicht ist in diesem Bereich ebenfalls stärker ausgeprägt, wengleich zunächst auch in diesem Fall eine Relaminarisierung unter dem Nachlauf erfolgt. Nichtsdestotrotz bleibt die Grenzschicht empfänglicher für äußere Störungen, wie auch anhand erhöhter Impulsverlustdicken-Reynolds-Zahlen gezeigt werden kann, und die Position der nachlaufinduzierten Transition wandert im Vergleich zu $U20T35$ um circa 10 % axialer Sehnenlänge bis $x/l_{ax} \approx 0.5$ stromauf.

Anhand der theoretischen Betrachtungen in Kapitel 2.4.2 wurde bereits gezeigt, dass für eine vergrößerte Strouhal-Zahl sowohl mit breiteren als auch mit steileren Nachlaufpfaden im Weg-Zeit-Diagramm zu rechnen ist. Dieser an der ebenen Platte abgeleitete Zusammenhang ist auch am realen Schaufelprofil zu beobachten. In diesem Zusammenhang wichtiger ist jedoch die Tatsache, dass auch die Charakteristiken des turbulenten Streifens (B) und der beruhigten Zone

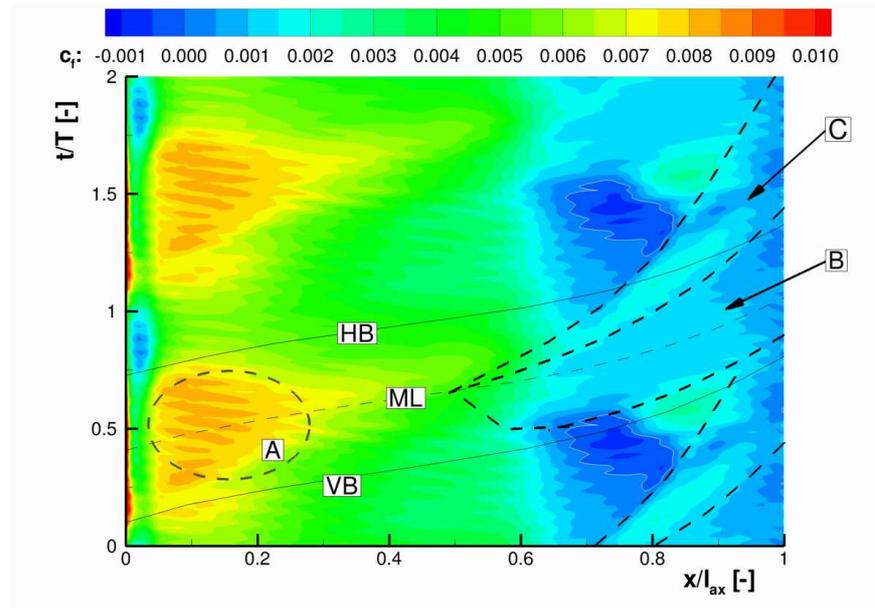


Abb. 7.5: U40T35 – Weg-Zeit-Diagramm des Reibungsbeiwertes ($Sr = 1.25$, $\phi = 2.29$)

(C) steiler verlaufen. In diesem speziellen Fall schneiden sich beide Bereiche bei $x/l_{ax} \approx 0.95$, so dass der beruhigte Bereich durch den nächsten turbulenten Streifen überlagert wird.

Aufgrund der Kombination aller Effekte – breitere Nachlaufpfade, stromauf verschobener Transitionsbeginn und steilere Charakteristiken – ist die Grenzschicht im Verzögerungsbereich somit zu einem größeren Anteil als im Falle der niedrigeren Strouhal-Zahl ($U20T25$) von turbulenter oder beruhigter Natur und kann den Druckanstieg ohne Ablösung überwinden. Eine kleine Ablöseblase etabliert sich nur in einem kurzen Intervall zwischen $t/T \approx 0.25$ und 0.5 .

Die hier beobachteten Effekte können aufgrund nicht vorhandener experimenteller Vergleichsdaten für diese Kaskade nicht direkt verifiziert werden. Die Beobachtung einer Stromaufverschiebung des nachlaufinduzierten Transitionsbeginns mit steigender Strouhal-Zahl deckt sich jedoch mit experimentellen Ergebnissen von Schobeiri et al. (2003a), die entsprechende Untersuchungen an einer gekrümmten Platte durchgeführt haben. Die Einschnürung der Ablöseblase durch das Zusammenwachsen der steiler werdenden Nachlaufpfade wurde von Coton (2004) anhand experimenteller Untersuchungen an einer Niederdruckturbinenkaskade ebenfalls beobachtet. Die dort gezeigten Ergebnisse erlauben jedoch keine direkte Aussage über die Position der nachlaufinduzierten Transition.

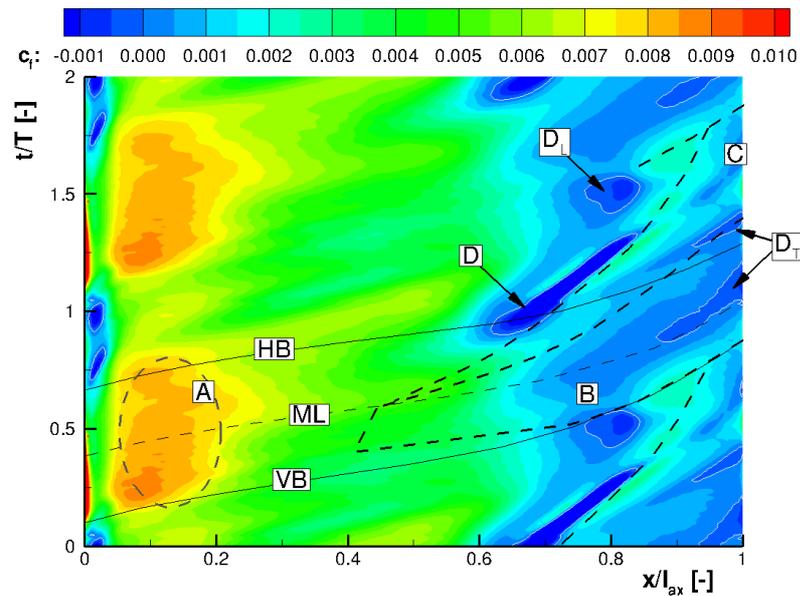


Abb. 7.6: U120T105 – Weg-Zeit-Diagramm des Reibungsbeiwertes ($Sr = 1.25$, $\phi = 0.76$)

Einfluss der Durchflusszahl

Der Einfluss einer verringerten Durchflusszahl wird im Vergleich mit den diskutierten Ergebnissen für $U40T35$ anhand des in Abb. 7.6 gezeigten Weg-Zeit-Diagramms des Reibungsbeiwertes für $U120T105$ deutlich.

Bemerkenswerterweise ist die Breite des Nachlaufpfades im Gegensatz zu der theoretischen Abschätzung aus Kap. 2.4.2 nahezu unverändert. Dies liegt am Effekt des *wake anchoring*, der bereits diskutiert wurde. Folglich verläuft die Grenzschichtentwicklung im Beschleunigungsbereich stromauf $x/l_{ax} \approx 0.4$ prinzipiell ähnlich. Das Niveau der Werte im Bereich hoher Wandschubspannung (A) ist leicht angehoben, und auch die vorher deutlich ausgeprägte dreieckige Form bleibt nicht erhalten; die axiale Erstreckung reicht zudem nur noch bis $x/l_{ax} \approx 0.2$. Ebenso ist der Beginn der nachlaufinduzierten Transition um weitere 10 % axialer Sehnenlänge stromauf verschoben. Den selben Effekt beschreiben Mahallati und Sjolander (2007), die an einer Niederdruckturbinenkaskade infolge einer halbierten Durchflusszahl ebenfalls eine Stromaufverschiebung des Transitionsbeginns in der selben Größenordnung beobachten konnten.

Die Steigung des Nachlaufpfades und der Charakteristiken der turbulenten und beruhigten Grenzschichtbereiche (B bzw. C) bleiben aufgrund der unveränderten Strouhal-Zahl gleich.

Nichtsdestotrotz unterscheidet sich die Grenzschichtentwicklung und insbesondere das Ablöseverhalten im Verzögerungsbereich deutlich von der Situation bei $U40T35$. Am bemerkenswertesten ist die instationäre Wirbelablösung⁴⁰ (D), welche durch einen Streifen sehr niedriger Wandschubspannung charakterisiert ist, der direkt auf den beruhigten Bereich folgt. Der Wirbel entsteht an einer Position, welche sich etwas stromauf der Ablöseposition bei stationärer Zuströmung befindet (vgl. Abb. 7.7a) und wandert mit nahezu konstanter Geschwindigkeit stromab, jedoch nicht weiter als $x/l_{ax} \approx 0.85$. Dem Wirbel folgt eine Phase ohne Grenzschichtablösung, bevor sich schließlich eine gewöhnliche laminare Ablöseblase (D_L) ausbildet. Diese wird jedoch schnell durch den nächsten Nachlauf unterdrückt.

Zusätzlich zur laminaren Ablösung kommt es zu einer Ablösung im nachlaufinduzierten turbulenten Grenzschichtbereich. Diese zeichnet sich im Weg-Zeit-Diagramm ebenfalls als schmaler Streifen negativer Wandschubspannung (D_T) ab. Das Auftreten einer Ablösung der turbulenten Grenzschicht erscheint zwar zunächst ungewöhnlich, die Ablöseneigung wird allerdings durch Buri-Parameter kleiner als $Bu < -0.05$ bestätigt.

Die Ursache für das stark instationäre Ablöseverhalten ist in der direkten Interaktion zwischen dem *negativ jet* und der Grenzschicht (vgl. Abb. 7.2) und den damit verbundenen starken Druckfluktuationen zu sehen. Ein ähnliches Bild zeigt sich dementsprechend für den Betriebspunkt $U60T105$, wengleich die Phänomene dort weniger ausgeprägt sind.

Zusammenstellung

Abbildung 7.7 zeigt die Zusammenstellung des zeitgemittelten Reibungsbeiwertes und des Grenzschicht-Formfaktors für alle untersuchten Konfigurationen. Zum Vergleich sind zudem die Ergebnisse der transitionalen (vgl. Abb. 6.11) und einer vollturbulenten stationären Vergleichsrechnung ohne Nachlaufeinfluss enthalten.

Die Reibungsbeiwerte (Abb. 7.7a) steigen auf der gesamten Saugseite mit größer werdender Strouhal-Zahl an, wobei die Fälle mit paarweise gleicher Strouhal-Zahl ($U20T35 / U60T105$ bzw. $U40T35 / U120T105$) bis in den Ablösebereich bei $x/l_{ax} \approx 0.7$ ein ähnliches Niveau aufweisen. Im zeitlichen Mittel wird die Ablöseblase für alle Konfigurationen mit erhöhter Strouhal-Zahl komplett unterdrückt, und für $U60T35$ streben die Reibungsbeiwerte schließlich der vollturbulenten Lösung entgegen. Das angehobene Schubspannungsniveau kann letztendlich auf die sowohl zeitlich als auch räumlich ausgeprägteren turbulenten Grenzschichtberei-

⁴⁰ Eine bezüglich der Topologie ähnliche aber insgesamt ausgeprägtere Wirbelstruktur ist in Abb. 8.8a dargestellt.

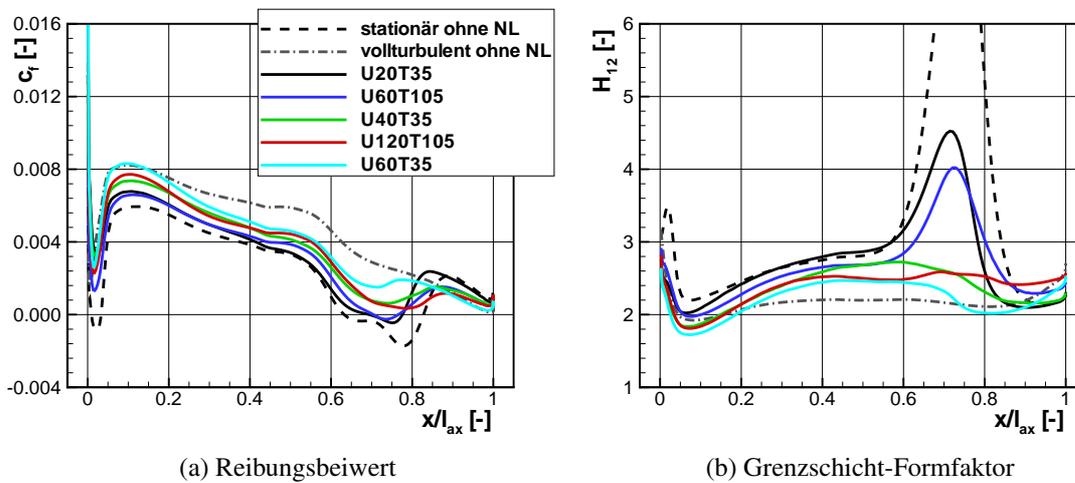


Abb. 7.7: Einfluss der Nachlaufkinematik auf zeitgemittelte Grenzschichtparameter

che zurückgeführt werden. Dies wird durch die in Abb. 7.7b gezeigten Formfaktoren bestätigt, die dem niedrigeren Niveau der vollturbulenten Lösung entgegenstreben.

An dieser Stelle sei abschließend noch auf die auch bei vollturbulenter Rechnung niedrigen Reibungsbeiwerte an der Hinterkante hingewiesen. Offensichtlich ist die aerodynamische Belastung des Profils so groß, dass selbst die turbulente Grenzschicht kaum in der Lage ist, den Druckgradienten ohne Ablösung zu überwinden. Insofern ist es plausibel, dass die Grenzschicht in diesem Bereich bei zusätzlich vorhandenen Störungen in der Außenströmung tatsächlich ablöst, sowie es für den Fall *U120T105* beobachtet werden konnte (vgl. Abb. 7.6).

7.2.3 Verlustentwicklung

In Kap. 6.3.4 wurde auf die Schwierigkeiten bei der Beurteilung integraler Totaldruckverluste bei instationärer Zuströmung eingegangen. Als ein wesentliches Ergebnis der Untersuchungen in diesem Abschnitt konnte die signifikante Umfangverschiebung der Wirbeltrajektorien im Schaufelkanal identifiziert werden. Durch die zwischen den einzelnen Betriebspunkten deutlich voneinander abweichende Wirbelkinematik weichen auch die damit assoziierten Verlustanteile stark voneinander ab. Aus diesem Grunde wird zur Beurteilung des Verlustverhaltens alleine die Variation der Impulsverlustdicke an der Hinterkante herangezogen. In diesem Zusammenhang wurde für den Fall *U20T35* bereits auf die sehr gute Reproduktion der im

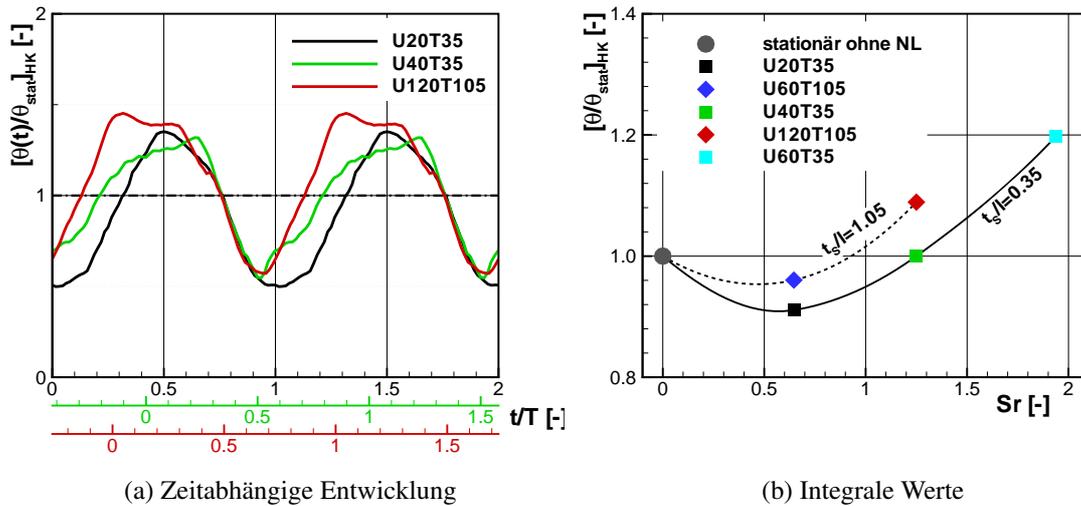


Abb. 7.8: Einfluss der Nachlaufkinematik auf die Impulsverlustdicke an der saugseitigen Hinterkante ($x/l_{ax} = 0.99$)

Experiment beobachteten Reduktion der Verlustdicke bei periodisch instationärer Zuströmung eingegangen (vgl. Abb. 6.16).

