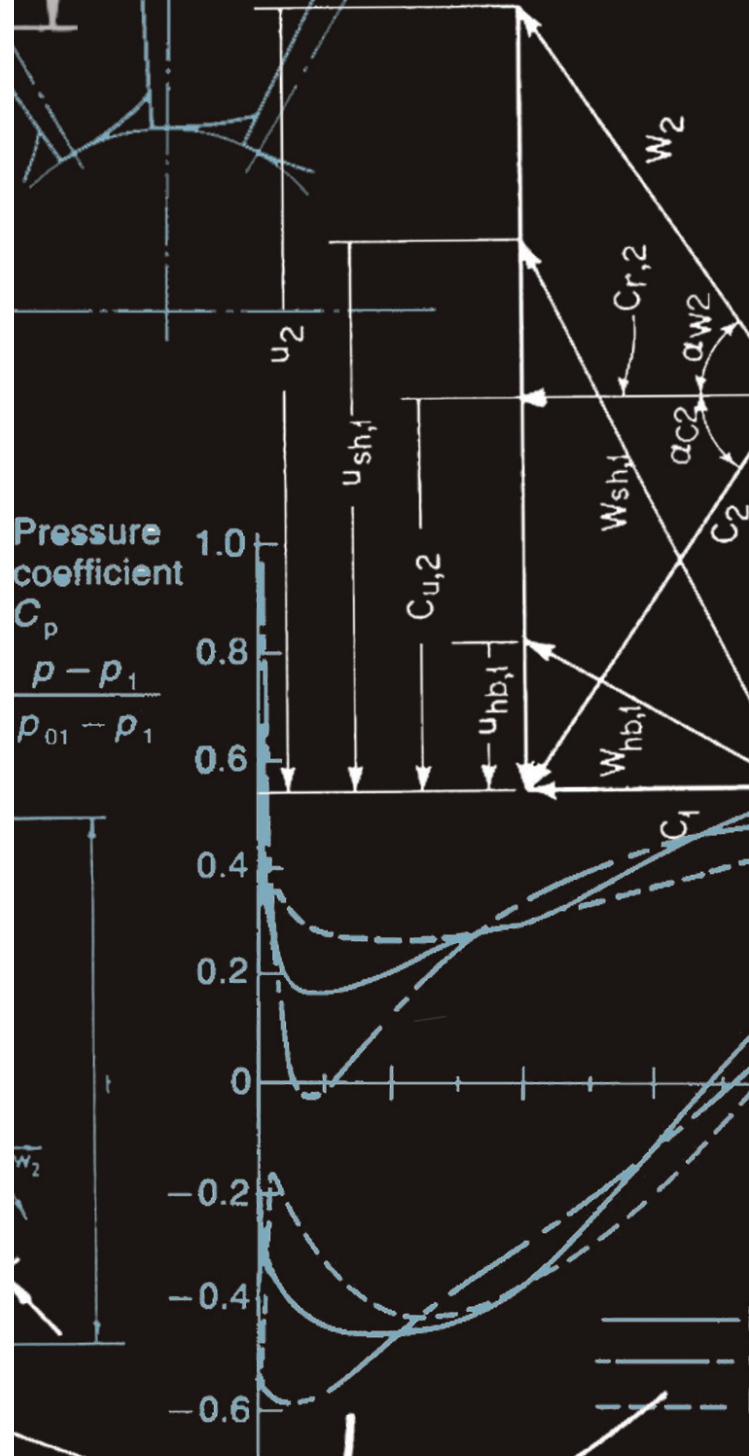
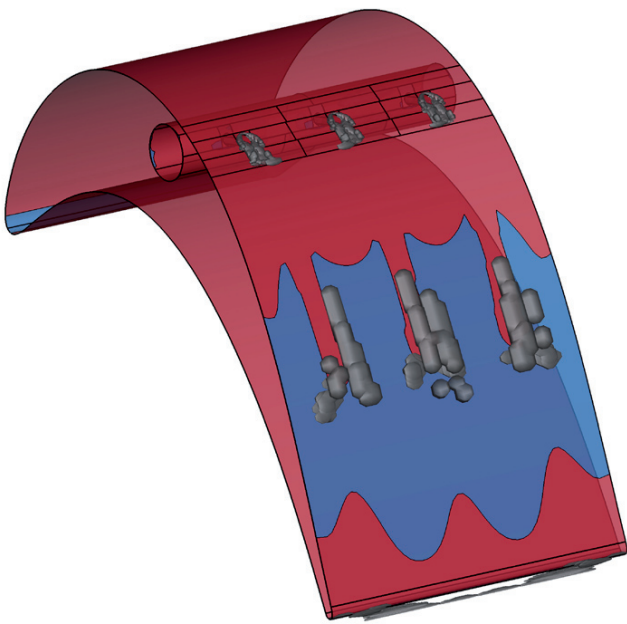


2

Florian Herbst

Modellierung des Einflusses von Ausblasungen auf die Grenzschichttransition in hochbelasteten Niederdruckturbinen



Berichte aus dem Institut für
Turbomaschinen und Fluid-Dynamik
Band 2/2013
Herausgeber: Jörg Seume



Institut für Turbomaschinen
und Fluid-Dynamik

Modellierung des Einflusses von Ausblasungen auf die Grenzschichttransition in hochbelasteten Niederdruckturbinen

Von der
Fakultät für Maschinenbau
der
Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Ing Florian Herbst
geboren am 1. September 1980 in Northeim

2013

Schlagwörter:

Transition, Turbine, Ausblasung, RANS, Strömungsbeeinflussung

Keywords:

Transition, Turbine, Vortex Generating Jet, RANS, Flow Control

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Hans Jürgen Maier

1. Referent: Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume

2. Referent: Prof. Dr.-Ing. Frank Thiele

3. Referent: Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis

4. Referent: Prof. Dr. Friedrich Dinkelacker

Tag der mündlichen Prüfung: 1. März 2013

Zusammenfassung

Die Leistungsdichte von modernen getriebelosen Fan-Triebwerken kann bei gleichzeitiger Reduktion des Gewichts gesteigert werden, wenn die aerodynamische Belastung der Niederdruckturbinen (NDT) erhöht wird. Um insbesondere bei im Reiseflug auftretenden Reynolds-Zahlen $Re < 100.000$ höhere Verluste zu vermeiden, können stationäre Ausblasungen (engl. Vortex Generating Jets, VGJ) zur Verringerung von laminaren Ablösungen der saugseitigen Profilgrenzschicht eingesetzt werden. In der vorliegenden Arbeit wird ein zum Zweck der industriellen Auslegung von hochbelasteten Niederdruckturbinen mit Ausblasungen mittels stationärer numerischer Strömungssimulationen neu entwickeltes halb-empirisches Transitionsmodell zur Berücksichtigung des durch Ausblasungen induzierten laminar-turbulenten Grenzschichtumschlags vorgestellt. Das VGJ-Modell basiert auf der Detektion von Wirbeln in der Grenzschicht, deren Rotationsachsen parallel zur Hauptströmungsrichtung sind und somit Querströmungsgeschwindigkeitsprofile mit Wendepunkten nach sich ziehen. Die Grundlage für die Modellierung bildet das in den Strömungslöser TRACE implementierte γ - Re_θ -Transitionsmodell in Kombination mit dem k - ω -Turbulenzmodell. Die ausblasungsinduzierte Transition wird ausschließlich in der Grenzschicht durch die Verwendung lokaler Operationen mittels negativer Produktionsterme der Re_θ -Transportgleichung modelliert.

Neben einer Beschreibung des neuen Transitionsmodells wird dieses in der vorliegenden Arbeit anhand generischer Testfälle qualitativ verifiziert sowie anhand experimenteller Untersuchungen hochbelasteter NDT-Profilen mit Ausblasungen in einem Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal validiert. Diese Validierungen umfassen umfangreiche Variationen von Betriebspunkt- und Auslegungsparametern. Es wird insgesamt eine sehr gute quantitative Wiedergabe der experimentellen Profildruckverteilungen und Abströmungsgrößen erzielt, wobei besonders für $Re < 100.000$ eine signifikante Verbesserung gegenüber Simulationen mit dem ursprünglichen γ - Re_θ -Transitionsmodell aufgrund einer physikalisch plausiblen Abbildung des Transitionsprozesses stromabwärts der Ausblasungen erreicht wird. Die Anwendung des Modells auf die ebenfalls durch Querströmungswirbel dominierten Randzonen von Niederdruckturbinenkaskaden führt durch die Detektion der Sekundärströmungsstrukturen und der Modellierung der von ihnen ausgehenden transitionellen Einflüsse zu einer verbesserten Wiedergabe von experimentellen Abströmungsgrößen. Ein weiterer von Ausblasungen unabhängiger und quantitativ geringerer Einfluss des Modells wird bei der Simulation einer eineinhalb-stufigen Turbine bei niedrigen Massenströmen festgestellt. Zurückzuführen ist dieser Einfluss auf wirbelbehaftete Ablösegebiete, die in Folge von Fehlanströmungen entstehen. Die Ergebnisse erlauben insgesamt die Schlussfolgerung, dass das neu entwickelte VGJ-Modell stationäre CFD-Simulationen mit RANS-Turbulenzmodellierung für die Auslegung von Niederdruckturbinen mit Ausblasungen qualifiziert.

Abstract

One method for increasing the power density and reducing the weight of modern gearless bypass aero engines is to increase the aerodynamic loading of the low-pressure turbine (LPT). To avoid higher losses due to laminar separation of the LPT profile's suction side boundary layer, steady blowing vortex-generating jets (VGJ) can be applied especially for Reynolds numbers $Re < 100,000$ at high-altitude flight. Relating to the industrial design of highly-loaded LPTs with VGJ using steady computational fluid dynamics (CFD) a new semi-empiric transition model for injection-induced laminar-turbulent boundary layer transition is presented in this thesis. The VGJ-model is based upon the detection of cross-flow vortices in the boundary layer which cause inflectional cross-flow velocity profiles. The model is implemented in the CFD code TRACE within the framework of the γ - Re_θ -transition model in conjunction with the k - ω -turbulence model. The injection-induced transition is modeled by negative production terms of the Re_θ -transport equation using only local variables.

Besides a thorough description of the model, the present work comprises a qualitative verification of the new VGJ transition model by means of generic test cases as well as a quantitative validation by means of experiments of highly-loaded LPT-profiles with VGJs in a high-speed cascade wind-tunnel including extensive variations of operating point and design parameters. Surface pressure distributions, total pressure losses, and deflections of the profiles are predicted in good agreement with the experiments. The prediction quality is significantly improved when compared to the original γ - Re_θ -model by capturing the local transition process downstream the VGJs in a physically reasonable way especially for $Re < 100,000$. By applying the model to the end-wall flow of LPTs known secondary flow structures such as transition regions are detected which results in an improved prediction of experimental wake values. Furthermore, a minor quantitative effect of the VGJ-model which is independent of VGJ-induced effects is determined in an $1\frac{1}{2}$ -stage turbine in case of considerable flow separations, which can be traced back to high suction side incidences. The results lead to the conclusion that the newly derived VGJ-model qualifies steady CFD simulations with RANS turbulence closure for the design of low-pressure turbines with VGJs.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik an der Leibniz Universität Hannover. Mein besonderer Dank gilt dem Institutsleiter, Prof. Dr.-Ing. Jörg Seume, für die Betreuung dieser Arbeit. Die Gespräche und fachlichen Diskussionen weit über dieses Thema hinaus sowie die gewährten Freiräume haben sehr zu ihrem Gelingen beigetragen. Herrn Prof. Dr.-Ing. Frank Thiele danke ich für die Übernahme des Korreferats und Herrn Prof. Dr.-Ing Hans Jürgen Maier für die Übernahme des Vorsitzes in meinem Promotionsverfahren. Darüber hinaus danke ich Prof. Dr.-Ing. Reinhard Niehuis und Prof. Dr. Friedrich Dinkelacker für ihre Bereitschaft als zusätzliche Prüfer am Promotionsverfahren teilzunehmen. Allen Prüfern danke ich für ihr Interesse an meiner Arbeit.

Dem Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie möchte ich für die Förderung des Projekts im Rahmen des 4. Luftfahrtforschungsprogramms danken. Bei der MTU Aero Engines bedanke ich mich sowohl für den Anstoß zu dieser Arbeit als auch für die langjährige vertrauensvolle Zusammenarbeit. Die zur Verfügung gestellten experimentellen Testfälle sowie die Möglichkeit, die Arbeitsfortschritte immer wieder detailliert diskutieren zu können, haben einen großen Beitrag zur Entstehung dieser Arbeit geleistet. Mein Dank gilt hierbei allen beteiligten Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern, aus denen ich insbesondere Dr.-Ing Andreas Fiala, Dr.-Ing. Karl Engel und Matthias Franke herausheben möchte. Der Abteilung Numerische Methoden des Instituts für Antriebstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt in Person von Dr.-Ing. Edmund Kügeler danke ich für die Hilfestellung und den Rat bei der Anwendung von TRACE sowie bei der Implementierung des entwickelten Modells.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr.-Ing. Dragan Kožulović vom Institut für Strömungsmechanik der Technischen Universität Braunschweig. Die Diskussionen und Denkanstöße zur Transitionsmodellierung und darüber hinaus, wie auch die praktische Hilfe bei der Einarbeitung in die TRACE-Quellen haben das vorliegende Ergebnis erst ermöglicht. Außerdem bedanke ich mich für die überaus freundliche Aufnahme bei den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts für Strömungsmechanik.

Ein großer Dank gilt all meinen aktuellen und ehemaligen Kolleginnen und Kollegen am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik. Die gegenseitige Hilfsbereitschaft, das freundschaftliche Arbeitsklima aber auch die immer offenen fachlichen Diskussionen über die letzten Jahre habe ich sehr zu schätzen gelernt. Besonders dankbar bin ich hierbei Marc Biester, Alejandro Gómez, Karsten Haslbeck, Michael Henke, Oliver Kleppa, Marcus Kuschel und Christoph Lietmeyer für ihre Unterstützung sowie die Vielzahl von inhaltlichen und organisatorischen Anregungen zu verschiedenen Zeitpunkten meiner Arbeit. Bei den Studentinnen und Studenten, die mich durch ihre Arbeiten in diesem und anderen Projekten unterstützt haben, möchte ich mich ebenfalls bedanken.

Meinen Eltern möchte ich herzlich für ihre Unterstützung über meinen gesamten Lebensweg danken. Insbesondere bin ich dankbar, dass sie mir meine Ausbildung und das Studium und damit auch diese Dissertation ermöglicht haben. Meiner Partnerin Viola Knappe gilt mein größter Dank. Ohne ihr Verständnis, ihren liebevollen Rückhalt und ihre Unterstützung gerade auch in der Endphase hätte ich die Arbeit nicht zu diesem erfolgreichen Abschluss bringen können.

Hannover, im März 2013

Florian Herbst

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	v
Tabellenverzeichnis	xiii
Formelzeichen	xv
1 Einleitung	1
2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung	5
2.1 Aerodynamik der Niederdruckturbine	5
2.1.1 Profilaerodynamik der Kernströmung	5
2.1.2 Randzonenströmung	9
2.2 Laminar-turbulente Transition der Grenzschicht	12
2.2.1 Natürliche und Bypass-Transition	12
2.2.2 Ablösungsinduzierte Transition	14
2.2.3 Periodisch-instationäre Transition	15
2.2.4 Relaminarisierung	17
2.2.5 Transition dreidimensionaler Grenzschichten in den Randzonen . .	17
2.2.6 Einflussgrößen	18
2.3 Strömungsbeeinflussung in Niederdruckturbinen	21
2.3.1 Klassifizierung und Zielsetzung	21
2.3.2 Passive Methoden	22
2.3.3 Aktive Methoden	25
2.4 Aus- und Durchblasungen	26
2.4.1 Charakterisierung von Ausblasungen	26
2.4.2 Diskrete Ausblasungen in hochbelasteten Niederdruckturbinen . .	29
2.4.3 Einflüsse auf die Effektivität stationärer diskreter Ausblasungen .	35
2.4.4 Physikalische Wirkungsweise stationärer diskreter Ausblasungen .	38
3 Numerische Strömungssimulation	49
3.1 Erhaltungsgleichungen	49
3.2 Zustandsgleichungen	50
3.3 Turbulenz	50
3.3.1 Statistische Turbulenzmodellierung	53
3.3.2 Wirbelviskositätsansatz	54
3.3.3 Reynolds-Spannungsmodelle	56
3.3.4 Das k - ω -Modell	57

3.4	Vorhersage der Transition	58
3.4.1	Analytische Verfahren	59
3.4.2	Empirische Verfahren	61
3.4.3	γ - Re_{Θ} -Transportgleichungsmodell	65
3.5	Räumliche Diskretisierung	67
3.6	Randbedingungen	69
3.6.1	Wand	70
3.6.2	Euler-Wand	70
3.6.3	Ein- und Ausströmrand	70
3.6.4	Farfield	71
3.6.5	Leak Inlet	71
3.6.6	Mischungsebene und zonaler Ansatz	71
3.7	Lösung der diskreten Gleichungen	72
3.8	Fehler und Genauigkeit	73
4	Modellierung ausblasungsinduzierter Transition	77
4.1	Vorbemerkungen	77
4.2	Modellierungsansatz	77
4.3	Modellgleichungen	78
4.3.1	Transitionskriterium	78
4.3.2	Transitionsverlauf	83
5	Überprüfung des Modellverhaltens anhand generischer Testfälle	85
5.1	Flache Platte ohne Druckgradient	85
5.1.1	Beschreibung des Testfalls, der Netztopologien und der Randbedingungen	85
5.1.2	Konvergenz	86
5.1.3	Qualitative Auswertung	87
5.1.4	Netzkonvergenz	90
5.1.5	Einfluss der Reynolds-Zahl	91
5.1.6	Einfluss der Blasrate	93
5.1.7	Einfluss der Bohrungsteilung	94
5.1.8	Einfluss des Ausblasungswinkels	95
5.2	Flache Platte mit Druckgradienten	96
5.2.1	Beschreibung des Testfalls, der Netztopologien und der Randbedingungen	96
5.2.2	Qualitative Auswertung	97
5.2.3	Grenzschichtgrößen	99
6	Validierung des Transitionsmodells	101
6.1	T161-Niederdruckturbinengitter	101
6.1.1	Beschreibung des Testfalls	101
6.1.2	Ergebnisse unter stationärer Zuströmung ohne Ausblasung	102
6.1.3	Ergebnisse unter stationärer Zuströmung mit Ausblasung	108

6.1.4	Einfluss des Sekundärluftsystems auf die Ergebnisse unter stationärer Zuströmung	115
6.1.5	Ergebnisse unter instationärer Zuströmung mit Ausblasung	119
6.2	T165-Niederdruckturbinengitter	124
6.2.1	Beschreibung des Testfalls	124
6.2.2	Stationäre Zuströmung ohne Durchblasung	125
6.2.3	Stationäre Zuströmung mit Durchblasung quer zur Hauptströmungsrichtung	128
6.2.4	Stationäre Zuströmung mit Durchblasung in Hauptströmungsrichtung	132
6.3	Randzonenströmung von Turbinengittern ohne Ausblasung	136
6.3.1	Vorbemerkungen	136
6.3.2	Beschreibung der Testfälle, der Netztopologien und der Randbedingungen	136
6.3.3	Grenzschichtgrößen	137
6.3.4	Abströmung	140
6.4	Eineinhalb-stufige Turbine ohne Ausblasung	142
6.4.1	Vorbemerkungen	142
6.4.2	Beschreibung des Testfalls	143
6.4.3	Netztopologie und Randbedingungen	144
6.4.4	Kennlinie	145
6.4.5	Radiale Verteilungen	146
6.4.6	Grenzschichtgrößen	147
7	Schlussfolgerungen und Ausblick	151
7.1	Schlussfolgerungen	151
7.2	Ausblick	153
	Literaturverzeichnis	155
A	Anhang Literaturüberblick zu VGJ in Niederdruckturbinen	175
A.1	Untersuchte Schaufelprofile	175
A.2	Tabellarischer Überblick	177
B	Anhang Numerische Strömungssimulation	179
B.1	Abschätzung einer DNS für eine NDT-Kaskade	179
B.2	Netzkonvergenzindex	180
B.2.1	Grundgleichungen	180
B.2.2	GCI der Validierungsnetze	182
B.3	Sensitivitätsstudie zu Unsicherheiten	187
C	Anhang Generische Testfälle	193
C.1	Zylinderumströmung	193
C.2	Flache Platte ohne Druckgradient	195
C.3	Flache Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten	197

D Anhang Validierung des Transitionsmodells	201
D.1 T161-Kaskade	201
D.1.1 Ergebnisse unter stationärer Zuströmung mit Ausblasung	201
D.1.2 Ergebnisse unter instationärer Zuströmung mit Ausblasung	205
D.2 T165-Kaskade	207
D.2.1 Typ A-Durchblasung	208
D.2.2 Typ B-Durchblasung	211
D.3 Randzonenströmungen	213
D.3.1 T161	213
D.3.2 T165	216
D.4 Eineinhalb-stufige Turbine	219
Wissenschaftlicher Werdegang	223

Abbildungsverzeichnis

1.1	Gewichtsverteilung eines Flugtriebwerks	2
2.1	Reynolds-Zahlen in einem Nebenstrom-Triebwerk	6
2.2	Profilverlust als Funktion der Reynolds-Zahl	7
2.3	Charakteristische Mach-Zahl-Verteilungen verschiedener Profilauslegungen	8
2.4	Verluste im Schaufelgitter als Funktion der Schaufelhöhe	9
2.5	Wirbelstrukturen in den Randzonen eines Turbinengitters	10
2.6	Stufen der natürlichen Transition	13
2.7	Einfluss von Druckgradient und Turbulenzgrad auf den Transitionsbeginn	14
2.8	Stufen der ablösungsinduzierten Transition	15
2.9	Periodisch-instationäre Transition in einer Turbinenpassage	16
2.10	Prinzip und Strömungsfeld der Querströmungsinstabilität	17
2.11	Zweidimensionale passive Elemente zur Strömungsbeeinflussung	22
2.12	Schematischer Aufbau eines Plasma-Aktuators	25
2.13	Definition der Ausblasungswinkel	27
2.14	Skizze T161-Kaskade mit Position der Messebenen und Profildruckboh- rungen	30
2.15	Optimale Blasraten und integrale Totaldruckverluste bei instationärer Zu- strömung als Funktion der Reynolds-Zahl	31
2.16	Korrigierte integrale Totaldruckverluste bei stationärer und instationärer Zuströmung als Funktion der Reynolds-Zahl	32
2.17	Skizze der T165-Kaskade und Position der Profildruckbohrungen	33
2.18	Minimale effektive Blasrate als Funktion der Ausblasungsposition	37
2.19	Trajektorien eines runden Ausblasungsstrahls	39
2.20	Charakteristische Wirbel eines runden Ausblasungsstrahls	40
2.21	Fluidtransport in der Grenzschicht durch kohärente Ausblasungswirbel .	42
2.22	Wirbelstärke stromabwärts einer VGJ-Ausblasung als Funktion der Blas- rate und des Verdrehwinkels	43
2.23	Anstrichbild und Formfaktor eines Tragflügels mit Blasturbulator	44
2.24	λ_2 -Wirbelkerne bei vertikaler Ausblasung in Abhängigkeit der Blasrate .	45
2.25	λ_2 -Wirbelkerne bei angewinkelter Ausblasung in Abhängigkeit der Blasrate	46
3.1	Energiespektrum isotroper Turbulenz	51
3.2	Methoden zur Vorhersage der Transition	58
3.3	Block-strukturierte Diskretisierung im physikalischen und im Rechenraum	68
3.4	Geisterzellen	69

Abbildungsverzeichnis

4.1	Verhalten der Modellparameter bei Ausblasung auf flacher Platte	79
4.2	Verhalten der Modellparameter bei einem schräg angeströmten Zylinder .	80
4.3	Modellfunktionen für ausblasungsinduzierte Transition	82
4.4	Abhängigkeit der relativen Wirbelstärke Ω_{rel} von Ausblasungs- und Betriebspunktparametern	83
5.1	Testfall flache Platte ohne Druckgradient mit VGJ	86
5.2	Konvergenzverläufe mit und ohne VGJ-Modell	87
5.3	Transitionsorte des VGJ-Modells mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity bei Ausblasung auf flacher Platte	88
5.4	Bezogene Wirbelviskosität der flachen Platte ohne Druckgradient mit und ohne VGJ-Modell	89
5.5	Größen der Plattengrenzschicht in Abhängigkeit der Netzauflösung	90
5.6	Größen der Plattengrenzschicht als Funktion der Reynolds-Zahl	92
5.7	Größen der Plattengrenzschicht als Funktion der Blasrate	93
5.8	Größen der Plattengrenzschicht als Funktion der Bohrungsteilung	94
5.9	Größen der Plattengrenzschicht als Funktion des Ausblasungswinkels	95
5.10	Testfall flache Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten und VGJ .	96
5.11	Transitionsorte des VGJ-Modells und Grenzschichtzustand	97
5.12	Wirbelviskosität μ_T/μ der flachen Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten für $B = 1,0$ mit dem VGJ-Modell	98
5.13	Größen der Plattengrenzschicht mit Druckgradient als Funktion der Blasrate	99
6.1	Q3D-Netz der T161-Rechnungen ohne Ausblasung	103
6.2	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m und integraler Abströmwinkel $\beta_{2,m}$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung als Funktion der Reynolds-Zahl	104
6.3	Totaldruckverlustbeiwert ζ in Teilungsrichtung für $\text{Re}_{2,\text{is}} = 70 \cdot 10^3$ und $200 \cdot 10^3$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung	105
6.4	Profildruckverteilung c_p für $\text{Re}_{2,\text{is}} = 70 \cdot 10^3$ und $200 \cdot 10^3$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung	106
6.5	Wandschubspannungsbeiwert c_f und Formfaktor H_{12} für $\text{Re}_{2,\text{is}} = 70 \cdot 10^3$ und $200 \cdot 10^3$ der saugseitigen Grenzschicht der T161-Kaskade ohne Ausblasung	107
6.6	Rechenetz der T161-Kaskade mit Typ 1-Ausblasung	108
6.7	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m und integraler Abströmwinkel $\beta_{2,m}$ als Funktion der Reynolds-Zahl für Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	110
6.8	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl für Typ 1-Ausblasung mit $B = 1,0$ und für Typ 2-Ausblasung mit $B = 0,5$	110
6.9	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl für Typ 2-Ausblasung mit $B = 1,0$ und mit $B = 1,5$	111
6.10	Totaldruckverlustbeiwert ζ in Teilungsrichtung für $\text{Re}_{2,\text{is}} = 70 \cdot 10^3$ und $200 \cdot 10^3$ für Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	112

6.11	Profildruckverteilung c_p für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	113
6.12	Transitionskriterium f_{VGJ} und Grenzschichtzustand für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	114
6.13	Formfaktor H_{12} und Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_{maxBL}$ der Profilsaugseite für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	115
6.14	Transitionskriterium f_{VGJ} , Grenzschichtzustand und Ansichten der Leak Inlet-Netze für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	116
6.15	Vergleich des integralen Totaldruckverlustbeiwerts ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl und des Totaldruckverlustbeiwerts ζ in Teilungsrichtung mit Leak Inlet-Randbedingungen für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$ Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	118
6.16	Vergleich der Profildruckverteilungen c_p mit Leak Inlet-Randbedingung für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	118
6.17	Rechenetz mit Nachlaufgenerator und Wirbelviskosität μ_T/μ für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	119
6.18	Phasengemittelte integrale Totaldruckverlustbeiwerte ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl bei periodisch-instationärer Zuströmung für die T161-Kaskade ohne Ausblasung und für die Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	121
6.19	Phasengemittelte Profildruckverteilung c_p und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ bei periodisch-instationärer Zuströmung	122
6.20	Weg-Zeit-Diagramme der Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_{maxBL}$ und des Wandschubspannungsbeiwerts c_f der Profilsaugseite für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	123
6.21	Q3D-Netz der T165-Rechnungen ohne Durchblasungen	126
6.22	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl und Totaldruckverlustbeiwert ζ in Teilungsrichtung für $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$ der T165-Kaskade ohne Durchblasungen	127
6.23	Profildruckverteilung c_p für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$ und $120 \cdot 10^3$ der T165-Kaskade ohne Durchblasungen	127
6.24	Wandschubspannungsbeiwert c_f und Formfaktor H_{12} der saugseitigen und druckseitigen Grenzschichten der T165-Kaskade ohne Durchblasungen für $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$	128
6.25	Rechenetz des T165 mit Typ A-Durchblasungen	129
6.26	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ für $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung	130
6.27	Profildruckverteilung c_p für $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung	131
6.28	Transitionskriterium f_{VGJ} und Grenzschichtzustand für $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung	131
6.29	Rechenetz des T165 mit Typ B-Durchblasung	132

Abbildungsverzeichnis

6.30	Integraler Totaldruckverlust ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl und Totaldruckverlust ζ in Teilungsrichtung für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ B-Durchblasung	133
6.31	Profildruckverteilung c_p für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ B-Durchblasung	134
6.32	Transitionskriterium f_{VGJ} und Grenzschichtzustand für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ der Typ B-Durchblasung	135
6.33	Rechennetz der T161-Kaskade ohne Ausblasung mit Seitenwänden	137
6.34	Transitionsorte des VGJ-Modells in Randzone der T161-Kaskade mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw,rel}$ für $Re_{2,is} = 90 \cdot 10^3$	138
6.35	Intermittenz γ_{amBL} der Grenzschichten auf Seitenwänden und Schaufeloberflächen der T161-Kaskade für $Re_{2,is} = 90 \cdot 10^3$ ohne und mit VGJ-Modell	139
6.36	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m , Abströmungswinkel $\beta_{2,m}$ und bezogene Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_m$ in Schaufelhöhenrichtung in der Auswertungsebene 2 für $Re_{2,is} = 90 \cdot 10^3$	140
6.37	Lokaler Totaldruckverlustbeiwert ζ in der Auswertungsebene 2 der T161-Kaskade für $Re_{2,is} = 90 \cdot 10^3$	142
6.38	Geometrie der eineinhalb-stufigen Luftturbine	144
6.39	Rechennetz mit Randbedingungen der eineinhalb-stufigen Luftturbine	144
6.40	Wirkungsgradkennlinie der eineinhalb-stufigen Luftturbine für die Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$	145
6.41	Radiale Verteilung des in Umfangsrichtung massenstromgewichtet gemittelten Totaldrucks, der Totaltemperatur und des isentropen Wirkungsgrads am Turbinenaustrittsrand für $\dot{m}/\dot{m}_{nenn} = 0,44$	146
6.42	Transitionsorte des VGJ-Modells mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw,rel}$ für $\dot{m}/\dot{m}_{nenn} = 0,44$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$	147
6.43	Formfaktor H_{12} auf den Schaufeloberflächen von Rotor 1 und Stator 2 ohne und mit VGJ-Modell für $\dot{m}/\dot{m}_{nenn} = 0,44$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$	148
A.1	Profildruckverteilungen der in der Literatur untersuchten Schaufelprofile mit VGJ	176
B.1	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m und integraler Abströmwinkel $\beta_{2,m}$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung als Funktion der Reynolds-Zahl für zwei Rundungsgenauigkeiten	187
B.2	Profildruckverteilung c_p und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung für zwei Rundungsgenauigkeiten	188
B.3	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m und integraler Abströmwinkel $\beta_{2,m}$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung als Funktion der Reynolds-Zahl für zwei Rundungsgenauigkeiten bei Variation der Druck- und Temperaturrandbedingungen	189

B.4	Profildruckverteilung c_p und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung bei Variation der Druck- und Temperaturrandbedingungen	189
B.5	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m und integraler Abströmwinkel $\beta_{2, m}$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung als Funktion der Reynolds-Zahl für zwei Rundungsgenauigkeiten bei Variation des Turbulenzgrads der Zuströmung	190
B.6	Profildruckverteilung c_p und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung bei Variation des Turbulenzgrads der Zuströmung	190
B.7	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m und integraler Abströmwinkel $\beta_{2, m}$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung als Funktion der Reynolds-Zahl für zwei Rundungsgenauigkeiten bei Variation des turbulenten Längenmaß der Zuströmung	191
B.8	Profildruckverteilung c_p und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung bei Variation des turbulenten Längenmaß der Zuströmung	192
C.1	Rechengebiet des schräg angeströmten Zylinders	193
C.2	Rechenetz des schräg angeströmten Zylinders mit Randbedingungen	193
C.3	\hat{Re}_{Θ_t} der flachen Platte ohne Druckgradient mit und ohne dem VGJ-Modell	195
C.4	Intermittenz γ der flachen Platte ohne Druckgradient mit und ohne VGJ-Modell	196
C.5	Druckverteilung der flachen Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten und VGJ	197
C.6	\hat{Re}_{Θ_t} der flachen Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten für $B = 1, 0$ mit dem VGJ-Modell	198
C.7	Grenzschichtzustand der flachen Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten mit dem VGJ-Modell in Abhängigkeit der Blasrate	199
D.1	Strömungsgrößen im Plenum für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0, 5$	201
D.2	Profildruckverteilung c_p für $Re_{2, is} = 50 \cdot 10^3$ und $200 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0, 5$	202
D.3	Profildruckverteilung c_p und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 1, 0$	202
D.4	Profildruckverteilung c_p und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 2-Ausblasung $B = 0, 5$	203
D.5	Grenzschichtzustand der Profilsaugseite ohne und mit dem VGJ-Modell für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0, 5$	203
D.6	Intermittenz γ_{amBL} der Profilsaugseite ohne und mit dem VGJ-Modell für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0, 5$	204

Abbildungsverzeichnis

D.7	Formfaktor H_{12} und Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_{\max BL}$ der Profilsaugseite für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	204
D.8	Weg-Zeit-Diagramme der mittleren Intermittenz der Grenzschicht γ_{amBL} und des Formfaktors H_{12} der Profilsaugseite für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$	205
D.9	Weg-Zeit-Diagramme Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_{\max BL}$, des Wandschubspannungsbeiwerts c_f , der Intermittenz γ_{amBL} und des Formfaktors H_{12} der Profilsaugseite der T161-Kaskade ohne Ausblasung für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$.	206
D.10	Blasraten B der Typ A- und Typ B-Durchblasungskonfigurationen als Funktion der Reynolds-Zahl	207
D.11	Profildruckverteilung c_p und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ für $Re_{2, is} = 400 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung	208
D.12	Wandschubspannungsbeiwert c_f der Profilsaugseite ohne und mit VGJ-Transitionsmodell für $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung	209
D.13	Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_{\max BL}$ der Profilsaugseite ohne und mit dem VGJ-Transitionsmodell für $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung	210
D.14	Grenzschichtzustand der Profilsaugseite ohne und mit dem VGJ-Transitionsmodell für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ B-Durchblasung	211
D.15	Wandschubspannungsbeiwert c_f der Profilsaugseite ohne und mit VGJ-Transitionsmodell für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ B-Durchblasung	212
D.16	Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_{\max BL}$ der Profilsaugseite ohne und mit dem VGJ-Transitionsmodell für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ B-Durchblasung	212
D.17	Transitionsorte des VGJ-Modells in Randzone der T161-Kaskade mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw, rel}$ für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$. . .	213
D.18	Intermittenz γ_{amBL} der Grenzschichten auf Seitenwänden und Schaufeloberflächen der T161-Kaskade für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ ohne und mit VGJ-Modell	214
D.19	Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m , Abströmungswinkel $\beta_{2, m}$ und bezogene Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_m$ in Schaufelhöhenrichtung in der Auswertungsebene 2 für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$	215
D.20	Lokaler Totaldruckverlustbeiwert ζ in der Auswertungsebene 2 der T161-Kaskade für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$	215
D.21	Transitionsorte des VGJ-Modells in Randzone der T165-Kaskade mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw, rel}$ für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$. . .	216
D.22	Intermittenz γ_{amBL} der Grenzschichten auf Seitenwänden und Schaufeloberflächen der T165-Kaskade für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ ohne und mit VGJ-Modell	217
D.23	In Teilungsrichtung des T165 gemittelte Verteilungen in Schaufelhöhenrichtung des integralen Totaldruckverlustbeiwerts ζ_m , des Abströmungswinkels $\beta_{2, m}$ und der bezogenen Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_m$ in der Auswertungsebene 2 für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$	218
D.24	Lokaler Totaldruckverlustbeiwert ζ in der Auswertungsebene 2 der T165-Kaskade für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$	218

D.25 Reynolds-Zahlen der Schaufelreihen als Funktion des Massenstroms für die Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$	219
D.26 Anströmung des Rotor 1 im Mittenschnitt für zwei verschiedene Massenströme für die Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$	219
D.27 Radiale Verteilung des in Umfangsrichtung massenstromgewichtet gemittelten Totaldrucks, der Totaltemperatur und des isentropen Wirkungsgrads am Turbinenaustrittsrand für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,84$	220
D.28 Transitionsorte des VGJ-Modells mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{\text{sw,rel}}$ für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 1,00$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$.	220
D.29 Transitionsorte des VGJ-Modells mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{\text{sw,rel}}$ für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,84$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$.	221
D.30 Grenzschichtzustand (abgeleitet aus τ_w) auf den Schaufeloberflächen von Rotor 1 und Stator 2 ohne und mit dem VGJ-Modell für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$	221
D.31 Intermittenz γ_{amBL} auf den Schaufeloberflächen von Rotor 1 und Stator 2 ohne und mit dem VGJ-Modell für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$	222

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

6.1	Aerodynamische Kenndaten im ADP der T161-Kaskade	102
6.2	Netzknotenabstände in Wandgrößen im Bereich der Typ 1 Ausblasung für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$	109
6.3	Aerodynamische Kenndaten im ADP der T165-Kaskade	125
6.4	Kenndaten der eineinhalb-stufigen Turbine im Nennlastpunkt	143
A.1	Kenndaten der in der Literatur untersuchten Schaufelprofile mit VGJ . .	175
A.2	Abkürzungslegende zu Tabelle A.3	177
A.3	Geometrie- und Betriebspunktparameter von Untersuchungen zu VGJ in Niederdruckturbinen	178
B.1	GCI-Studie des T161-Netz ohne Ausblasung	182
B.2	GCI-Studie des T161 Typ 1-Netz	183
B.3	GCI-Studie des T161 Typ 2-Netz	183
B.4	GCI-Studie des T165-Netz ohne Ausblasung	184
B.5	GCI-Studie des T165 Typ A-Netz	184
B.6	GCI-Studie des T165 Typ B-Netz	185
B.7	GCI-Studie des T161-Netz ohne Ausblasung mit Randzonen	185
B.8	GCI-Studie des T165-Netz ohne Ausblasung mit Randzonen	186
C.1	Charakteristische Daten der Simulationen des schräg angeströmten Zylinders	194

Tabellenverzeichnis

Formelzeichen

Lateinische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definition
A	m^2	Fläche	
a	m/s	Schallgeschwindigkeit	
B	–	Blasrate	Gl. (2.5)
C_K	–	Stromlinienkrümmungsparameter	Gl. (4.6)
CFL	–	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl	$\frac{U\Delta t}{\Delta x}$
c_A	–	Auftriebsbeiwert	Gl. (2.2)
$c_{C,i}$	–	Kalibrierkoeffizient von f_C (Gl. 4.15)	
c_f	–	Wandschubspannungsbeiwert	$\frac{2\tau_w}{\rho_1 U_1^2}$
c_m	–	Massenstromverhältnis	Gl. (2.9)
c_p	J/kgK	spezifische isobare Wärmekapazität	
c_p	–	Druckbeiwert	Gl. (6.3)
$c_{Q,i}$	–	Kalibrierkoeffizient von f_Q (Gl. 4.16)	
c_v	J/kgK	spezifische isochore Wärmekapazität	
$c_{\Omega,i}$	–	Kalibrierkoeffizient von f_{Ω} (Gl. 4.13)	
$c_{\omega,i}$	–	Kalibrierkoeffizient von f_{ω} (Gl. 4.14)	
D	m	Durchmesser der Ausblasungsbohrung	
D_L	–	Diffusions-Zahl nach Lieblein	Gl. (2.3)
D_{P1}	m	Durchmesser des Plenums	
d_P	m	Dicke des Profils	
E	m^3/s^2	Spektralfunktion der turbulenten Energie	
e	J/kg	spezifische innere Energie	
F_i	N	Kraftvektor	
F_A	N	Auftriebskraft	
F_{Θ_t}	–	Blendfunktion des γ - Re_{θ} -Modells	Gl. (3.39)
GCI	–	Grid Convergence Index	Gl. (B.16)
f_T	$1/\text{s}$	Frequenz eines turbulenten Wirbels	
f_{VGJ}	–	Modellfunktion für	Gl. (4.12)

Formelzeichen

		ausblasungsinduzierte Transition	
g_i	m/s^2	Vektor der Erdbeschleunigung	
H	m	Schaufelhöhe	
H_{12}	–	Formfaktor	δ_1/Θ
h	kJ/kgK	spezifische Enthalpie	
J	m	Bohrungsteilung	Abb. 2.14
K	–	Beschleunigungsfaktor	$\left(\frac{\mu}{\rho U^2} \frac{dU}{ds}\right)_E$
k	m^2/s^2	spezifische turbulente kinetische Energie	Gl. (3.26)
k_i	m/s^2	Beschleunigungsvektor der Körperkraft	
l	m	Sehnenlänge des Profils	Abb. 2.14
l_{ax}	m	Axiale Sehnenlänge des Profils	Abb. 2.14
l_K	m	Kolmogorov Länge	
l_T	m	turbulentes Längenmaß	
\dot{m}	kg/s	Massenstrom	
Ma	–	Mach-Zahl	U/a
Ma _{2,is}	–	isentropie Mach-Zahl der Abströmung	$U_{2,\text{is}}/a$
N	–	Anzahl	
n	min^{-1}	Drehzahl	
n	m	Koordinate normal zur Wand	
n^+	–	dimensionsloser Wandabstand	$\frac{u_\tau n \rho}{\mu}$
n_i	m	Oberflächennormalenvektor	
P	W	Leistung	
P_{Θ_t}	–	Produktionsterm $\hat{R}e_{\Theta_t}$ -Transportgleichung	Gl. (3.37)
Pr	–	Prandtl-Zahl	$\frac{\nu}{\alpha}$
Pr _T	–	turbulente Prandtl-Zahl	$\frac{\nu_T}{\alpha}$
p	Pa	statischer Druck	
p_t	Pa	Totaldruck	
q_i	$\text{J/m}^2\text{s}$	Wärmestromdichtevektor	
Q	$1/\text{s}^2$	Q -Wirbelkriterium	Gl. (4.1)
Q_τ	–	dimensionsloses Q -Wirbelkriterium	Gl. (4.11)
R	m	Krümmungsradius der Stromlinie	Gl. (4.8)
R_R	–	Stufen-Reaktionsgrad	$\frac{\Delta h_{\text{is,Rotor}}}{\Delta h_{\text{is,Stufe}}}$
R_s	J/kgK	spezifische Gaskonstante	
Re	–	Reynolds-Zahl	$Ul\rho/\mu$
Re _{2,is}	–	isentropie Reynolds-Zahl der Abströmung	$U_{2,\text{is}}l\rho_2/\mu_2$
Re _v	–	mit Wirbelstärke gebildete Reynolds-Zahl	Gl. (3.42)

Re_x	–	mit der Lauflänge gebildete Reynolds-Zahl	$Ux\rho/\mu$
Re_Θ	–	Reynolds-Zahl gebildet mit Θ	$\frac{\Theta U_E \rho_E}{\mu_E}$
\hat{Re}_{Θ_t}	–	lokale mit Θ_t gebildete Reynolds-Zahl aus \hat{Re}_{Θ_t} -Transportgleichung	Gl. (3.36)
r	m	radiale Koordinate des Zylinderkoordinatensystems	
S_L	m	Länge der saugseitigen Oberfläche	
St	–	Strouhal-Zahl	Gl. (6.4)
S_{ij}	1/s	Scherraten-Tensor	Gl. (3.23)
s	m	Richtung entlang Stromlinie	
s_{ij}	1/s	spurfreier Scherraten-Tensor	Gl. (3.22)
s_L	m	Lauflänge auf der saugseitigen Oberfläche	
T	s	Zeitintervall	
T	s	zeitliche Periode für das Zurücklegen einer Teilung	
T	K	statische Temperatur	
T_t	K	Totaltemperatur	
T_i	–	Tangenteneinheitsvektor	Gl. (4.9)
Tu	–	Turbulenzgrad	
t	s	Zeit	
t^*	s	Zeitmaß des γ - Re_θ -Modells	$\frac{500\mu}{\rho U^2}$
t_P	m	Teilung des Profils	Abb. 2.14
U	m/s	Betrag der Geschwindigkeit	
u_i	m/s	Geschwindigkeitsvektor	
u_τ	m/s	Wand Schubspannungsgeschwindigkeit	$\sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$
V	m ³	Volumen	
w	m/s	Betrag der Relativgeschwindigkeit	
x_i	m	Vektor der kartesischen Koordinaten	
x, y, z	m	kartesische Koordinaten	
x_{ax}	m	Axiale Koordinate	
x_θ	m	Umfangskoordinate des Zylinderkoordinatensystems	
y^*	m	Abstand zur nächsten Wand	

Griechische Formelzeichen

Symbol	Einheit	Bedeutung	Definition
α	m^2/s	Temperaturleitfähigkeit	
β_1	$^\circ$	Anströmwinkel	Abb. 2.14
β_2	$^\circ$	Abströmwinkel	Abb. 2.14
γ	–	Intermittenz (Wahrscheinlichkeit, dass Strömung turbulent ist)	
Δ	-	Differenz oder Zellabstand	
δ	m	Grenzschichtdicke (Kožulović 2007)	bei $0,99 \cdot (p_{t,\infty} - p_{t,w})$
δ^*	m	Grenzschichtdicke in F_{Θ_t}	$\frac{50 \Omega_{ij} y^*}{U} \frac{15}{2} \frac{\hat{R}e_{\Theta_t} \mu}{\rho U}$
δ_1	m	Verdrängungsdicke	$\int_0^\delta \left(1 - \frac{\rho U}{\rho_E U_E}\right) dn$
δ_i		Fehler einer Simulationsgröße durch die Quelle i	
δ_{ij}	–	Kronecker-Delta	
ϵ	m^2/s^3	spezifische turbulente Dissipation	
$\hat{\epsilon}$	–	dimensionslose turbulente Dissipation	$\frac{\epsilon l}{U^3}$
ϵ_{ijk}	–	Levy-Civita-Symbol	
ζ	–	lokaler Totaldruckverlustbeiwert	Gl. (6.2)
ζ_m	–	integraler Totaldruckverlustbeiwert	Gl. (6.1)
η_{is}	–	isentropen Turbinenwirkungsgrad	Gl. (6.6)
Θ	m	Impulsverlustdicke	$\int_0^\delta \frac{\rho U}{\rho_E U_E} \left(1 - \frac{U}{U_E}\right) dn$
Θ_t	m	Impulsverlustdicke am Transitionspunkt	
θ	$^\circ$	Verdrehwinkel der Ausblasung	Abb. 2.13
κ	–	Isentropenexponent	
κ_T	$1/\text{m}$	Wellenzahl	$\frac{2\pi f_T}{U}$
λ	J/msK	Wärmeleitfähigkeit	
λ_Θ	–	Druckgradienten Parameter	$\left(\frac{\rho \Theta^2}{\mu}\right) \left(\frac{dU}{ds}\right)$
μ	Pa s	dynamische Viskosität	
μ		Unsicherheit einer Simulationsgröße	
μ_T	Pa s	Wirbelviskosität	
ν	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	kinematische Viskosität	$\frac{\mu}{\rho}$
ξ, η, ζ	–	Koordinaten im krummlinigen Relativsystem	
ρ	kg/m^3	Dichte	
τ_{ij}	N/m^2	Spannungstensor	

$\tau_{T,ij}$	N/m^2	Reynolds-Spannungstensor	Gl. (3.24)
τ_w	N/m^2	Wandschubspannung	$\mu \left(\frac{\partial U}{\partial n} \right)_w$
Φ	—	Durchflusszahl	Gl. (6.5)
ϕ	°	Nickwinkel der Ausblasung	Abb. 2.13
ϕ		beliebige Erhaltungsgrößen	
ψ	-	Leistungszahl	$\frac{\Delta h_t}{(\Omega r)^2}$
Ω	rad/s	Winkelgeschwindigkeit	
Ω_{rel}	—	relative Wirbelstärke	Gl. (4.2)
Ω_{ij}	1/s	Rotationstensor	Gl. (3.33)
ω	1/s	spezifische turbulente Dissipationsrate	
ω_i	1/s	Vorticity Vektor	Gl. (4.4)
ω_{sw}	m/s^2	relative Streamwise Vorticity	$\frac{u_i \cdot \omega_i}{ u_i \cdot \omega_i }$
ω_x	1/s	x -Komponente des Vorticity Vektors	

Tiefgestellte Indizes

Index	Bedeutung
∞	Größe der ungestörten Außenströmung oder der Zuströmung
1	Einströmrand; stromaufwärts der Schaufelreihe
2	Ausströmrand; stromabwärts der Schaufelreihe
abl	Ablösepunkt
amBL	arithmetisch über die Grenzschicht gemittelte Größe
anl	Anlegepunkt
DS	Druckseite des Profils
E	Größe am Grenzschichtrand (engl. E dge)
end	Transitionsende
exp	experimentelle Größe
fm	flussgemittelte Größe
ges	gesamt
HK	Hinterkante des Profils
ind	Indifferenz
is	isentrop
jet	Größe der Ausblasung
K	Kolmogorov

Formelzeichen

korr	korrigierte Größe
MS	Mittenschnitt
m	konservativ gemittelte Größe nach Amecke (1967)
max	Maximalwert
maxBL	Maximalwert in der Grenzschicht
min	Minimalwert
nenn	Größe des Nennlastpunkts
nlf	Nachlauf
num	numerisch
opt	optimaler/optimierter Wert
P	Profil
Pl	Plenum
ref	Referenzgröße
rms	root mean square
SS	Saugseite des Profils
t	Transitionspunkt
tn	tangential zur Stromlinie
u	in Umfangsrichtung
val	Validierung
VGJ	Vortex Generating Jet
VK	Hinterkante des Profils
w	Wand
Zyl	Zylinder

Überstreichungen

Symbol	Bedeutung
$\bar{}$	zeitlicher Mittelwert nach Reynolds
$\tilde{}$	massengewichteter Mittelwert nach Favre
\prime	Schwankungsgröße nach Reynolds
$\prime\prime$	Schwankungsgröße nach Favre

Mathematische Zeichen

Symbol	Bedeutung
\wedge	logisches <i>und</i>

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
ADP	A erodynamischer D esign p unkt
AVDR	A xial V elocity D ensity R atio
CFD	C omputational F luid D ynamics
DLR	D eutschen Z entrums für L uft- und R aumfahrt
DS	D ruckseite
HDT	H och d ruck t urbine
HDV	H och d ruck v erdichter
HK	H inter k ante des Profils
JiC	J et in C rossflow
NDT	N ieder d ruck t urbine
NDV	N ieder d ruck v erdichter
Q3D	Q uasi 3D
RB	R and b edingung
SS	S augseite
TRACE	T urbomachinery R esearch A erodynamic C omputational E nvironment
VGJ	V ortex G enerating J et
VK	V order k ante des Profils

Formelzeichen

1 Einleitung

Die technische Entwicklung moderner Flugtriebwerke ist im Wesentlichen durch die Zielsetzungen getrieben, die Kosten für Wartung und Betrieb der Triebwerke zu senken sowie den Forderungen nach einer Reduktion ihrer CO₂-Emissionen gerecht zu werden (Argüelles et al. 2001). Um diese Ziele zu erreichen, stehen die Hersteller vor der Herausforderung, die Leistungsdichte der Triebwerke zu erhöhen, indem sie einerseits deren Vortriebswirkungsgrad steigern und andererseits die Größe bzw. das Gewicht des Triebwerks reduzieren. Für die heute im zivilen wie auch im militärischen Flugverkehr überwiegend eingesetzten Fan-Triebwerke kann die Steigerung des Vortriebwirkungsgrades zum einen über die Erhöhung der Komponentenwirkungsgrade des Kerntriebwerks (Verdichter, Turbine) und zum anderen über eine Erhöhung des Nebenstromverhältnisses realisiert werden. Um ausgehend von heutigen Nebenstromverhältnissen (bei modernen Triebwerken ca. 10) eine weitere Steigerung zu erreichen, muss der Durchmesser des Fans vergrößert werden. Aufgrund der Limitierung der Blattspitzengeschwindigkeit hat dies allerdings eine Reduktion der Fan-Drehzahl und in getriebelosen Triebwerken somit auch eine Reduktion der Drehzahl der mit dem Fan gekoppelten Niederdruckturbine zur Folge. Bei gleicher Leistung, Stufenzahl und gleichem Durchmesser steigt so deren aerodynamische Belastung. Da eine Veränderung des Wirkungsgrades der Niederdruckturbine um 1% zu einer Änderung des Gesamtwirkungsgrades um ca. 0,7% führt (Vásquez et al. 2003), kommt der Effizienz der Niederdruckturbine aber insgesamt eine hohe Bedeutung für das Triebwerk zu. Auf die höhere aerodynamische Belastung zurückzuführende höhere Verluste, die der aerodynamischen Erfahrung nach zu erwarten sind (Smith 1965), sollten daher vermieden werden.

Allerdings ergeben sich aus der Tatsache, dass die Niederdruckturbine darüber hinaus auch für 30% des Gesamtgewichts (Abbildung 1.1) und 15% der Gesamtkosten des Triebwerks verantwortlich ist (Vásquez et al. 2003), weitere Bestrebungen, ihre aerodynamische Belastung zu erhöhen. Bei gleicher Leistung wird hierbei eine Reduktion von Schaufeln pro Stufe bis hin zum Einsparen von ganzen Stufen angestrebt, um so das Triebwerksgewicht reduzieren zu können (Curtis et al. 1997).

Insbesondere der Einfluss einer erhöhten Schaufelteilung durch reduzierte Schaufelzahlen pro Stufe auf den Profilverlust ist vor diesem Hintergrund schon seit den 1980er Jahren Gegenstand systematischer Untersuchungen (Hourmouziadis 1989, Gier und Hübner 2005). Aufgrund des Reynolds-Zahl-Niveaus um $Re \approx 100 \cdot 10^3$ spielt dabei der laminar-turbulente Grenzschichtumschlag für die Leistung der Schaufelprofile eine zentrale Rolle. Unter Ausnutzung des Einflusses des Druckgradienten und der periodisch-instationären Zuströmung auf den Umschlag werden heute hochbelastete Profile ausgelegt, die trotz einer laminaren Ablöseblase auf der Saugseite über einen weiten Reynolds-Zahl-Bereich niedrige Verluste aufweisen. Für die Niederdruckturbine werden auf diesem Wege trotz

1 Einleitung

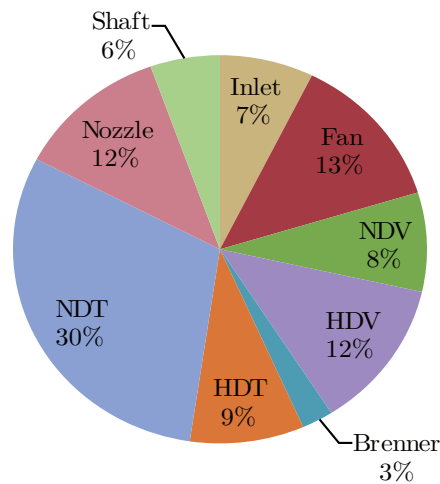


Abbildung 1.1: Gewichtsverteilung eines Flugtriebwerks (Chamis und Blankson 2004)

erhöhter Teilung isentrope Wirkungsgrade über 90% erreicht (Gier und Hübner 2005).

Eine hiervon ausgehende, weitere Erhöhung der Teilung und eine höhere Belastung der Profile kann aber insbesondere für die in Flughöhe auftretenden niedrigen Reynoldszahlen $Re \leq 100 \cdot 10^3$ zu einem massiven Anstieg der Druckverluste aufgrund einer anwachsenden laminaren Ablöseblase im letzten Drittel der Saugseite des Profils führen. Um die Verluste in diesen Betriebspunktbereichen zu reduzieren, können passive und aktive Maßnahmen der Strömungsbeeinflussung eingesetzt werden (Gier et al. 2010). In experimentellen Untersuchungen haben sich insbesondere Ausblasungen in die saugseitige Grenzschicht als vielversprechend erwiesen, die laminare Ablösung und damit die Profilverluste zu reduzieren. Allerdings ist ihre Effektivität von einer Reihe von Einflussfaktoren und deren Wechselwirkung abhängig, wie der Zuströmung, der Profilstaltung, dem Ausblasungswinkel, dem Ausblasungsmassenstrom und der Ausblasungsposition. Hinzu kommt die hohe Komplexität des Strömungsfeldes stromabwärts der Ausblasungen. An die Auslegung einer Niederdruckturbinenstufe mit Ausblasungen stellt dies entsprechend hohe Anforderungen.

Für die aerodynamische Auslegung von Turbomaschinen haben dreidimensionale, reibungsbehaftete, stationäre wie instationäre Strömungssimulationen, kurz CFD (**C**omputational **F**luid **D**ynamics) in den vergangenen 20 Jahren immer mehr an Bedeutung gewonnen, so dass sie mittlerweile als zentrales Werkzeug der Auslegung angesehen werden können (Denton und Dawes 1998, Giles 1998, Denton 2010). Um die Entwicklungszeiten und -kosten weiter zu senken, ist auch zukünftig mit einer Ausdehnung ihrer Bedeutung zu rechnen (Engel et al. 2007, Nürnberger 2007).