Abbildung 7.8a zeigt die zeitliche Variation der auf den stationären Wert bezogenen Impulsverlustdicke (θ/θ_{stat})_{HK} an der Hinterkante ($x/l_{ax} = 0.99$) für die Konfigurationen *U20T35*, *U40T35* und *U120T105*. Für alle drei Fälle wurde die instationäre Grenzschichtentwicklung bereits anhand von Weg-Zeit-Diagrammen diskutiert, und beispielhaft für *U20T35* konnte der Bereich erhöhter Impulsverlustdicke dem nachlaufinduzierten turbulenten Streifen und der Bereich minimaler Werte der beruhigten Zone zugeordnet werden. Zur besseren Vergleichbarkeit der Kurven untereinander wurden die Verläufe in Abb.7.8a entlang der Zeitachse derart gegeneinander verschoben, dass die absteigenden Flanken zwischen Maximum und Minimum in Deckung gebracht sind. Eine eindeutige zeitliche Zuordnung zu den bereits gezeigten Abbildungen bleibt durch die individuellen Zeitskalen gewährleistet (Zuordnung entsprechend der Farbgebung).

Bei *U20T35* überwiegt die Verlustreduktion infolge der beruhigten Zone gegenüber dem angehobenen Verlustniveau innerhalb des turbulenten Streifens. Für *U40T35* wurde anhand des Weg-Zeit-Diagramms (Abb. 7.5) gezeigt, dass der beruhigte Grenzschichtbereich nahe der Hinterkante vorzeitig durch das Auftreten des nachfolgenden turbulenten Streifens abgeschnitten wird, so dass der Anteil erhöhter Verlustdicke auf Kosten des Anteils abgesenkter Werte anwächst. Für *U120T105* kommt es aufgrund des stromauf verschobenen nachlaufinduzierten

Transitionsbeginns und der damit einhergehenden längeren turbulenten Lauflänge zusätzlich zu einer Anhebung der maximalen Impulsverlustdicke.

Insgesamt gewinnen somit die nachlaufinduzierten turbulenten Grenzschichtbereiche, in denen höhere Reibungsverluste auftreten, an Bedeutung. Die Auswirkung dieser Verschiebung auf die integralen Werte zeigt Abb. 7.8b für alle untersuchten Betriebspunkte. Es wird deutlich, dass eine Verlustreduktion nur für die beiden Fälle mit der kleinsten betrachteten Strouhal-Zahl von $Sr = 0.65$ zu erwarten ist, während die Impulsverlustdicke für höhere Werte sogar zunimmt. Das heißt, dass für die Strouhal-Zahl eine obere Grenze existiert, bis zu der eine Verlustreduktion zu erwarten ist. Die damit verbundene Beobachtung, dass die Verlustreduktion bei einer bestimmten Strouhal-Zahl maximal wird, wird durch experimentelle Untersuchungen zum Beispiel von Acton (1998) oder Mahallati und Sjolander (2007) bestätigt. Coton und Arts (2004b) stellen darüber hinaus fest, dass die Impulsverlustdicke bei einer Verringerung der Durchflusszahl anwächst. Dieser Effekt wird hier ebenfalls bestätigt.

Anhand der exemplarisch eingezeichneten Ausgleichskurven, welche die Betriebspunkte gleicher Stabteilung miteinander verbinden, wird ebenfalls deutlich, dass damit sowohl die verlustoptimale als auch maximale Strouhal-Zahl, für die mit einer Verlustreduktion zu rechnen ist, mit größerer Stabteilung (d. h. niedrigerer Durchflusszahl) hin zu niedrigeren Werten verschoben wird. Inwieweit eine Strouhal-Zahl von $Sr \approx 0.5$ den optimalen Wert für die hier betrachtete Konfiguration darstellt, wie durch den im Prinzip willkürlich gewählten Kurvenverlauf suggeriert wird, kann nicht abschließend bewertet werden, da hierfür letztendlich zu wenige Stützstellen vorliegen.

7.3 Zusammenfassende Beurteilung

Die durchgeführten numerischen Untersuchungen bestätigen, dass sowohl die Strouhal-Zahl als auch die Durchflusszahl einen signifikanten Einfluss auf die instationäre Grenzschichtentwicklung und das Verlustverhalten des untersuchten Niederdruckturbinengitters haben.

Betriebspunkte mit identischer Strouhal-Zahl aber unterschiedlichen Durchflusszahlen unterscheiden sich im Wesentlichen durch die Ausrichtung der Trajektorie des Stabnachlaufs in Relation zur Strömungsrichtung. Bei niedrigen Durchflusszahlen kommt es aus diesem Grund zu einer Verlagerung des nachlaufinduzierten Wirbelpaares in Richtung der Saugseite und einer direkten Interaktion mit der Schaufelgrenzschicht. Dies hat einen signifikanten Einfluss

auf das saugseitige Ablöseverhalten und äußert sich zudem in starken Druckfluktuationen. In diesem Zusammenhang bleibt anzumerken, dass das Geschwindigkeitsdefizit im Nachlauf der Stäbe durch die Rechnung deutlich überbewertet wird (vgl. Abb. 6.8). Somit dürften auch das sich entwickelnde Wirbelpaar und die assoziierten Druckfluktuationen tatsächlich weniger ausgeprägt sein. Es ist jedoch davon auszugehen, dass der beobachtete Trend einer stärkeren Interaktion infolge sinkender Durchflusszahl zumindest qualitativ korrekt wiedergegeben wird.

Der Einfluss einer erhöhten Strouhal-Zahl äußert sich im Wesentlichen in einer effektiveren Unterdrückung der Ablöseblase, so dass diese im zeitlichen Mittel schließlich komplett unterdrückt wird. Führt dieser Effekt unterhalb einer optimalen Strouhal-Zahl zu einer Reduktion der Grenzschichtverluste, steigen diese jenseits des Optimums über das Niveau bei stationärer Zuströmung an. Mit sinkender Durchflusszahl wird das Optimum in Richtung kleinerer Strouhal-Zahlen verschoben. Wenngleich beide Effekte aufgrund nicht vorhandener experimenteller Vergleichsdaten nicht direkt verifiziert werden können, werden sie durch entsprechende Literaturvergleiche vollständig bestätigt.

8 Periodisch instationäre Zuströmung

T164

In Kapitel 5 konnte exemplarisch für das Gitter T164 gezeigt werden, dass das eingesetzte numerische Verfahren in der Lage ist, die Profilbelastung und das Verlustverhalten hoch belasteter Niederdruckturbinengitter bei homogener, stationärer Zuströmung über einen weiten Reynolds-Zahl-Bereich korrekt wiederzugeben. Der Einfluss periodisch instationärer Zuströmung auf das zeitabhängige Transitionsverhalten bei ansonsten gleich bleibenden aerodynamischen Randbedingungen wurde in Kapitel 6 für den Testcase T106D-EIZ detailliert untersucht und das Rechenverfahren anhand instationärer Messdaten validiert. In diesem Kapitel wird nun die Kombination beider Einflüsse betrachtet. Die Untersuchung erfolgt am Gitter T164, für das über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich bei periodisch instationärer Zuströmung zeitgemittelte Messdaten vorliegen.

8.1 Rechennetz und Randbedingungen

Analog zu den bisher diskutierten Fällen wurden die Untersuchungen zur periodisch instationären Zuströmung am T164 ebenfalls als quasi dreidimensionale Mittelschnittsrechnungen durchgeführt. Das verwendete Rechengitter ist in Abb. 8.1 dargestellt. Aufgrund des in diesem Zusammenhang ungünstigen Verhältnisses zwischen Gitter- und Stabteilung wurde das Rechengebiet auf drei Schaufelpassagen ausgedehnt, denen zwei Stäbe gegenüberstehen. In dieser Konfiguration wird die Stabteilung im Vergleich zum Experiment um lediglich 3 % skaliert, während die Schaufelteilung exakt der experimentellen Konfiguration entspricht. Die Netzauflösung im Bereich der Schaufelpassage entspricht dem für die stationären Untersuchungen verwendeten nominalen Rechengitter (vgl. Abb. 5.1 und Tab. 5.1). Alleine im Bereich der Zu- und Abströmung wurde die Knotendichte in axialer Richtung verfeinert, um ein *aspect*

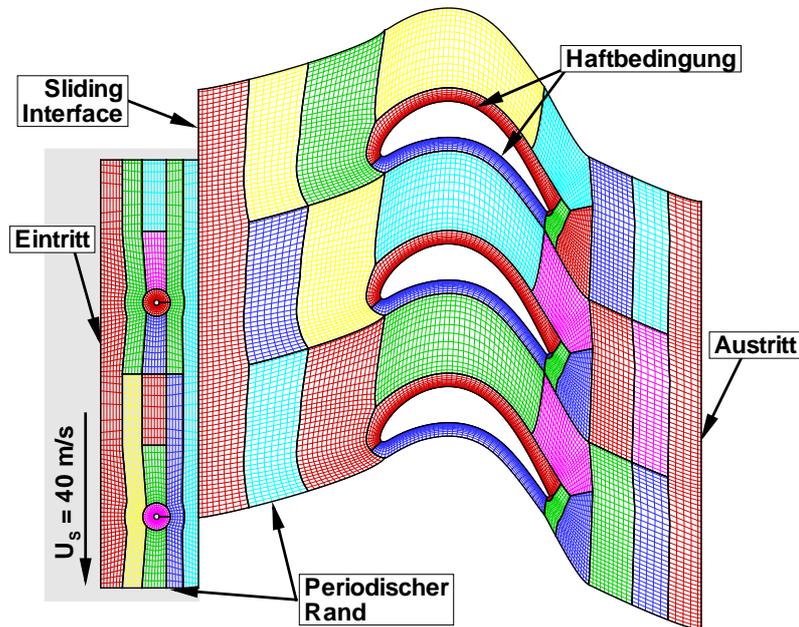


Abb. 8.1: Rechengitter T164 für die Simulation periodisch instationärer Zuströmung (jeder zweite Knoten dargestellt, verzerrte Geometrie)

$ratio^{41}$ in der Größenordnung von eins zu gewährleisten. Diese Anpassung ist für die Auflösung der zu erwartenden Wirbelstrukturen notwendig und führt zu circa 20 % mehr Zellen pro Passage. Desweiteren wurde analog zu den stationären Untersuchungen eine Stromröhrenkontraktion entsprechend der Geometrie des Gitterträgers (vgl. Abb. 5.1) aufgeprägt. Die EIZ-Blöcke sind mit einer im Wesentlichen identischen Auflösung wie im Falle des T106D-EIZ (vgl. Abb. 6.1) diskretisiert. Die Koppelung der beiden relativ zueinander bewegten Netzteile ist ebenfalls über ein *sliding interface* realisiert. Insgesamt besteht das verwendete Rechengitter aus ca. 76000 Zellen.

Die Randbedingungen für Totaldruck, -temperatur, Turbulenzgrad und Längenmaß am Eintritt sowie für den statischen Druck am Austritt des Rechengebietes entsprechen den Werten des jeweiligen Betriebspunktes bei stationärer Zuströmung (vgl. Kap. 5.2). Um die durch die EIZ-Stäbe bedingte Umlenkung zu kompensieren, wurde der Zuströmwinkel am Eintritt iterativ angepasst, so dass der mittlere Strömungswinkel in der Interface-Ebene dem Zuströmwinkel bei stationärer Zuströmung entspricht. Umfangsgeschwindigkeit und Stabteilung wurden im Rahmen dieser Teiluntersuchung nicht variiert, und die instationäre Zuströmung ist durch eine

⁴¹ *aspect ratio* – Quotient aus Länge und Breite einer Zelle

Strouhal-Zahl von $Sr \approx 0.3$ und eine Durchflusszahl von $\phi \approx 3.0$ gekennzeichnet. Ein Stabdurchgang wurde mit 768 Zeitschritten aufgelöst, was einem physikalischen Zeitschritt von $\Delta t \approx 2.5 \cdot 10^{-6}$ s entspricht. Auch hier zeigt eine weitere Verfeinerung des Zeitschrittes keinen Einfluss auf die betrachteten Lösungsgrößen.

8.2 Ergebnisse

Die Diskussion der Ergebnisse erfolgt im Wesentlichen anhand der bereits in den Kapiteln 5.3 und 6.3 verwendeten Auftragungen. Auf eine wiederholte Beschreibung der dargestellten Größen wird aus diesem Grunde wenn möglich verzichtet. Stattdessen sei auf die genannten Abschnitte verwiesen.

8.2.1 Auslegungspunkt

Zunächst wird der Einfluss der periodisch instationären Zuströmung im Auslegungspunkt des Gitters T164 bei einer Abström-Reynolds-Zahl von $Re_{2th} = 200000$ und einem Zuströmturbulenzgrad von $Tu_1 = 4.0\%$ betrachtet. Abbildung 8.2 zeigt den Vergleich zwischen berechneter und gemessener Charakteristik des EIZ-Nachlaufs an einer Position, welche sich circa eine axiale Sehnenlänge stromauf des Gittereintritts befindet. Das maximale Geschwindigkeitsdefizit im Zentrum des Nachlaufs wird analog zu den für das T106D-EIZ diskutierten Ergebnissen (vgl. Abb. 6.8) wiederum deutlich überbewertet. Nichtsdestotrotz ist die Übereinstimmung mit den Messergebnissen aufgrund des dort ebenfalls ausgeprägteren Geschwindigkeitsdefizits insgesamt besser. Darüber hinaus wird auch die Breite des Nachlaufs sehr gut erfasst.