Als Stand der Technik für Niederdruckturbinen-Anwendungen können heute stationäre Simulationen unter Verwendung von Zwei-Gleichungsturbulenzmodellen angesehen werden. Der Bedeutung des Grenzschichtumschlags für die Profilauslegung wird hierbei durch ein zusätzliches empirisches Transitionsmodell Rechnung getragen. Der hinsichtlich Turbulenz und Transition hohe Modellierungsgrad erlaubt im Rahmen des Aus-

legungsprozesses durch kurze Simulationsdauern umfangreiche Variationsrechnungen. Obwohl die CFD-Methoden so den Umfang experimenteller Untersuchungen sukzessive vermindert haben, erfordert insbesondere die Einführung neuer Technologien vor der Durchführung des Auslegungsprozesses stets die Validierung der Simulationsergebnisse anhand repräsentativer experimenteller Testfälle.

Für Ausblasungen auf hochbelasteten Niederdruckturbinenprofilen wurde in vorhergegangenen Studien gezeigt (Herbst et al. 2010, 2011b), dass die primären quantitativen aerodynamischen Auslegungsparameter wie Profildruckverteilung, -umlenkung und -verlust insbesondere für den relevanten Reynolds-Zahl-Bereich $Re \leq 100 \cdot 10^3$ nicht wiedergegeben werden können. Die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist es daher, die Modellierung dahingehend weiterzuentwickeln, dass die aerodynamische Auslegung von Niederdruckturbinenprofilen mit Ausblasungen möglich ist.

Vor diesem Hintergrund wird gezeigt, dass, aufbauend auf dem heutigen Modellierungsstand, die Berücksichtigung des ausblasungsinduzierten laminar-turbulenten Umschlags der Profildruckschicht eine quantitative Wiedergabe der experimentellen Größen ermöglicht. Hierfür wird im Rahmen des bestehenden γ - Re_θ -Transitionsmodells (Langtry und Menter 2009) ein ausschließlich auf lokalen Strömungsgrößen basierender, halbempirischer Modus für ausblasungsinduzierte Transition entwickelt und anhand experimenteller Gitterwindkanaltestfälle mit Ausblasungen validiert. Darüber hinaus wird nachgewiesen, dass das Modell auch unter Berücksichtigung des komplexen dreidimensionalen und instationären Strömungszustands in einer Turbomaschine für den Auslegungsprozess eingesetzt werden kann.

Im an diese Einleitung anschließenden Kapitel 2 wird zunächst die Aerodynamik von hochbelasteten Niederdruckturbinen im Hinblick auf die Applizierung von Ausblasungen im Detail betrachtet. Der Schwerpunkt liegt hier auf der Effektivität und physikalischen Wirkungsweise der Ausblasungen in Wechselwirkung mit der Aerodynamik und der Grenzschichttransition des unbeeinflussten Profils. In Kapitel 3 werden die Grundgleichungen und -verfahren des verwendeten numerischen Strömungslösers beschrieben und der aktuelle Stand der Turbulenz- und Transitionsmodellierung diskutiert. In Kapitel 4 wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell für ausblasungsinduzierte Transition im Detail erläutert und sein Verhalten in Kapitel 5 anhand generischer Testfälle beschrieben und plausibilisiert. Die Validierung des Modells anhand von Turbomaschinen-Testfällen in stationärer wie instationärer Zuströmung erfolgt in Kapitel 6, bevor abschließend in Kapitel 7 die Schlussfolgerungen aus den Ergebnissen dieser Arbeit gezogen werden.

1 *Einleitung*

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

Damit die Niederdruckturbinen eines Nebenstrom-Flugtriebwerks trotz der durch den Fan vorgegebenen, begrenzten Drehzahlen einen ausreichenden Leistungsumsatz bei gleichzeitig geringem Gewicht bereitstellen kann, werden hochbelastete Schaufelprofile eingesetzt. Deren aerodynamische Verluste sind im Wesentlichen durch den Umschlag sowie die Ablösung der Profilschicht bestimmt. Durch Ausblasungen in die Grenzschicht kann dieses Verhalten positiv über den gesamten Betriebspunktbereich der Niederdruckturbinen beeinflusst werden. Im folgenden Kapitel werden daher zunächst die integralen und strömungsphysikalischen Randbedingungen in hochbelasteten Niederdruckturbinen betrachtet, bevor darauf aufbauend die Strömungsbeeinflussung diskutiert wird. Der Schwerpunkt liegt auf dem Einsatz von Aus- und Durchblasungen, wobei deren Effektivität, wie auch deren physikalische Wirkungsweise im Detail betrachtet werden.

2.1 Aerodynamik der Niederdruckturbinen

2.1.1 Profilaerodynamik der Kernströmung

Eine Analyse der Aerodynamik und insbesondere des aerodynamischen Verlustverhaltens von Niederdruckturbinenprofilen ist eng mit einer Betrachtung der auftretenden Reynolds-Zahlen Re verbunden. Wie in Abbildung 2.1 dargestellt, nimmt sie in der Niederdruckturbinen in Flughöhe Werte von $Re = 10^5 \dots 10^6$ an, wobei Re bei gleichbleibender Profilschichtlänge in Richtung der Endstufen aufgrund sinkender Dichte abnimmt. Für die Profilauslegung eröffnet dies die Möglichkeit, über große Teile der Oberfläche eine laminare Grenzschicht zu erhalten und so den Profilverlust durch Reibungsverluste zu minimieren. Insbesondere die Saugseite des Profils, die sich für etwa 60% der Profilverluste verantwortlich zeigt (Curtis et al. 1997) (gegenüber 20% durch die Druckseite sowie 20% durch Hinterkanten- und Mischungsverluste), weist ein entsprechendes Verlustreduktionspotential auf. Wie für die sogenannten Low-Reynolds-Profilen in der Tragflügel-aerodynamik (Gad-El-Hak 2006) hat dieser Auslegungsansatz für die Profildruckverteilung zur Folge, dass das Druckminimum (Saugspitze) der Saugseite möglichst weit von der Vorderkante in Richtung der Hinterkante verschoben wird. Der Druckrückgewinn (Diffusion) bis zur Hinterkante erfolgt dementsprechend über einen verhältnismäßig kurzen Bereich der Sehnenlänge l . Während so die Grenzschicht stromaufwärts

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

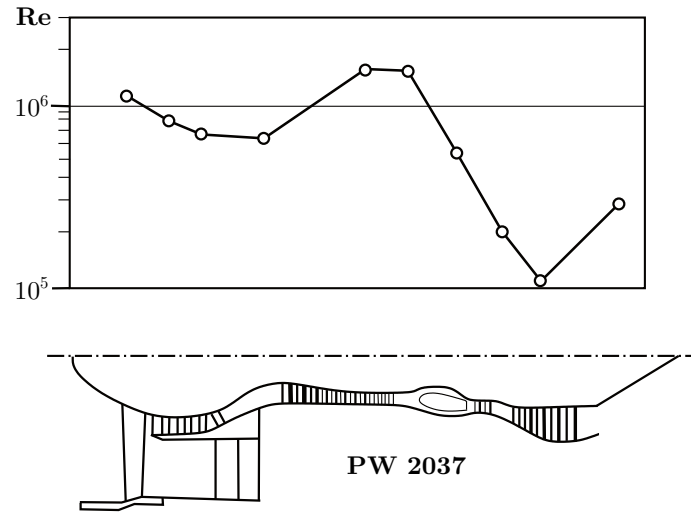


Abbildung 2.1: Reynolds-Zahlen in einem Nebenstrom-Triebwerk in Flughöhe nach Hourmouziadis (1989) und Kožulović (2007)

der Saugspitze trotz hoher Turbulenzgrade der Außenströmung aufgrund der Beschleunigung laminar bleibt, hat der kurze Diffusionsbereich einen hohen, der Strömung entgegengesetzten Druckgradienten und somit eine Destabilisierung der Grenzschicht zur Folge. Die laminare oder bereits transitionelle Grenzschicht löst daraufhin dort im mittleren Reynolds-Zahl-Bereich vom Profil ab, schlägt über der Ablöseblase um und legt turbulent wieder an (Abbildung 2.2). Obwohl durch die Blase dabei ein zusätzlicher Druckverlust entsteht, sind kleine Blasenlängen insofern akzeptabel, als dass der Profilverlust als die Summe von Reibungs- und Druckverlusten deutlich geringer ist als bei einem laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag weiter stromaufwärts (Hourmouziadis 1989).

Wie in Abbildung 2.2 qualitativ illustriert, ist das Verlustverhalten des Profils und der Grenzschichtumschlag allerdings eine direkte Funktion der Reynolds-Zahl, die über die Betriebspunkte der Niederdruckturbinen entsprechend variieren kann. Während für steigende Reynolds-Zahlen die laminare Ablöseblase sukzessive kleiner wird und schließlich zugunsten einer weiter stromaufwärts liegenden natürlichen oder Bypass-Transition verschwindet, wächst die Ablöseblase für sinkende Reynolds-Zahlen in Richtung Hinterkante stark an und legt für niedrige Re nicht mehr an. Diese offene Ablösung hat dabei nicht nur einen überproportionalen Anstieg der Profildruckverluste zur Folge, sondern verursacht ebenfalls eine geringere Umlenkung

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \quad (2.1)$$

der Strömung durch das Profil. Mit der Umlenkung sinkt die Auftriebskraft F_A bzw. der Auftriebsbeiwert c_A des Profils (Scholz 1965)

$$c_A = \frac{F_A}{0,5hl\rho w_\infty^2} = 2 \frac{t_P}{l} \frac{(w_1 \cos\beta_1 - w_2 \cos\beta_2)}{w_\infty} \quad (2.2)$$

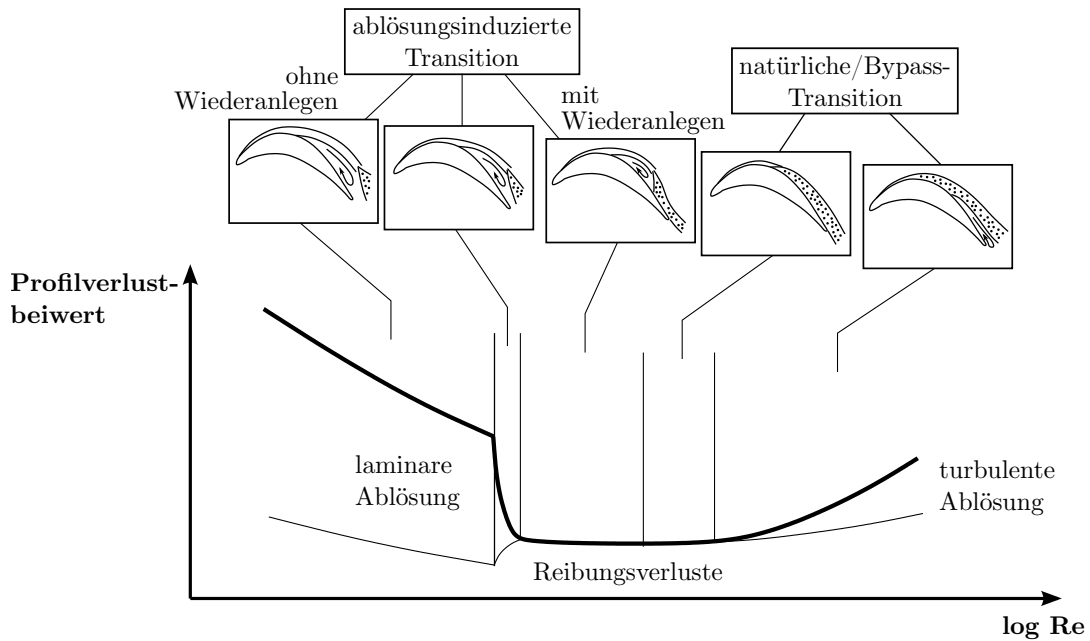


Abbildung 2.2: Profilverlust als Funktion der Reynolds-Zahl nach Hourmouziadis (1989) und Kožulović (2007)

und damit die aufgenommene Leistung der Niederdruckturbinen, so dass auch die Vortriebsleistung des gesamten Triebwerks gefährdet ist.

Ältere, konventionelle Profilauslegungen versuchen diesem Verlustverhalten durch eine Beschränkung der saugseitigen Diffusion Rechnung zu tragen (Abbildung 2.3). Dafür wird zum einen ein ausreichend großer Diffusionsbereich vorgesehen und zum anderen eine geeignete Profilteilung t_P gewählt. Mit dem Ziel, das Gewicht der Niederdruckturbinen zu reduzieren, wurden ausgehend von dieser Profilierung mit zunehmender Kenntnis der periodisch-instationären Transition (Hodson und Howell 2005, Gier et al. 2010) sogenannte High-Lift Profile entwickelt. Die Gewichtsreduzierung wird hierbei durch eine Erhöhung der Teilung oder das Einsparen von ganzen Stufen erreicht, was einen höheren Auftrieb des Einzelprofils erfordert (Gl. 2.2). Zusätzlich steigt hierdurch die saugseitige Diffusion, wie anhand der Diffusionszahl nach Lieblein D_L für eine feste Position der Saugspitze deutlich wird (Scholz 1965)

$$D_L = \frac{w_{SS,max} - w_{HK}}{w_{HK}} = \left(1 - \frac{w_2}{w_1}\right) + \left(\frac{1}{2} \frac{t_P (w_2 \cos \beta_2 - w_1 \cos \beta_1)}{l} + \frac{d_P}{l}\right) \quad (2.3)$$

und in Abbildung 2.3 qualitativ zu erkennen ist. Die steigende Ablöseigung des Profils in diesem Bereich und die damit stark anwachsenden Verluste für sinkende Reynolds-Zahlen, die bei stationärer Profilstromung beobachtet werden können, treten in turbinennaher, periodisch-instationärer Zuflussung allerdings so nicht auf. Vielmehr führt die Interaktion der Profilschicht mit den turbulenten Nachläufen stromaufwärts liegender Schaufelreihen zu einer im zeitlichen Mittel verkleinerten Ablöseblase

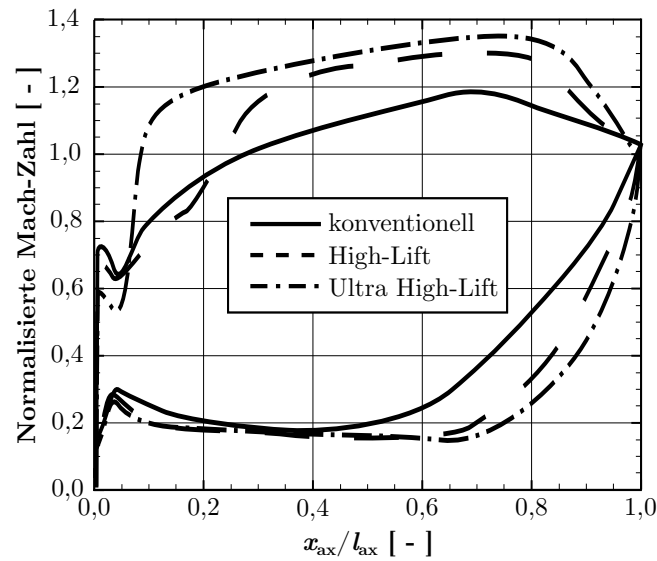


Abbildung 2.3: Charakteristische normalisierte Mach-Zahl-Verteilungen verschiedener Profilauslegungen nach Haselbach et al. (2002)

und einer signifikanten Reduktion der Profilverluste für niedrige Reynolds-Zahlen (vgl. Abschnitt 2.2.3). Die High-Lift Profile weisen so trotz geringerer Schaufelzahl über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich geringere bzw. ähnlich hohe Verluste wie konventionelle Profile auf.

Im Zuge einer weiteren Senkung des Niederdruckturbinengewichts wird bei den sogenannten Ultra High-Lift Profilen die Belastung des einzelnen Profils weiter erhöht, was zu einer abermaligen Steigerung der saugseitigen Diffusion und der damit einhergehenden weiteren Verschlechterung des Verlustverhaltens durch Ablösungen für niedrige Reynolds-Zahlen führt (Haselbach et al. 2002, Gier et al. 2010). Auch in periodisch-instationärer Zuströmung kann so insbesondere für kurze Diffusionsbereiche ein Verlustanstieg für niedrige Reynolds-Zahlen ($Re_{2,is} = 50.000$) auf über 200% des Wertes für hohe Reynolds-Zahlen ($Re_{2,is} \geq 200.000$) beobachtet werden (siehe T161-Profil in Abbildung 2.15 rechts). Vor diesem Hintergrund ist der Einsatz von passiver oder aktiver Strömungsbeeinflussung eine vielversprechende Option. Experimentelle Untersuchungen zeigen, dass beispielsweise mittels passiver Wirbelgeneratoren oder aktiver Ausblasungen die Ablösung der saugseitigen Grenzschicht und somit der Profilverlust für niedrige Reynolds-Zahlen signifikant reduziert werden kann.

Zur Charakterisierung der Profilbelastung wird in der Literatur üblicherweise die Zweifel-Zahl Z_w herangezogen (Praisner et al. 2007, Himmel und Hodson 2009, Gier et al. 2010), die die tatsächliche mit der idealen Belastung des Profils ins Verhältnis setzt. Letztere wird hierbei als Differenz des Totaldrucks am Eintritt und des statischen Drucks am Austritt bestimmt. Unter der Annahme einer inkompressiblen Strömung sowie gleicher axialer Geschwindigkeiten am Ein- und Austritt lautet die in dieser Arbeit

zum Vergleich von Profilen verwendete Definition der Zweifel-Zahl (Gier et al. 2010)

$$Z_w = 2 \frac{t_p}{l_{ax}} \cos^2(90^\circ - \beta_2) (\tan(90^\circ - \beta_2) - \tan(90^\circ - \beta_1)), \quad (2.4)$$

wobei die An- und Abströmungswinkel β_1 und β_2 gegen den Umfang definiert sind (Abbildung 2.14). Während konventionelle Profile Zweifel-Zahlen $Z_w \leq 1$ aufweisen, verfügen High-Lift Profile typischerweise über Zweifel-Zahlen $Z_w > 1$ und Ultra High-Lift Auslegungen über Zweifel-Zahlen $Z_w = 1, 1..1, 2$ (Gier et al. 2010, Praisner et al. 2007).

2.1.2 Randzonenströmung

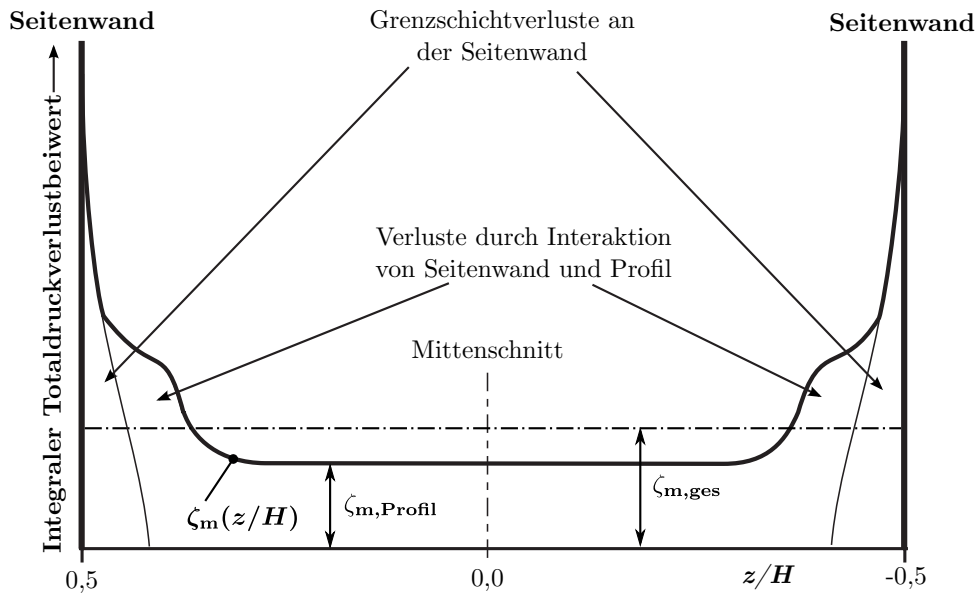


Abbildung 2.4: Verluste im Schaufelgitter als Funktion der Schaufelhöhe (Martinstetter et al. 2010)

Während die Kernströmung von Niederdruckturbinen aufgrund der großen Streckung h/l der Profile weitestgehend eine zweidimensionale Charakteristik aufweist, sind die Randzonen durch dreidimensionale Strömungsstrukturen dominiert, die durch die Interaktion von Seitenwandgrenzschicht, Profilgrenzschicht, Schaufelvorderkantenradius und Schaufelumlenkung entstehen. Diese tragen je nach Streckung der Profile typischerweise mit einem Drittel zu den Gesamtverlusten eines Profils bei (Denton 1993). Abbildung 2.4 zeigt qualitativ die umfangsgemittelten Totaldruckverluste als Funktion der dimensionslosen Schaufelhöhe z/h einer Gitterströmung, anhand derer sich eine Unterteilung in Kern- und Randzonenströmung vornehmen lässt. So lässt sich in der Kernströmung typischerweise nur der (niedrige) Profilverlust beobachten, während es in den Randzonen zu einem Verlustanstieg kommt. Dieser ist auf die zusätzlichen Verluste in der Seitenwandgrenzschicht und auf Verluste durch die Interaktion von Seitenwandgrenzschicht, Profilgrenzschicht, Schaufelvorderkantenradius und Schaufelumlenkung zurückzuführen.

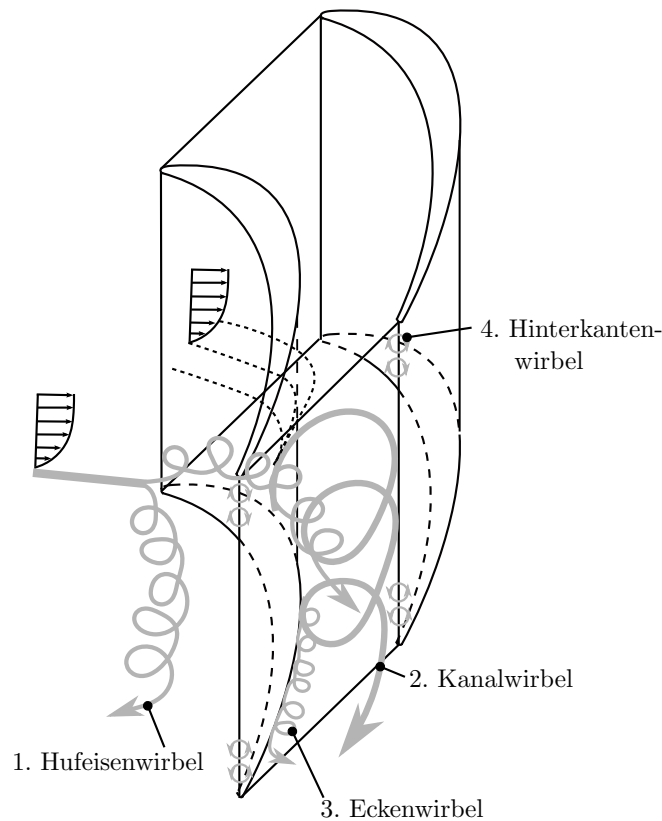


Abbildung 2.5: Charakteristische Wirbelstrukturen in den Randzonen eines Turbinengitters nach Sauer et al. (2001)

Wie in Abbildung 2.5 veranschaulicht, können im Wesentlichen vier typische Wirbelstrukturen unterschieden werden, die als Folge der Interaktion der Seitenwandgrenzschicht mit dem Schaufelprofil entstehen:

1. Der Hufeisenwirbel entsteht beim Auftreffen der Seitenwand-Grenzschicht auf die als stumpfes Hindernis wirkende Profilvorderkante. Für die Entstehung des Wirbels ist dabei der Totaldruckgradient in der ausgebildeten Grenzschicht verantwortlich. So hat der Totaldruckgradient beim Auftreffen der Grenzschicht auf das Profil am Staupunkt einen zur Wand gerichteten Gradienten des statischen Drucks zur Folge, der wiederum bei ausreichender Größe eine Strömung zur Seitenwand induziert. Die Strömung rollt sich so in der Grenzschicht unterhalb des Staupunktes der freien Anströmung zu einem Wirbel auf, der durch die Hauptströmung lateral, hufeisenförmig um die Profilvorderkante herum transportiert wird. Zur Bewegung des Hufeisenwirbels stromabwärts des Staupunkts trägt der durch die Potentialwirkung des Profils auftretende entgegengesetzte Druckgradient bei, der schon stromaufwärts der Vorderkante zu einer Ablösung der Seitenwandgrenzschicht führen kann. Der saugseitige Ast des Hufeisenwirbels folgt beim Eintritt in die Schaufelpassage dem Profil, der druckseitige wird durch den Druckgradienten zwischen Druck- und Saugseite normal zur Strömungsrichtung in Richtung der Saugseite

abgelenkt.

2. Der Kanalwirbel bildet sich als Folge der Umlenkung der Strömung in der Schaufelpassage. Während für ein Fluidelement in der Schaufelpassage im Bereich der Kernströmung ein Kräftegleichgewicht normal zur Strömungsrichtung zwischen der Zentrifugalkraft und der Druckkraft zwischen Saug- und Druckseite herrscht, nimmt die zur Druckseite gerichtete Zentrifugalkraft in der Grenzschicht aufgrund der niedrigeren Strömungsgeschwindigkeit ab. Das Druckfeld induziert dementsprechend wandnah eine Strömung zur Saugseite, so dass es aus Kontinuitätsgründen zu einer Rückströmung außerhalb der Grenzschicht kommt und sich der Kanalwirbel bildet. Dieser wird durch den Querdruckgradienten in der Passage in Richtung der Saugseite abgelenkt. Hierbei kann er zum einen mit dem gleichsinnig rotierenden druckseitigen Ast des Hufeisenwirbels verschmelzen und zum anderen die saugseitige Profilhrenzschicht in Schaufelhöhenrichtung ablenken.
3. Der Eckenwirbel kann ähnlich dem Hufeisenwirbel durch den Totaldruckgradienten der Grenzschicht beim Auftreffen der durch den Kanalwirbel induzierten Querströmung auf die saugseitige Profloberfläche entstehen. Er hat eine dem Kanalwirbel entgegengesetzte Drehrichtung und kann zur Ablenkung des Kanal- und Hufeisenwirbels in Schaufelhöhenrichtung auf der Saugseite des Profils führen.
4. Hinterkantenwirbel entstehen aufgrund der mit der Schaufelhöhe variierenden Zirkulation sowie durch die Streckung von am Eintritt eingetragener Wirbelstärke (Sieverding 1985). Darüber hinaus kann auch die Interaktion der Kanalwirbel zweier benachbarter Schaufelpassagen und die in Folge auftretende Scherwirkung zu deren Bildung beitragen. Die Hinterkantenwirbel haben eine zum Kanalwirbel entgegengesetzten Drehrichtung.

Wie die Beschreibung verdeutlicht, treten diese Wirbel in einer Schaufelpassage nicht unabhängig voneinander auf, sondern nur in Kombination oder als Folge einer Wechselwirkung. Ansätze zur Unterdrückung oder Verkleinerung dieser Strukturen durch eine dreidimensionale Gestaltung der Seitenwände, mit dem Ziel, die Gesamtverluste einer Schaufel zu verringern, sind Gegenstand diverser aktueller Untersuchungen (Sauer et al. 2001, Ingram et al. 2005, Schuepbach et al. 2009). Hervorzuheben ist, dass die Erhöhung der Schaufelteilung wie auch die Veränderung der saugseitigen Belastung einen Einfluss auf die Ausdehnung der Sekundärströmungen haben. So dringt der Kanalwirbel bei größerer Schaufelteilung tiefer in die Kernströmung ein (Gier et al. 2010) und ist bei einer Saugspitze im vorderen Bereich stärker ausgeprägt als für Profile mit einer Belastung im hinteren Bereich und gleicher Zweifel-Zahl (Zoric et al. 2007). In einer Turbine können im Strömungskanal neben diesen auch in einer Kaskade zu beobachtenden Wirbeln zusätzlich noch Spaltwirbel im Bereich zwischen der Spitze der Rotorschaukel und dem Gehäuse sowie Wirbel als Folge von aus Kavitäten ausgetretenen Leckage-Strömungen beobachtet werden, die typischerweise eine weitere Erhöhung der seitenwandnahen Verluste zur Folge haben.

2.2 Laminar-turbulente Transition der Grenzschicht

Wie im vorherigen Abschnitt dargelegt wurde, hat der Zustand der Grenzschicht und insbesondere ihr Umschlag von laminar zu turbulent einen entscheidenden Einfluss auf die Leistung eines Niederdruckturbinenprofils. Dieser Vorgang, der mit dem Begriff *Transition* (lateinisch für Übergang) bezeichnet wird, ist, wie die Bedeutung des Begriffs bereits deutlich macht, kein schlagartiger, sondern ein kontinuierlicher Prozess. Er wird somit in Strömungsrichtung räumlich durch einen Anfang sowie durch ein Ende charakterisiert und weist daher eine bestimmte Länge - die Transitionslänge - auf. Aus Untersuchungen ist bekannt, dass die Transition unterschiedliche charakteristische Stufen durchläuft, anhand derer sich verschiedene Transitionsarten unterscheiden lassen. Für die zweidimensionale Kernströmung in Turbomaschinen sind die dominierenden Moden typischerweise (Kožulović 2007)

- die natürliche Transition,
- die Bypass-Transition,
- die ablösungsinduzierte Transition,
- die periodisch-instationäre Transition sowie
- die Relaminarisierung.

Die folgende Darstellung dieser Moden wird um eine Betrachtung dreidimensionaler Transitionseffekte in den Randströmungsgebieten und einen Überblick über Faktoren ergänzt, welche die Transition wesentlich beeinflussen. Der Einfluss von Ausblasungen auf eine laminare Grenzschicht wird zum Abschluss dieses Kapitels in Abschnitt 2.4.4 detailliert betrachtet.

2.2.1 Natürliche und Bypass-Transition

Die natürliche Transition tritt in der Regel bei niedrigen Turbulenzgraden der Außenströmung von $Tu < 1\%$ auf. Deren charakteristische Stufen für die Grenzschicht einer längs-angeströmten, ebenen Platte mit scharfer Vorderkante sind in Abbildung 2.6 skizziert. In der zunächst laminaren Grenzschicht ① bilden sich ab einer Indifferenz-Reynolds-Zahl Re_{ind} zweidimensionale Tollmien-Schlichting-Wellen ② als primäre Instabilitäten aus, die angefacht und stromabwärts transportiert werden. Sobald deren Störamplitude einen kritischen Wert überschreitet, bilden sich sekundäre Instabilitäten, welche die Wellenlinien periodisch verformen. Durch weitere Verformung und Streckung der Wellenlinien entstehen in der immer noch laminaren Grenzschicht charakteristische dreidimensionale Λ -Strukturen ③. Diese zerfallen schließlich ④, und es bilden sich weiter stromabwärts am Transitionspunkt x_t erste Turbulenzflecken ⑤. In diesen kommt es zu einer nicht-linearen Anfachtung der Störungen, so dass sie sich in Strömungsrichtung keilförmig ausbreiten und bei x_{end} zu einer voll-turbulenten Grenzschicht zusammenwachsen ⑥.

Zwar beschreibt der gesamte Prozess die Transition der Grenzschicht, allerdings wird im engeren Sinne lediglich der Abschnitt zwischen x_t und x_{end} als Transitionsbereich

2.2 Laminar-turbulente Transition der Grenzschicht

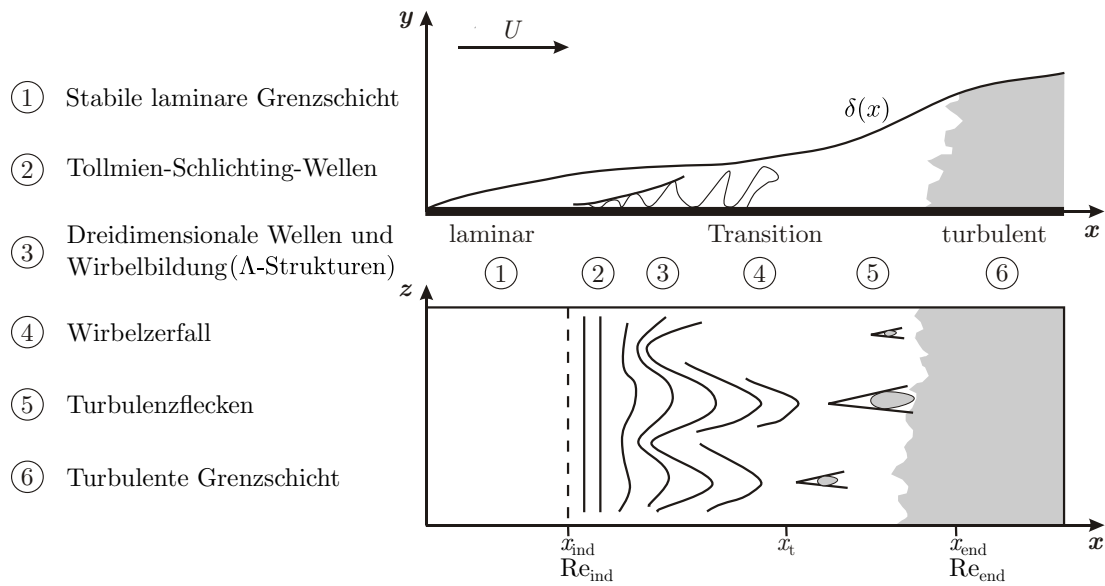


Abbildung 2.6: Stufen der natürlichen Transition nach Schlichting und Gersten (2006)

bezeichnet. Der Abstand dieser Punkte in Strömungsrichtung legt dementsprechend die Transitionslänge fest. Er kann mit der auf Emmons (1951) zurückgehenden Intermittenztheorie beschrieben werden und wird daher auch als Intermittenzphase bezeichnet. Die Intermittenz γ gibt für einen festen Ort den zeitlichen Anteil an, den eine Strömung turbulent ist. Ist die Strömung in einem Ort voll-turbulent, nimmt die Intermittenz den Wert 1 an, ist sie laminar, den Wert 0. Transitionelle Bereiche einer Grenzschicht haben dementsprechend Werte von $0 < \gamma < 1$. Die stromaufwärts liegenden Stufen ① - ④ werden demgegenüber als laminar-instabile Phase bezeichnet und können mit der Stabilitätstheorie beschrieben werden (vgl. Abschnitt 3.4.1).

Bei steigendem Turbulenzgrad der Außenströmung verkürzen sich kontinuierlich die Stufen der laminar-instabilen Phase, und es kann direkt zur Ausbildung der Turbulenzflecken kommen. Der erhöhte Impulstransport führt allerdings bereits stromaufwärts zu veränderten, fülligeren Geschwindigkeitsprofilen der laminaren Grenzschicht, in der bereits wandparallele Fluktuationen und streifenartige Strukturen beobachtet werden können (Jacobs und Durbin 2001). Man spricht daher von einer pseudo-laminaren Grenzschicht. Da entsprechend hohe Turbulenzgrade $Tu \geq 4\%$ am Grenzschichtrand in Turbomaschinen auch trotz der teilweise hohen Beschleunigungen die Regel sind, ist diese sogenannte Bypass-Transition dort die dominierende Transitionsform für anliegende Grenzschichten. Der Übergang zwischen natürlicher und Bypass-Transition ist allerdings fließend, so dass eine klare Unterscheidung meist nicht möglich ist. Wie in Abbildung 2.7 veranschaulicht wird, hängt dabei die Ausprägung neben $textnormalTu$ auch vom Beschleunigungsfaktor K ab. So kann zum Beispiel auch in Turbomaschinenströmungen bei stark verzögerten Strömungen eine eher natürliche Transition beobachtet werden, da Störungen früher und stärker angefacht werden.

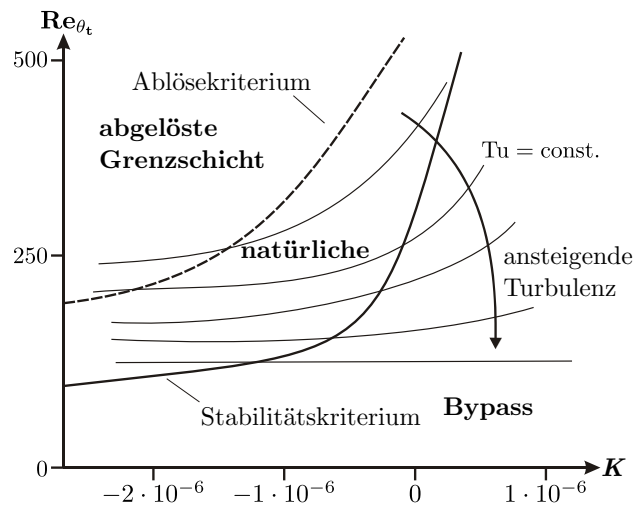


Abbildung 2.7: Einfluss von Druckgradient und Turbulenzgrad auf den Transitionsbeginn nach Mayle (1991)

2.2.2 Ablösungsinduzierte Transition

Eine starke Verzögerung, folglich also hohe entgegengesetzte Druckgradienten können zu einer wie in Abbildung 2.8 skizzierten Ablösung der laminaren oder transitionellen Grenzschicht ① führen. Stromabwärts des Ablösepunktes x_{abl} ($\tau_w = 0$) bildet sich ein Rückströmungsgebiet nahe der Wand ($\tau_w < 0$) und zwischen diesem und der freien Strömung eine Scherschicht. Das Geschwindigkeitsprofil weist somit einen Wendepunkt auf, was es nach den Ergebnissen der linearen Stabilitätstheorie (Abschnitt 3.4.1) sensitiv gegenüber Instabilitäten macht. Dementsprechend werden in der Scherschicht entstehende Instabilitäten angefacht ②, und es bildet sich eine Transitionsregion aus. Die ab dem Transitionspunkt x_t erstmals auftretenden turbulenten Bereiche wachsen stromabwärts an ③ und führen schließlich zum Umschlag der Scherschicht bei x_{end} . Die nun turbulente Scherschicht sorgt wiederum für einen erhöhten Impulsaustausch zwischen Außenströmung und Rückströmungsgebiet ④, so dass die Grenzschicht auf relativ kurzer Strecke bei x_{anl} turbulent wiederanlegt. Die turbulente ⑤ weist gegenüber der laminaren Grenzschicht stromaufwärts der Ablösung eine deutlich größere Dicke bei gleichzeitig verhältnismäßig niedrigen Geschwindigkeiten nahe der Wand auf. Der damit verbundene große Impulsverlust und die hohe Impulsverlustdicke sind eine charakteristische Auswirkung laminarer Ablöseblasen. Im Geschwindigkeits- bzw. Druckverlauf der Außenströmung äußert sich eine Ablöseblase typischerweise als ein Plateau.

Der Verlauf und damit die Länge einer ablösungsinduzierten Transition hängen erheblich vom Turbulenzgrad der Außenströmung sowie von der Reynolds-Zahl ab. So können für höhere Turbulenzgrade (Wissink und Rodi 2006) oder höhere Reynolds-Zahlen (Lou und Hourmouziadis 2000) deutlich kürzere Ablöseblasen bei gleichbleibendem Ablösepunkt beobachtet werden. In beiden Fällen wird die zentrale Kelvin-Helmholtz-Instabilität der Ablösungsscherschicht weiter stromaufwärts durch ein höhe-

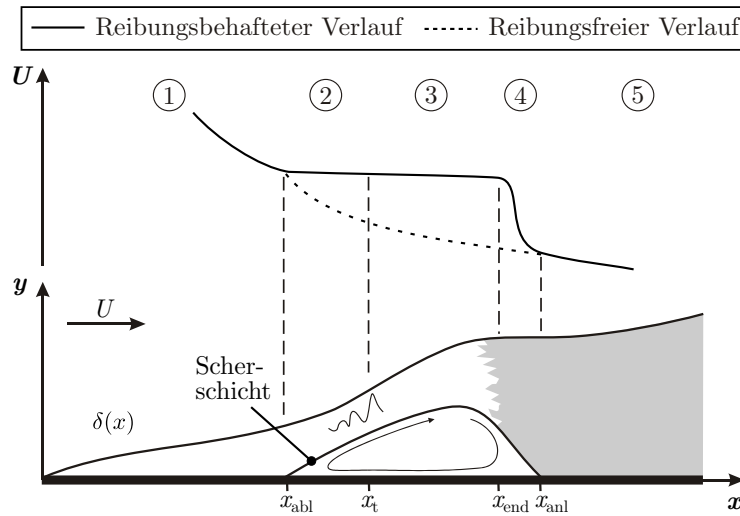


Abbildung 2.8: Stufen der ablösungsinduzierten Transition mit zugehöriger Geschwindigkeitsverteilung nach Mayle (1991) (y -Koordinate gestreckt)

res Störungsniveau bzw. eine geringere Dämpfung angeregt. Bei niedrigen Turbulenzgraden und damit eher langen Ablöseblasen können in der Scherschicht auch Stufen der natürlichen Transition wie Tollmien-Schlichting-Wellen und Turbulenzflecken beobachtet werden (Mayle 1991). Typischerweise treten diese Stufen für $Re_{\Theta,abl} > 320$ bereits stromaufwärts des Ablösepunktes in der Grenzschicht auf, so dass in diesem Fall von der laminaren die transitionelle Ablöseblase unterschieden wird (Hatman und Wang 1999). In der Literatur findet sich im Hinblick auf die Modellierung der ablösungsinduzierten Transition noch die weitere Klassifizierung der Ablöseblasen in lange und kurze. Die Unterscheidung erfolgt entweder anhand der Druckverteilung (Mayle 1991) oder mittels des Strömungsfeldes der Ablösung (Hatman und Wang 1999). Nach Kožulović (2007) gibt es aber trotz zahlreicher Untersuchungen bis heute keine vergleichbar zufriedenstellende Korrelation für Transitionsbeginn und -länge wie bei der natürlichen und Bypass-Transition.

2.2.3 Periodisch-instationäre Transition

Die Umströmung von Turbomaschinenprofilen ist durch die Relativbewegung von Lauf- und Leitbahnen *a priori* periodisch-instationär. Dies äußert sich zum einen durch Störungen wie Nachlaufzellen, die von stromaufwärts liegenden Schaufelreihen stromabwärts transportiert werden, zum anderen in einem fluktuierenden Druckfeld, welches auf die Potentialwirkung auch stromabwärts liegender Schaufelreihen zurückzuführen ist. Die Interaktion dieser Effekte mit den laminaren und transitionellen Grenzschichten ändert im zeitlichen Mittel deren Zustand. Während ein Einfluss periodisch-instationärer Druckfluktuation auf die Transition durchaus zu beobachten ist (Lou und Hourmouziadis 2000), kommt der Interaktion von Nachlaufzellen und Grenzschichten insgesamt

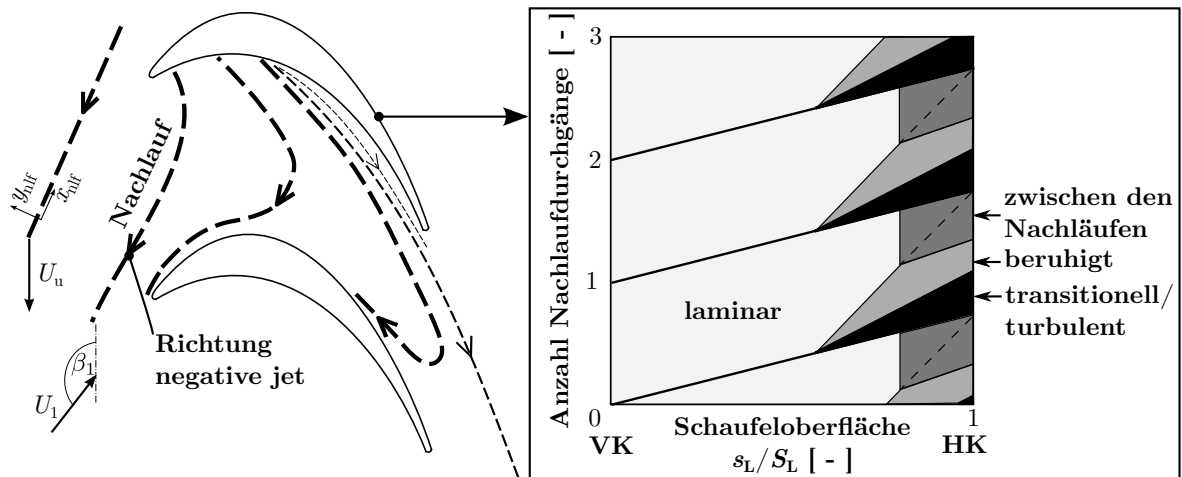


Abbildung 2.9: Verformung der Nachläufe in einer Turbinenpassage nach Durbin und Wu (2007) (links) und Weg-Zeit-Diagramm des Grenzschichtzustands der Saugseite nach Hodson und Howell (2005) (rechts)

eine größere Bedeutung zu (Griebel und Seume 2005, Opoka und Hodson 2008, Griebel 2009). Die Nachläufe (Abbildung 2.9 links) sind dabei einerseits durch ein Impulsdefizit und andererseits durch einen hohen Turbulenzgrad charakterisiert.

Bei laminaren, nicht abgelösten Grenzschichten führt der konvektive Eintrag turbulenter kinetischer Energie der Nachläufe zu einem zur Bypass-Transition ähnlichen Transitionsverlauf (Wu et al. 1999). So wird die Instabilitätsphase übersprungen, und es bilden sich direkt Turbulenzflecken aus, die sich sogar unmittelbar zu einem Turbulenzstreifen vereinen können (Mayle 1991). Dieser wächst stromabwärts unabhängig von der ursprünglichen Störung an und vereint sich schließlich mit weiteren Turbulenzstreifen am Transitionsende zur turbulenten Grenzschicht. Nach dem Vorbeiziehen des Nachlaufs relaminarisiert die turbulente Grenzschicht, und es bildet sich temporär eine sogenannte beruhigte Zone (Abbildung 2.9 rechts) (Griebel und Seume 2005, Griebel 2009). Deren Geschwindigkeitsprofil ist fülliger als das einer gewöhnlichen laminaren Grenzschicht und damit stabiler. Je nach Frequenz des Nachlaufs fällt die Grenzschicht anschließend noch in ihren bei stationärer Zuströmung auftretenden Zustand. Zwischen den Nachläufen kann grundsätzlich jede der stationären Transitionsformen auftreten. Im zeitlichen Mittel führt dies insgesamt zu einem erhöhten Profilverlust gegenüber der stationären Strömung, der auf die längere turbulente Lauflänge zurückzuführen ist.

Zu einer Verringerung von Profilverlusten kann es hingegen durch die Interaktion von Nachlauf und laminarer Ablöseblase kommen. Der Ausgangspunkt hierfür ist zunächst das Impulsdefizit des Nachlaufs, der sich bei der Subtraktion des instationären vom mittleren Geschwindigkeitsfeld als ein sogenannter „negative jet“ äußert (Abbildung 2.9 links). Dieser trifft auf die saugseitige Grenzschicht und befördert die nicht-viskose Kelvin-Helmholtz-Instabilität in der Scherschicht der Ablöseblase (Wissink et al. 2006, Stieger und Hodson 2004). Der hohe Turbulenzgrad des Nachlaufs führt im Folgenden

zu einer Beschleunigung des Transitionsprozesses in der Scherschicht (Wissink und Rodi 2006). Die Ablöseblase wird so verkleinert bzw. vollkommen unterdrückt, so dass sich die Verluste im zeitlichen Mittel reduzieren. Wie bei der nicht abgelösten Grenzschicht stellt sich temporär zwischen den Nachläufen eine beruhigte Zone und unter Umständen das stationäre Grenzschichtverhalten ein.

2.2.4 Relaminarisierung

Wird eine turbulente Grenzschicht stark beschleunigt, kann sie in einen laminaren Zustand zurückfallen. Man nennt diesen Prozess Relaminarisierung. Er tritt typischerweise für Beschleunigungsfaktoren $K > 3 \cdot 10^{-6}$ auf und kann bei Turbinenprofilen saugseitig nahe der Vorderkante und druckseitig nahe der Hinterkante beobachtet werden (Mayle 1991). Die Beschleunigung führt dabei im Wesentlichen zu einer Streckung der turbulenten Wirbel, die dann viskos dissipieren. Umfangreiche Untersuchungen und eine Charakterisierung der dabei auftretenden physikalischen Prozesse geben Narasimha und Sreenivasan (1979).

2.2.5 Transition dreidimensionaler Grenzschichten in den Randzonen

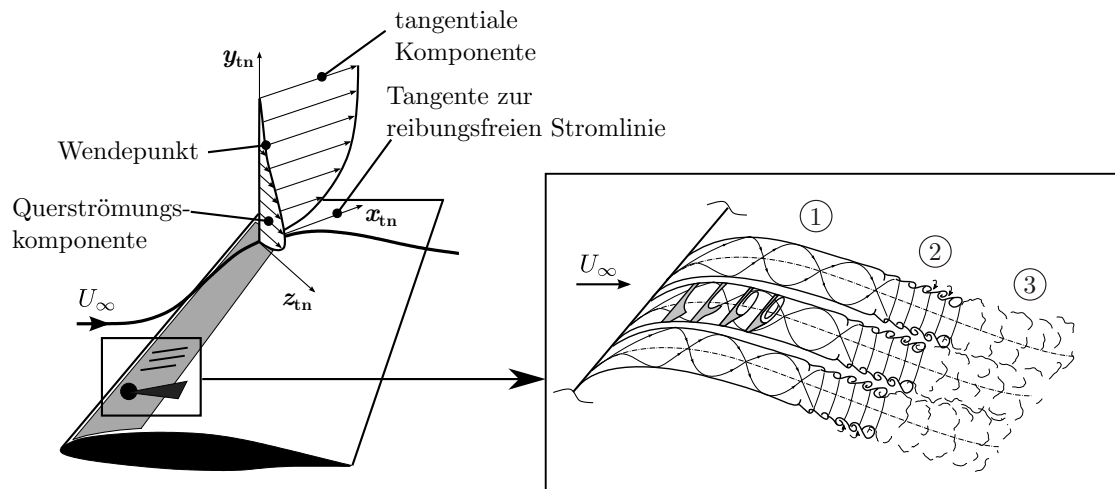


Abbildung 2.10: Prinzip der Querströmungsinstabilität nach Schlichting und Gersten (2006) (links) und Strömungsfeld nach Kohama (1987) (rechts)

An gefeilteten Tragflügeln großer Streckung nahe der Vorderkante oder auf rotierenden Scheiben entsteht aufgrund von Stromlinienkrümmung und Druckgradient eine Sekundärströmung in der Grenzschicht, die normal zur Strömungsrichtung am Grenzschichttrand verläuft (Abbildung 2.10 links). Da die Querströmungskomponente der Geschwindigkeit an der Wand und am Grenzschichttrand verschwinden muss, weist das Querströmungsprofil einen Wendepunkt auf. Es ist somit empfindlich gegenüber Instabilitäten

(vgl. Abschnitt 2.2.6). Diese treten sowohl als gleichläufig rotierende, stationäre Wirbel auf, deren Achsen nahezu der Außenströmungsrichtung folgen (Saric et al. 2003), als auch als unter großem Winkel zur Strömungsrichtung instationär verlaufende Störwellen. Letztere werden dabei im Wesentlichen durch akustische und turbulente Störungen der Außenströmung angeregt, erstere durch die Rauheit der Wandoberfläche. Insgesamt ist für Turbulenzgrade $Tu > 0,5\%$ eher eine dominante Anfächung der schräg laufenden Wellen zu erwarten (Bippes 1999), die ähnlich zu den Λ -Strukturen der natürlichen Transition in turbulente Flecken zerfallen (Schlichting und Gersten 2006). Wie in Abbildung 2.10 (rechts) skizziert, erfolgt der Umschlag der stationären Wirbel ① hingegen über eine sekundäre Instabilität ②, die sich als umlaufender Wirbel auf dem primären stationären Wirbel mit anschließendem turbulenten Zerfall ③ äußert (Kohama 1987).

In Turbomaschinen spielt die Querströmungsinstabilität für den bisher betrachteten zweidimensionalen Profilmittenschnitt eine untergeordnete bis keine Rolle. Allerdings ist im Bereich nahe der Seitenwände durch die Verdrängungswirkungen der Seitenwandgrenzschichten und der Sekundärströmungswirbel (vgl. Abschnitt 2.1.2) mit einer Querströmungskomponente in der Schaufelgrenzschicht zu rechnen. Eine Querströmungsinstabilität der Schaufelgrenzschicht ist somit möglich, allerdings sind Untersuchungen in der Literatur hierzu nicht bekannt.

Die Seitenwandgrenzschichten in der Schaufelpassage selber weisen ebenfalls hohe Querkomponenten auf, die unter anderem für die Entstehung des Kanalwirbels verantwortlich sind. Zwar ist die Grenzschicht beim Eintritt in die Schaufelpassage durch die in der Regel große Lauflänge bereits turbulent, so dass die Transition zunächst keine Rolle spielt. Allerdings bildet sich nach Ablösung des Kanalwirbels eine neue Grenzschicht. Diese ist laminar (Moore und Gregory-Smith 1996) und damit aufgrund der weiterhin vorhandenen Querströmungskomponenten sensitiv gegenüber Instabilitäten. Experimentelle Untersuchungen von Vera et al. (2009) deuten darauf hin, dass die Seitenwandgrenzschicht der Richtung der Sekundärbewegung folgend von der Druck- zur Saugseite umschlägt.

Durch die Interaktion der turbulenten Sekundärströmungswirbel mit der seitenwandnahen Schaufelgrenzschicht kann es dort zu einem lokal veränderten, dreidimensionalen Transitionsverhalten kommen. So zeigen Untersuchungen von Förster et al. (2011), dass Bereiche hoher Intermittenz auf der Schaufelsaugseite mit den Positionen der Achsen von Hufeisen-, Kanal- und Eckenwirbel korrelieren und sich mit Bereichen niedriger Intermittenz abwechseln. Systematische Untersuchungen hierzu existieren allerdings nicht, so dass die Bedeutung dieses Effekts für die Profileistung nur schwer abgeschätzt werden kann.

2.2.6 Einflussgrößen

Wie die vorhergegangene Beschreibung der Transitionsmoden veranschaulicht, ist die Transition einer Grenzschicht im Grunde ein Stabilitätsproblem. Die zentrale Frage ist somit, ob Störungen, die auf die laminare oder transitionelle Grenzschicht einwirken, angefacht oder gedämpft werden. Zwei wesentliche Teilaspekte sind dabei die Stärke einer Störung sowie die Rezeptivität der Grenzschicht gegenüber dieser Störung. Im

2.2 Laminar-turbulente Transition der Grenzschicht

Folgenden werden die für Turbomaschinen bedeutendsten Einflussgrößen daher kurz erläutert und hinsichtlich ihrer anfachenden oder dämpfenden Wirkung charakterisiert. An dieser Stelle sei auch ergänzend auf die Darstellungen von Kožulović (2007) sowie Schlichting und Gersten (2006) verwiesen, auf der wesentliche Teile dieses Abschnitts beruhen.

Die *Reynolds-Zahl* Re gibt das Verhältnis von Trägheitskräften zu viskosen Reibungskräften an, wobei letztere eine dämpfende Wirkung auf Störungen und Instabilitäten haben. Dementsprechend stellt sich für niedrige Reynolds-Zahlen, bei denen die viskosen Kräfte dominieren, eine laminare Grenzschicht ein. Mit höheren Reynolds-Zahlen nimmt die Fähigkeit der Strömung ab, Störungen zu dämpfen, so dass sich tendenziell eher eine turbulente Grenzschicht einstellt. Neben der mit der Lauflänge gebildeten Reynolds-Zahl wird in der Betrachtung von transitionellen Grenzschichten meist die mit der Impulsverlustdicke Θ gebildete Reynolds-Zahl Re_{Θ} als charakteristische Größe verwendet, bei der die Transition einsetzt. Wie bereits anhand Abbildung 2.7 erläutert wurde, hängt deren Wert zu Beginn der Transition stark vom Turbulenzgrad der Außenströmung und dem Beschleunigungsfaktor bzw. dem Druckgradienten ab.

Der *Turbulenzgrad* der Außenströmung ist eine auf die Grenzschicht einwirkende Störung und hat dementsprechend grundsätzlich eine anfachende Wirkung. Insbesondere bei den in Turbomaschinen üblichen $Tu > 1\%$ hat er einen dominierenden Einfluss auf die natürliche und Bypass-Transition. So wird der Transitionsbeginn Re_{Θ_t} für einen steigenden Turbulenzgrad Tu ($K = \text{konst.}$) sukzessive stromaufwärts verschoben. Lediglich für sehr kleine Turbulenzgrade $Tu < 0,1\%$ überwiegt der Einfluss lokaler Störungen auf die Instabilität der Grenzschicht (Müller 2001). Auch auf die Transitionslänge, welche als Funktion der Produktion und Ausbreitung turbulenter Strukturen verstanden werden kann, lässt sich ein Einfluss des Turbulenzgrades feststellen. So steigert sich für wachsendes Tu die Produktionsrate turbulenter Strukturen, und die Transitionslänge verkürzt sich. Allerdings ist diese Funktion begrenzt, denn auch für große Außenturbulenzen stellt sich eine endliche Transitionslänge ein. Ein vergleichbarer Einfluss ist auch auf die ablösungsinduzierte Transition zu beobachten (vgl. Abschnitt 2.2.2).