In der Turbulenzgradverteilung fällt auf, dass durch die Simulation ein deutlich stärkerer Abfall der Turbulenz im ungestörten Bereich zwischen den Nachläufen vorhergesagt wird. Eine realistischere Vorhersage des Turbulenzgrades zwischen den einzelnen Nachläufen wäre durch eine Vergrößerung des turbulenten Längenmaßes am Eintritt prinzipiell möglich. Nichtsdestotrotz wurde der im Rahmen der Sensitivitätsanalyse bei homogener Zuströmung ermittelte Wert (vgl. Kap. 5.2) auch im Rahmen der instationären Simulationen verwendet, um die Vergleichbarkeit mit den stationären Rechnungen zu gewährleisten. Im Übrigen ist davon auszugehen, dass das Absinken des Turbulenzgrades zwischen den Stabnachläufen für die Vorhersage der instationären Grenzschichtentwicklung von untergeordneter Bedeutung ist, da im

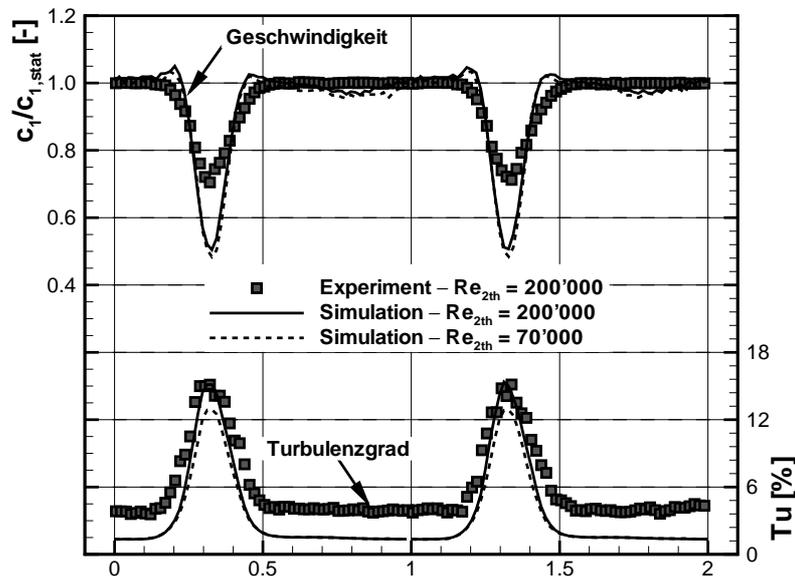


Abb. 8.2: Berechneter (Linien) und gemessener (Symbole) zeitlicher Verlauf von Geschwindigkeit und Turbulenzgrad im Gittereintritt bei periodisch instationärer Zuströmung

Rahmen der Transitionsmodellierung in diesem Fall weiterhin auf die Abschätzung des Turbulenzgrades am Grenzschichttrand gemäß Gl. 3.33 zurückgegriffen wird. Nur im Falle eines lokal erhöhten Turbulenzgrades, so wie er innerhalb eines Stabnachlaufs auftritt, erfolgt die Bestimmung nach Gl. 3.49. Insofern ist eine realistische Vorhersage des Turbulenzgrades innerhalb des Nachlaufes von wesentlicherer Bedeutung. Wie Abb. 6.8 ebenfalls zeigt, wird der Turbulenzgrad im Nachlauf selbst tatsächlich in sehr guter Übereinstimmung mit den Messdaten wiedergegeben.⁴² Insbesondere die erreichten Turbulenzgradmaxima stimmen auch quantitativ sehr gut überein.

Die berechnete Nachlaufcharakteristik der EIZ-Stäbe zeigt nur eine geringe Sensitivität bezüglich der Reynolds-Zahl, wie die ebenfalls gezeigten Ergebnisse für $Re_{2th} = 70000$ belegen. Dies gilt insbesondere für die Ausprägung des Geschwindigkeitsdefizits. Für den im Folgenden beobachteten Einfluss der Reynolds-Zahl auf die instationäre Grenzschichtentwicklung kann ein Einfluss einer veränderten Dellencharakteristik somit ausgeschlossen werden. Auf-

⁴² Das turbulente Längenmaß im Stabnachlauf ergibt sich im Wesentlichen aus dem lokalen Strömungsfeld im Nahfeld des Stabes und nicht aus dem Vorgabewert am Einströmrand. Folglich ist auch das Turbulenzniveau innerhalb des Nachlaufes von dieser Randbedingung nur wenig beeinflusst.

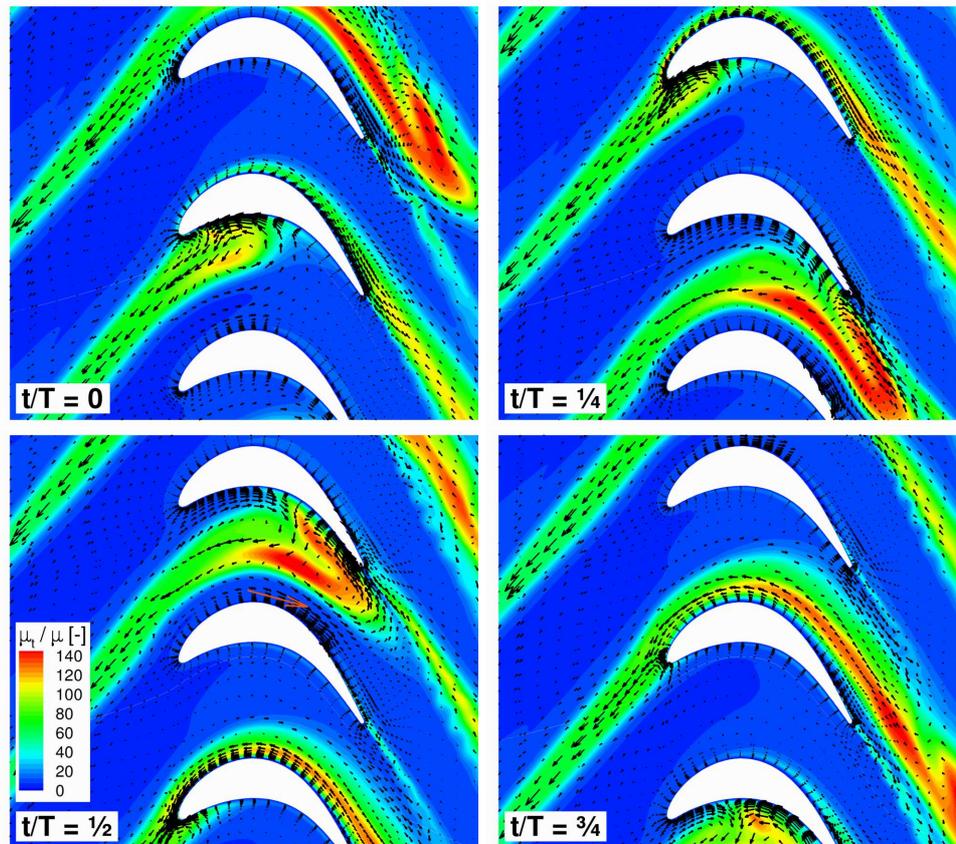


Abb. 8.3: Konvektion der Stabnachläufe durch die Schaufelpassage (Verteilung der normierten Wirbelviskosität überlagert mit Störgeschwindigkeitsvektoren, verzerrte Geometrie) – $Re_{2th} = 200\,000$, $Tu_1 = 4.0\%$

grund nicht vorhandener experimenteller Daten für das niedrigere Reynolds-Zahl-Niveau kann dieses Ergebnis jedoch nicht direkt verifiziert werden.

Die Konvektion des Nachlaufs durch die Schaufelpassage veranschaulicht die in Abb. 8.3 gezeigte Sequenz. Aufgrund des ungeraden Verhältnisses zwischen Stab- und Schaufelzahl von $2 : 3$ liegt zu einem diskreten Zeitpunkt nicht in jeder Passage der gleiche Strömungszustand vor. Stattdessen besteht ein Phasenversatz von $\Delta t/T = 2/3$ zwischen zwei benachbarten Passagen. Bezogen auf die mittlere der drei gezeigten Schaufeln wiederholt sich der Strömungszustand, der zum Zeitpunkt t_0/T in der saugseitigen Passage vorliegt, zum Zeitpunkt $(t_0 + \Delta t)/T$ in der druckseitigen Passage. Für die eindeutige Zuordnung der im weiteren Verlauf dieses Kapitels präsentierten zeitgenauen Ergebnisse sind diese jeweils auf die Strömungssituation an der mittleren Schaufel in Abb. 8.3 zu beziehen.

Beim Durchgang durch die Schaufelpassage werden die Nachläufe entsprechend dem in Kapitel 6.3.1 beschriebenen Mechanismus verzerrt, und es bildet sich das charakteristische gegenläufige Wirbelpaar, welches anhand der Viskositätsverteilung und der Störgeschwindigkeitsvektoren deutlich zu identifizieren ist. Bemerkenswert ist die in dieser Konfiguration große räumliche Erstreckung des Wirbelsystems, welches zeitweise rund $2/3$ des engsten Querschnitts belegt. Die damit verbundene Blockage (Versperrung) führt temporär zu einer lokalen Beschleunigung der Strömung nahe der Saugseite zum Zeitpunkt $t/T = 0.5$ (roter Pfeil in Abb. 8.3). Diese Beschleunigung hat zusätzlich zu der direkten nachlaufinduzierten Transition einen gravierenden Einfluss auf die instationäre Grenzschichtentwicklung, wie noch gezeigt wird.

Eine realistische Vorhersage der Grenzschichtentwicklung kann nur dann erwartet werden, wenn die Profilbelastung und insbesondere die resultierenden Druckgradienten korrekt wiedergegeben werden. Die Vorhersagegüte bei stationärer Zuströmung wurde bereits in Kapitel 5.3.1 aufgezeigt, doch auch bei instationärer Zuströmung wird eine ausgezeichnete Übereinstimmung erzielt, wie der Vergleich zwischen dem zeitgemittelten Simulationsergebnis (schwarze Linie) und den Messwerten (Symbole) in der in Abbildung 8.4 gezeigten Profildruckverteilung belegt. Einzig im Bereich der Vorderkante bis $x/l \approx 0.2$ ist ein leichter Inzidenzeffekt erkennbar, welcher jedoch in der Anpassung des geometrischen Einbauwinkels im Rahmen der experimentellen Untersuchungen begründet ist (Schwarze et al., 2009b).

Um einen Eindruck von den instationären Druckschwankungen zu gewinnen, zeigt Abb. 8.4 neben der mittleren ebenfalls die zeitlich veränderliche Druckverteilung zu diskreten Zeitpunkten für einen Stabdurchgang. Während die Abweichungen von der mittleren Verteilung zu den meisten Zeitpunkten vergleichsweise gering ausfallen, lassen sich im Wesentlichen zwei herausragende Ereignisse identifizieren, die mit einer signifikanten Modifikation der Druckverteilung einhergehen. Auf der Druckseite kommt es infolge der direkten Nachlaufinteraktion bei $t/T = 0.0$ und 0.2 (vgl. Abb. 8.3, oben) zu einer Absenkung des statischen Drucks, dessen lokales Minimum mit dem Nachlauf stromab wandert. Auf der Saugseite ist bei $t/T = 0.4$ und 0.5 eine starke Beschleunigung der Strömung in Folge des bereits angesprochenen Blockageeffektes zu verzeichnen. Anhand des sich anschließenden starken Gradienten bei $x/l \approx 0.65$ zum Zeitpunkt $t/T = 0.5$ und nachfolgend weiter stromab bei $x/l \approx 0.85$ und $t/T = 0.6$ kann bereits aus der Druckverteilung auf eine starke Strömungsablösung geschlossen werden. Die direkte Interaktion des Nachlaufs infolge des Auftreffens auf die Saugseite äußert sich in einer Anhebung des Druckniveaus im Beschleunigungsbereich bei $t/T = 0.8, 0.9$ und $1.0 (\hat{=} 0.0)$.

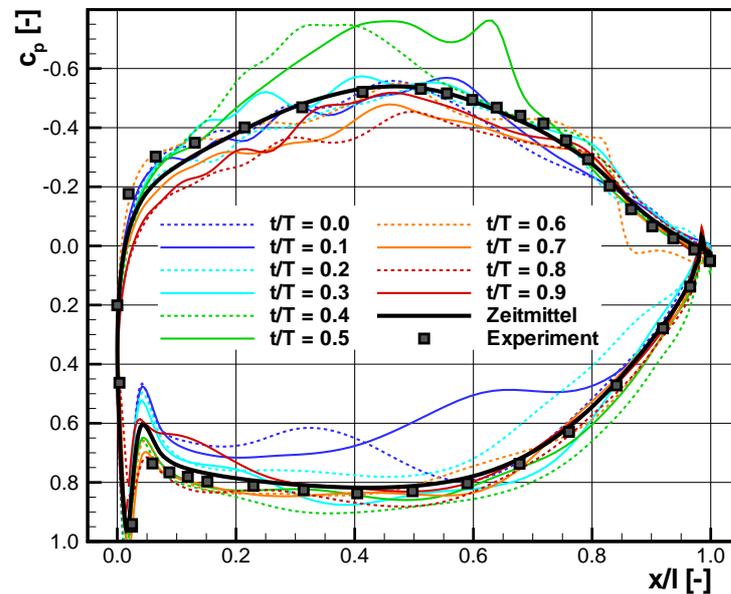


Abb. 8.4: Zeitgemittelte (schwarze Linie) und Momentanwerte (farbige Linien) der Profildruckverteilung bei periodisch instationärer Zuströmung im Vergleich mit Messdaten (Symbole) – $Re_{2th} = 200000$, $Tu_1 = 4.0\%$

Darüber hinaus sind hier die durch die von Kármánsche Wirbelablösung an den EIZ-Stäben induzierten hochfrequenten Druckschwankungen gut zu erkennen.

Ein detailliertes Bild der instationären Grenzschichtentwicklung liefert das in Abb. 8.5 gezeigte Weg-Zeit-Diagramm des Reibungsbeiwertes für die Saugseite der betrachteten Schaukel. Die Effekte der Nachlauf-Grenzschicht-Interaktion unterscheiden sich nicht grundlegend von der bereits anhand des T106D-EIZ identifizierten Charakteristik. Hohe Schubspannungsbeiwerte an der Vorderkante (Bereich A) signalisieren das Auftreffen des Nachlaufs. Das Einsetzen der nachlaufinduzierten Transition erfolgt bereits stromauf des Geschwindigkeitsmaximums bei $x/l \approx 0.35$, und ein turbulenter Streifen B sowie ein sich anschließender beruhigter Bereich C, in denen die laminare Ablöseblase komplett unterdrückt wird, können eindeutig identifiziert werden. Die im Vergleich zum T106D-EIZ deutlich weiter stromauf einsetzende Transition ist letztendlich auf die schwächere Beschleunigung der Strömung⁴³ und einem damit verbundenen stärkeren Anwachsen der Impulsverlustdicken-Reynolds-Zahl zurückzu-

⁴³ Typische Werte des Pohlhausen-Parameters λ_θ im Beschleunigungsbereich (ohne Vorderkantenumströmung): T164: $\lambda_\theta = 0.02 \dots 0.04$; T106D-EIZ: $\lambda_\theta = 0.05 \dots 0.1$.

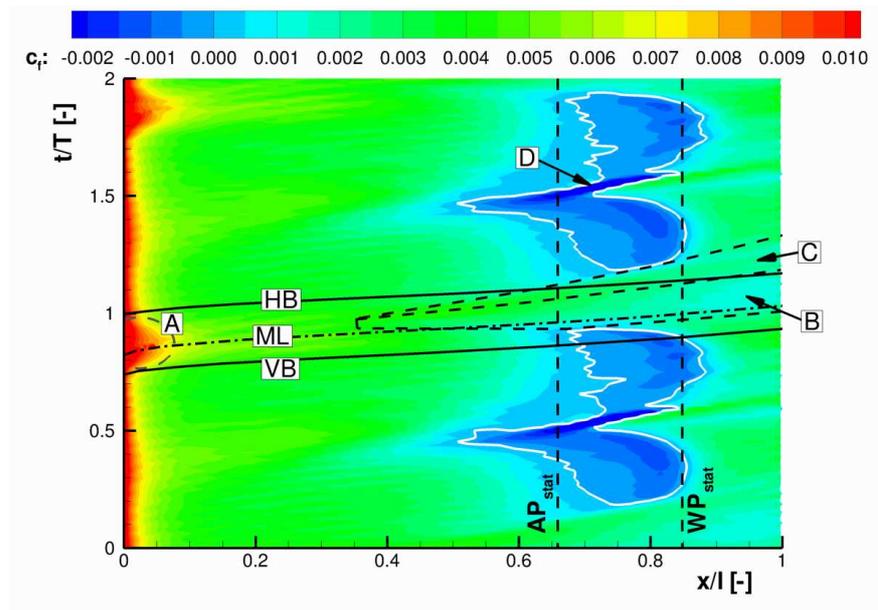


Abb. 8.5: Weg-Zeit-Diagramm des Reibungsbeiwertes – $Re_{2th} = 200000$, $Tu_1 = 4.0\%$

führen, welche als Maß für die Rezeptivität der Grenzschicht bezüglich äußerer Störungen angesehen werden kann (Hodson und Howell, 2005).