Während die Druckabnahme einer beschleunigten Strömung stabilisierend wirkt, hat der Druckanstieg einer verzögerten Strömung einen destabilisierenden Einfluss auf die Grenzschicht. Dieser Einfluss des *Druckgradienten* ist unter anderem in diversen experimentellen Untersuchungen dokumentiert (Abu-Ghannam und Shaw 1980, Hourmouziadis 1989, Mayle 1991). Wie Abbildung 2.7 veranschaulicht, verschieben bereits geringe entgegengesetzte Druckgradienten ($K < 0$) bei niedrigen Turbulenzgraden den Transitionspunkt Re_{Θ_t} zu kleineren Werten und somit stromaufwärts. Hervorzuheben ist, dass dieser Einfluss für steigende Turbulenzgrade immer mehr abnimmt und schließlich keine Rolle mehr spielt. Der destabilisierende Einfluss eines entgegengesetzten Druckgradienten wird theoretisch ebenfalls durch das Wendepunktkriterium bestätigt.

Wendepunkte im Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht sind nach der Lösung der Orr-Sommerfeld-Gleichung eine hinreichende Bedingung für das Vorhandensein angefachter Wellen (Rayleigh-Kriterium) und wirken damit destabilisierend (Schlichting und Gersten 2006). Wie zuvor beschrieben, treten sie unter anderem bei Ablösungen und Querströmungen auf. Allerdings erlaubt dieses sogenannte Wendepunktkriterium dar-

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

über hinaus eine Klassifizierung aller laminaren Grenzschichten, da nach der Grenzschichttheorie bei entgegengesetztem Druckgradienten Geschwindigkeitsprofile zwangsläufig einen nicht an der Wand liegenden Wendepunkt aufweisen.

Die *Stromlinienkrümmung* führt an konkaven Oberflächen zur Ausbildung von dreidimensionalen, gegensinnig rotierenden, stationären Taylor-Görtler-Wirbeln in der Grenzschicht. Da ihre Rotationsachse ähnlich wie bei den stationären Wirbeln der Querströmungsinstabilität (vgl. Abbildung 2.10) parallel zur Hauptströmungsrichtung verläuft, stellen sich abermals Geschwindigkeitsprofile mit Wendepunkten ein. Die Grenzschicht wird somit gegenüber Störungen sensibilisiert, wobei der Einfluss für niedrige Turbulenzgrade der Außenströmung ausgeprägter ist als bei hohen (Dris und Johnson 2005). An konvexen Oberflächen hat die auf die Grenzschicht wirkende Zentrifugalkraft hingegen eine dämpfende Wirkung auf Störungen. Diese ist im Vergleich aber deutlich geringer als die anfachende Wirkung an konkaven Wänden (Schlichting und Gersten 2006).

Neben dem lokalen Zustand einer Grenzschicht hat auch die *Grenzschichtgeschichte*, d.h. stromaufwärts liegende Ereignisse einen Einfluss auf die Sensitivität gegenüber Störungen an einer spezifischen Position. So konnten Abu-Ghannam und Shaw (1980) empirisch für natürliche und Bypass-Transition zeigen, dass der Transitionsort in einer verzögerten Grenzschicht mit dem stromaufwärts auftretenden maximalen Druckgradienten und mit dem minimalen Druckgradienten in einer beschleunigten Grenzschicht korrelieren. Kožulović (2007) nennt als weiteres Beispiel die Vorderkantenablösung, die zum Umschlag einer in Abwesenheit der Ablösung laminaren Profilhrenzschicht führen kann.

Oberflächenrauheiten stellen typischerweise eine Störung der Grenzschicht dar, so dass durch sie der laminar-turbulente Übergang begünstigt wird. Unterschieden werden dabei flächenhafte Rauheiten und diskrete Einzelrauheiten. Zu letzteren zählen unter anderem zylindrische Stolperdrähte, die quer zur Anströmungsrichtung an der Wand angebracht werden. Für flächenhafte Rauheiten muss eine kritische Mindesthöhe überschritten werden, damit ein Einfluss auf die Transitionslage erkennbar wird (Schlichting und Gersten 2006). Beispiele für die Ausnutzung des Rauheitseinfluss zur Strömungsbeeinflussung in Niederdruckturbinen werden in Abschnitt 2.3.2 gegeben. Hervorzuheben ist, dass durch eine geeignete Anordnung von Oberflächenstrukturen Störungen auch gedämpft werden können. So kann zum Beispiel die Applizierung von Riblets längs zur Anströmungsrichtung im Bereich der Λ -Wirbel zu einer Verzögerung der Transition führen (Grek et al. 1996).

Im vorhergegangenen Abschnitt wurde bereits auf die Bedeutung der *Instationarität der Hauptströmung* auf das Transitionsverhalten in Turbomaschinen eingegangen. Hierzu zählen unter anderem Nachläufe, sich von stromaufwärts liegenden Schaufelreihen lösende Verdichtungsstöße (Mayle 1991), durch die Potentialwirkung der Schaufeln induzierte Druckschwankungen, aber auch akustische Druckschwankungen (Kanner 1999). Zusammengefasst gilt, dass sie prinzipiell eine anfachende Wirkung haben und somit die Transition der Grenzschicht beschleunigen (Kožulović 2007).

Einen Einfluss übt auch der *Wärmeübergang* zwischen Wand und Grenzschicht aus. Dabei wirkt ein Wärmestrom von der Wand zur Strömung destabilisierend und von der Strömung zur Wand stabilisierend. Bei Luft als Medium ist die Bedeutung aufgrund der geringen Prandtl-Zahl allerdings gering.

Das gleiche gilt bei den in Turbomaschinen üblichen Mach-Zahlen für den Einfluss der *Kompressibilität*. Dieser ist, sofern keine Interaktion von Verdichtungsstößen und der Grenzschicht vorhanden ist, erst im hohen Überschallbereich durch eine zusätzliche Anfachung von Störungen erkennbar (Schlichting und Gersten 2006).

Schlichting und Gersten (2006) verweisen des Weiteren auf den Einfluss von flexiblen Wänden auf die Grenzschichttransition. Zwar ist die *Aeroelastik* von Turbomaschinen – die Wechselwirkung der Aerodynamik und der Strukturmechanik der Schaufeln – eine weithin untersuchte Thematik (siehe z.B. Kahl 2002). Systematische Untersuchungen zum Einfluss auf das Transitionsverhalten der Grenzschicht sind aus dem Turbomaschinenbereich allerdings bisher nicht bekannt.

Neben der in Abschnitt 2.4 betrachteten, transitionsfördernden Auswirkung der *Ausblasung* auf eine laminare oder transitionelle Grenzschicht hat die *Absaugung* der selbigen einen transitionsverzögernden Einfluss. Die Wirkungsweise beruht im Wesentlichen darauf, dass eine dünnere und laminare Grenzschicht stromabwärts der Absaugung weniger sensitiv gegenüber Störungen ist. Schlichting und Gersten (2006) geben einen Überblick über die aus der Literatur bekannten Untersuchungen.

2.3 Strömungsbeeinflussung in Niederdruckturbinen

2.3.1 Klassifizierung und Zielsetzung

Die Verluste von hochbelasteten Niederdruckturbinen steigen mit sinkender Reynolds-Zahl stark an, wie in Abschnitt 2.1 geschildert wurde. Insbesondere bei großen Flughöhen kann die Reynolds-Zahl aufgrund der geringen Dichte derart niedrig sein, dass die Profilverluste bei Ultra High-Lift Profilen auf über 200% des Auslegungswerts anwachsen können und auf diese Weise auch der Gesamtwirkungsgrad des Triebwerks gefährdet ist. Um dem entgegenzuwirken, kann die Strömung so beeinflusst werden, dass die direkt mit dem Verlustverhalten assoziierte saugseitige laminare Ablösung im zeitlichen Mittel verkleinert wird. Entsprechende Maßnahmen werden daher in der Kategorie der Ablösungsbeeinflussung zusammengefasst.

Ein Ziel der Ablösungsbeeinflussung ist es typischerweise, der impulsarmen ablösegefährdeten bzw. abgelösten Grenzschicht Impuls zuzuführen. Mögliche Mechanismen hierfür sind

1. die Zufuhr Fluids hohen Impulses aus einer sekundären Quelle,
2. die Erhöhung der (großskaligen) Durchmischung von impulsarmer Grenzschicht und impulsreicher Außenströmung oder
3. die Einleitung der Transition der laminaren Grenzschicht stromaufwärts des Ablösepunktes durch Turbulatoren und daraus folgend eine Erhöhung der (kleinskaligen) turbulenten Durchmischung. Entsprechende Maßnahmen basieren dabei typischerweise auf einer Manipulation der im vorherigen Abschnitt 2.2.6 beschriebenen transitionsbeeinflussenden Größen, so dass sie zusätzlich auch in die Kategorie der Transitionsbeeinflussung zusammengefasst werden.

Grundsätzlich können alle strömungsbeeinflussenden Maßnahmen entsprechend der aufzuwendenden Energie in passive und aktive Methoden eingeteilt werden. Die passiven kommen im Gegensatz zu den aktiven Methoden hierbei ohne die Aufwendung von zusätzlicher Energie aus. Letztere lassen sich darüber hinaus in vorbestimmte und reaktive Maßnahmen unterteilen, wobei die reaktiven Methoden die zeitaktuelle Bestimmung des Strömungszustands als Eingangssignal benötigen. Gad-El-Hak (2006) gibt einen Überblick über eine Vielzahl der seit langem aus der Tragflügel-Aerodynamik bekannten passiven Maßnahmen (z.B. Wirbelgeneratoren und Prandtl'sche Stolperdrähte) sowie auch der aktiven Ansätze (z.B. Ausblasungen und mechanische Aktuatoren).

Bei der Wahl und der Dimensionierung einer verlustreduzierenden Ablösungsbeeinflussung ist prinzipbedingt die komplexe Wechselwirkung verschiedener aerodynamischer Effekte zu berücksichtigen. Ein Turbulator kann so zum Beispiel den Grenzschichtumschlag stromaufwärts verschieben, so dass sich einerseits eine weniger ablösegefährdete turbulente Grenzschicht einstellt und sich damit geringere Druckverluste ergeben. Andererseits zieht diese gegenüber einer laminaren oder transitionellen Grenzschicht höhere Reibungsverluste nach sich. Insgesamt ist daher immer der Netto-Effekt einer Maßnahme zu bewerten, wobei sich das Verhältnis zwischen verlust erhöhenden und -senkenden Auswirkungen je nach Strömungszustand ändern kann (vgl. für ein NDT-Profil Martinstetter et al. 2010).

Vor dem Hintergrund hoher Zuströmturbulenz, eines weiten gewünschten Reynolds-Zahl-Bereichs und einer periodisch-instationären Strömung ist die Auslegung einer Ablösungsbeeinflussung in einer Turbomaschine somit ungleich herausfordernder als in der Tragflügel-Aerodynamik. Hinzu kommt die aufgrund der kleineren Abmaße schwierigere Applizierbarkeit sowie der zu berücksichtigende Einfluss von Verschmutzungen. Dementsprechend liegt der Fokus vieler Untersuchungen zur Ablösungsbeeinflussung in Niederdruckturbinen auf dem Verhalten konstruktiv verhältnismäßig robuster Ansätze über einen für Turbomaschinen charakteristischen weiten Betriebspunktbereich.

2.3.2 Passive Methoden

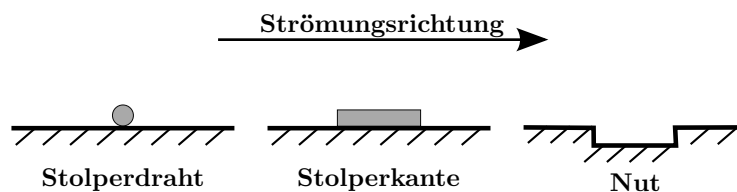


Abbildung 2.11: Zweidimensionale passive Elemente zur Strömungsbeeinflussung

In der Literatur sind umfangreiche Untersuchungen zur Positionierung, Form und Größe von auf der Niederdruckturbinenschaufel aufgebrachtten diskreten Rauheiten dokumentiert. Neben zweidimensionalen Stolperdrähten (Lake et al. 2000, Sieverding et al. 2004, Martinstetter et al. 2010) sind insbesondere zweidimensionale Stolperkanten mit

2.3 Strömungsbeeinflussung in Niederdruckturbinen

rechteckigem Querschnitt (Abbildung 2.11) Gegenstand diverser Gitterwindkanal-Studien. So zeigen unter anderem die Arbeiten von Volino (2003a) sowie Zhang und Hodson (2005) bei stationärer Zuströmung, dass sich ihre optimale Position auf der Saugseite eines NDT-Profiles zwischen Saugspitze und Ablösepunkt befindet. Die Bezugsgröße ist hierbei die Hinterkante der Stufe, da sie maßgeblich für die Induktion von Störungen in der Grenzschicht verantwortlich ist, die wiederum Ausgangspunkt für eine beschleunigte Transition in der Scherschicht der Ablösung stromabwärts sind. Aufgrund des auf die scharfe Hinterkante zurückgehenden höheren Störniveaus erweisen sich Rechteckstufen nach Untersuchungen von Zhang und Hodson (2005) auch als effektiver als gleich hohe Stolperdrähte. Die optimale Höhe der Rauheit korreliert dabei mit der Reynolds-Zahl sowie dem Zuströmturbulenzgrad (Volino 2003a) und beträgt nach Zhang und Hodson (2005) ca. 60% der lokalen Verdrängungsdicke der Grenzschicht, was vergleichbar mit Ergebnissen der Tragflügel-Aerodynamik ist (Lyon et al. 1997). Während für Reynolds-Zahlen $Re_2 < 100.000$ so in allen Studien eine erhebliche Verlustreduktion erzielt werden kann, wird bei höheren Reynolds-Zahlen typischerweise ein deutlich erhöhter Profilverlust beobachtet (Volino 2003a, Zhang und Hodson 2005, Himmel et al. 2009, Martinstetter et al. 2010). Zurückzuführen ist dies einerseits auf die im unbeeinflussten Fall geringeren Druckverluste der laminaren Ablöseblase und damit ein geringeres Reduktionspotential und andererseits auf die Versperrungswirkung der diskreten Rauheiten. So verursachen insbesondere sich an der Rauheitshinterkante bildende Ablösungen zusätzliche Druckverluste (Himmel et al. 2009).

Untersuchungen in periodisch-instationärer Zuströmung bestätigen dieses grundlegende Verhalten für hohe Reynolds-Zahlen. Für niedrige Reynolds-Zahlen ist das Verlustreduktionspotential zwar aufgrund der nachlaufinduzierten Transition geringer, allerdings wirken sich diskrete Rauheiten im zeitlichen Mittel weiterhin positiv aus (Zhang und Hodson 2005, Zhang et al. 2006, Himmel et al. 2009, Martinstetter et al. 2010). Die Untersuchungen von Zhang et al. (2006) deuten allerdings daraufhin, dass eine Verkleinerung der beruhigten Zone zwischen zwei Nachläufen durch den Turbulator wegen der dadurch erhöhten Verluste vermieden werden sollte.

Um neben der turbulenten kleinskaligen auch die großskalige Durchmischung von Grenzschicht und Außenströmung zu erhöhen, werden dreidimensionale Turbulatoren eingesetzt, die in der Grenzschicht stationäre kohärente Wirbel in Strömungsrichtung induzieren. Untersuchungen passiver Elemente umfassen dabei in Spannweitenrichtung durchgängig zick-zack-förmig angeordnete diskrete Rauheiten mit rechteckigen und kreisförmigen Querschnitten (Zhang und Hodson 2005, Himmel et al. 2009) wie auch geometrisch getrennte Wirbelgeneratoren mit konstanten Teilungsabständen. Zu den untersuchten Formen zählen sphärische (Sieverding et al. 2004), leitblechartige (Treuren et al. 2002) Generatoren sowie Generatoren mit dreieckiger Querschnittsfläche in Strömungsrichtung (Martinstetter et al. 2010). Vor allem bei hohen Reynolds-Zahlen erweisen sich die geometrisch getrennten Wirbelgeneratoren aufgrund der geringeren Versperrungswirkung und den damit geringeren Druckverlusten gegenüber zweidimensionalen und dreidimensionalen diskreten Rauheiten als vorteilhafter. Für hohe Reynolds-Zahlen können so nur geringfügig höhere Verluste als im unbeeinflussten Fall beobachtet werden. Für niedrige Reynolds-Zahlen erlauben die aus der Literatur bekannten Studien der-

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

zeit keine eindeutige Aussage. So werden sowohl höhere (Martinstetter et al. 2010) als auch niedrigere Verluste (Himmel et al. 2009) im Vergleich mit den zweidimensionalen Elementen festgestellt.

Aufgrund der Charakteristik der in die Grenzschicht hineinragenden Turbulatoren, bei hohen Reynolds-Zahlen höhere Profilverluste nach sich zu ziehen, ist in einigen Studien die Turbulatorwirkung von Aussparungen aus dem Schaufelprofil untersucht worden. Dazu zählen die in Abbildung 2.11 skizzierten, normal zur Hauptströmungsrichtung angeordneten Nuten (Himmel et al. 2009, Zhang et al. 2006, Lou et al. 2009) aber auch Dimples (Rouser et al. 2003, Zhang et al. 2006, Lake et al. 2000). In den genannten Untersuchungen konnten bei einer saugseitigen Applizierung zwischen Saugspitze und Ablösepunkt für beide Ansätze Verlustreduktionen über den gesamten relevanten Reynolds-Zahl-Bereich nachgewiesen werden, die für niedrige Reynolds-Zahlen vergleichbar mit denen der diskreten Rauheiten sind. Deren Wirkung beruht dabei auf der Induktion von Störungen in der wand nächsten Schicht (Lou et al. 2009, Kimura und Tsutahara 1991) und daraus folgend auf einer stromaufwärts gerichtete Verlagerung des Transitionspunktes. Im Fall der Dimples erfolgt zusätzlich ein Eintrag von kohärenten Wirbeln in die Hauptströmung (Kimura und Tsutahara 1991, Rivir et al. 2004).

Einen ähnlichen Einfluss konnten Ramesh et al. (2001) sowie Zhang et al. (2006) bei der Applizierung von spannweitigen Streifen verteilter Rauheit stromaufwärts des Ablösepunktes, Montis et al. (2011) für NDT-Schaufeln mit insgesamt größerer verteilter Rauheit, sowie Vera et al. (2007) bei fertigungsbedingt verschiedenen Oberflächengüten beobachten. Abschließend seien an dieser Stelle auch die von Lake et al. (2000) untersuchten parallel zur Hauptströmung ausgerichteten V-förmigen Nuten genannt, die ebenfalls zu einer Reduktion der Verluste über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich führen können.

Durchblasungen unter Ausnutzung der Druckdifferenz zwischen Profildruckseite und Saugseite, die formal auch zu den passiven Methoden der Strömungsbeeinflussung zählen, werden im Folgenden in Abschnitt 2.4 gemeinsam mit den aktiven Ausblasungen betrachtet.

Zusammengefasst zeigen die in der Literatur dokumentierten Studien, dass mit geeigneten passiven Turbulatoren und Wirbelgeneratoren auch unter Berücksichtigung von periodisch-instationärer Strömung sowie hoher Zuströmturbulenz mit Ultra High-Lift Profilen Profilverluste auf dem Niveau von High-Lift Profilen realisiert werden können. Insbesondere normal angeströmte Nuten und Dimples eignen sich für die Anwendung über den gesamten relevanten Reynolds-Zahl-Bereich. In die Strömung hineinragende Elemente verursachen eine größere Störung der Grenzschicht und sorgen bei dreidimensionaler Gestaltung durch die Induktion von Wirbeln für eine großskalige Durchmischung von impulsarmer Grenzschicht und impulsreicher Außenströmung. Beides kann insbesondere bei massiven, offenen Ablösungen wünschenswert sein. Allerdings hat die Versperkungswirkung dieser Elemente immer einen Druckverlust zur Folge, der sich je nach vorhandener Druckverteilung vor allem für Reynolds-Zahlen $Re_2 > 200.000$ negativ auf den gesamten Profilverlust auswirken kann. Vor diesem Hintergrund sind aktive Maßnahmen, deren Einfluss betriebspunktabhängig geregelt werden kann, eine überlegene Option.

2.3.3 Aktive Methoden

Wie die passiven Elemente zielen auch nahezu alle in der Literatur dokumentierten aktiven Ansätze bei hochbelasteten Niederdruckturbinenprofilen darauf, die saugseitige Ablöseblase mittels der stromaufwärts Verlagerung des Transitionspunktes zu verringern. In vielen Fällen wird dies kombiniert mit der Induktion kohärenter stationärer Wirbel in Strömungsrichtung zur Erhöhung der großskaligen Durchmischung. Ein großer Teil der bekannten Untersuchungen widmet sich dabei stationären und instationären Ausblasungen. Ein detaillierter Überblick über wesentliche Ergebnisse in der Literatur sowie über die Wirkungsweise von stationären Ausblasungen erfolgt im nächsten Abschnitt, so dass im Folgenden zunächst ausschließlich die nicht-ausblasenden aktiven Methoden betrachtet werden.

Eine Reduktion der Profilverluste um bis zu 50% für niedrige Reynolds-Zahlen und eine Verringerung der saugseitigen Ablöseblase konnten Sieverding et al. (2004) mit betriebspunktabhängig regelbaren, an passive Elemente angelehnte Oberflächenmodifikationen nachweisen. So untersuchten sie zum einen eine mittels Formgedächtnislegierungen steuerbare, zweidimensionale Stolperkante und zum anderen aufblasbare, dreidimensionale Wirbelgeneratoren. Die Leistungsfähigkeit beider Ansätze war dabei nahezu gleich und die Verluste konnten auf das Niveau von High-Lift Profilen reduziert werden.

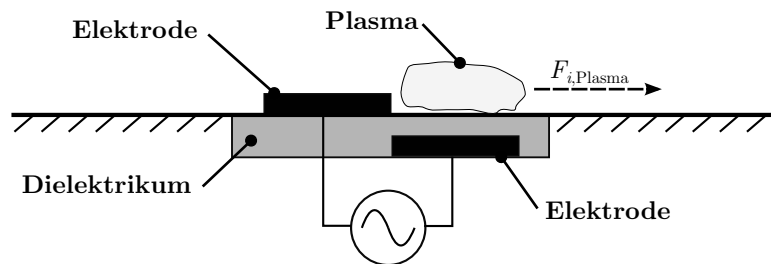


Abbildung 2.12: Schematischer Aufbau eines Plasma-Aktuators nach Rizzetta und Visbal (2008) und Huang et al. (2006a)

Über die Regelung passiver Elemente hinaus geht die Applizierung plasmabasierter Aktuatoren. Wie in Abbildung 2.12 skizziert, basieren diese Aktuatoren auf einer dielektrischen Barriereentladung, die zur Bildung von wandnahe Plasma in der Strömung führt. Dieses bewirkt eine wandparallele elektrostatische Körperkraft, die proportional zur Stärke des elektrischen Feldes und der Ladungsdichte ist. Die Körperkraft führt wiederum zu einer Beschleunigung des wandnahen impulsarmen Fluids, so dass sich ein Wandstrahl mit turbulenter Charakteristik bildet (Jacob et al. 2005, Huang et al. 2006a).

Untersuchungen an generischen Testfällen zeigen, dass laminare Ablöseblasen verringert werden können, wenn die stationäre Körperkraft durch den Aktuator in Strömungsrichtung sowohl stromaufwärts des Ablösepunktes (Jacob et al. 2005) als auch stromabwärts in der Ablöseblase eingebracht wird (Boxx et al. 2006). Gitterwindkanalstudien an NDT-Profilen bestätigen dies (Jacob et al. 2005, List et al. 2003, Huang et al.

2006a, Rizzetta und Visbal 2007), so dass eine deutliche Reduktion der Profilverluste beobachtet werden kann. Im Rahmen von zwei numerischen Studien zeigten Rizzetta und Visbal (2007) sowie Rizzetta und Visbal (2008) und in einer Gitterwindkanalstudie Huang et al. (2006b) des Weiteren, dass eine gepulste Einbringung der Körperkraft aufgrund der Induktion von kohärenten Wirbelstrukturen und der daraus resultierenden höheren Durchmischung effektiver als eine stationäre ist. Wird die Körperkraft stationär oder gepulst entgegen der Strömungsrichtung eingebracht, steigt die Effektivität nochmals. Zurückzuführen ist dies auf eine größere Störung der Grenzschicht und deren unmittelbar eingeleitete Transition.

Gegenüber anderen aktiven Maßnahmen der Strömungsbeeinflussung zeichnen sich die Plasma-Aktuatoren durch den Verzicht auf komplexe mechanische und pneumatische Bauteile sowie durch einen geringen Energiebedarf aus. Allerdings sind Untersuchungen über einen weiten Reynolds-Zahl-Bereich sowie zur Wirksamkeit und Haltbarkeit der elektrischen Bauteile unter Hochgeschwindigkeitsbedingungen und im typischen Temperaturbereich von Turbomaschinen in der Literatur bisher nicht bekannt.

Dies gilt ebenso für die Beeinflussung der laminaren Grenzschicht mittels periodisch in Spannweite parallel zur Strömungsrichtung angeordneter wandbündiger beheizter Streifen (Yurchenko und Rivir 2000). Die durch die Erwärmung der Grenzschicht entstehenden Auftriebskräfte induzieren hierbei kohärente Wirbel in Strömungsrichtung ähnlich der Görtler-Instabilität. Wie numerisch und experimentell anhand eines generischen Testfalls durch Yurchenko und Rivir (2000) gezeigt wird, können diese Wirbel durch turbulente und großskalige Durchmischung eine Ablösung ähnlich wie ein Wirbelgenerator unterdrücken. Untersuchungen an turbomaschinennahen Testfällen sind für diese Beeinflussungsmaßnahme allerdings bisher nicht bekannt.

Eine Sonderstellung nimmt das hier abschließend zu nennende Vorgehen von Byerley et al. (2003) ein, da es ohne einen Turbulator auskommt. Vielmehr wird mithilfe einer regelbaren Gurney Flap nahe der Hinterkante auf der Druckseite des benachbarten Profils die Druckverteilung der Saugseite so verändert, dass die Ablöseblase auch für sehr kleine Reynolds-Zahlen verschwindet. Zwar wird auf diesem Weg sogar die Umlenkung des Profils erhöht, allerdings können die Profilverluste in der Summe nicht gesenkt werden.

2.4 Aus- und Durchblasungen

2.4.1 Charakterisierung von Ausblasungen

Die Ausblasung eines Fluids in die Strömungsgrenzschicht um ein aerodynamisches Profil zur Beeinflussung dessen Leistung ist historisch gesehen erstmals in der Tragflügel-Aerodynamik eingesetzt worden. So existieren umfangreiche Untersuchungen sowie analytische Betrachtungen zur tangentialen Ausblasung aus einem Schlitz in die ablösegefährdete Grenzschicht an hoch umlenkenden Klappenflügeln, über die Schlichting und Gersten (2006) einen Überblick geben. Eine Erweiterung hiervon stellt die Ausblasung mit Übergeschwindigkeit unter einem Winkel zur Profilhöhe direkt an der Hinterkante eines Profils dar, wodurch ebenfalls eine höhere Umlenkung und damit ein höherer Auftrieb des Profils erzielt werden kann. Diese sogenannte Strahlklappe ist dabei allerdings

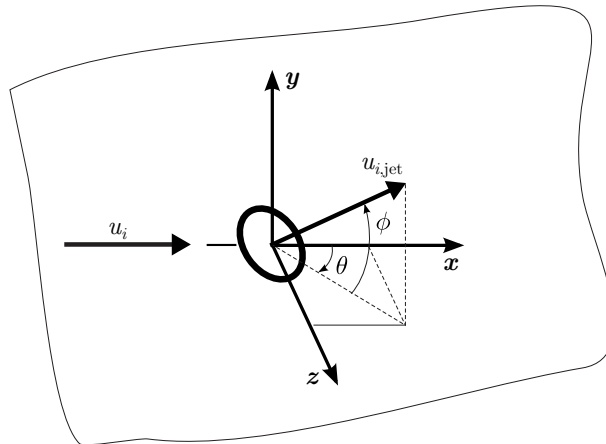


Abbildung 2.13: Definition der Ausblasungswinkel nach Postl (2005)

der Kategorie der Zirkulationsbeeinflussung zuzuordnen, die von der im Fokus dieser Arbeit stehenden Ablösungsbeeinflussung zu unterscheiden ist. Übertragen wurden beide Ausblasungskonzepte auf Turbomaschinen erstmals im Bereich des Verdichters (Clark und Ordway 1959, Brocher 1961, Fottner 1976), bei dem sie auch heute noch Gegenstand der Forschung sind (Guendogdu et al. 2008, Vorreiter et al. 2012). Die Anwendung auf Turbinenströmungen erfolgte seitens der NASA für die Rotorbeschaufelung durch Lueders (1967) und für die Statorbeschaufelung durch Bettner (1968).