Nach dem Durchgang des Nachlaufs und dem Abklingen des beruhigten Bereiches etabliert sich die laminare Ablöseblase erneut. Bevor jedoch die gleiche Ausdehnung wie bei stationärer Zuströmung erreicht wird – die entsprechenden Positionen des Ablöse- und Wiederanlegepunktes sind durch senkrechte Linien markiert – wandert die Ablösung infolge der beschleunigten Außenströmung bei $t/T \approx 1.5$ stromauf. Die abgelöste Strömung rollt sich schließlich zu einem Wirbel auf, der entlang der Schaufeloberfläche stromab transportiert wird. In der instationären Druckverteilung (Abb. 8.4) konnten die damit verbundenen starken Druckgradienten bereits identifiziert werden. Im Weg-Zeit-Diagramm zeichnet sich dieses Phänomen als schmaler Streifen sehr niedriger Reibungsbeiwerte (*D*) ab. In der weiteren Folge bildet sich wiederum eine Ablöseblase aus, bevor diese durch den nächsten Nachlauf erneut unterdrückt wird. Ein quasistatischer Zustand kann sich aufgrund der beschriebenen Phänomene zwischen zwei Stabdurchgängen trotz der vergleichsweise niedrigen Strouhal-Zahl nicht einstellen. Eine ähnliche Form der instationären Grenzschichtentwicklung bei periodisch instationärer Zuströmung wurde von Acton (1998) beobachtet, die auf Basis von Heißfilmergebnissen von einer „doppelten Verschiebung des Transitionspunktes während einer Stabperiode“ berichtet und diese ebenfalls auf eine Blockagewirkung des Nachlaufs in der Passage zurückführt. Die temporäre Stromaufverschiebung der Ablösung zwischen zwei Nachläufen geht mit einer starken

Absenkung des statischen Drucks einher, wie anhand von Abb. 8.4 bereits gezeigt wurde. Die andererseits sehr gute Übereinstimmung der zeitgemittelten Druckverteilung mit den experimentellen Daten bestätigt diesen Effekt zumindest indirekt.

Der direkte Einfluss des Nachlaufs beschränkt sich auf einen relativ kurzen zeitlichen Abschnitt im Weg-Zeit-Diagramm, in dem die Ablösung komplett unterdrückt wird. Umso bemerkenswerter ist die Feststellung, dass die Ablösung im zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfeld vollständig verschwindet. Dies ist letztendlich ebenfalls in der mittleren Profildruckverteilung (Abb. 8.4) erkennbar, die dem Verlauf der vollturbulenten Rechnung ohne Ablösung, wie sie bereits in Abb. 5.4 gezeigt wurde, recht nahe kommt. Letztendlich ist dies auf die große turbulente Lauflänge der Grenzschichtströmung im Bereich des turbulenten Streifens und den damit verbundenen fülligen Grenzschichtprofilen zurückzuführen. Dieser dominante Einfluss des turbulenten Streifens führt zu einer im Vergleich zur stationären Lösung vergrößerten mittleren Impulsverlustdicke an der Hinterkante und einem erhöhten Verlustniveau. Eine detaillierte Diskussion dieser Effekte folgt im anschließenden Abschnitt.

8.2.2 Einfluss der Reynolds-Zahl

Den Einfluss einer auf $Re_{2th} = 120000$ abgesenkten Reynolds-Zahl auf die instationäre saugseitige Grenzschichtentwicklung zeigt Abb. 8.6. Die nachlaufinduzierte Transition verläuft bei der niedrigeren Reynolds-Zahl nach dem grundsätzlich gleichen Muster wie im Auslegungspunkt, allerdings mit dem wesentlichen Unterschied, dass der Transitionsbeginn bis $x/l = 0.5$ und somit in den Bereich des Geschwindigkeitsmaximums stromab verlagert ist. Diese Beobachtung deckt sich mit experimentellen Ergebnissen von Acton (1998) oder Brunner (2000), die für verschiedene andere Niederdruckturbinengitter ebenfalls eine Stromabverschiebung des nachlaufinduzierten Transitionsbeginns aus instationären Heißfilmdaten ableiten konnten. Zusammen mit der im Einklang mit den stationären Untersuchungen deutlich vergrößerten Ablöseblase führt die Verlagerung des Transitionsbeginns dazu, dass auch im zeitgemittelten Strömungsfeld weiterhin eine Ablösung vorhanden ist, welche in ihrer Länge jedoch um 10 % gegenüber dem stationären Fall reduziert ist. Die für den Auslegungspunkt diskutierte nachlaufinduzierte Stromaufverschiebung des Ablösepunktes mit einem in der Folge abschwimmenden Wirbel ist auch für diese Reynolds-Zahl zu beobachten (E). Der Wirbel besteht bis zur Hinterkante und resultiert in einer Phase komplett abgelöster Strömung in der Zeit zwischen $1.6 \leq t/T \leq 1.8$.

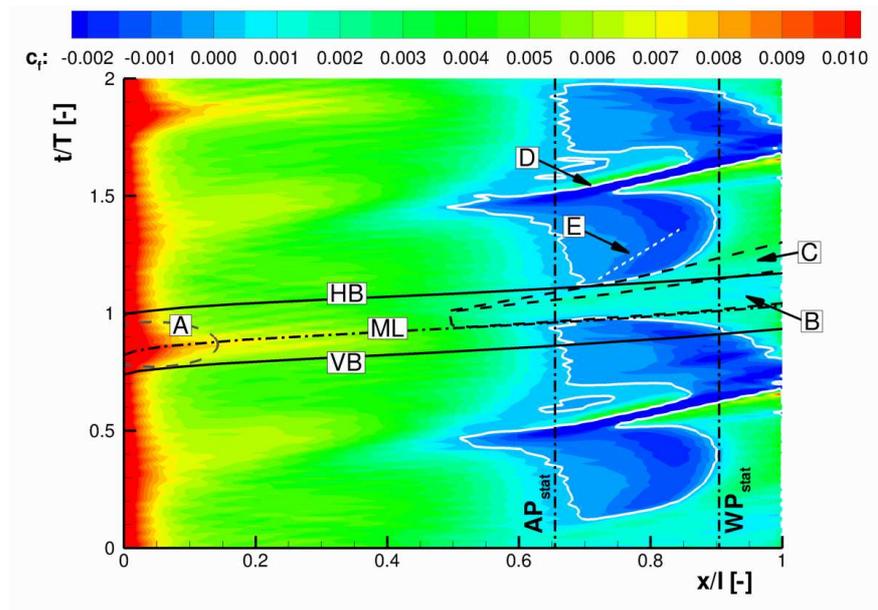


Abb. 8.6: Weg-Zeit-Diagramm des Reibungsbeiwertes – $Re_{2th} = 120000$, $Tu_1 = 4.0\%$

Bei der niedrigsten betrachteten Reynolds-Zahl von $Re_{2th} = 70000$ wird die Transition unter dem Nachlauf schließlich nicht mehr stromauf der Ablöseblase ausgelöst, wie aus Abb. 8.7 hervorgeht. Insbesondere entwickelt sich kein turbulenter Streifen, in dessen Einflussbereich die Ablösung komplett unterdrückt würde. Trotzdem kommt es zu einer signifikanten Reduktion der Ablöseblase unter dem Einfluss des erhöhten Turbulenzniveaus im Nachlauf, markiert als Bereich *b*. Doch auch nach dem Durchgang des Nachlaufs benötigt die Ablöseblase eine nicht unerhebliche Zeit, bis sie zum Zeitpunkt $t/T \approx 1.4$ wieder ihr volle Ausdehnung erreicht. Die mit *E* gekennzeichnete Linie entspricht einer Wachstumsrate der Ablöseblase von $0.1 \cdot U_\infty$. Ähnliche Werte wurden von Coton und Arts (2004b) aus experimentellen Untersuchungen an einem Niederdruckturbinenprofil bei $Re = 130000$ abgeleitet.

Während die Unterdrückung der Ablösung mit sinkender Reynolds-Zahl schwächer wird (die Blasenlänge ist im zeitlichen Mittel um ca. 5% reduziert), gewinnt der Vorgang des Wirbelabschwimmens zunehmend an Dominanz. Im Gegensatz zu den höheren Reynolds-Zahlen, bei denen sich die Strömung in der Folge relativ schnell wieder stabilisiert, werden bei $Re_{2th} = 70000$ weitere nachfolgende Wirbel initiiert (*E*). Abbildung 8.8a visualisiert den Strömungszustand in diesem Bereich für den Zeitpunkt $t/T = 1.6$. Es wird deutlich, dass die Wirbelstrukturen eine signifikante Ausdehnung normal zur Wand aufweisen und sich somit

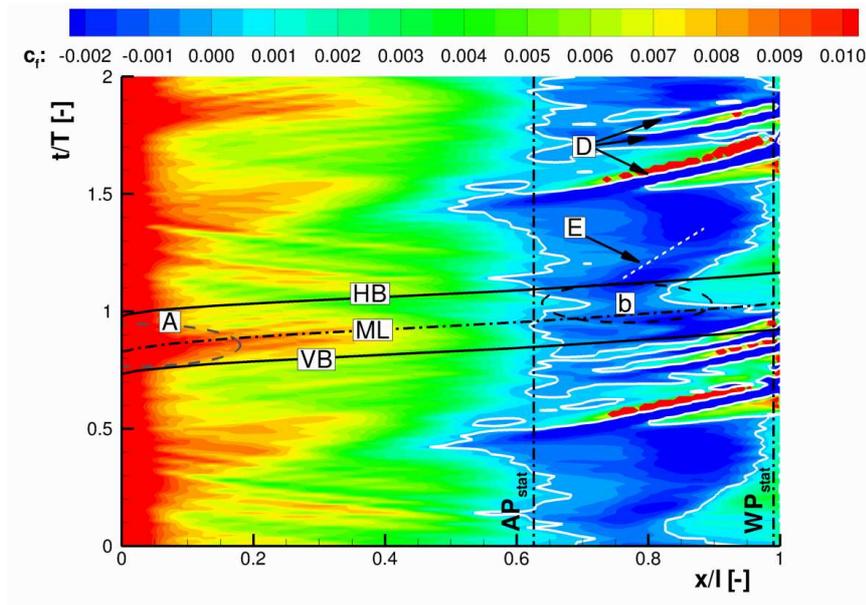
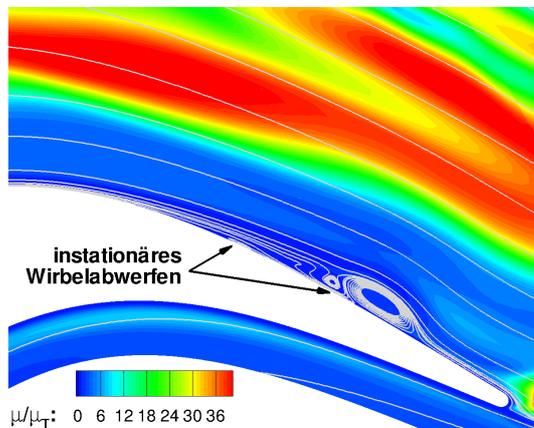
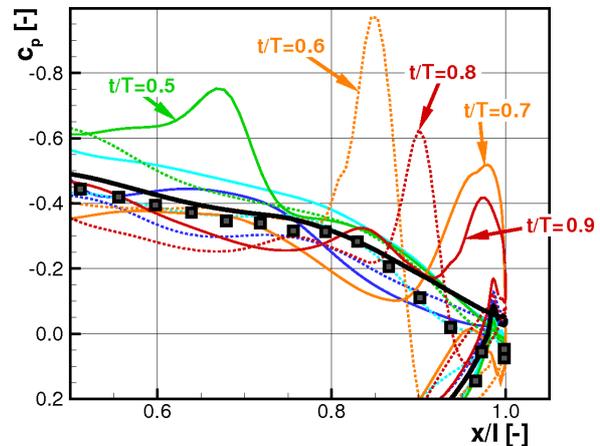


Abb. 8.7: Weg-Zeit-Diagramm des Reibungsbeiwertes – $Re_{2th} = 70000$, $Tu_1 = 4.0\%$

deutlich von dem typischen Erscheinungsbild einer laminaren Ablöseblase unterscheiden. In diesem Zusammenhang erklären sich auch die lokalen Extremwerte des Reibungsbeiwertes in Abb. 8.7 (rote Streifen), da ein Grenzschichttrand nicht eindeutig bestimmt werden kann und eine an dieser Stelle deutlich zu geringe Freistromgeschwindigkeit für die Normierung der Wandschubspannung herangezogen wird.

Abbildung 8.8b zeigt zusätzlich die zeitlich veränderliche Druckverteilung im saugseitigen Verzögerungsbereich. Die resultierende gemittelte Verteilung ist zudem experimentellen Ergebnissen für diesen Betriebspunkt gegenübergestellt. Während letztgenannte über einen weiten Bereich in guter Übereinstimmung sind, wird der Gradient stromab von $x/l \approx 0.83$ etwas zu flach wiedergegeben. Das entsprechend höhere Druckniveau in diesem Bereich legt die Vermutung nahe, dass die mit den abschwimmenden Wirbeln assoziierten Saugspitzen überbewertet werden und tatsächlich weniger ausgeprägt erscheinen. Transition innerhalb der Wirbel, welche in der Rechnung nicht beobachtet werden kann, könnte hierfür eine mögliche Erklärung sein.

Um die Konsequenzen der beschriebenen Grenzschichtentwicklung für die Verlustentstehung der Gitters analysieren zu können, zeigt Abb. 8.9 den Einfluss der periodisch instationären Zuströmung auf die Impulsverlustdicke θ an der saugseitigen Hinterkante bei $x/l = 0.99$. Der zeitlich veränderliche Verlauf dieser Größe ist für die Reynolds-Zahlen $Re_{2th} = 70000$,

(a) Wirbelstruktur bei $t/T = 1.6$ 

(b) Zeitabhängige Profildruckverteilung

Abb. 8.8: Strömungsphänomene im Verzögerungsbereich der Saugseite – $Re_{2th} = 70000$, $Tu_1 = 4.0\%$

$Re_{2th} = 120000$ und $Re_{2th} = 200000$ in Abb. 8.9a für einen Stabdurchgang aufgetragen. Die waagerechten gestrichelten Linien markieren jeweils das Niveau, welches bei stationärer Zuströmung für den entsprechenden Betriebspunkt ermittelt wurde (vgl. Abb. 5.9). Darüber hinaus ist zur besseren Orientierung der Zeitraum des Nachlaufdurchgangs in Analogie zu der in Abb. 8.5 eingeführten Nomenklatur mit VB , ML und HB markiert. Für die Betriebspunkte $Re_{2th} = 70000$ und $Re_{2th} = 120000$ wurde der Bereich der abschwimmenden Wirbel bewusst ausgespart und der weitere Kurvenverlauf nur angedeutet. Wie bereits gesagt wurde, ist in diesem Bereich die Bestimmung des Grenzschichttrandes und die Integration der Grenzschichtparameter nicht sinnvoll durchführbar.