Im Gegensatz zur tangentialen Schlitzausblasung, die in guter Näherung ein zweidimensionales Strömungsfeld nach sich zieht (Thomas 1962), verursacht die Ausblasung aus diskreten Bohrungslöchern unter einem Verdrehwinkel θ und einem Nickwinkel ϕ zur Hauptströmung (Abbildung 2.13) ein hochgradig dreidimensionales Strömungsfeld. Dieses zeichnet sich im Wesentlichen durch die im folgenden Abschnitt beschriebenen und für einen Ausblasungstrahl in der Querströmung typischen Wirbel aus, die auch ursächlich für die in der englischsprachigen Literatur gebräuchliche Benennung **Vortex Generating Jet** (VGJ) sind. Im Hinblick auf die Anwendung in Turbomaschinen stellen VGJ die fertigungstechnisch einfachere und konstruktiv robustere Variante dar, für die auch umfangreiche Vorerfahrungen aus der Filmkühlung in Hochdruckturbinen-Stufen existieren. Neben den Ausblasungswinkeln sind die wesentlichen geometrischen Auslegungsparameter eines VGJ der Bohrungsdurchmesser (D/l), der Bohrungsabstand (J/D) in spannweitischer Richtung (Bohrungsteilung) sowie die axiale Bohrungsposition.

Für die Quantifizierung des ausgeblasenen Massenstroms existieren in der Literatur diverse dimensionslose Kenngrößen, die entweder die Volumenströme (Horstmann et al. 1984), die Massenströme, den Impuls (Fottner 1976) oder die Stromdichten (Postl 2005) von Ausblasungsstrahl und Außenströmung ins Verhältnis setzen. Abgeleitet aus Arbeiten zur Filmkühlung (McGovern und Leylek 2000) ist dabei letzterer der in Niederdruck-

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

turbinen-Anwendungen gebräuchlichste. Diese sogenannte Blasrate ist definiert als

$$B = \frac{(\rho U)_{\text{jet}}}{(\rho U)_{\infty}}, \quad (2.5)$$

wobei der Index jet Größen am Austritt des Strahls anzeigt und sich der Index ∞ auf die entsprechenden Größen am Grenzschichttrand der Außenströmung an der Position der Ausblasung im nicht beeinflussten Fall bezieht. Da die Dichteunterschiede zwischen Außenströmung und Strahl in vielen Untersuchungen klein sind, wird die Blasrate des Öfteren auch als Verhältnis der Geschwindigkeiten angegeben. Der zeitliche Verlauf des ausgeblasenen Massenstroms erlaubt zusätzlich eine Einteilung in stationär (kontinuierlich) und instationär ausblasende VGJ. Die in der Literatur dokumentierten Untersuchungen mit instationären VGJ lassen sich darüber hinaus in gepulst ausblasende und in sogenannte *synthetic jet* bzw. *zero-massflow* Konfigurationen unterteilen, bei denen alternierend ausgeblasen und abgesaugt wird.

Die Bewertung der Effektivität von VGJ-Ausblasungen erfolgt üblicherweise anhand des zwischen Ein- und Austritt des Profils unter konservativer Mittelung der Eingangsgrößen (Amecke 1967) gebildeten integralen Totaldruckverlusts

$$\zeta_m = \frac{p_{t,1,m} - p_{t,2,m}}{p_{t,1,m} - p_{1,m}}. \quad (2.6)$$

Ansätze, die dabei den zusätzlichen Impuls durch den Ausblasungsstrahl in einem korrigierten integralen Totaldruckverlust

$$\zeta_{m,\text{korr}} = \frac{p_{t,1,m,\text{korr}} - p_{t,2,m}}{p_{t,1,m} - p_{1,m}} \quad (2.7)$$

berücksichtigen, sind bereits durch Brocher (1961) entwickelt worden und wurden unter anderem von Ludewig et al. (2011) auf Ausblasungen in einer Niederdruckturbinenkaskade angewendet. Der korrigierte Totaldruck am Eintritt $p_{t,1,m,\text{korr}}$ berechnet sich hierbei unter der Annahme einer idealen, verlustfreien Mischung des Eintrittsmassenstroms und des Ausblasungsmassenstroms mit

$$p_{t,1,m,\text{korr}} = \frac{\dot{m}_1 p_{t,1,m} + \dot{m}_{\text{jet}} p_{t,\text{jet},m}}{\dot{m}_1 + \dot{m}_{\text{jet}}}. \quad (2.8)$$

Sofern Profildruckverteilungen oder Strömungsfeldmessungen zur Verfügung stehen, ist zusätzlich eine lokale Bewertung anhand der Größe des Ablösungsbereichs üblich. Entscheidende Vergleichsgrößen sind darüber hinaus zum einen die minimale Blasrate B_{min} , für die eine Verbesserung der Profilleistung erreicht wird, und zum anderen die optimale Blasrate B_{opt} , bei der die maximale Verbesserung erzielt wird.

Da in einem Triebwerk der Ausblasungsmassenstrom als Zapfluft aus einer stromaufwärts liegenden Stufe entnommen werden muss und damit nicht als arbeitsfähiger Massenstrom in den folgenden Stufen bis zur Einblasung zur Verfügung steht, ist neben der isolierten, rein aerodynamischen Bewertung des einzelnen Profils im Hinblick auf die Applizierung in einem Triebwerk auch die thermodynamische Gesamtbilanz zu

betrachten. Einen Indikator für diese Bewertung stellt das Verhältnis von Ausblasungsmassenstrom zum Massenstrom der Zuströmung

$$c_m = \frac{\dot{m}_{\text{jet}}}{\dot{m}_1} = \frac{(NAU\rho)_{\text{jet}}}{U_1\rho_1 t_P h_{\text{VGJ}}} \quad (2.9)$$

dar. Hierbei bezeichnet N_{jet} die Anzahl der Ausblasungsbohrungen, A_{jet} die Bohrungsquerschnittsflächen sowie ρ_{jet} die Dichte und U_{jet} und die Geschwindigkeit am Strahlaustritt. Für den Massenstrom der Zuströmung wird das Produkt aus Profiltteilung t_P und der die Ausblasungsbohrungen umfassende Schaufelhöhenbereich des Profils h_{VGJ} als Referenzfläche herangezogen. Für die im weiteren Verlauf der Arbeit detaillierter betrachtete T161-Kaskade mit der Ausblasungskonfiguration des Typs 1 (Abschnitt 6.1) beträgt $c_m \approx 0,003$ bei einer stationären Blasrate von $B = 1$. Auf eine detailliertere Betrachtung wird aufgrund der aerodynamischen Fragestellung der vorliegenden Arbeit im weiteren Verlauf verzichtet.

2.4.2 Diskrete Ausblasungen in hochbelasteten Niederdruckturbinen

Unter dem Namen „Blasturbulator“ erfolgte der erstmals dokumentierte Einsatz diskreter Ausblasungen durch Pfenninger (1946) sowie Horstmann und Quast (1981) und Horstmann et al. (1984) in der Tragflügelaerodynamik. In den beiden letztgenannten Arbeiten wurden stationäre Ausblasungen normal zur Hauptströmungsrichtung (Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$; Nickwinkel $\phi = 90^\circ$; Bohrungsdurchmesser $D/l = 0,0012$; Bohrungsteilung $J/D = 26,67$; Ausblasungsposition $x/l = 0,78$; Blasrate $B \approx 0,1$) erfolgreich zur Reduktion einer laminaren Ablöseblase am Hinterkantenklappenflügel und daraus folgend zur Senkung des Profilwiderstands über einen weiten Reynolds-Zahl-Bereich eingesetzt ($\text{Re}_1 = 0,1 \cdot 10^6 \dots 2 \cdot 10^6$). Die Untersuchungen führten zur Patentierung dieser pneumatischen Turbulatoren (Quast und Horstmann 1982) und bildeten den Ausgangspunkt für die erstmalige Applizierung auf Niederdruckturbinenprofilen durch Hoheisel (1985). Durchblasungen von der Druck- zur Saugseite (Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$; Nickwinkel $\phi = 90^\circ$) zeigten gegenüber Stolperdrähten und dreidimensionalen Wirbelgeneratoren hier über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich ($\text{Re}_2 = 70.000 \dots 700.000$) das größte Potential zur Reduktion der laminaren Ablöseblase und der mit ihr assoziierten Verluste. Die ersten systematischen Untersuchungen zu stationären VGJ-Ausblasungen in einer hochbelasteten Niederdruckturbinenkaskade erfolgten durch Bons et al. (1999). Mit Ausblasungen (Verdrehwinkel $\theta = 90^\circ$; Nickwinkel $\phi = 30^\circ$) innerhalb der saugseitigen laminaren Ablöseblase über mehrere triebwerksrelevante Reynolds-Zahlen sowie Zuströmturbulenzgrade konnte oberhalb einer Mindestblasrate ($B \geq 0,6$) eine Verkleinerung der Ablösung und damit einhergehend eine Reduktion der Nachlaufverluste um über 50% gegenüber dem unbeeinflussten Profil erzielt werden. Ausgehend von dieser Arbeit wurden für hochbelastete Niederdruckturbinen eine Vielzahl von jeweils verschiedenen Fragestellungen bezüglich des Einflusses von Geometrie- und Betriebsparametern untersucht. In Tabelle A.3 im Anhang wird ein chronologischer Überblick über einen Großteil der Studien und die variierten Parameter gegeben.

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

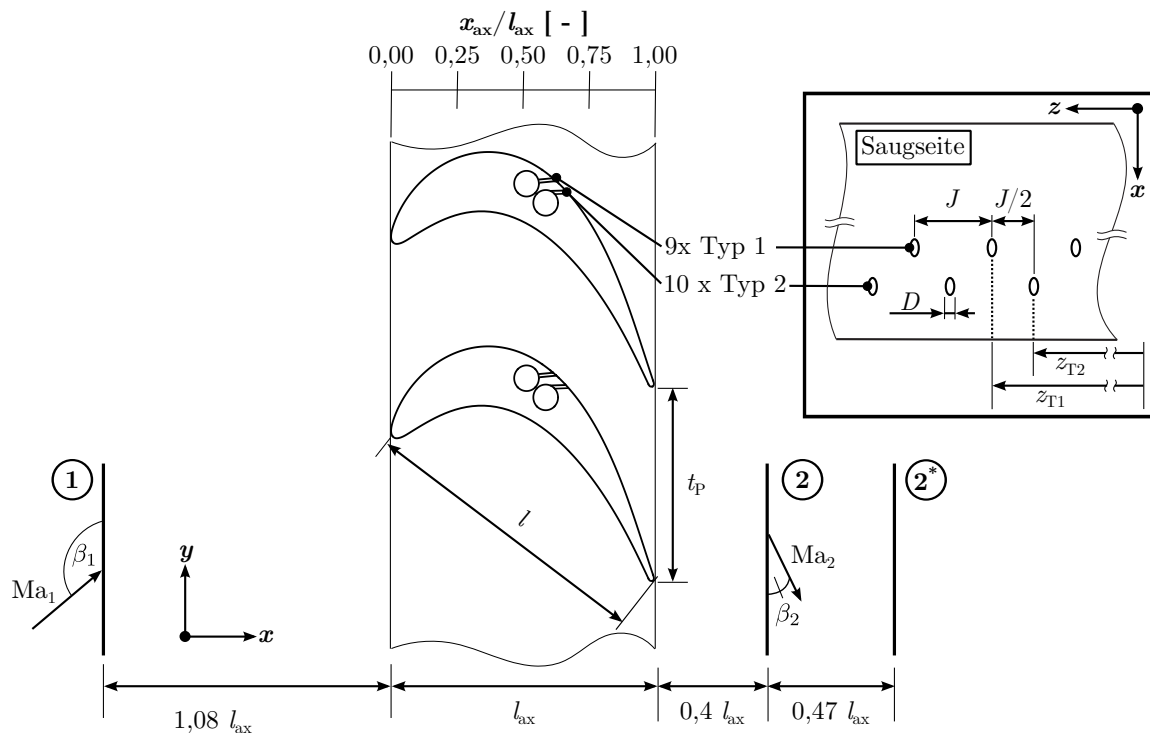


Abbildung 2.14: Skizze der T161-Kaskade mit Ausblasungen (Geometrie verzerrt), Positionen der Messebenen am Ein- und am Austritt der Schaufelreihe (1, 2 und 2*) sowie Schaufelhöhenpositionen der Profildruckbohrungsreihen (z_{T1} und z_{T2})

Hervorzuheben aus diesen Studien sind die experimentellen Arbeiten von Ludewig et al. (2011) und Ludewig (2011), die die einzig in der offenen Literatur verfügbaren, systematischen Untersuchungen über einen weiten Betriebspunktbereich bei triebwerksnahen hohen Geschwindigkeiten ($Ma_{2, is} = U_{2, is}/a = 0,6$) sind. Beide Arbeiten betrachten in Gitterwindkanalstudien das T161-Profil, welches aufgrund seiner durch die hohe Teilung ($t_P/l = 0,96$) bedingten hohen Zweifel-Zahl $Zw = 1,20$ und seiner Belastung im hinteren Bereich für niedrige Reynolds-Zahlen ($Re_{2, is} \leq 70.000$) im unbeeinflussten Fall eine nicht wiederanlegende laminare Ablösung auf der Saugseite und dementsprechend hohe Verluste aufweist. Für strömungsbeeinflussende Maßnahmen (in diesem Betriebspunktbereich) ist das Profil somit besonders geeignet (Ludewig et al. 2010). Ludewig et al. (2011) sowie Ludewig (2011) untersuchten das T161 daher mit zwei Ausblasungskonfigurationen - Typ 1 nahe der Saugspitze bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,63$ und Typ 2 ca. 50% zwischen Saugspitze und Ablösepunkt bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,67$. Abbildung 2.14 zeigt eine Skizze der geometrischen Anordnung. Die Ausblasung erfolgt bei beiden Typen stationär in Strömungsrichtung mit einem Verdrehwinkel von $\theta = 0^\circ$ und einem Nickwinkel von $\phi = 45^\circ$ über mehrere Blasraten $B = 0,4 \dots 2,4$. Anhand von Profildruckverteilungen und Umfangstotaldruckverteilungen im Nachlauf des Profils werden die verschiedenen Konfigurationen untereinander und gegenüber einem geringer belasteten, unbeeinflussten

High-Lift Basisprofil kleinerer Teilung ($t_{P,ref}/l_{ref} = 0,8$) verglichen. Letzteres repräsentiert heute in Triebwerken eingesetzte NDT-Profile.

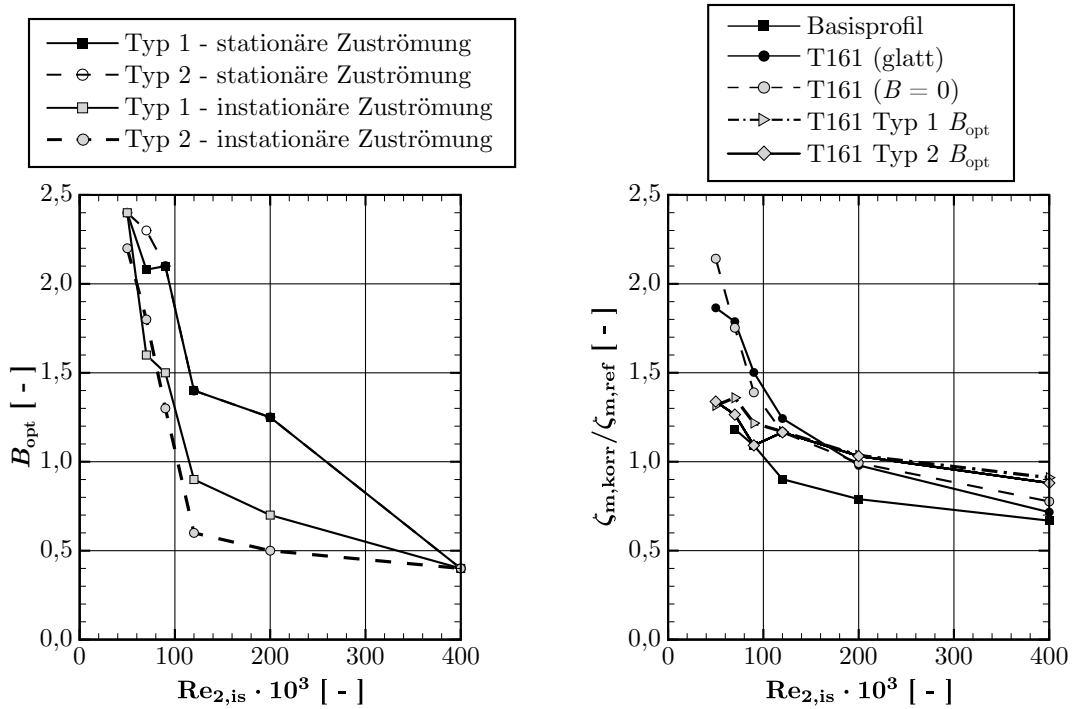


Abbildung 2.15: Optimale Blasraten (links) und relative integrale Totaldruckverluste bei periodisch-instationärer Zuströmung (rechts) als Funktion der Reynolds-Zahl nach Ludwig et al. (2011)

In stationärer wie periodisch-instationärer Zuströmung kann Ludwig (2011) für beide Ausblasungskonfigurationen gegenüber dem unbeeinflussten T161 eine signifikante Verkleinerung der saugseitigen Ablösung und eine Reduktion der integralen Totaldruckverluste auch für Blasraten $B \approx 0,5$ feststellen. Nur für hohe Reynolds-Zahlen ($Re_{2,is} \geq 200.000$) verursachen beide Ausblasungskonfigurationen leicht höhere Verluste als das unbeeinflusste T161-Profil (Abbildung 2.15 rechts). Eine hinsichtlich der Ablösungsreduktion optimierte Blasrate steigt mit sinkender Reynolds-Zahl exponentiell an (Abbildung 2.15 links). Allerdings ist dieser Anstieg des Ausblasungsmassenstroms für niedrige Reynolds-Zahlen ($Re_{2,is} < 70.000$) durch das Sperren der Bohrungen begrenzt. Für sehr hohe Reynolds-Zahlen ($Re_{2,is} > 400.000$), bei denen keine Ausblasung nötig ist ($B = 0$), üben die Bohrungen hingegen eine passive Turbulatorwirkung auf die Grenzschicht aus, so dass sich gegenüber einer glatten Schaufel die Verluste geringfügig erhöhen (vgl. T161 glatt mit T161 $B = 0$ in Abbildung 2.15 rechts).

Da in periodisch-instationärer Zuströmung das Impulsdefizit der Grenzschicht durch die zusätzliche Störung geringer ist (vgl. Abschnitt 2.2.3 zu periodisch-instationärer Transition), sind die optimalen Blasraten B_{opt} ebenfalls erheblich geringer als im stationären Fall (Abbildung 2.15 links). Zusätzlich kann eine Abhängigkeit von der Ausbla-

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

sungsposition zugunsten des sich in geringerem Abstand zum Ablösepunkt befindlichen Typs 2 beobachtet werden.

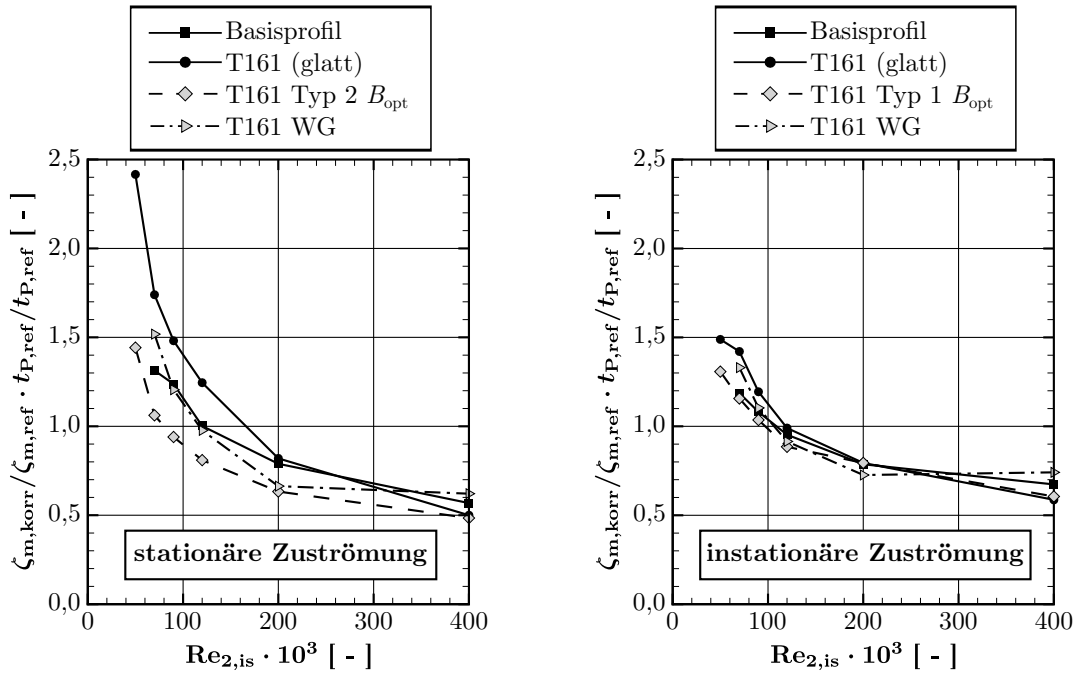


Abbildung 2.16: Mit dem Teilungsverhältnis korrigierte relative integrale Totaldruckverluste bei stationärer (links) und periodisch-instationärer Zuströmung (rechts) als Funktion der Reynolds-Zahl nach Ludewig et al. (2011)

Wie Abbildung 2.15 (rechts) veranschaulicht, liegen die Profilverluste aller T161-Konfigurationen (mit und ohne Ausblasung) über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich oberhalb des geringer belasteten Basisprofils. Um im Hinblick auf die Applikation in einer Turbomaschine eine Vergleichbarkeit beider Auslegungskonzepte herzustellen, müssen die unterschiedlichen Teilungsabstände (Schaufelzahlen pro Stufe) berücksichtigt werden. Ludewig et al. (2011) schlagen daher eine Korrektur der integralen Totaldruckverluste mit dem Verhältnis der Teilungen $t_{P,ref}/t_P$ vor. In stationärer Zuströmung können so über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich für das T161 mit optimierter Ausblasung geringere korrigierte Verluste als für das Basisprofil beobachtet werden (beispielhaft für Typ 2 in Abbildung 2.16 links). Der Vergleich mit dem passiven Wirbelgenerator nach Martinstetter et al. (2010) (T161 WG) verdeutlicht zusätzlich die Überlegenheit der aktiven, regelbaren Ausblasung gegenüber einer rein passiven Maßnahme.

Bei periodisch-instationärer Zuströmung und Reynolds-Zahlen $Re_{2,is} < 200.000$ ist der positive Effekt der Ausblasung gegenüber den anderen Konfigurationen zwar insgesamt geringer, aber immer noch vorhanden (beispielhaft für Typ 1 in Abbildung 2.16 rechts). Für $Re_{2,is} \geq 200.000$ ist allerdings ein differenzierteres Verhalten zu beobachten. So weisen das Basisprofil sowie das T161-Profil mit und ohne Ausblasung im aerodynamischen Auslegungspunkt ($Re_{2,is} = 200.000$) nahezu identische Verluste auf, während der passive

Wirbelgenerator demgegenüber zu einer Reduktion der integralen Verluste führt. Für $Re_{2,is} = 400.000$ übersteigen die Verluste der Wirbelgenerator-Konfiguration wiederum die der anderen Konfigurationen und die Ausblasungskonfiguration verfügt in diesem Betriebspunkt über kleinere Verluste als das Basisprofil sowie geringfügig höhere als das T161-Profil ohne Ausblasung. Der Vergleich der Ergebnisse des T161 mit und ohne Ausblasung erlaubt daher die Schlussfolgerung, dass für $Re_{2,is} \geq 200.000$ Ausblasungen auf Ultra High-Lift Profilen nicht eingesetzt werden sollten, da sie zu keiner weiteren Reduktion der integralen Profilverluste führen. Auf Grundlage der Ergebnisse der Ausblasungskonfiguration in Relation zum Basisprofil kann allerdings geschlossen werden, dass es unter Einsatz von stationären VGJ möglich ist, in Niederdruckturbinen über den gesamten triebwerksrelevanten Reynolds-Zahl-Bereich mit Ultra High-Lift Profilen das Verlustniveau von High-Lift Profilen zu erzielen.

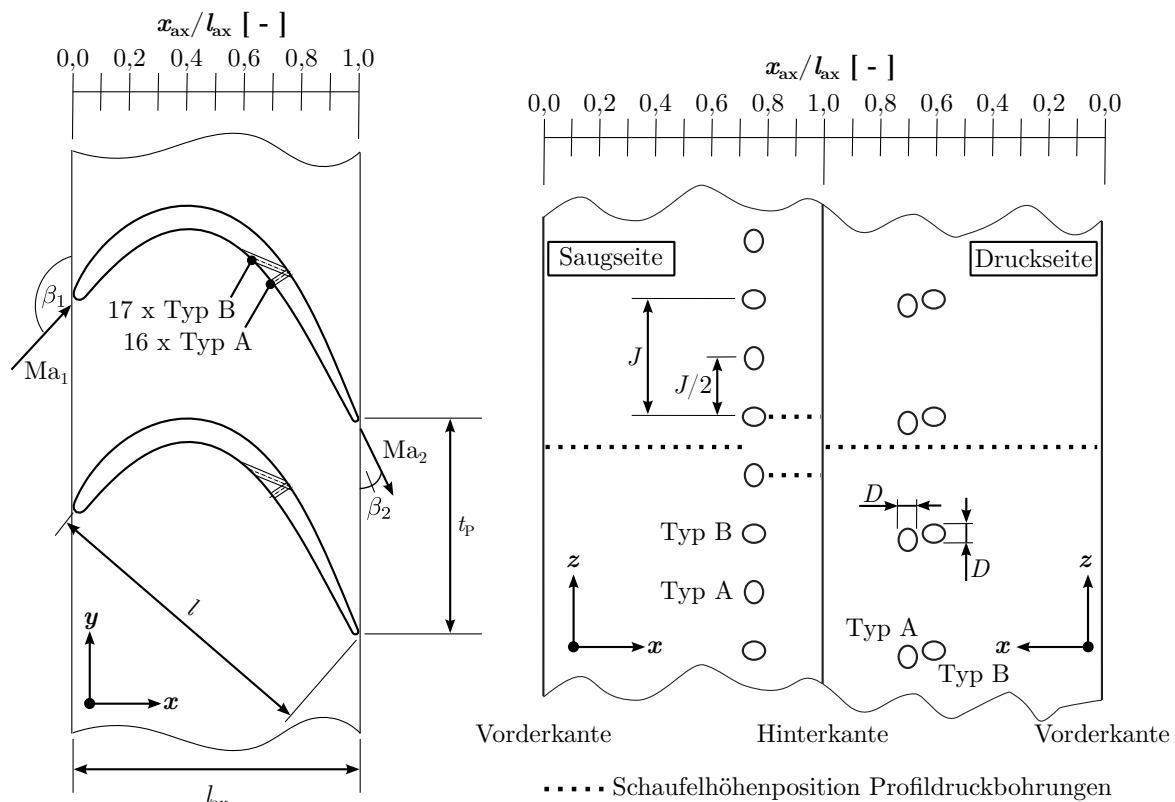


Abbildung 2.17: Skizze der T165-Kaskade mit Durchblasungen (Geometrie verzerrt) und Schaufelhöhenposition der Profildruckbohrungsreihen

Da die durch ein Sekundärluftsystem gespeisten Ausblasungen des T161 einen zusätzlichen Aufwand hinsichtlich Konstruktion, Fertigung und Ausfallsicherheit für ein Triebwerk nach sich ziehen würden, untersuchte Ludwig (2011) das alternative Konzept einer Ausblasung unter Ausnutzung des Druckgradienten zwischen Saug- und Druckseite eines Profils. Bei dieser Durchblasung wurde das ebenfalls vom Basisprofil unter leichter Erhöhung der Belastung abgeleitete T165-Profil eingesetzt, welches gegenüber dem

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

T161 allerdings eine geringere Teilung ($t_P/l = 0,84$) und eine Belastung im mittleren Bereich aufweist. So kann beim T165 für niedrige Reynolds-Zahlen ($Re_{2,is} \leq 100.000$) nicht der für Ultra High-Lift Profile typische massive Anstieg der Profilverluste und die Ausbildung einer nicht wiederanlegenden laminaren Ablösung auf der Saugseite beobachtet werden. Da das T165 als dünne Vollschaufel ausgeführt ist, bildet sich hingegen druckseitig eine über 50% der axialen Sehnenlänge erstreckende Ablöseblase. Die Untersuchungen umfassen zwei Durchblasungstypen, mit denen spannweitig alternierend 5% der axialen Sehnenlänge stromaufwärts des Ablösepunktes bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,75$ in die saugseitige Grenzschicht eingeblasen wird. Die Einblasung durch Typ A erfolgt dabei spannweitig (Verdrehwinkel $\theta = 90^\circ$; Nickwinkel $\phi = 35^\circ$) und durch Typ B in Strömungsrichtung (Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$; Nickwinkel $\phi = 35^\circ$). Abbildung 2.14 zeigt eine Skizze der geometrischen Anordnung. Aufgrund der (zu) geringen Belastung des Profils ($Zw = 1,0$) können beide Ausblasungskonfigurationen die Profilverluste nicht (weiter) senken, sondern führen durch die Störung der Grenzschicht und zusätzliche Mischungsverluste über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich, bei stationärer wie instationärer Zuströmung, zu höheren Verlusten als im unbeeinflussten Fall. Die Verluststeigerung durch Typ A fällt dabei höher aus als durch Typ B.