Bei einer Reynolds-Zahl von $Re_{2th} = 200000$ kommt es unter dem Nachlauf infolge der ausgeprägten turbulenten Grenzschichtbereiche zu einem starken Anwachsen der Impulsverlustdicke. In dem sich anschließenden beruhigten Bereich kann hingegen ein Absinken unter das stationäre Niveau beobachtet werden. Das abermalige Anwachsen der Werte mit lokalem Maximum bei $t/T \approx 1.55$ ist auf die temporäre Belastungssteigerung des Profils infolge der Nachlaufblockage (vgl. Abb. 8.4) zurückzuführen. Diese Diskussion kann sinngemäß auf die Fälle bei niedrigeren Reynolds-Zahlen übertragen werden. Während bei $Re_{2th} = 200000$ der Effekt des turbulenten Abschnitts überwiegt, ist für die niedrigeren Reynolds-Zahlen jedoch eine Verschiebung zugunsten der verlustreduzierten Anteile auszumachen. Dieser Effekt spiegelt

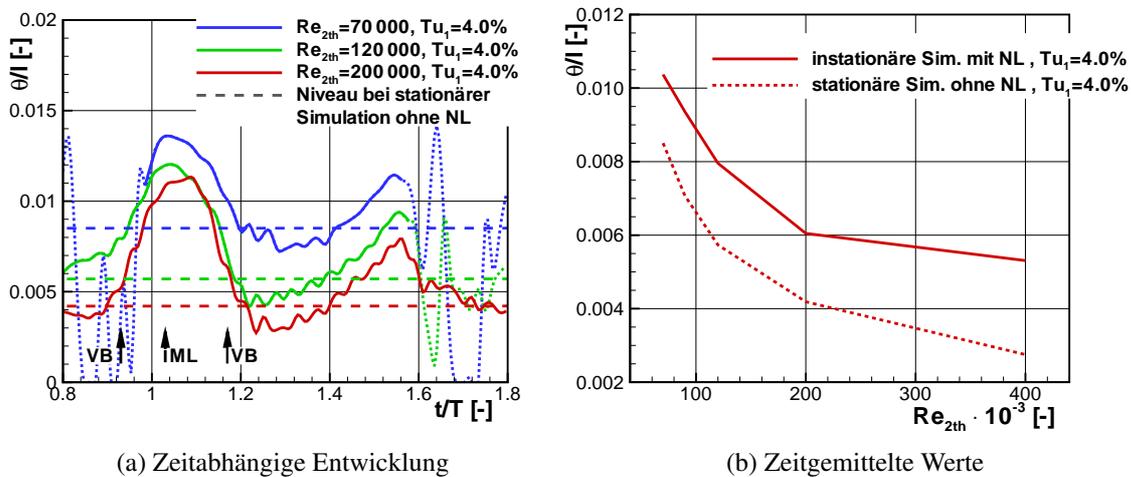


Abb. 8.9: Einfluss periodisch instationärer Strömung auf die Impulsverlustdicke an der saugseitigen Hinterkante ($x/l = 0.99$)

sich schließlich auch in der Entwicklung der mittleren Impulsverlustdicke⁴⁴ wider, welche in Abb. 8.9b in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl und im Vergleich zu den stationären Ergebnissen aufgetragen ist. Die Impulsverlustdicke bei instationärer Zuströmung liegt im gesamten Reynolds-Zahl-Bereich über den stationären Werten. Allerdings wird der Offset zwischen beiden Kurven im Bereich niedriger Reynolds-Zahlen deutlich kleiner, was auf den oben diskutierten Effekt zurück geführt werden kann.

In Kapitel 6.3.4 wurde die Schwierigkeit diskutiert, bei periodisch instationärer Zuströmung verschiedene Verlustanteile von einander zu trennen und aussagekräftige Verlustbeiwerte abzuleiten. Abbildung 8.10a zeigt eine Gegenüberstellung der berechneten Nachlauftraversen bei periodisch instationärer Zuströmung für alle betrachteten Reynolds-Zahlen, wobei der Stabverlust in dieser Auftragung bereits herausgerechnet ist. Im Vergleich zu dem für das T106D-EIZ gezeigten Ergebnis (vgl. Abb. 6.17) ist hier eine deutlich geringere Variation im Bereich der freien Strömung zu verzeichnen, welche zudem wenig vom jeweiligen Betriebspunkt beeinflusst ist. Insofern ist davon auszugehen, dass zumindest der Vergleich der integralen Werte untereinander aussagekräftig ist.

⁴⁴ Aufgrund der starken Oszillationen während des Wirbelabwerfens erfolgt die Bestimmung der mittleren Impulsverlustdicke nicht als Mittelung der einzelnen Momentanwerte sondern wird aus dem zeitgemittelten Geschwindigkeitsfeld abgeleitet, in dem eine eindeutige Bestimmung des Grenzschichtendes für alle Betriebspunkte unproblematisch ist.

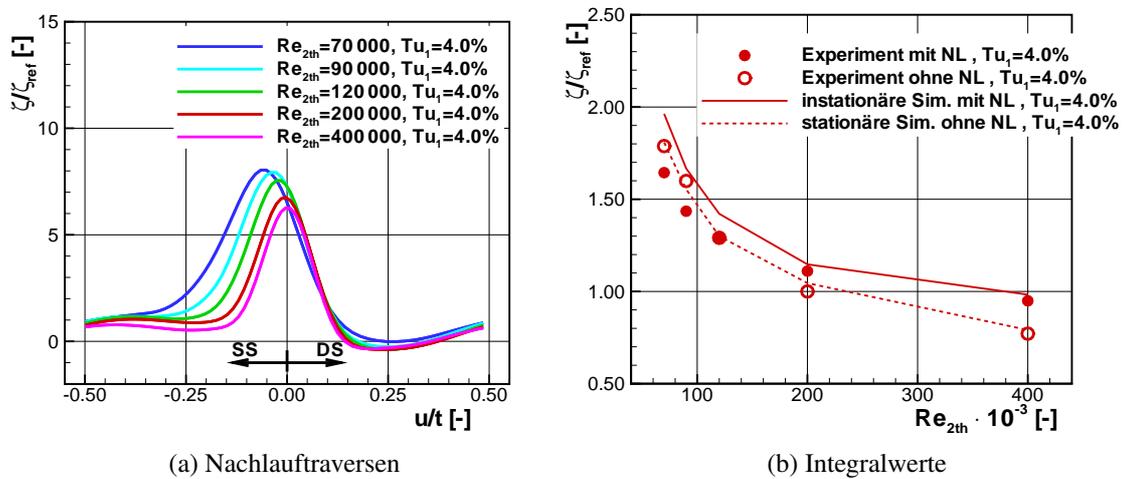


Abb. 8.10: Einfluss periodisch instationärer Strömung auf die Profilverluste

Abbildung 8.10b zeigt den Einfluss der Abström-Reynolds-Zahl auf die integralen Totaldruckverluste. Zum Vergleich sind sowohl die stationären Simulationsergebnisse (vgl. Abb. 5.10) als auch die experimentellen Ergebnisse für stationäre und instationäre Zuströmung aufgeführt. In Übereinstimmung mit der diskutierten Abhängigkeit der mittleren Impulsverlustdicke an der Hinterkante liegen die berechneten Verluste für den gesamten betrachteten Reynolds-Zahl-Bereich über den stationären Werten. Im Bereich hoher Reynolds-Zahlen ($Re_{2th} = 200\,000$ und $Re_{2th} = 400\,000$) wird dieses Ergebnis durch die Messdaten bestätigt, wobei ebenfalls eine ausgezeichnete quantitative Übereinstimmung festzustellen ist. In Richtung niedriger Reynolds-Zahlen nähert sich die berechnete Kurve zwar dem stationären Niveau an, eine tatsächliche Reduktion der Verluste, wie sie die Messdaten zeigen, kann jedoch nicht reproduziert werden.

8.2.3 Zusätzlicher Einfluss der Zuströmturbulenz

In Ergänzung zu den im vorherigen Abschnitt vorgestellten Untersuchungen wurden zusätzliche instationäre Simulationen bei einem auf $Tu_1 = 2.1\%$ reduzierten Zuströmturbulenzgrad durchgeführt. Im Vergleich zeigt sich infolge dieser Variation keine grundlegend veränderte Grenzschichtentwicklung, und der wesentliche Einfluss kommt dem einer verminderten Abström-Reynolds-Zahl gleich. So ist die Länge der Ablöseblase zwischen den Nachlaufdüsen sowie im zeitlich gemittelten Strömungsfeld insgesamt größer. Die Transition unter dem Nach-

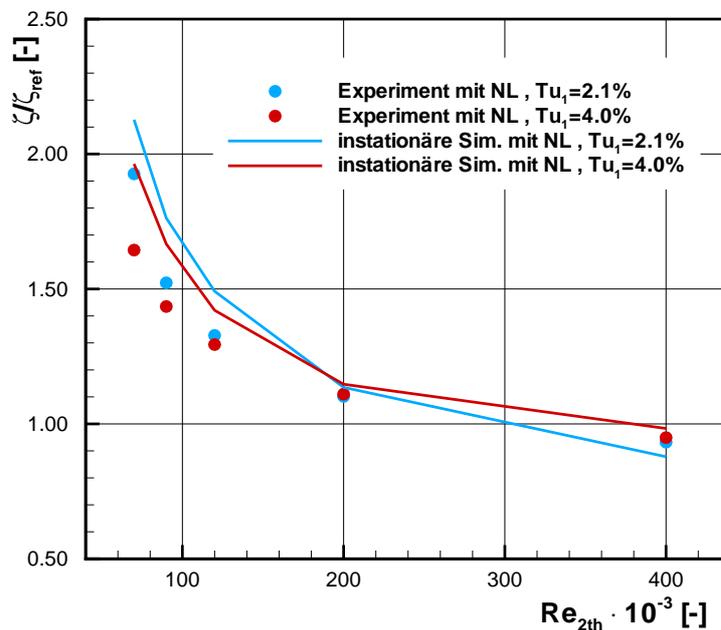


Abb. 8.11: Zusätzlicher Einfluss des Zuströmturbulenzgrades auf die integralen Verluste

lauf erfolgt erst später und somit leicht stromab verschoben. Konkret bedeutet dies, dass bereits bei $Re_{2th} = 90000$ auch temporär keine vollständige Unterdrückung der Ablösung erfolgt. Im zeitlichen Mittel verschwindet die Ablösung gar erst bei $Re_{2th} = 400000$. Darüber hinaus ist die instationäre Grenzschichtentwicklung insgesamt stärker durch das periodische Abschwimmen abgelöster Wirbel geprägt.

Den Einfluss des Turbulenzgrades auf die integralen Totaldruckverluste bei instationärer Zuströmung zeigt Abb. 8.11. Er äußert sich in Analogie zu dem bei stationärer Zuströmung beobachteten Verhalten (vgl. Abb. 5.10) insbesondere im Bereich kleiner Reynolds-Zahlen. Der Einfluss des Turbulenzgrades wird hier in der Tendenz korrekt wiedergegeben, das Verlustniveau insgesamt jedoch überbewertet. Eine gute Vorhersage des Verlustniveaus wird für $Re_{2th} > 200000$ erzielt. Während die leichte Verlustreduktion bei $Re_{2th} = 400000$ in den experimentellen Daten ebenfalls angedeutet ist, wird bei $Re_{2th} = 200000$ in guter Übereinstimmung mit der Messung kein Einfluss des Zuströmturbulenzgrades vorhergesagt.

8.3 Zusammenfassende Beurteilung

Bei einer moderaten Abström-Reynolds-Zahl von $Re_{2th} = 200\,000$ bestätigen die Untersuchungen zum Einfluss periodisch instationärer Zuströmung am Gitter T164 die sehr gute Vorhersagegüte des eingesetzten Rechenverfahrens, wie sie bereits für das Gitter T106D-EIZ festgestellt werden konnte (vgl. Kap. 6.3). Insbesondere zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit der gemessenen zeitgemittelten Profildruckverteilung und dem integralen Verlustbeiwert in diesem Betriebspunkt. Die instationäre Grenzschichtentwicklung ist durch das Auftreten großer nachlaufinduzierter turbulenter Anteile sowie einer blockagebedingten Stromaufverschiebung der Ablöseblase zwischen diesen Bereichen gekennzeichnet, was mit einer kompletten Unterdrückung der Ablöseblase im zeitlichen Mittel sowie einer Anhebung der Verluste über das stationäre Niveau einhergeht.

Diese gute Vorhersagegüte konnte für niedrige Reynolds-Zahlen nicht vollständig bestätigt werden. Zwar wird in Übereinstimmung mit verschiedenen Literaturstellen eine Stromabverschiebung des nachlaufinduzierten Transitionsbeginns vorhergesagt, und die damit einhergehende verminderte Generierung zusätzlicher Verluste konnte aufgezeigt werden. Eine tatsächliche Reduktion der Verluste unter das stationäre Niveau konnte jedoch nicht reproduziert werden. Als mögliche Ursache hierfür konnte die unter Umständen ungenaue Vorhersage des zunehmend instationären Wirbelabwerfens in der Folge der eingeschobenen Stromaufverschiebung der Ablösung identifiziert werden. In wie weit das im Vergleich zur Messung zu stark vorhergesagte Geschwindigkeitsdefizit im Nachlauf der Stäbe und die dementsprechend sicherlich ausgeprägter ausfallende Perturbation der Kanalströmung hier einen Einfluss haben ist unklar. Letztendlich bleibt festzustellen, dass die genaue Ursache für die Abweichungen zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen nicht abschließen geklärt werden konnte, da hierfür der Vergleich mit detaillierten instationären Messdaten aus dem Bereich der saugseitigen Grenzschicht notwendig wäre, welche jedoch nicht vorliegen.

Der zusätzliche Einfluss der Zuströmturbulenz wird auch im Bereich niedriger Reynolds-Zahlen in der Tendenz korrekt wiedergegeben. Es ist davon auszugehen, dass bei verbesserter Wiedergabe des Reynolds-Zahl-Einflusses auch diesbezüglich eine quantitativ gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielt werden kann.

9 Zusammenfassung

Der aktuelle Trend in der Entwicklung von Niederdruckturbinen für Flugtriebwerke ist durch das Bestreben gekennzeichnet, das Gewicht der Komponente durch eine Verringerung der Stufen- beziehungsweise der Schaufelanzahl zu reduzieren. Diese Maßnahme hat in jedem Fall eine erhöhte aerodynamische Belastung der einzelnen Turbinenschaufel zur Folge. Durch die gezielte Etablierung laminarer Ablöseblasen als Mittel der Transitionskontrolle ist es möglich, Niederdruckturbinenprofile auszulegen, mit denen die geforderte Belastungssteigerung ohne eine signifikante Wirkungsgradverschlechterung realisiert werden kann.

Die saugseitige Grenzschichtentwicklung und damit auch die Charakteristik der laminaren Ablöseblase ist wesentlich durch unterschiedliche Formen der laminar-turbulenten Transition gekennzeichnet. Als kritische Einflussgrößen konnten neben den „klassischen“ Betriebsparametern Mach- und Reynolds-Zahl zusätzlich der Zuströmturbulenzgrad und insbesondere die Rotor-Stator-Interaktion identifiziert werden. Die durch die im letztgenannten Fall periodisch instationäre Zuströmung zum betrachteten Schaufelgitter kommt es zu einer instationären Grenzschichtentwicklung, welche einen positiven Einfluss auf das Leistungsverhalten und die Verluste des Gitters haben kann.

Die numerische Strömungssimulation auf Basis der Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen hat sich in den letzten Jahrzehnten als unverzichtbares Werkzeug in der Auslegung von Turbomaschinen etabliert. Während bis heute im Bereich der Turbinenauslegung hauptsächlich stationäre Simulationen zum Einsatz kommen, können infolge der immensen Leistungssteigerung bei den eingesetzten Computerressourcen mittlerweile zunehmend auch zeitgenaue Berechnungen im Rahmen des Auslegungsprozesses sinnvoll eingesetzt werden. Dies bietet die Möglichkeit, die instationären Phänomene der Rotor-Stator-Interaktion direkt aufzulösen, um diese noch gezielter ausnutzen zu können. In diesem Zusammenhang war jedoch zunächst unklar, in wie weit die verwendeten Turbulenz- und Transitionsmodelle, die in der Regel auf Basis stationärer Daten entwickelt wurden, in der Lage sind, wesentliche Effekte der instationären Grenzschichtentwicklung realistisch abzubilden.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Simulationen wurde der Strömungslöser TRACE des Instituts für Antriebstechnik des DLR Köln verwendet. Das Verfahren stellt einen typischen Vertreter der in der industriellen Auslegung eingesetzten Navier-Stokes-Verfahren dar. Die Vorhersage transistionaler Strömungen erfolgt auf Basis des k - ω -Turbulenzmodells, welches mit einem neu entwickelten Transitionsmodell nach Kožulović (2007) gekoppelt ist. Das Transitionsmodell berücksichtigt mehrere Umschlagarten und ist insbesondere für die Vorhersage der transistionalen Strömung in Niederdruckturbinen optimiert worden.

Die vorliegende Arbeit liefert zunächst einen Beitrag zur Validierung des Verfahrens bei stationärer Zuströmung. Die Sensitivität des Modells in Bezug auf den Einfluss des Zuströmerturbulenzgrades konnte in diesem Zusammenhang durch eine Erweiterung der Modellierung verbessert werden. Das wesentliche Ziel dieser Arbeit liegt jedoch in der Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Verfahrens in Bezug auf die Vorhersagegenauigkeit instationärer Grenzschichteffekte bei periodisch instationärer Zuströmung. Hier sind insbesondere die nachlaufinduzierte Transition sowie die Erfassung beruhigter Bereiche zu nennen. Zu diesem Zweck wurden die gewonnenen Simulationsergebnisse im Vergleich mit experimentellen Daten detailliert analysiert und mit dem in der Literatur beschriebenen Kenntnisstand verglichen.

Es wurden zwei verschiedene Niederdruckturbinengitter betrachtet, welche bereits durch andere Autoren im Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal des Instituts für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München experimentell untersucht worden sind. So lagen für das Gitter T164 zeitgemittelte Messdaten für einen weiten Betriebsbereich vor, wobei insbesondere der Einfluss des Zuströmerturbulenzgrades und der periodisch instationären Zuströmung in Abhängigkeit von der Abström-Reynolds-Zahl betrachtet worden sind. Für die Validierung der instationären saugseitigen Grenzschichtentwicklung wurde auf detaillierte zeitaufgelöste Messdaten für das Gitter T106D-EIZ zurückgegriffen. Beide Turbinengitter sind durch das Auftreten einer ausgeprägten laminaren Ablöseblase im Auslegungspunkt gekennzeichnet.

Für die Nachrechnung der Windkanaluntersuchungen mit vertretbarem Aufwand mussten eine Reihe geometrischer Vereinfachungen abgeleitet und geeignete Randbedingungen definiert werden. Vor diesem Hintergrund wurde im Vorfeld der eigentlichen Untersuchungen eine kritische Bewertung dieser Annahmen sowie eine Überprüfung der Netzsensitivität der numerischen Lösung durchgeführt. Es konnte gezeigt werden, dass durch die diesbezüglich gewählte Modellierung keine signifikante Beeinflussung der primär betrachteten Untersuchungsaspekte zu erwarten ist.

Aufgrund der engen Verknüpfung zwischen dem Einfluss der Freistromturbulenz und der nachlaufinduzierten Transition wurden in einem ersten Schritt Untersuchungen zum Einfluss des Zuströmturbulenzgrades bei stationärer, homogener Zuströmung am Gitter T164 durchgeführt. Für einen niedrigen Zuströmturbulenzgrad von $Tu_1 = 2.1\%$ liefert das Transitionsmodell bereits in der Standardformulierung eine ausgezeichnete Vorhersagegüte im gesamten betrachteten Reynolds-Zahl-Bereich von $70000 \leq Re_{2th} \leq 400000$. Der Einfluss eines auf $Tu_1 = 4.0\%$ erhöhten Turbulenzniveaus konnte hingegen erst durch eine Erweiterung der Transitionsmodellierung korrekt erfasst werden. Die zugrundeliegende Variation der saugseitigen Grenzschichtentwicklung konnte aufgrund des direkten Zusammenhangs zwischen Verdrängungsdicke und Profildruckverteilung beziehungsweise zwischen Impulsverlustdicke und Totaldruckverlust durch die experimentellen Vergleichsdaten eindeutig verifiziert werden. So bewirkt die beobachtete Verkürzung der Ablöseblase im Bereich niedriger Reynolds-Zahlen eine deutliche Modifikation der saugseitigen Druckverteilung. Eine damit einhergehende Reduktion des integralen Totaldruckverlustes um bis zu 16% wird auch qualitativ in hervorragender Übereinstimmung mit den Messdaten vorhergesagt. Alleine dieser Wert verdeutlicht die Bedeutung der eingeführten Modellerweiterung in Bezug auf die Vorhersagesicherheit des verwendeten Verfahrens.

Die Validierung des Rechenverfahrens in Hinblick auf seine Eignung zur Vorhersage der zeitgenauen Grenzschichtentwicklung bei periodisch instationärer Zuströmung wurde für das Gitter T106D-EIZ durchgeführt. Im betrachteten aerodynamischen Betriebspunkt, der durch eine Mach-Zahl von $Ma_{2th} = 0.59$ und eine Reynolds-Zahl von $Re_{2th} = 200000$ gekennzeichnet ist, weist das Gitter bereits bei stationärer Zuströmung eine komplexe saugseitige Grenzschichtentwicklung auf. Eine laminare Ablösung an der Vorderkante mit turbulentem Wiederanlegen, eine anschließende Relaminarisierung der Grenzschicht im Beschleunigungsbereich sowie das Auftreten einer ausgeprägten laminaren Ablöseblase im Verzögerungsbereich des Profils wurden durch das Verfahren korrekt wiedergegeben.

Bei periodisch instationärer Zuströmung kommt es durch den Einfluss der Nachläufe zu einer signifikanten Reduktion der Ablöseblase im zeitlichen Mittel. Die instationäre Grenzschichtentwicklung ist durch die periodische Stromaufverschiebung des Transitionsbeginns unter dem Einfluss der Nachläufe gekennzeichnet. Die nachlaufinduzierte Transition wird dabei durch das erhöhte Turbulenzniveau in Form von Bypass-Transition stromauf der Ablöseblase ausgelöst. In zeitlicher Abfolge hinter dem sich ausbildenden turbulenten Streifen konnte zudem die Existenz eines beruhigten Bereiches eindeutig nachgewiesen werden, ohne dass dieses

Phänomen in der zugrundeliegenden Transitionsmodellierung explizit berücksichtigt würde. In beiden Bereichen wird die laminare Ablöseblase komplett unterdrückt. Insgesamt kommt es durch den positiven Effekt der beruhigten Bereiche zu einer Reduktion der Impulsverlustdicke an der Hinterkante, aus der auf insgesamt geringere Reibungsverluste in der saugseitigen Grenzschicht im Vergleich zu stationärer Zuströmung geschlossen werden kann. Die beschriebene instationäre Grenzschichtentwicklung wird durch die zur Verfügung stehenden experimentellen Daten bestätigt. Während zeitaufgelöste Wärmeübergangsmessungen allerdings nur eine qualitative Gegenüberstellung erlauben, wird die beobachtete Reduktion der Impulsverlustdicke durch Hitzdrahtergebnisse auch quantitativ voll bestätigt.

Im Rahmen der Validierung war die periodisch instationäre Zuströmung durch vergleichsweise kleine Strouhal- und unrealistisch große Durchflusskennzahlen gekennzeichnet, wobei die entsprechenden Parameter durch die experimentellen Untersuchungen vorgegeben waren, wo sie aus konstruktiven Gründen limitiert sind. Diese Limitierung ist bei den numerischen Untersuchungen nicht gegeben, so dass der Einfluss der Nachlaufkinematik untersucht und die Strouhal- und die Durchflusszahl unabhängig voneinander bis in den Bereich realistischer Werte variiert wurden.

Aufgrund der unterschiedlichen Fortpflanzungsgeschwindigkeiten turbulenter und beruhigter Grenzschichtbereiche, welche durch die Simulationen korrekt erfasst werden, hat die Strouhal-Zahl einen signifikanten Einfluss auf die saugseitige Grenzschichtentwicklung. Durch das Zusammenwachsen der entsprechenden Bereiche wird die Ablöseblase mit steigender Strouhal-Zahl zunehmend effektiver unterdrückt, wobei gleichzeitig die räumliche und zeitliche Ausdehnung turbulenter Grenzschichtanteile signifikant zunimmt. Eine Änderung der Durchflusszahl äußert sich demgegenüber zunächst in einer Verschiebung der Nachlauftrajektorien im Schaufelkanal. Die damit einhergehende Perturbation des Druck- und Geschwindigkeitsfeldes hat einen indirekten Einfluss auf die saugseitige Grenzschichtentwicklung, wenngleich die Charakteristika turbulenter und beruhigter Grenzschichtbereiche im Wesentlichen unbeeinflusst sind. Bezüglich der Verluste konnte eine obere Grenze sowie eine optimale Strouhal-Zahl identifiziert werden, bei der eine Verringerung unter das stationäre Niveau zu verzeichnen ist, wobei beide Werte von der Durchflusszahl abhängig sind. Wenngleich keine direkten experimentellen Vergleichsdaten für den konkreten Fall vorliegen, so konnten die beobachteten Phänomene durch den Vergleich mit verschiedenen in der Literatur beschriebenen Ergebnissen bestätigt werden.

Beim Gitter T164 führt die periodisch instationäre Zuströmung bei einer Reynolds-Zahl von ebenfalls $Re_{2th} = 200000$ zu einem Anstieg der Verluste über das Niveau bei stationärer Zuströmung. Dieses Verhalten wird durch die Simulationsrechnungen korrekt erfasst. Die nachlaufinduzierte Transition setzt hier bereits stromauf des Geschwindigkeitsmaximums ein und resultiert in ausgeprägten turbulenten Grenzschichtbereichen, welche die verlustreduzierende Wirkung beruhigter Bereiche mehr als kompensieren. Wenngleich der nachlaufinduzierte Transitionsbeginn mit abnehmender Reynolds-Zahl stromab verlagert wird, wodurch sich der nachteilige Einfluss auf die Verluste vermindert, kann eine Verlustreduktion, so wie es die experimentellen Daten zeigen, nicht reproduziert werden. Mögliche Ursachen für diese Diskrepanz wurden diskutiert, letztendlich fehlen allerdings zeitaufgelöste experimentelle Vergleichsdaten, um diese eindeutig identifizieren zu können.

Eine Empfehlung für zukünftige Arbeiten ergibt sich somit zunächst in Hinblick auf weiterführende experimentelle Untersuchungen. Zusätzlich zu den bereits vorhandenen zeitgemittelten Messdaten sind ebenfalls instationärer Ergebnisse notwendig, um Modellierungsdefizite genauer eingrenzen zu können und somit zu einer weiter verbesserten Modellgebung zu gelangen. Alternativ könnten zusätzlich zu den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Konfigurationen weitere, bereits bestehende Testcases für die Validierung herangezogen werden. Als konkretes Beispiel seien hier zum Beispiel die umfangreichen, zeitaufgelösten, experimentellen Untersuchungen vom Coton und Arts (2004a,b) an einer eigens hierfür ausgelegten und somit frei zugänglichen Niederdruckturbinengeometrie genannt, welche eine Vielzahl von Parametervariationen abdecken.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden in allen Simulationsrechnungen zum Einfluss periodisch instationärer Zuströmung die nachlauferzeugenden Stäbe in das Rechengebiet mit einbezogen. Die berechneten Geschwindigkeitsdefizite im Stabnachlauf lagen zum Teil recht deutlich unter den experimentell ermittelten Werten. Wenngleich das Verfahren in Bezug auf den periodisch instationären Einfluss der Nachläufe erfolgreich validiert werden konnte, ergeben sich aus dieser Tatsache im Detail doch gewisse Unsicherheiten. Eine direkte Vorgabe gemessener Eintrittsverteilungen wird in zukünftigen Versionen des eingesetzten Rechenprogramms möglich sein. Eine solche Modellierung könnte helfen, die diesbezüglichen Unsicherheiten zu klären. Auch eine explizite Untersuchung des Einflusses verschiedener Dellencharakteristiken ist in diesem Zusammenhang denkbar.

Literaturverzeichnis

- Abu-Ghannam, B. J. und R. Shaw (1980). „Natural Transition of Boundary Layers – The Effects of Pressure Gradient and Flow History“. *Journal of Mechanical Engineering Science* 22 (5), S. 213–228.
- Acton, P. (1998). „Untersuchung des Grenzschichtumschlags an einem hochbelasteten Turbinengitter unter inhomogenen und instationären Zuströmbedingungen“. Diss. Universität der Bundeswehr München.
- Amecke, J. (1967). *Auswertung von Nachlaufmessungen an ebenen Schaufelgittern*. Bericht 67A49. AVA Göttingen.
- Baldwin, B. S. und T. J. Barth (1991). „A One-Equation Turbulence Transport Model for High Reynolds Number Wall-Bounded Flows“. *AIAA 91-0610*.
- Baldwin, B. S. und H. Lomax (1978). „Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows“. *AIAA 78-257*.
- Bejan, A. (1982). *Entropy Generation Through Heat and Fluid Flow*. John Wiley & Sons, New York, NY, USA.
- Breitbach, C. (2002). „Numerische Berechnung transitionaler Grenzschicht-Strömungen in axialen Turbinengittern“. Diss. Technische Universität Darmstadt.
- Breuer, M. (2002). *Direkte Numerische Simulation und Large-Eddy Simulation turbulenter Strömungen auf Hochleistungsrechnern*. Shaker Verlag, Aachen.
- Brunner, S. (2000). „Untersuchung des Strömungsverhaltens von hochbelasteten ungekühlten Niederdruck-Turbinengittern unter Berücksichtigung der Rotor-Stator Interaktion“. Diss. Universität der Bundeswehr München.

- Butler, R. J., A. R. Byerley, K. Van Treueren und J. W. Baughn (2001). „The Effect of Turbulence Intensity and Length Scale on Low-Pressure Turbine Blade Aerodynamics“. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 22, S. 123–133.
- Cardamone, P., P. Stadtmüller und L. Fottner (2002). „Numerical Investigation of the Wake-Boundary Layer Interaction on a Highly Loaded LP Turbine Cascade“. *GT-2002-30367, ASME Turbo Expo, Amsterdam, Niederlande*.
- Casciaro, C., M. Treiber und M. Sell (2000). „Unsteady Transport Mechanisms in an Axial Turbine“. *Journal of Turbomachinery* 122 (10), S. 604–612.
- Castro, I. P. und A. Haque (1988). „The Structure of a Shear Layer Bounding a Separation Region. Part 2. Effects of Free-Stream Turbulence“. *Journal of Fluid Mechanics* 192, S. 577–595.
- Chima, R. V. (1996). „A $k-\omega$ Turbulence Model for Quasi-Three Dimensional Turbomachinery Flows“. *34th AIAA Aerospace Sciences Meeting, Reno-Tahoe, NV, USA*.
- Choi, D. H. und E. H. Lee (1995). „Prediction of Separation Bubbles Using Improved Transition Criterion With Two-Equation Turbulence Model“. *AIAA Journal* 33 (8), S. 1512–1514.
- Cobley, K., N. Coleman, G. Siden und N. Arndt (1997). „Design of New Three Stage Low Pressure Turbine for the BMW Rolls-Royce BR715 Turbofan Engine“. *97-GT-419, ASME Turbo Expo 1997, Orlando, FL, USA*.
- Coton, T. (2004). „Unsteady Wake-Boundary Layer Interactions on Advanced High Lift Low Pressure Turbine Airfoils“. Diss. Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Brüssel, Belgien.
- Coton, T. und T. Arts (2004a). „Investigation of a High Lift LP Turbine Blade Submitted to Passing Wakes. Part 1: Profile Loss and Heat Transfer“. *GT2004-53768, ASME Turbo Expo, Wien, Österreich*.
- Coton, T. und T. Arts (2004b). „Investigation of a High Lift LP Turbine Blade Submitted to Passing Wakes. Part 2: Boundary Layer Transition“. *GT2004-53781, ASME Turbo Expo, Wien, Österreich*.
- Crank, J. und P. Nicolson (1947). „A Practical Method for Numerical Evaluation of Solutions of Partial Differential Equations of the Heat Conduction Type“. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 43, S. 50–64.