Anhand des gegenüber dem T165 höher belasteten T106C-Profiles ($t_P/l = 0,96$; $Zw = 1,30$) und anderer Durchblaseströmungsführung zeigen Himmel und Hodson (2009) bei periodisch-instationärer Zuströmung und verschiedenen Turbulenzgraden der Zuströmung, dass Durchblasungen (Bohrungsteilung $J/D = 10$; Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$; Nickwinkel $\phi = 22^\circ$) zwischen Saugspitze und Ablösepunkt für niedrige Reynolds-Zahlen ($Re_{2,is} \leq 100.000$) sehr wohl die Profilverluste verringern können. Allerdings treten für höhere Reynolds-Zahlen abermals höhere Verluste auf. Eine Verringerung der Bohrungs-teilung ($J/D = 2,5$) führt sogar über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich zu einer Verlusterhöhung. Aufgrund der in der Literatur vorhandenen Daten ist derzeit noch keine abschließende systematische Bewertung des Durchblasungskonzepts gegenüber einer reinen Ausblasung möglich, da keine Untersuchungen beider Konzepte auf vergleichbar belasteten und geeigneten Profilen existieren. So weist das T106C- gegenüber dem T161-Profil eine Belastung im mittleren Bereich des Profils auf, so dass ein mit dem T161 vergleichbarer Verlustanstieg des unbeeinflussten Profils für niedrige Reynolds-Zahlen nicht auftritt.

Einen unmittelbaren Vergleich beider Konzepte erlauben lediglich die Untersuchungen von Schumann (2010) bei denen VGJ erstmalig in einer dreistufigen Versuchsturbinen eingesetzt wurden. In der experimentellen Arbeit wurde der hochbelastete Stator 2 (NMT-Profil mit $t_P/l = 1,05$ und $Zw = 1,46$) der Turbine mit zwei Ausblasungs- (Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$; Nickwinkel $\phi = 45^\circ$) und einer Durchblasungskonfiguration (Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$; Nickwinkel $\phi = 90^\circ$) versehen, die gegenüber der unbeeinflussten Referenz bewertet wurden. Insgesamt konnte Schumann (2010) für Blasraten $B < 1,5$ eine Verlusterhöhung und erst für $B \geq 1,5$ eine signifikante Verkleinerung der saugseitigen Ablöseblase und damit einhergehend eine Verringerung der Profilverluste beobachten. Die Durchblasung, mit der sich eine Blasrate von $B \approx 0,37$ einstellt, konnte somit keinen positiven Einfluss auf die Grenzschicht ausüben. Die im Vergleich zu den Untersuchungen von Bons et al. (1999) sowie Ludewig (2011) benötigten hohen Blasraten sind

dabei vermutlich auf die gewählte Profilierung des Stators zurückzuführen. Das Profil ist vergleichbar dem T106C im mittleren Bereich belastet, womit das Verlustreduktionspotential des Stators insgesamt geringer als bei einem im hinteren Bereich belasteten Profil mit entsprechend nicht wiederanlegenden laminaren Ablösungen ist (T161, Pack-B).

Wie durch Tabelle A.3 im Anhang verdeutlicht wird, widmet sich eine große Zahl der publizierten Studien neben der stationären der instationären, gepulsten Ausblasung. Gegenüber den stationären VGJ erzielen diese eine gleichgroße Ablösungs- und Verlustreduktion im relevanten Reynolds-Zahl-Bereich ($Re_{2,is} \leq 100.000$) für eine Größenordnung geringere mittlere Blasraten (Bons et al. 2001). Die benötigte Blasrate sinkt dabei für steigende Pulsfrequenzen (Volino et al. 2011). Bei Einsatz entsprechender Sensorik können gepulste VGJ darüber hinaus mit den Nachläufen stromaufwärts liegender Schaufelreihen synchronisiert werden (Bloxham et al. 2009), um im zeitlichen Mittel eine optimale Reduktion der Profilverluste zu erzielen.

Im Gegensatz zur stationären Ausblasung beruht der physikalische Wirkmechanismus von gepulsten Ausblasungen im Wesentlichen auf beim An- und Abschaltvorgang des Ausblasungspulses induzierten, wirbelbehafteten Störungen in der Grenzschicht (Bons et al. 2001, Postl 2005). Da diese Wirbelstrukturen stärker als die bei stationären Ausblasungen auftretenden kohärenten Wirbel (Abschnitt 2.4.4) sind, ist eine stärkere Durchmischung von Grenzschicht und Außenströmung sowie eine beschleunigte Grenzschichttransition zu beobachten (Bons et al. 2001).

Ein Minimum hinsichtlich des aufzuwendenden Ausblasungsmassenstroms ($\bar{m}_{jet} = 0$) stellen Synthetic-Jet-Konfigurationen dar. Wie die experimentellen Untersuchungen von Volino (2003b) anhand eines hochbelasteten Pack-B-Profiles zeigen, kann mit dieser alternierend einsaugenden und ausblasenden Beeinflussung im zeitlichen Mittel ebenfalls eine erheblich Verkleinerung der Ablösung und der Profilverluste erreicht werden. Mit dem ausgeblasenen Puls geht dabei abermals eine Energetisierung der Grenzschicht durch die Einleitung der Transition einher.

Trotz der im Hinblick auf den Ausblasungsmassenstrom insgesamt hohen Effektivität sind instationäre VGJ in Niederdruckturbinen derzeit nur von rein akademischen Interesse, denn eine Applizierung in Triebwerken ist aufgrund der konstruktiven und regelungstechnischen Komplexität sowie der zu gewährleistenden Ausfallsicherheit erst in einem zweiten Schritt nach der Umsetzung von stationären VGJ zu erwarten. Die folgenden Darstellungen beschränken sich daher auf stationäre VGJ-Ausblasungen.

2.4.3 Einflüsse auf die Effektivität stationärer diskreter Ausblasungen

Anhand der bereits vorgestellten Ergebnisse und der darüber hinaus umfänglich vorhandenen Literatur (Abschnitt A im Anhang) zu stationären VGJ wird deutlich, dass deren Wirksamkeit in Niederdruckturbinen von einer Reihe von Auslegungs- und Betriebspunktparametern abhängig ist. Im Folgenden werden die wesentlichen Größen und deren Einfluss zusammenfassend kurz erläutert.

Profilbelastung

Um unter Verwendung von stationären VGJ geringere Profilverluste pro Schaufel als mit einer heutigen Profilierung zu erzielen, ist unter Ausnutzung einer langen laminaren Laufstrecke eine saugseitige Belastung des Profils im hinteren Bereich bei gleichzeitig großen Zweifel-Zahlen $Z_w \gtrsim 1,1$ von Vorteil (Ultra High-Lift Profile Pack-B, L1A, U2 und T161). Dies führt für niedrige Reynolds-Zahlen ($Re_2 \leq 70.000$) und deaktivierten VGJ zu offenen, nicht wiederanlegenden laminaren Ablösungen im diffusiven Bereich der Saugseite. Durch Einsatz der VGJ kann diese bereits mit geringen Blasraten ($B < 1$) verkleinert und eine Reduktion der Profilverluste um über 50% erzielt werden. Insgesamt wird so ein Profilverlust pro Stufe auf dem Niveau eines High-Lift Profils kleinerer Teilung erreicht (Bons et al. 1999, Ludewig 2011). Bei Profilen geringerer Zweifel-Zahl $Z_w < 1,1$ (High-Lift Profil T165) oder einer Belastung im mittleren Bereich (Ultra High-Lift Profile T106C, NMT und L1M) treten für niedrige Reynolds-Zahlen keine vergleichbar massiven, offenen Ablösungen und damit stabilere Grenzschichtzustände auf, so dass insgesamt höhere minimale Blasraten notwendig sind, um die Ablösung im hinteren Bereich des Profils und damit die Profilverluste weiter zu reduzieren (Volino et al. 2009, Schumann 2010, Ludewig 2011).

Zuströmbedingungen

Für sinkende Reynolds-Zahlen steigt durch die anwachsende laminare Ablösung und das damit verbundene Impulsdefizit der Grenzschicht das Potential für die Verlustreduktion durch VGJ (Horstmann et al. 1984). Dementsprechend steigt die Blasrate, mit der eine maximale Verkleinerung der Ablösung erzielt werden kann, exponentiell an (Ludewig 2011). Dieses Verhalten kann auch bei periodisch-instationärer Zuströmung beobachtet werden, allerdings wird die maximale Verkleinerung der Ablösung bereits für kleinere Blasraten als in stationärer Zuströmung erreicht. Das Reduktionspotential ist aufgrund der zusätzlichen periodisch-instationären Transitionseinflüsse geringer, so dass Ausblasungen für $Re_2 \geq 200.000$ sogar zu einer nachteiligen Steigerung der Profilverluste aufgrund von zusätzlichen Mischungsverlusten führen können (Ludewig et al. 2011). Für höhere Turbulenzgrade der Zuströmung kann ebenfalls ein vermindertes Reduktionspotential festgestellt werden, wobei zusätzlich eine schnellere Dissipation der kohärenten Ausblasungswirbel beobachtet werden kann (Olson et al. 2005).

Ausblasungsposition

Im Hinblick auf eine minimal benötigte Blasrate B_{\min} , um die saugseitige Ablösung zu reduzieren, gibt es nur eine schwache Abhängigkeit von der Ausblasungsposition, sofern die Ausblasung zwischen Saugspitze und Ablösepunkt erfolgt (Ludewig 2011). Wird in der Ablöseblase ausgeblasen, steigt die minimal benötigte Blasrate stark an (Abbildung 2.18). Ein schwächerer Anstieg ist bei Ausblasungen stromaufwärts der Saugspitze zu beobachten, der auf das Dissipationsverhalten der ausblasungsinduzierten Wirbel zurückzuführen ist (Compton und Johnston 1992, Sondergaard et al. 2002b, McQuilling und Jacob 2004). Um zusätzlich eine lange, unbeeinflusste laminare Grenzschicht zu

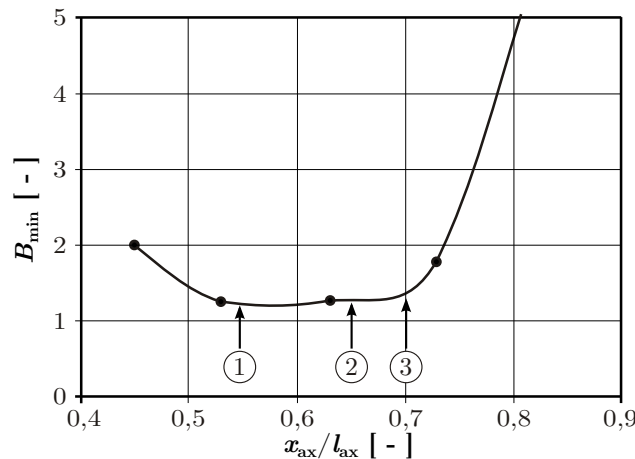


Abbildung 2.18: Minimale effektive Blasrate als Funktion der Ausblasungsposition nach Sondergaard et al. (2002b) (① experimentelle Saugspitze $B = 0$; ② potentialtheoretische Saugspitze; ③ Ablösepunkt)

erhalten und so turbulente Reibungs- und Mischungsverluste zu minimieren (siehe Abschnitt 2.4.4), sollte der Abstand zwischen Ausblasung und Ablösepunkt möglichst gering gewählt werden (Horstmann und Quast 1981).

Bohrungsgröße und -teilung

Bei konstanter Bohrungssteilung J/D ist hinsichtlich der minimal benötigten Blasrate kein signifikanter Einfluss des Bohrungsdurchmessers festzustellen (Schumann et al. 2006). Allerdings steigt mit wachsendem Bohrungsdurchmesser D der Wandabstand zwischen Ausblasungstrajektorie und Wand, so dass für sehr große D keine Interaktion von Strahl und Grenzschicht mehr gewährleistet ist (Abschnitt 2.4.4). Kleine Bohrungsdurchmesser bei festem J/D erweisen sich aufgrund des geringeren benötigten Ausblasungsmassenstroms zusätzlich in der Gesamtbilanz als vorteilhafter. Für kleinere Bohrungssteilungen J/D kann aufgrund der Interaktion der einzelnen Ausblasungsstrahlen eine erhebliche Verringerung der minimal benötigten Blasrate beobachtet werden. Sie sind somit im Hinblick auf einen geringen Ausblasungsmassenstrom ebenfalls zu bevorzugen.

Ausblasungswinkel

Wie im folgenden Abschnitt 2.4.4 beschrieben, üben die Ausblasungswinkel einen erheblichen Einfluss auf die Strahltrajektorie, die Wirbelentstehung und den ausblasungsinduzierten Transitionsprozess aus. Eine vergleichende Studie und quantitative Bewertung hinsichtlich der Wirksamkeit bei der Ablösungsbeeinflussung in Niederdruckturbinen ist derzeit aber nicht bekannt.

Blasrate

Mit anwachsender Blasrate steigt sowohl der aus einer sekundären Quelle zugeführte Impuls als auch die Stärke der induzierten kohärenten Wirbel, die für eine großskalige Durchmischung von Außenströmung und Grenzschicht verantwortlich sind (vgl. Abschnitt 2.4.4). Dementsprechend ist mit steigender Blasrate auch eine Verkleinerung der laminaren Ablöseblase zu beobachten. Allerdings kann der Ausblasungsstrahl für sehr große Blasraten die Grenzschicht durchstoßen, so dass wieder eine Abnahme der Wirksamkeit zu beobachten ist (Olson et al. 2005). Ludewig (2011) zeigt, dass die optimale Blasrate anhand des Impulsdefizits der Grenzschicht abgeschätzt werden kann.

2.4.4 Physikalische Wirkungsweise stationärer diskreter Ausblasungen

Im Hinblick auf die im Fokus dieser Arbeit stehende industrielle Auslegung von VGJ-Konfigurationen in Niederdruckturbinen mittels numerischer Strömungssimulationen ist sicherzustellen, dass der Einfluss der verschiedenen Parameter auf die VGJ-Effektivität in den Simulationen (zumindest) relativ zueinander korrekt wiedergegeben wird. Dies erfordert wiederum, dass die zugrunde liegenden physikalischen Wirkungsweisen in der Simulation abgebildet werden. Für die Ablösungsbeeinflussung betrifft dies alle Mechanismen des Impulstransports zwischen Grenzschicht, Strahl und Außenströmung. Im Folgenden werden daher die drei wesentlichen Wirkungsweisen der VGJ im Detail betrachtet:

1. die Zufuhr von Fluid mit hohem Impuls durch den Ausblasungsstrahl,
2. die Durchmischung von impulsarmer Grenzschicht und impulsreicher Außenströmung durch großskalige, kohärente Wirbelstrukturen und
3. die Einleitung der Transition und die damit durch Turbulenz erhöhte Durchmischung.

Trajektorie

Die Zufuhr von Fluid mit hohem Impuls zur Grenzschicht durch einen VGJ ist mit der Kernströmung des Strahls und somit mit dessen Trajektorie – dem Pfad der Orte höchster Geschwindigkeit im Strahlquerschnitt – verknüpft. Während die Trajektorie für eine wandparallele, tangentiale Ausblasung unmittelbar der Wand folgt und so eine optimale Zufuhr des sekundären Impulses zur Grenzschicht gewährleistet, ist dies für Ausblasungen $\phi > 0^\circ$ nicht der Fall. Allerdings lässt sich die Trajektorie für Ausblasungen aus diskreten Bohrungen in eine Querströmung, die in der englischsprachigen Literatur üblicherweise auch als **Jet in Crossflow (JiC)** bezeichnet werden, anhand empirischer Korrelationen abschätzen. Als Funktion der Blasrate B , des Nickwinkels ϕ und des Bohrungsdurchmessers D gilt für die Trajektorie bei gleicher Dichte von Außenströmung

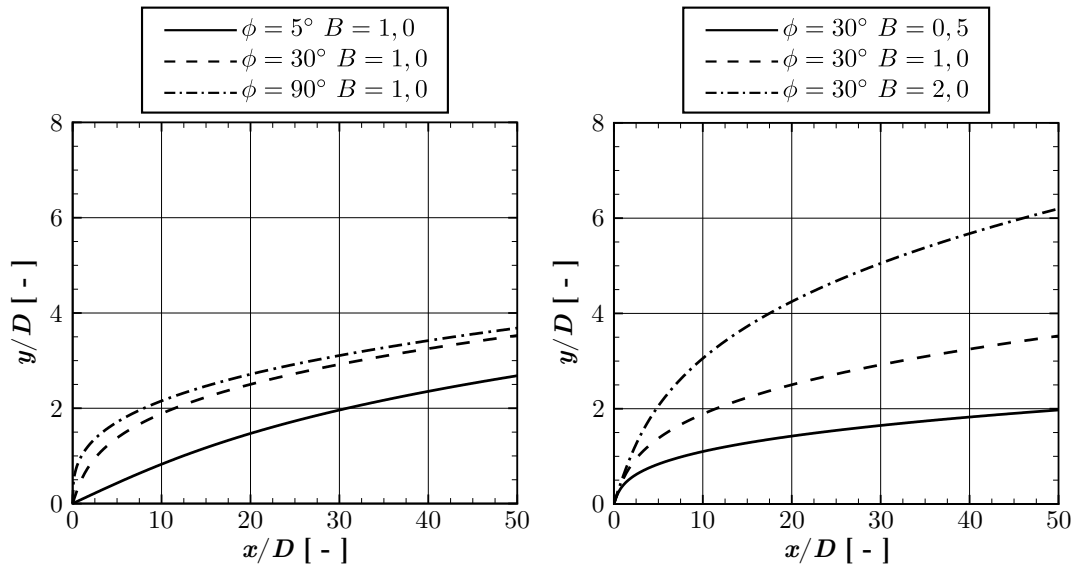


Abbildung 2.19: Trajektorien eines runden Ausblasungsstrahls bei Querströmung in positive x -Richtung als Funktion von Nickwinkel ϕ (links) und Blasrate B (rechts) bei einem Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$

und Strahl sowie für einen Verdrehwinkel von $\theta = 0^\circ$ nach Margason (1993)

$$\frac{x}{D} = \left(\frac{1}{B}\right)^{2,6} \left(\frac{y}{D}\right)^3 + \frac{y}{D} \cot(\phi). \quad (2.10)$$

Obwohl auf empirischen Daten basierend, die eine druckgradientenfreie Querströmung und eine ebene, krümmungsfreie Wandoberfläche aufweisen, ermöglicht die Korrelation in erster Näherung auch eine Analyse des Einflusses der Eingangsparameter auf die Strahltrajektorie eines einzelnen VGJ auf einem Turbomaschinenprofil.

Wie die beispielhaften Auswertungen von Gleichung (2.10) in Abbildung 2.19 veranschaulichen, wird der Ausblasungsstrahl für alle betrachteten Winkel und Blasraten bereits direkt nach Austritt aus der Bohrung durch den Impuls der Querströmung in dessen Richtung umgelenkt. Allerdings stellt sich auch weit stromabwärts der Ausblasungsposition (für große x/D) keine wandparallele Trajektorie ein. Für steigende Nickwinkel und steigende Blasraten vergrößert sich, aufgrund des steigenden vertikalen Impulses des Strahls, an einer beliebigen festen Position stromabwärts der Ausblasung der Abstand zwischen Trajektorie und Wand. Die selbe Tendenz kann in den absoluten Größen für steigende Durchmesser der Ausblasungsbohrung beobachtet werden.

Für Ausblasungen mit einem Verdrehwinkel $\theta = 90^\circ$ zur Hauptströmung stellt sich ein vergleichbares Verhalten wie für $\theta = 0^\circ$ ein. Allerdings steigt für größere Blasraten die Eindringtiefe des Strahls nicht nur normal zur Wand, sondern auch wandparallel normal zur Hauptströmung (Eldredge und Bons 2004). Ein entgegengesetzter Druckgradient erhöht beide Eindringtiefen zusätzlich. Eine Wandkrümmung hat je nach steigender oder fallender Wandkontur in Strömungsrichtung eine sinkende oder steigende Eindringtiefe

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

normal zur Wand zur Folge.

Im Hinblick auf eine optimale, wandnahe Zufuhr von Fluid aus einer sekundären Quelle zur impulsarmen Grenzschicht sind somit kleine Nickwinkel, kleine Bohrungsdurchmesser und geringe Blasraten zu wählen. Während der Nickwinkel konstruktions- und fertigungsbedingt nicht beliebig klein gewählt werden kann, führen geringe Blasraten auch zu einem impulsärmeren sekundären Fluid, was dem eigentlichen Ziel der Strömungsbeeinflussung entgegen läuft. Vor diesem Hintergrund bleibt festzuhalten, dass die tangentiale (Schlitz-)Ausblasung bezüglich der reinen Zufuhr von sekundärem impulsreichem Fluid den JiC-/VGJ-Konfigurationen überlegen ist. Allerdings verursachen letztere, wie im Folgenden beschrieben, zusätzlich eine erhöhte Durchmischung von impulsarmen und impulsreichen Gebieten der Strömung, so dass sie auch für Blasraten $B < 1$ effektiv sind.

Wirbelstrukturen

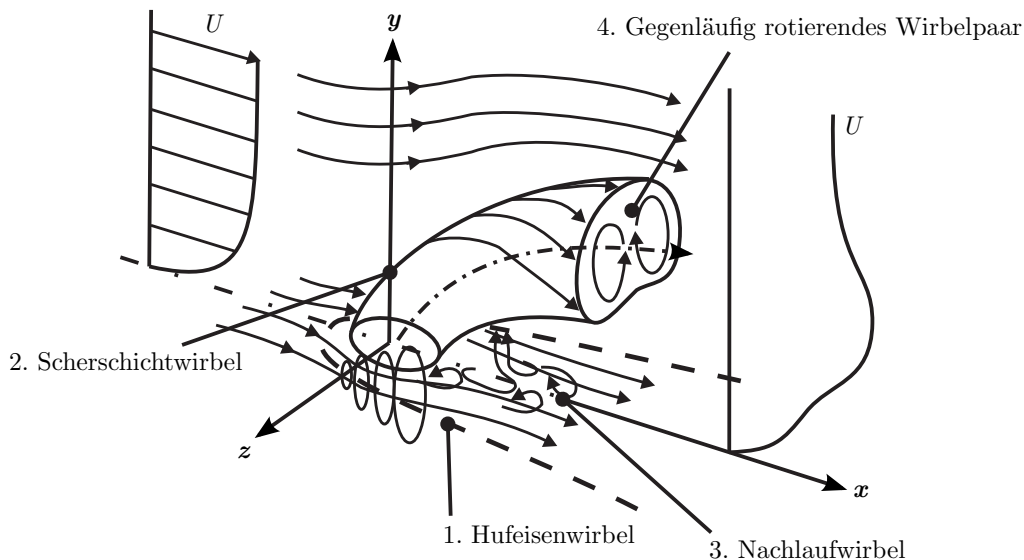


Abbildung 2.20: Charakteristische Wirbel eines runden Ausblasungsstrahls quer zur Hauptströmungsrichtung nach Haas et al. (1992)

Die Ausblasung aus einer diskreten Bohrung in eine Querströmung führt zur Bildung umfangreicher Sekundärströmungen, bei denen im Wesentlichen vier charakteristische Wirbelstrukturen unterschieden werden (Margason 1993). In Abbildung 2.20 sind diese für eine Ausblasung aus einem runden Bohrungsloch normal zur Anströmung ($\phi = 90^\circ$) skizziert:

1. Stromaufwärts und um den Strahl kann sich ein sogenannter Hufeisenwirbel bilden. Wie in den Randzonen von Schaufelgittern (Abschnitt 2.1.2) ist für die Entstehung des Wirbels der Totaldruckgradient in der ausgebildeten Grenzschicht verantwortlich. Dieser hat bei Auftreffen der Grenzschicht auf den Strahl am Staupunkt einen

zur Wand gerichteten Gradienten des statischen Drucks zur Folge, der wiederum bei ausreichender Größe eine Strömung zur Seitenwand induziert. Die Strömung rollt sich so in der Grenzschicht unterhalb des Staupunktes zu einem Wirbel auf, der durch die Hauptströmung lateral um den Strahl herum transportiert wird. In der Grenzschicht entsteht so ein Wirbel mit zwei Ästen, deren Rotationsachsen parallel zur Hauptströmungsrichtung sind.

2. An der Scherschicht zwischen Strahl und Querströmung kann sich außerdem eine dünne instationär umlaufende Wirbelschicht (hier nicht bildlich dargestellt) als Folge einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität bilden (Fric und Roshko 1994).
3. Stromabwärts des Strahls zwischen Wand und Strahl können periodisch-instationäre, normal zur Wand gerichtete, tornadoartige Wirbelstrukturen beobachtet werden. Im Gegensatz zu der Umströmung eines zylindrischen Festkörpers bilden sich diese Nachlaufwirbel nicht aus der Wirbelstärke der Grenzschicht des umströmten Zylinders bei deren Ablösung. Bei der Umströmung des zylindrischen Strahls bleibt die Querströmung vielmehr an diesem angelegt, so dass der entgegengesetzte Druckgradient direkt stromabwärts des Strahls zur Ablösung der Querströmungsgrenzschicht an der Wand an beiden Seiten des Strahls führt. Die Nachlaufwirbel bilden sich somit aus der Wirbelstärke der Wandgrenzschicht, wobei die Frequenz der Wirbelentstehung aufgrund der direkten Interaktion mit dem Strahl von der Blasrate abhängt (Fric und Roshko 1994).
4. Im Strahl selber entsteht ein gegenläufig rotierendes, großskaliges Wirbelpaar, welches üblicherweise als Nierenwirbel bezeichnet wird. In der Literatur werden verschiedene Ursachen für dessen Entstehung diskutiert. Zum einen führt die durch die Strahlbeugung auftretende Zentrifugalkraft zu einer Druckdifferenz zwischen Strahlunter- und oberseite und somit zu einer Sekundärströmung im Strahl (Kügeler 2004). Vergleichbar zur Entstehung der Sekundärströmung in Rohrbögen (Berger et al. 1983) kann dementsprechend eine Verknüpfung des Wirbelpaars mit der Wirbelstärke der Grenzschicht in der Ausblasungsbohrung beobachtet werden (Tyagi und Acharya 2003). Der Nierenwirbel ist gegenüber den anderen Strukturen insgesamt die stärkste und daher stromabwärts die am spätesten dissipierende Wirbelstruktur.