- Curtis, E. M., H. P. Hodson, M. R. Banieghbal, J. D. Denton, R. J. Howell und N. W. Harvey (1997). „Development of Blade Profiles for Low-Pressure Turbine Applications“. *Journal of Turbomachinery* 119 (3), S. 531–538.
- Denton, J. D. (1993). „Loss Mechanisms in Turbomachines“. *Journal of Turbomachinery* 115 (10), S. 621–656.
- Dhawan, S. und R. Narasimha (1958). „Some Properties of Boundary Layer Flow During the Transition from Laminar to Turbulent Motion“. *Journal of Fluid Mechanics* 3 (02), S. 418–436.
- D’Ovidio, A., J. A. Harkins und J. P. Gostelow (2001). „Turbulent Spots in Strong Adverse Pressure Gradients: Part 2 – Spot Propagation and Spreading Rates“. *2001-GT-406, ASME Turbo Expo, New Orleans, LA, USA*.
- Drela, M. (1998). „MISES Implementation of Modified Abu-Ghannam/Shaw Transition Criterion (Second Revision)“. *MIT Aero-Astro*.
- Duden, A. (1999). „Strömungsbeeinflussung zur Reduzierung der Sekundärströmungen in Turbinengittern“. Diss. Universität der Bundeswehr München.
- Durbin, P. A. (1995). „Separated Flow Computations with the $k-\varepsilon-v^2$ Model“. *AIAA Journal* 33 (4), S. 659–664.
- Durbin, P. A. und B. A. Peterson Reif (2001). *Statistical Theory and Modeling for Turbulent Flows*. John Wiley & Sons, Chichester, Großbritannien.
- Elder, J. W. (1960). „An Experimental Investigation of Turbulent Spots and Breakdown to Turbulence“. *Journal of Fluid Mechanics* 9 (02), S. 235–246.
- Emmons, H. W. (1954). „Shear Flow Turbulence“. *Proceedings of the 2nd U.S. Congress of Applied Mechanics, ASME*.
- Engel, K. (1997). „Numerische Simulation der instationären Strömung in Turbomaschinenkomponenten“. Diss. Universität Gesamthochschule Essen.
- Eulitz, F. (2000). „Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinenkomponenten“. Diss. Ruhr-Universität Bochum.
- Favre, A. (1965). „Equations des Gaz Turbulents Compressibles“. *Journal de Mecanique* 4 (3), S. 361–390.

- Funazaki, K., K. Yamada, T. Ono, K. Segawa, H. Hamazaki, A. Takahashi und H. Tanimitsu (2006). „Experimental and Numerical Investigations of Wake Passing Effects Upon Aerodynamic Performance of an LP Turbine Linear Cascade With Variable Solidity“. *GT2006-90507, ASME Turbo Expo, Barcelona, Spanien.*
- Funazaki, K., K. Yamada, Y. Chiba und N. Tanaka (2008). „Numerical and Experimental Studies on Separated Boundary Layers Over Ultra-High Lift Low-Pressure Turbine Cascades With Variable Solidity: Effects of Free-Stream Turbulence“. *GT2008-50718, ASME Turbo Expo, Berlin.*
- Funazaki, K., K. Yamada, N. Tanaka und Y. Chiba and (2009). „Detailed Studies on Separated Boundary Layers Over Low-Pressure Turbine Airfoils Under Several High Lift Conditions: Effect of Freestream Turbulence“. *GT2009-59813, ASME Turbo Expo, Orlando, FL, USA.*
- Gier, J. und S. Ardey (2001). „On the Impact of Blade Count Reduction on Aerodynamic Performance and Loss Generation in a Three-Stage LP Turbine“. *2001-GT-0197, ASME Turbo Expo, New Orleans, LA, USA.*
- Gier, J., M. Franke, N. Hübner und T. Schröder (2010). „Designing LP Turbines for Optimized Airfoil Lift“. *Journal of Turbomachinery* 132 (7), S. 031008.
- Gomes, R. (2008). *Definition of Unsteady Boundary Conditions for Aerothermal Measurements on the T120C and T120D Cascades*. Institutsbericht LRT-WE12-08/12. Institut für Strahlantriebe, Universität der Bundeswehr München.
- Gostelow, J. P., N. Melwani und G. J. Walker (1996). „Effects of Streamwise Pressure Gradient on Turbulent Spot Development“. *Journal of Turbomachinery* 118 (4), S. 737–743.
- Halstead, D. E., D. C. Wisler, T. H. Okiishi, G. J. Walker, H. P. Hodson und H.-W. Shin (1997a). „Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines: Part 1 of 4 – Composite Picture“. *Journal of Turbomachinery* 119 (1), S. 114–127.
- Halstead, D. E., D. C. Wisler, T. H. Okiishi, G. J. Walker, H. P. Hodson und H.-W. Shin (1997b). „Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines: Part 2 of 4 – Compressors“. *Journal of Turbomachinery* 119 (4), S. 426–444.
- Halstead, D. E., D. C. Wisler, T. H. Okiishi, G. J. Walker, H. P. Hodson und H.-W. Shin (1997c). „Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines: Part 3 of 4 – LP Turbines“. *Journal of Turbomachinery* 119 (4), S. 225–237.

- Halstead, D. E., D. C. Wisler, T. H. Okiishi, G. J. Walker, H. P. Hodson und H.-W. Shin (1997d). „Boundary Layer Development in Axial Compressors and Turbines: Part 4 of 4 – Computations and Analyses“. *Journal of Turbomachinery* 119 (1), S. 128–139.
- Hanjalic, L., M. Popovac und M. A. Hadzuabdic (2004). „A Robust Near-Wall Elliptic-Relaxation Eddy-Viscosity Turbulence Model for CFD“. *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25, S. 1047–1051.
- Haselbach, F., H.-P. Schiffer, M. Horstmann, S. Dressen, N. Harvey und S. Read (2002). „The Application of Ultra High Lift Blading in the BR715 LP Turbine“. *Journal of Turbomachinery* 124 (1), S. 45–51.
- Hatman, A. und T. Wang (1999). „A Prediction Method for Separated Flow Transition“. *Journal of Turbomachinery* 121 (3), S. 594–602.
- Hayase, T., J. A. C. Humphrey und R. Greif (1992). „A Consistently Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence Using Finite-Volume Iterative Calculation Procedures“. *Journal of Computational Physics* 98 (1), S. 108–118.
- Heidecke, A. und B. Stoffel (2006). „Numerical Investigation on a Stator Vane Bypass Transition Over a Separation Bubble Using the V²-F and LCL-Models“. *GT2006-90543, ASME Turbo Expo, Barcelona, Spanien*.
- Hilgenfeld, L. und M. Pfitzner (2004). „Unsteady Boundary Layer Development Due to Wake Passing Effects on a Highly Loaded Linear Compressor Cascade“. *GT2004-53186, ASME Turbo Expo, Wien, Österreich*.
- Hilgenfeld, L., P. Stadtmüller und L. Fottner (2002). „Experimental Investigation of Turbulence Influence of Wake Passing on the Boundary Layer Development of Highly Loaded Turbine Cascade Blades“. *Flow, Turbulence and Combustion*. Bd. 69. Kluwer Academic Publishers, S. 229–247.
- Himmel, C. G., R. L. Thomas und H. P. Hodson (2009). „Effective Passive Flow Control for Ultra-High Lift Low Pressure Turbines“. *9th European Conference on Turbomachinery, Graz, Österreich*.
- Hirsch, C. (1988a). *Numerical Computation of Internal and External Flows*. Bd. 1. Fundamentals of Numerical Discretization. Chichester, UK: A Wiley-Interscience Publication.

- Hirsch, C. (1988b). *Numerical Computation of Internal and External Flows*. Bd. 2. Computational Methods for Inviscid and Viscous Flow. Chichester, UK: A Wiley-Interscience Publication.
- Hodson, H. P. und R. J. Howell (2001). „High Lift Low Pressure Turbines“. *Minnowbrooke III Proceedings, NASA/CP-2001-210888*, S. 37–78.
- Hodson, H. P. und R. J. Howell (2005). „Bladerow Interactions, Transition, and High-Lift Aerofoils in Low-Pressure Turbines“. *Annual Review of Fluid Mechanics* 37, S. 71–98.
- Hodson, H. P., T. P. Hynes, E. M. Greitzer und C. S. Tan (2009). „A Physical Interpretation of Stagnation Pressure and Enthalpy Changes in Unsteady Flow“. *GT2009-59374, ASME Turbo Expo, Orlando, FL, USA*.
- Hoheisel, H. (1981). *Entwicklung neuer Entwurfskonzepte für zwei Turbinengitter, Teil 3: Ergebnisse T106*. Institutsbericht IB 129-81/26. DFVLR, Braunschweig.
- Hoheisel, H. (1990). „Test Case E/CA-6 Subsonic Turbine Cascade T106“. *AGARD-AR-275: Test Cases for Computation of Internal Flows in Aero Engine Components*. Hrsg. von L. Fottner, S. 112–123.
- Horlock, J. H. und H. Deaneshyar (1971). „Stagnation Pressure Changes in Unsteady Flow“. *The Aeronautical Quarterly* 22, S. 207–224.
- Hourmouziadis, J. (1989). „Aerodynamic Design Of Low Pressure Turbines“. *AGARD Lecture Series* 167, S. 8.1–8.40.
- Hourmouziadis, J. und G. Hofmann (2006). „Response of Separation Bubble to Velocity and Turbulence Wakes“. *Minnowbrooke VI Proceedings, NASA/CP-2006-214484*.
- Howell, R. J., H. P. Hodson, V. Schulte, R. D. Stieger, H.-P. Schiffer, F. Haselbach und N. W. Harvey (2002). „Boundary Layer Development in the BR710 and BR715 LP Turbines—The Implementation of High-Lift and Ultra-High-Lift Concepts“. *Journal of Turbomachinery* 124 (3), S. 385–392.
- Jameson, A. (1991). „Time Dependent Calculations Using Multigrid with Applications to Unsteady Flows Past Airfoils and Wings“. *AIAA 91-1596, AIAA 10th CFD Conference, Honolulu, HI, USA*.

- Jones, W. P. und B. E. Launder (1972). „The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence“. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15, S. 301–314.
- Kampitsch, M. (2002). „Numerische Untersuchung der instationären Nachlauf/Grenzschicht-Interaktion in Turbinen- und Verdichterschaufelgittern und Vergleich mit Messungen“. Diss. Universität der Bundeswehr München.
- Kandula, M. und D. C. Wilcox (1995). „An Examination of k-omega Turbulence Model for Boundary Layers, Free Shear Layers and Separated Flows“. *26th AIAA Fluid Dynamics Conference, San Diego, CA, USA*.
- Kato, M. und B. E. Launder (1993). „The Modelling of Turbulent Flow Around Stationary and Vibrating Square Cylinders“. *9th Turbulent Shear Flow Symposium, Kyoto, Japan*.
- Kolmogorov, A. N. (1941). „Die lokale Struktur der Turbulenz in einer inkompressiblen zähen Flüssigkeit bei sehr großen Reynoldsschen Zahlen“. *Doklady Akademiyi Nauk SSSR* 30, S. 299–303.
- Kožulović, D. (2007). „Modellierung des Grenzschichtumschlags bei Turbomaschinenströmungen unter Berücksichtigung mehrerer Umschlagsarten“. Diss. Ruhr-Universität Bochum.
- Kwon, O. K. und R. H. Pletcher (1984). „Prediction of Subsonic Separation Bubble on Airfoils by Viscous-Inviscid Interaction“. *Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows II*. Hrsg. von T. Cebeci. Springer-Verlag, New York, S. 163–171.
- Ladwig, M. (1991). „Experimentelle Untersuchungen zum Einfluß einer inhomogenen Zuströmung auf die Entwicklung des Strömungsfeldes in Turbinenschaufelgittern“. Diss. Universität der Bundeswehr München.
- Lakshminarayana, B. und A. Poncet (1974). „A Method of Measuring Three-Dimensional Rotating Wakes Behind Turbomachinery Rotors“. *Journal of Fluids Engineering* 96 (2), S. 87–91.
- Langtry, R. B., F. R. Menter, S. R. Likki, Y. B. Suzen, P. G. Huang und S. Völker (2004). „A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables: Part II – Test Cases and Industrial Applications“. *GT2004-53454, ASME Turbo Expo, Wien, Österreich*.

- Launder, B. E. und B. I. Sharma (1974). „Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc“. *Letters in Heat and Mass Transfer* 1 (2), S. 131–138.
- Launder, B. E. und N. Shima (1989). „Second-Moment Closure for the Near-Wall Sublayer: Development and Application“. *AIAA Journal* 27, S. 1319–1325.
- Lazaro, B. J., E. Gonzalez und R. Vazquez (2007). „Unsteady Loss Production Mechanisms in Low Reynolds Number, High Lift, Low Pressure Turbine Profiles“. *GT2007-28142, ASME Turbo Expo, Montreal, Kanada.*
- Lien, F. S., W. L. Chen und M. A. Leschziner (1996). „Low-Reynolds-Number Eddy-Viscosity Modelling Based on Non-Linear Stress-Strain/Vorticity Relations“. *Proceedings of the 3rd International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Experiments*. Hrsg. von W. Rodi und E. Bergels, S. 91–100.
- Mahallati, A. und S. A. Sjolander (2007). „Aerodynamics of a Low-Pressure Turbine Airfoil at Low Reynolds Numbers Part 2 – Blade-Wake Interaction“. *GT2007-27348, ASME Turbo Expo, Montreal, Kanada.*
- Mahallati, A., B. R. McAuliffe, S. A. Sjolander und T. J. Praisner (2007). „Aerodynamics of a Low-Pressure Turbine Airfoil at Low-Reynolds Numbers Part 1: Steady Flow Measurements“. *GT2007-27347, ASME Turbo Expo, Montreal, Kanada.*
- Martini, P., A. Schulz, H.-J. Bauer und C. F. Whitney (2006). „Detached Eddy Simulation of Film Cooling Performance on the Trailing Edge Cutback of Gas Turbine Airfoils“. *Journal of Turbomachinery* 128 (4), S. 292–299.
- Martinstetter, M., M. Schwarze, R. Niehuis und N. Hübner (2008). „Influence of Inflow Turbulence on Loss Behavior of Highly Loaded LPT Cascades“. *AIAA-2008-82, 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno-Tahoe, NV, USA.*
- Mayle, R. E. (1991). „The 1991 IGTI Scholar Lecture: The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines“. *Journal of Turbomachinery* 113 (4), S. 509–536.
- Mayle, R. E. (1999). „A Theory for Predicting the Turbulent-Spot Production Rate“. *Journal of Turbomachinery* 121 (3), S. 588–593.

- Mayle, R. E. und A. Schulz (1997). „Heat Transfer Committee and Turbomachinery Committee Best Paper of 1996 Award: The Path to Predicting Bypass Transition“. *Journal of Turbomachinery* 119 (3), S. 405–411.
- Menter, F. R. (1992). „Influence of Freestream Values on $k - \omega$ Turbulence Model Predictions“. *AIAA Journal* 30 (6).
- Menter, F. R. (1994). „Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications“. *AIAA Journal* 32 (8).
- Menter, F. R., R. B. Langtry, S. R. Likki, Y. B. Suzen, P. G. Huang und S. Völker (2004). „A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables: Part I – Model Formulation“. *GT2004-53452, ASME Turbo Expo, Wien, Österreich*.
- Meyer, R. X. (1958). „The Effect of Wakes on the Transient Pressure and Velocity Distributions in Turbomachines“. *ASME Journal of Basic Engineering* 80, S. 1544–1552.
- Mulder, W. A. und B. van Leer (1983). „Implicit Upwind Methods for the Euler Equations“. *AIAA 83-1930*.
- Muth, B., M. Schwarze, R. Niehuis und M. Franke (2009). „Investigation of CFD Prediction Capabilities for Low Reynolds Turbine Aerodynamics“. *GT2009-59306, ASME Turbo Expo, Orlando, FL, USA*.
- Nagel, M. G. (2004). „Numerische Optimierung dreidimensional parametrisierter Turbinenschaufeln mit umfangssymmetrischen Plattformen – Entwicklung, Anwendung und Validierung“. Diss. Universität der Bundeswehr München.
- Narasimha, R. (1985). „The Laminar-Turbulent Transition Zone in the Boundary Layer“. *Progresses in Aerospace Science* 022, S. 29–81.
- Nürnberg, D. (2004). „Implizite Zeitintegration für die Simulation von Turbomaschinenströmungen“. *DLR Forschungsbericht 2004-27, Köln*.
- Opiela, M., M. Meinke und W. Schröder (2004). „LES of Cylinder Wake T106 Turbine Blade Interaction“. *Direct and Large-Eddy Simulation V*. Hrsg. von R. Friedrich et al. Kluwer Academic Publishers, S. 619–626.

- Opoka, M. M. und H. P. Hodson (2005). „An Experimental Investigation of the Unsteady Transition Process on the High Lift T106A Blade“. *ISABE-2005-1277, International Symposium on Airbreathing Engines, München.*
- Öztürk, B. und M. T. Schobeiri (2006). „Effect of Turbulence Intensity and Periodic Unsteady Wake Flow Condition on Boundary Layer Development, Separation, and Re-Attachment Over the Separation Bubble Along the Suction Surface of a Low Pressure Turbine Blade“. *GT2006-91293, ASME Turbo Expo, Barcelona, Spanien.*
- Peters, N. (1993). *Strömungs- und Temperaturgrenzschichten*. Vorlesungsumdruck. Institut für technische Mechanik, RWTH Aachen.
- Pfeil, H., R. Herbst und T. Schröder (1983). „Investigation of the Laminar-Turbulent Transition of Boundary Layers Disturbed by Wakes“. *Journal of Engineering for Power* 105 (1), S. 130–137.
- Praisner, T. J., J. P. Clark, T. C. Nash, M. J. Rice und E. A. Grover (2006). „Performance Impacts Due to Wake Mixing in Axial-Flow Turbomachinery“. *GT2006-90666, ASME Turbo Expo, Barcelona, Spanien.*
- Prandtl, L. (1945). „Über ein neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz“. *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl.* S. 6–19.
- Qiu, S. und T. W. Simon (1997). „An Experimental Investigation of Transition as Applied to Low Pressure Turbines Suction Surface Flows“. *Conf. Boundary Layer Transition in Turbomachines, Minnowbrook, Syracuse, NY, USA.*
- Raverdy, B., I. Mary, P. Sagaut und J. M. Roux (2004). „LES of Wake-Blade Interference in a Low-Pressure Turbine“. *Direct and Large-Eddy Simulation V*. Hrsg. von R. Friedrich et al. Kluwer Academic Publishers, S. 627–634.
- Reynolds, O. (1894). „On the Dynamic Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion“. *Phil. Trans. Roy. Soc. London* 186, S. 123–164.
- Roberts, W. B. (1980). „Calculation of Laminar Separation Bubbles and Their Effect on Airfoil Performance“. *AIAA Journal* 18 (1), S. 25–31.
- Rodi, W. und B. Schönung (1987). „Interaktives-Inverses Grenzschichtverfahren zur Berechnung von lokalen Ablöseblasen an Turbinenschaufeln“. *Zeitung der Flugwissenschaften und Weltraumforschung* 11, S. 271–280.

- Roe, P. L. (1981). „Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Differencing Schemes“. *Journal of Computational Physics* 43 (2), S. 357–372.
- Rotta, J. C. (1968). *Über eine Methode zur Berechnung turbulenter Scherströmungen*. Bericht 69A14. AVA Göttingen.
- Sanders, D. D., W. F. O’Brien, R. Sondergaard, M. D. Polanka und D. C. Rabe (2008). „Predicting Separation and Transitional Flow in Turbine Blades at Low Reynolds Numbers“. *GT2008-50283, ASME Turbo Expo, Berlin*.
- Sarkar, S. und P. R. Voke (2006). „Large-Eddy Simulation of Unsteady Surface Pressure Over a Low-Pressure Turbine Blade due to Interactions of Passing Wakes and Inflexional Boundary Layer“. *Journal of Turbomachinery* 128 (4).
- Savill, A. M. (1996). „One-Point Closures Applied to Transition“. *Turbulence and Transition Modelling*. Hrsg. von M. Hallböök, D. S. Henningson, A. V. Johansson und P. H. Alfredson. Bd. 69. Kluwer Academic Publishers, S. 233–268.
- Saxer, A. P. und M. B. Giles (1993). „Quasi-Three-Dimensional Nonreflecting Boundary Conditions for Euler Equations Calculations“. *Journal of Propulsion and Power* 9 (2), S. 263–271.
- Schlichting, H. und K. Gersten (2006). *Grenzschicht-Theorie*. 10. überarbeitete Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Schobeiri, M. T., K. Read und J. Lewalle (2003a). „Effect of Unsteady Wake Passing Frequency on Boundary Layer Transition, Experimental Investigation, and Wavelet Analysis“. *Journal of Fluids Engineering* 125 (2), S. 251–266.
- Schobeiri, M. T., B. Öztürk und D. E. Ashpis (2003b). „On the Physics of Flow Separation Along a Low Pressure Turbine Blade Under Unsteady Flow Conditions“. *GT-2003-38917, ASME Turbo Expo, Atlanta, GA, USA*.
- Schulte, V. und H. P. Hodson (1998). „Unsteady Wake-Induced Boundary Layer Transition in High Lift LP Turbines“. *Journal of Turbomachinery* 120 (1), S. 28–35.
- Schwarze, M., M. Martinstetter und R. Niehuis (2009a). „Modeling the Influence of Inflow Turbulence on LPT Performance“. *AIAA-2009-4930, AIAA Joint Propulsion Conference & Exhibit, Denver, CO, USA*.

- Schwarze, M., M. Martinstetter, R. Niehuis und T. Kotzbacher (2009b). „Unsteady Numerical Simulation of the Influence of Periodically Unsteady Wakes on Boundary Layer Development and Loss Behavior of a Highly Loaded Low Pressure Turbine Cascade“. *8th European Conference on Turbomachinery, Graz, Österreich*.
- Skoda, R., R. Schilling und M. T. Schobeiri (2007). „Numerical Simulation of the Transitional and Unsteady Flow through a Low Pressure Turbine“. *Article-ID 109402B, International Journal of Rotating Machinery, Volume 2007*.
- Smith, A. M. O. und T. Cebici (1967). *Numerical Solutions of the Turbulent Boundary Layer Equations*. Devision Report DAC 33735. Douglas Aircraft.
- Smith, A. M. O. und N. Gamberoni (1956). *Transition, Pressure Gradient and Stability Theory*. Techn. Ber. Douglas Aircraft Co. Report ES 26338.
- Smith, L. H. (1966). „Wake Dispersion in Turbomachines“. *ASME Journal of Basic Engineering* 88, S. 688–690.
- Solomon, W. J., G. J. Walker und J. P. Gostelow (1996). „Transition Length Prediction for Flows With Rapidly Changing Pressure Gradients“. *Journal of Turbomachinery* 118 (4), S. 744–751.
- Sondak, D. L. und D. J. Dorney (1999). „Simulation of Vortex Shedding in a Turbine Stage“. *Journal of Turbomachinery* 121 (7), S. 428–435.
- Spalart, P. R. (2009). „Detached-Eddy Simulation“. *Annual Reviews of Fluid Mechanics* 41, S. 181–202.
- Spalart, P. R. und S. R. Allmaras (1992). „A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flow“. *AIAA 92-0439*.
- Spalart, P. R. und M. K. Strelets (2000). „Mechanisms of Transition and Heat Transfer in a Separation Bubble“. *Journal of Fluid Mechanics* 403, S. 329–349.
- Spalart, P. R., W.-H. Jou, M. Strelets und S. R. Allmaras (1997). „Comments on the Feasibility of LES for Wings, and on a Hybrid RANS/LES Approach“. *Advances in DNS/LES*. Hrsg. von C. Liu und Z. Liu. Greyden Press, Columbus, OH, USA, S. 137–147.
- Speziale, C. G., R. Abid und E. C. Anderson (1990). „A Critical Evaluation of Two-Equation Models for Near Wall Turbulence“. *AIAA 90-1481, Seattle, WA, USA*.

- Stadtmüller, P. und L. Fottner (2001). „A Test Case For the Numerical Investigation of Wake Passing Effects on a Highly Loaded LP Turbine Cascade Blade“. *2001-GT-0311, ASME Turbo Expo, New Orleans, LA, USA.*
- Stadtmüller, P. (1999). *Untersuchung des Strömungsverhaltens von Turbinengittern mit Berücksichtigung von instationärer Zuströmung, Teil II.* Institutsbericht LRT-WE-12-99/04, Institut für Strahlantriebe, Universität der Bundeswehr München.
- Stadtmüller, P. (2002). „Grenzschichtentwicklung und Verlustverhalten von hochbelasteten Turbinengittern unter dem Einfluß periodisch instationärer Zuströmung“. Diss. Universität der Bundeswehr München.
- Steelant, J. und E. Dick (1996). „Calculation of Transition in Adverse Pressure Gradient Flow by Conditioned Equations“. *96-GT-160, ASME Turbo Expo 1996, Birmingham, Großbritannien.*
- Stieger, R. D. (2002). „The Effects of Wakes on Separating Boundary Layers in Low Pressure Turbines“. Diss. Cambridge University, Großbritannien.
- Stieger, R. D. und H. P. Hodson (2005). „The Unsteady Development of a Turbulent Wake Through a Downstream Low-Pressure Turbine Blade Passage“. *Journal of Turbomachinery* 127 (2), S. 388–394.
- Sturm, W. und L. Fottner (1985). „The High Speed Cascade Wind Tunnel of the German Armed Forces University Munich“. *Proceedings of the 8th Symposium on Measuring Techniques for Transonic and Supersonic Flows in Cascades and Turbomachines, Genua, Italien.*
- Suzen, Y. B. und P. G. Huang (2000). „Modeling of Flow Transition Using an Intermittency Transport Equation“. *Journal of Fluids Engineering* 122 (2), S. 273–284.
- Tallman, J. A. (2005). „CFD Heat Transfer Predictions for a High-Pressure Turbine Stage“. *GT2004-53654, ASME Turbo Expo, Wien, Österreich.*
- Thermann, H. (2007). „Numerische Berechnung der transitionalen Strömung in einem transsonischen Verdichtergitter bei stehender und schwingender Beschau felung“. Diss. RWTH Aachen.
- Thermann, H., M. Müller, R. Niehuis, Skoda und R. Schilling. R. (2003). „Numerical Simulation of the Flow in a Annular Compressor Cascade with different Turbulence and Transonic Models“. *5th Conference on Turbomachinery, Prag, Tschechische Republik.*

- Unger, D. (1999). „Numerische Simulation des laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags unter Turbomaschinenbedingungen“. Diss. Technische Universität Darmstadt.
- Volino, R. J. (2002). „Separated Flow Transition Under Simulated Low-Pressure Turbine Airfoil Conditions—Part 1: Mean Flow and Turbulence Statistics“. *Journal of Turbomachinery* 124 (4), S. 645–655.
- Volino, R. J. und L. S. Hultgren (2000). „Measurements in Separated and Transitional Boundary Layers Under Low-Pressure Turbine Airfoil Conditions“. *2000-GT-0260, ASME Turbo Expo, München*.
- Wagner, S. (1996). „Direct Numerical Simulation of Laminar-Turbulent Transition“. *Computational Fluid Dynamics 1996 (Part 2: Invited Lectures)*. Hrsg. von J. A. Desideri, C. Hirsch, P. Le Tallec, M. Pandolfi und J. Périaux. Bd. 92. Proceedings of the Third ECCOMAS Computational Fluid Dynamics Conference, 9–13 September 1996, Paris, Frankreich. John Wiley & Sons, S. 77–90.
- Walker, G. J., P. H. Subroto und M. F. Platzer (1988). „Transition Modelling Effects on Viscous/Inviscid Interaction Analysis of Low Reynolds Number Airfoil Flows Involving Laminar Separation Bubbles“. *88-GT-32, ASME Turbo Expo, Amsterdam, Niederlande*.
- Wallin, S. und A. V. Johansson (2000). „An Explicit Algebraic Reynolds Stress Model for Incompressible and Compressible Turbulent Flows“. *Journal of Fluid Mechanics* 403 (1), S. 89–132.
- Walters, D. Keith und J. H. Leylek (2004). „A New Model for Boundary Layer Transition Using a Single-Point RANS Approach“. *Journal of Turbomachinery* 126 (1), S. 193–202.
- Weber, A. und R. Fox (2006). *TRACE User's Manual Version 5.3*. Institut für Antriebstechnik, DLR Köln.
- White, F.M. (1991). *Viscous Fluid Flow*. 2nd. McGraw-Hill Book Company, New York, USA.
- Wickerath, B. (2009). „Untersuchung nichtlinearer Wirbelviskositätsmodelle zur Berechnung turbulenter Strömungen in Turbomaschinen“. Diss. RWTH Aachen.
- Wilcox, D. C. (1988). „Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models“. *AIAA Journal* 26 (11), S. 1299–1310.

- Wilcox, D. C. (1996). „Back Of the Envelope Analysis of Turbulence Models“. *IUTMA Symposium on Asymptotic Methods for Turbulent Shear Flows at High Reynolds Numbers*. Hrsg. von K. Gersten. Kluwer Academic Publishers, S. 309–322.
- Wilcox, D. C. (1998). *Turbulence Modelling for CFD*. 2nd Edition. DCW Industries, Anaheim, CA, USA.
- Wisler, D. C. (1998). „The Technical and Economic Relevance of Understanding Blade Row Interaction Effects in Turbomachinery“. *VKI Lecture Series 1998-02*.
- Wissink, J. und W. Rodi (2006). „Direct Numerical Simulations of Transitional Flow in Turbomachinery“. *Journal of Turbomachinery* 128 (10), S. 668–678.
- Yang, H., D. Nürnberger und A. Weber (2002). „A Conservative Zonal Approach with Applications to Unsteady Turbomachinery Flows“. *DGLR-JT2002-073, DGLR Jahrestagung, Stuttgart*.
- Yang, H., D. Nürnberger, E. Nicke und A. Weber (2003). „Numerical Investigation of Casing Treatment Mechanisms with a Conservative Mixed-Cell Approach“. *GT2003-38483, ASME Turbo Expo, Atlanta, GA, USA*.
- Yang, H., D. Nürnberger und H.-P. Kersken (2006). „Toward Excellence in Turbomachinery Computational Fluid Dynamics: A Hybrid Structured-Unstructured Reynolds-Averaged Navier-Stokes Solver“. *Journal of Turbomachinery* 128 (4), S. 390–402.
- Yaras, M. I. (2002). „Measurements of the Effects of Freestream Turbulence on Separation-Bubble Transition“. *GT2002-30232, ASME Turbo Expo, Amsterdam, Niederlande*.
- Yoon, S. und A. Jameson (1988). „Lower-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes-Equations“. *AIAA Journal* 26 (9), S. 1025–1026.
- Zeierman, S. und M. Wolfshtein (1986). „Turbulent Time Scale for Turbulent-Flow Calculations“. *AIAA Journal* 24 (10), S. 1606–1610.
- Zhang, X. F. und H. Hodson (2007). „Effects of Reynolds Number and Freestream Turbulence Intensity on the Unsteady Boundary Layer Development on an Ultra-High-Lift LPT Airfoil“. *GT2007-27274, ASME Turbo Expo, Montreal, Kanada*.

Lebenslauf

Name Marco Schwarze
Geburtsdatum 29. April 1976
Geburtsort Auetal
Staatsangehörigkeit deutsch

Schulbildung

1982 – 1986 Grundschule Unteres Kalletal
1986 – 1995 Weser-Gymnasium Vlotho

Zivildienst

1995 – 1996 Realschule und Internat Schloss Varenholz gGmbH

Studium

1996 – 2004 Studium des Maschinenbaus
Vertiefungsrichtung: Turbomaschinen
Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen

Beruflicher Werdegang

2004 – 2010 Wissenschaftlicher Mitarbeiter
Institut für Strahlantriebe
Universität der Bundeswehr München, Neubiberg
seit 2010 Entwicklungsingenieur
BMW Group, München