Während der Nachlauf eines JiC durch ein Impuls- und Totaldruckdefizit gekennzeichnet ist und die Scherschichtwirbel insbesondere für eine Durchmischung von Strahl und Querströmung sorgen, führen die kohärenten, stationären Hufeisen- und Nierenwirbel zu der bei der Strömungsbeeinflussung der hochbelasteten NDT erwünschten erhöhten Durchmischung von Außenströmung und Grenzschicht. Wie in Abbildung 2.21 stromabwärts einer Ausblasung dargestellt, wird entsprechend des Drehsinns der Wirbel einerseits impulsreiches Fluid zur Wand hin- und andererseits impulsarmes Fluid von der Wand weg transportiert. Durch die Steigerung der Blasrate kann dieser Fluidtransport durch die sich ebenfalls (linear) erhöhende maximale Wirbelstärke der Wirbelpaare (Compton und Johnston 1992, Walthers und Leylek 2000, Postl 2005) zusätzlich gesteigert werden (Abbildung 2.22 links bei $x/D = 20$). Hinzu kommt der geringere dissipative

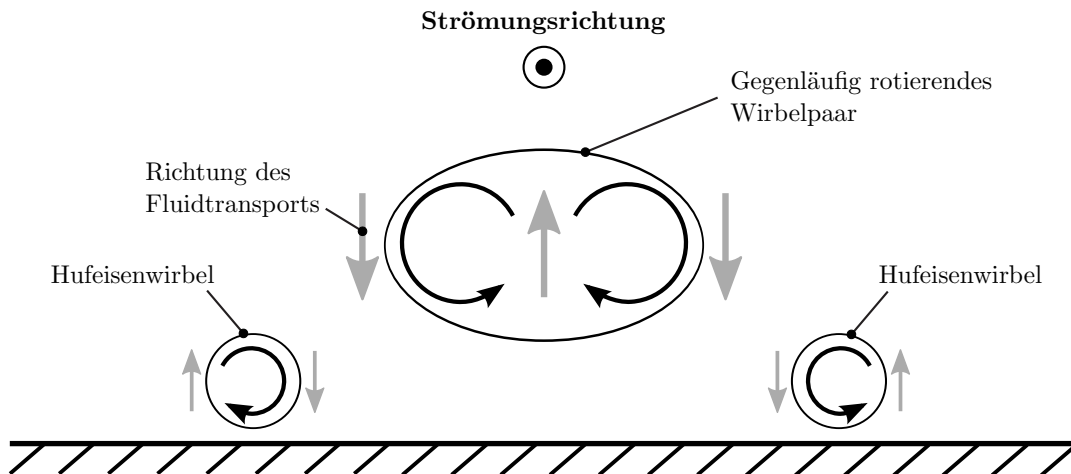


Abbildung 2.21: Fluidtransport in der Grenzschicht durch stationäre kohärente Wirbelpaare stromabwärts der Ausblasung

Einfluss der Wand auf die Nierenwirbel stromabwärts $x/D = 20$ aufgrund des anhand der Trajektorien in Abbildung 2.19 (rechts) erkennbaren größeren Wandabstands des Strahls bei höheren Blasraten (Walthers und Leylek 2000).

Wenngleich eine Variation des Winkels zur Wand ϕ für eine Ausblasung in Strömungsrichtung nicht zu einer grundsätzlichen Veränderung der Wirbelstrukturen führt, bildet sich bei lateraler Anstellung für steigendes $\theta > 0^\circ$ sukzessive ein starker und ein schwacher Ast der Wirbelpaare (Compton und Johnston 1992, McGovern und Leylek 2000). Der Vergleich der Abbildungen 2.24 und 2.25 verdeutlicht diese Beobachtung. Gegenüber der Ausblasung in Strömungsrichtung steigt die maximale Wirbelstärke des gegenläufig rotierenden Wirbelpaares dabei stark an (Abbildung 2.22 rechts), wobei ein Maximum für $45^\circ \leq \theta < 90^\circ$ erreicht wird (Compton und Johnston 1992). Vor dem Hintergrund der damit einhergehenden erhöhten Durchmischung von Grenzschicht und Außenströmung werden VGJ mit $\theta \geq 45^\circ$ daher insbesondere für die Strömungsbeeinflussung von Ablösungen turbulenter Grenzschichten eingesetzt.

Zusätzlich zu Blasrate und Ausblasungswinkel übt auch die Bohrungsteilung und die Form des Bohrungsloches einen Einfluss auf die Wirbelstrukturen und insbesondere auf die Nierenwirbel aus. So führt bei entsprechend geringer Teilung ($J/D \approx 3$) der durch benachbarte Wirbel induzierte Auftrieb zu einem weiteren Abheben des Strahls und einer deutlichen Interaktion benachbarter Strahlen. Durch eine lateral diffusive, fächerförmige (engl. fan-shape) Gestaltung des Bohrungslochaustritts können die Nierenwirbel hingegen einerseits stark abgeschwächt und andererseits die beiden Kerne eines Nierenwirbels lateral weiter voneinander entfernt werden, so dass der Abstand des Strahls zur Wand insgesamt geringer bleibt als für eine zylindrische Bohrung (Hyams und Leylek 2000).

Neben den vier beschriebenen Wirbelstrukturen können je nach Gestaltung des Sekundärluftsystems zusätzliche Wirbelstrukturen auftreten. So kann bei der Anströmung der Ausblasungsbohrung aus dem beruhigten Plenum ein weiteres Wirbelpaar entste-

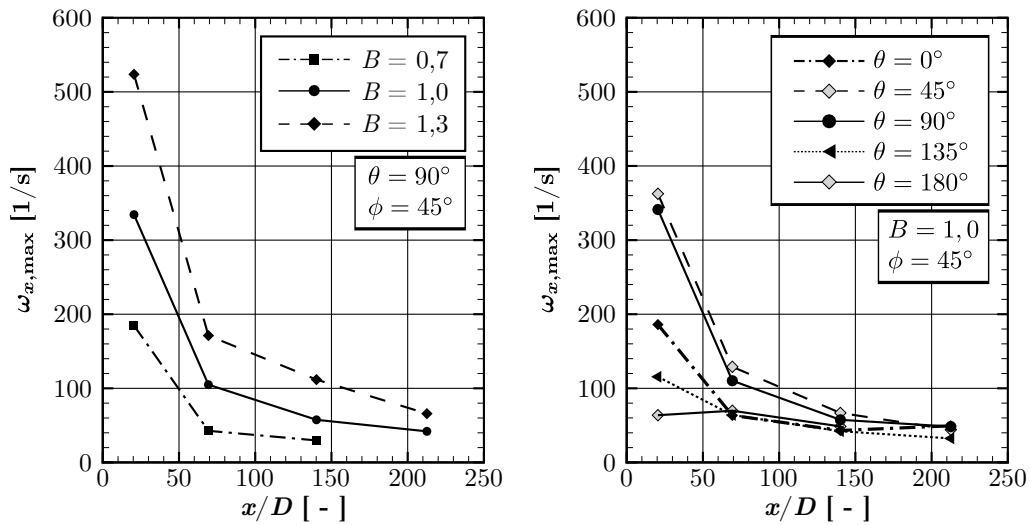


Abbildung 2.22: Maximale Wirbelstärke in Strömungsrichtung stromabwärts einer VGJ-Ausblasung bei $x/D = 0$ als Funktion der Blasrate B (links) und des Verdrehwinkels θ (rechts) nach Compton und Johnston (1992)

hen, welches im Nierenwirbel aufgeht. In Filmkühlungsanwendungen ist es außerdem üblich, ein Wirbelpaar mit zum Nierenwirbel entgegengesetzter Drehrichtung in der Ausblasungsbohrung gezielt hervorzurufen, welches die Hauptnierenwirbel und damit die Trajektorie näher zur Wand drückt (Kügeler 2004).

Ausblasungsinduzierte Transition der Grenzschicht und Turbulenz

Mit dem Hufeisenwirbel und dem gegenläufig rotierenden Wirbelpaar treten in einer durch die Ausblasung beeinflussten laminaren Grenzschicht Wirbel auf, deren Rotationsachsen weitestgehend parallel zur Hauptströmungsrichtung sind. Ähnlich zu den in Abschnitt 2.2 geschilderten Instabilitäten an gepfeilten Tragflügeln und an konkaven Oberflächen (Görtler-Wirbel) liegen somit Querströmungskomponenten in der Grenzschicht vor, deren Geschwindigkeitsprofile einen Wendepunkt aufweisen (vgl. Abbildung 2.10). Zusätzlich entwickelt sich zwischen Außenströmung und Kernströmung des Ausblasungstrahls aufgrund der in der Regel auftretenden Geschwindigkeitsdifferenzen eine Scherschicht, so dass auch in Hauptströmungsrichtung ein Geschwindigkeitsprofil mit Wendepunkt auftritt (vgl. Abbildung 2.20). Ausgehend von diesen primären Instabilitäten ist nach dem Rayleigh-Kriterium (vgl. Abschnitte 2.2.6 und 3.4.1) daher stromabwärts ein Auftreten sekundärer Instabilitäten und ein Umschlag der Grenzschicht zu erwarten.

Bereits Pfenninger (1946) sowie Horstmann und Quast (1981) beobachteten dementsprechend in ersten Untersuchungen mit VGJ anhand von Anstrichbildern und mit dem Stethoskop stromabwärts der Ausblasungen normal zur Wand (Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$; Nickwinkel $\phi = 90^\circ$; Blasrate $B \approx 0,1$) keilförmige Turbulenzflecken. Wie in Abbildung 2.23 (links) zeigt, bilden sich diese nicht unmittelbar, sondern in gewissem Ab-

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

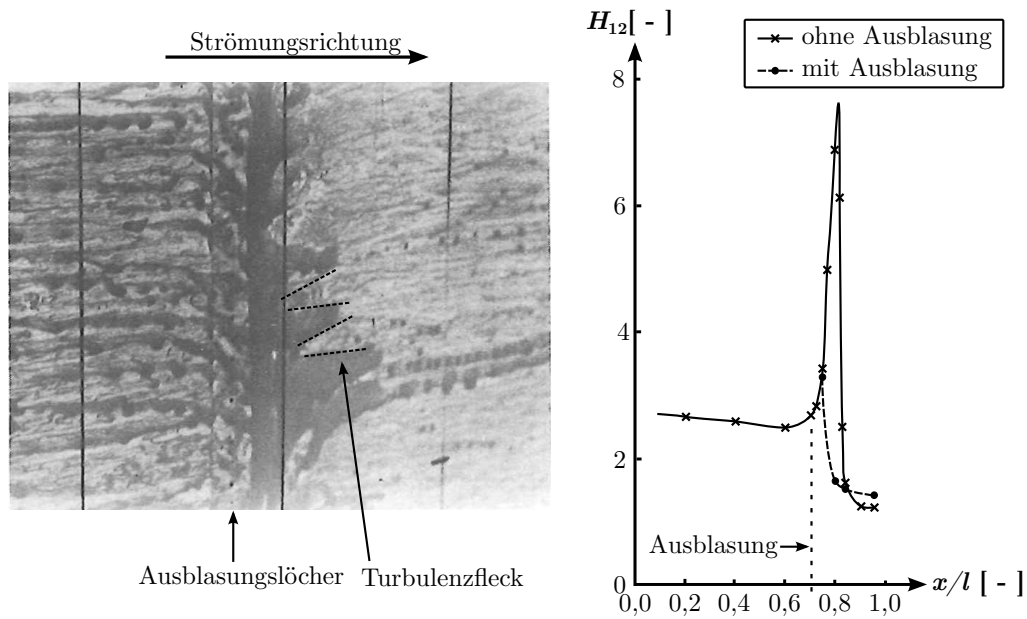


Abbildung 2.23: Anstrichbild eines Tragflügels mit Blasturbulatoren aus Horstmann und Quast (1981) (links) und Formfaktor H_{12} qualitativ reproduziert aus Horstmann et al. (1984) (rechts)

stand stromabwärts der Ausblasungslöcher aus und führen, wie anhand des Formfaktors H_{12} in Abbildung 2.23 (rechts) zu erkennen ist, zu einer Unterdrückung der laminaren Ablöseblase und einem vorzeitigen Umschlag der Grenzschicht. Laminare Bereiche der Grenzschicht sind hierbei durch Formfaktoren $H_{12} \approx 2,6$ und turbulente Bereiche durch $H_{12} \approx 1,4$ gekennzeichnet (Schlichting und Gersten 2006).

In umfangreichen Strömungsfeldmessungen wiesen Eldredge und Bons (2004) einen vergleichbaren Verlauf des Formfaktors für gleiche Reynolds-Zahlen mit Ausblasungen quer zur Hauptströmungsrichtung (Verdrehwinkel $\theta = 90^\circ$; Nickwinkel $\phi = 30^\circ$; Blasrate $B = 0 \dots 4$) für Grenzschichten des hochbelasteten Pack-B NDT-Profiles, einer flachen Platte mit einer Pack-B Druckverteilung und einer flachen Platte ohne Druckgradienten nach. Sie schlossen daraus, dass es sich hierbei unabhängig von Druckgradient und Oberflächenkrümmung um eine allgemeingültige Auswirkung von VGJ-Ausblasungen in laminaren Grenzschichten handeln muss. Folglich kann, wie Mayle (1991) zeigt, ein entsprechendes Verhalten auch anhand eines erhöhten Wärmeübergangs zwischen Strömung und Profilloberfläche stromabwärts von Filmkühlungen schräg zur Wand aber in Richtung der Hauptströmung (Verdrehwinkel $\theta = 90^\circ$; Nickwinkel $\phi = 30^\circ$) selbst in Bereichen mit einer beschleunigten dünnen Grenzschicht nahe der Profilvorderkante beobachtet werden.

Während Ausblasungen als Auslöser einer Instabilität der laminaren Grenzschicht somit als gesichert angesehen werden können, stellt sich die Frage nach den zugrunde liegenden strömungsphysikalischen Vorgängen insbesondere in Wechselwirkung mit der laminaren Ablöseblase auf einem hochbelasteten Niederdruckturbinenprofil. Wie die

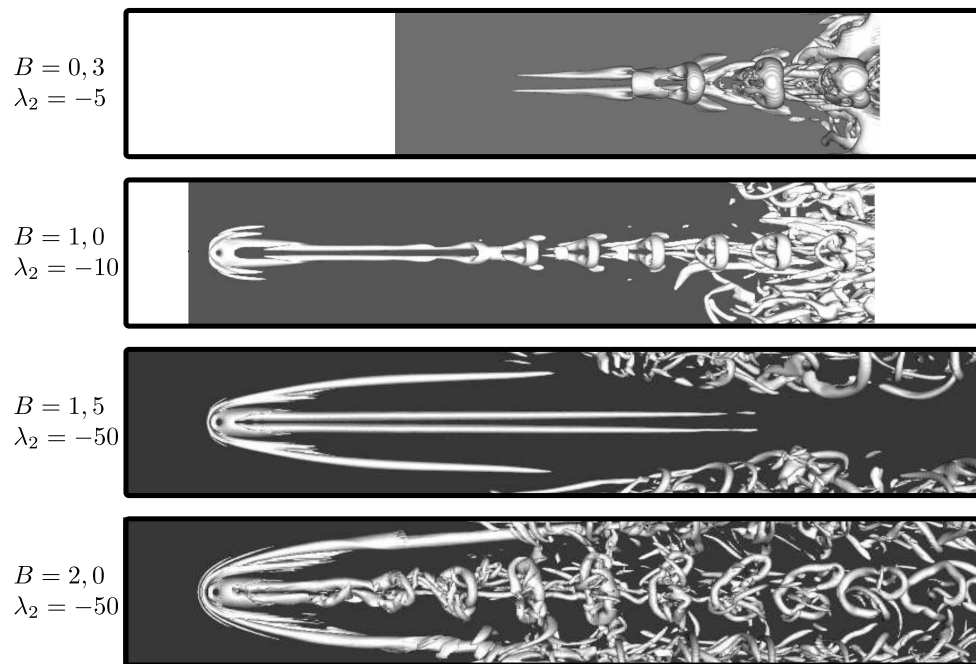


Abbildung 2.24: Draufsicht der Isoflächen des λ_2 -Wirbelkriteriums nach Jeong und Hussain (1995) bei vertikaler Ausblasung (Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$; Nickwinkel $\phi = 90^\circ$) in Abhängigkeit der Blasrate (aus Postl 2005)

direkten numerischen Simulationen von Postl (2005) an einer flachen Platte mit Pack-B Druckverteilung ($Re_1 = 25.000$) und einer Ausblasung ca. 10 Bohrungsdurchmesser stromaufwärts der Ablöselinie zeigen, besteht eine Abhängigkeit der Strömungsphysik von der Blasrate und dem Ausblasungswinkel. So führt deren Variation unmittelbar zu der bereits beschriebenen Veränderung der auftretenden kohärenten Wirbelstrukturen, in deren Folge sich auch der stromabwärts auftretende Transitionsprozess einstellt. Für Ausblasungen normal zur Hauptströmungsrichtung (Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$; Nickwinkel $\phi = 90^\circ$) kann als Funktion der Blasrate das in Abbildung 2.24 dargestellte Verhalten beobachtet werden:

1. Für niedrige Blasraten um $B = 0,3$ bildet sich direkt an der Ausblasungsstelle das gegenläufig rotierende Wirbelpaar, welches aber wenige Bohrungsdurchmesser stromabwärts bereits dissipiert. Im Bereich hoher Stromlinienkrümmung nahe der Ablöselinie der Grenzschicht werden die kohärenten longitudinalen Wirbel allerdings wieder angefacht, so dass sie abermals beobachtet werden können. Eine Stabilitätsanalyse legt den Schluss nahe, dass eine Görtler-Instabilität hierfür ursächlich ist. Weiter stromabwärts schlägt die Grenzschicht ausgehend von diesen longitudinalen Wirbeln in Form von instationär auftretenden Haarnadelwirbeln um.
2. Für Blasraten von $B = 1,0$ erfolgt der Umschlag vergleichbar wie für niedrigere Blasraten. Allerdings dissipiert das gegenläufig rotierenden Wirbelpaar nicht

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

unmittelbar stromabwärts der Ausblasung sondern bleibt vielmehr auch über die Ablöselinie der Grenzschicht hinaus erhalten. Die anschließende Ausbildung der Haarnadelwirbel als Kennzeichen der Grenzschichttransition wird hierbei durch eine Instabilität der longitudinalen Wirbel verursacht, die auch bei Görtler-Wirbeln beobachtet werden kann.

3. Für Blasraten $B = 1, 5 \dots 2, 0$ bildet sich neben dem gegenläufig rotierenden Wirbelpaar auch ein gegenüber den niedrigeren Blasraten stärkerer Hufeisenwirbel aus. Beide kohärenten Wirbelstrukturen führen zu einem gesteigerten Transport Fluids hohen Impulses der Außenströmung zur Wand, so dass sich zwischen den longitudinalen Wirbeln eine neue, nicht-abgelöste Grenzschicht bildet. Während für $B = 1, 5$ so stromabwärts der Ausblasung nur ein Umschlag der Strömung lateral zwischen den Ausblasungen beobachtet werden kann, bilden sich für $B = 2, 0$ in etwa zehn Bohrungsdurchmesser stromabwärts der Ausblasungsposition ringförmig um die longitudinalen Wirbel umlaufende instationäre Wirbel.

Untersuchungen unter einem Nickwinkel zur Profiltangente von $\phi < 90^\circ$ bestätigen qualitativ die Beobachtungen, die Postl (2005) für $\phi = 90^\circ$ gemacht hat. So wiesen zum einen Fawcett et al. (2012) im Rahmen von experimentellen Filmkühlungsuntersuchungen für $B \geq 1, 0$ die umlaufenden, instationären Wirbel nach. Tyagi und Acharya (2003) zeigten zum anderen mittels LES, dass sich die Haarnadelwirbel für $B = 1, 0$ aus dem gegenläufig rotierenden Wirbelpaar bilden.

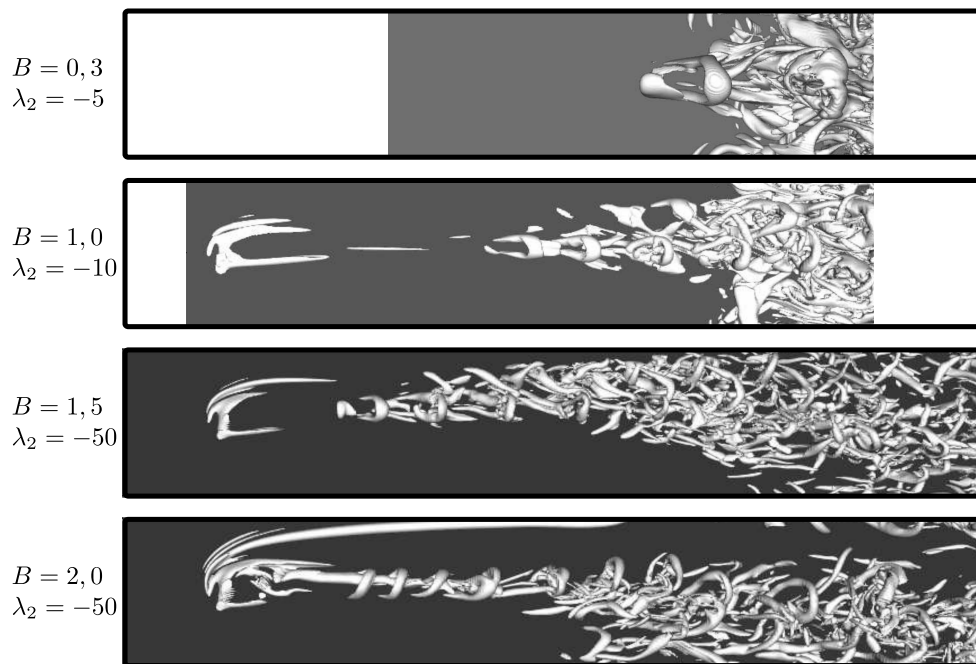


Abbildung 2.25: Draufsicht der Isoflächen des λ_2 -Wirbelkriteriums nach Jeong und Hussain (1995) bei angewinkelter Ausblasung (Verdrehwinkel $\theta = 90^\circ$; Nickwinkel $\phi = 30^\circ$) in Abhängigkeit der Blasrate (aus Postl 2005)

Für lateral angewinkelte Ausblasungen (Verdrehwinkel $\theta = 90^\circ$; Nickwinkel $\phi = 30^\circ$) ist nach Postl (2005), wie in Abbildung 2.25 dargestellt, insgesamt eine schwächere Abhängigkeit des Transitionsprozesses von der Blasrate zu beobachten. So führt die Ausblasung quer zur Hauptströmungsrichtung für Blasraten $B = 0,3 \dots 1$ zu einer größeren und in Spannweitenrichtung asymmetrischen Störung der Grenzschicht in Form der sich ausbildenden kohärenten Wirbel. Der Umschlag der Grenzschicht erfolgt daraufhin weiter stromaufwärts und spannweitig über einen größeren Bereich als für VGJ-Ausblasungen normal zur Hauptströmungsrichtung. Das Transitionsende manifestiert sich abermals in der Bildung von Haarnadelwirbeln. Für höhere Blasraten $B = 1,5 \dots 2,0$ bleibt dieses Verhalten grundsätzlich erhalten, allerdings führt der sich ausbildende einseitige Hufeisenwirbel auf seiner aufwärts gerichteten Seite zu einer weiteren Destabilisierung der ablösegefährdeten Grenzschicht durch Zufuhr von Fluid niedrigen Impulses.

Vor dem Hintergrund der einleitend des Abschnitts beschriebenen Ähnlichkeit zwischen dem Umschlagverhalten dreidimensionaler Grenzschichten durch Görtler-Wirbel und Querströmungsinstabilitäten auf der einen, sowie der ausblasungsinduzierten Transition (insbesondere für Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$) auf der anderen Seite, ist auch eine vergleichbare Rezeptivität gegenüber Störeinflüssen zu erwarten. Insbesondere durch die Turbulenzgrade von Zuströmung und Ausblasungsstrahl sowie durch die Rauheit der Wände ist eine Beeinflussung des Transitionsverlaufs denkbar (vgl. Abschnitt 2.2.5). Allerdings sind Untersuchungen für VGJ-Ausblasungen in der Literatur hierzu bisher nicht bekannt. So sind auch die Simulationen von Postl (2005) mit einem idealisiert niedrigen Störungsniveau durchgeführt worden. Bemerkenswert sind vor diesem Hintergrund die Untersuchungen von Kohama et al. (1991) zur Instabilität longitudinaler Wirbelpaare in dreidimensionalen Grenzschichten. Die durch Ausblasungen (Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$; Nickwinkel $\phi = 90^\circ$; Blasraten $B \approx 0,005 \dots 0,035$) erzeugten longitudinalen Wirbel werden akustisch in Resonanzfrequenzen so angeregt, dass sich die auch durch Postl (2005) bei hohen Blasraten beobachteten umlaufenden sekundären Wirbel auf den primären longitudinalen Wirbeln bilden.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass es derzeit keine quantitative empirische Datenbasis gibt, um den ausblasungsinduzierten Transitionsbeginn und -verlauf mit in Turbomaschinen auftretenden Störeinflüssen (Druckgradient, Turbulenzgrad, Rauheiten, Schall) zu korrelieren, wie es zum Beispiel für die Bypass-Transition möglich ist. Die selbe Problematik besteht für die Korrelation mit den Auslegungsparametern einer VGJ-Ausblasung wie Blasrate, Ausblasungswinkel und Ausblasungsposition.

Abschließend sei an dieser Stelle darauf verwiesen, dass das turbulente Spektrum des Ausblasungsstrahls bzw. der Grenzschicht unmittelbar stromabwärts der Ausblasung eine starke Richtungsabhängigkeit (Anisotropie) aufweist (Gustafsson und Johansson 2006). Insbesondere aus Filmkühlungsuntersuchungen ist bekannt, dass dies einen Einfluss auf den Wärmeübergang zur Wand sowie die laterale Ausbreitung des Strahls (Tao et al. 2009) und somit auch auf den Impulstransport ausübt. Für eine detailliertere Analyse sei an dieser Stelle auf die genannte Literatur verwiesen.

2 Hochbelastete Niederdruckturbinen mit Ausblasung

3 Numerische Strömungssimulation

Für die numerischen Strömungssimulationen dieser Arbeit wird der vom Institut für Antriebstechnik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) für Turbomaschinenanwendungen entwickelte Strömungslöser TRACE (**T**urbomachinery **R**esearch **A**erodynamic **C**omputational **E**nvironment) verwendet. Im folgenden Kapitel werden die wesentlichen Grundgleichungen, numerischen Verfahren, Randbedingungen sowie Modellierungen vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit Anwendung finden. Die Schwerpunkte liegen auf der Modellierung von Turbulenz und Transition sowie auf einer Klassifizierung und Bewertung der Fehler und Unsicherheiten.

3.1 Erhaltungsgleichungen

Den Ausgangspunkt für die mathematische Modellierung und die Simulation von Strömungen stellen unter Anwendung der Kontinuumshypothese die allgemeinen Erhaltungsgleichungen für Masse

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

Impuls

$$\frac{\partial (\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \rho k_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \quad (3.2)$$

und Energie

$$\frac{\partial (\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u_i e)}{\partial x_i} = \tau_{ji} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial q_i}{\partial x_i} \quad (3.3)$$

dar. Für die Herleitung der hier in ihrer konservativen Form angegebenen Gleichungen aus einem ortsfesten infinitesimal kleinen Fluidelement sei auf die umfangreich vorhandene Literatur (Ferziger und Perić 2008, Spurk und Aksel 2007, Anderson, Jr. 1995) verwiesen.

Unter Annahme eines Newton'schen Fluids kann mittels der Stoke'schen Hypothese und unter Abspaltung des Drucks der Spannungstensor mit

$$\tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (3.4)$$

modelliert werden. Wird des Weiteren als einzig vorkommende Körperkraft die Schwerkraft

$$k_i = g_i \quad (3.5)$$

angenommen und werden beide Beziehungen in die Erhaltungsgleichungen (3.1) - (3.3) eingesetzt, ergeben sich die sogenannten *Navier-Stokes-Gleichungen*. Da der Einfluss der Schwerkraft auf die Strömung in einer Turbomaschine allerdings von untergeordneter Bedeutung ist, wird der entsprechende Term in Gl. (3.2) im Folgenden nicht mehr berücksichtigt.

3.2 Zustandsgleichungen

Um das System der Erhaltungsgleichungen zu schließen, werden zusätzliche konstituierende Gleichungen benötigt. Hierfür kann in guter Näherung das Fluid als ideales, kalorisch perfektes Gas betrachtet werden, so dass die Relation

$$p = \rho R_s T \quad (3.6)$$

gilt. Da die Simulationen im Rahmen dieser Arbeit mit Luft durchgeführt werden, gilt im Folgenden für die spezifische Gaskonstante $R_s = 287,06 \text{ J/kg K}$. Die dynamische Viskosität eines idealen Gases kann nach Sutherland (1893) ferner mit

$$\mu = \mu_0 \left(\frac{T_0 + T_S}{T + T_S} \right) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (3.7)$$

bestimmt werden - mit den entsprechenden Konstanten für Luft:

$$T_S = 110 \text{ K} \quad T_0 = 273 \text{ K} \quad \mu_0 = 1,7198 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s} \quad (3.8)$$

Für die innere Energie wird der Ansatz

$$e = c_v T \quad (3.9)$$

mit $c_v = 717,65 \text{ J/kg K}$ verwendet. Das molekulare, diffusive Wärmeleitungsverhalten wird mittels des Fourier'schen Ansatzes

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i} = -\mu \frac{c_p}{\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (3.10)$$

mit der konstanten Prandtl-Zahl $\text{Pr} = 0,72$ und der spezifischen Wärmekapazität $c_p = 1004,71 \text{ J/kgK}$ modelliert.

3.3 Turbulenz

Wie nahezu alle technisch relevanten Strömungen sind auch die Strömungen in Turbomaschinen turbulent. So bilden größere laminare Bereiche wie die saugseitige Grenzschicht von Niederdruckturbinen-Profilen (siehe Kapitel 2.1) die Ausnahme und sind nicht die Regel. Für die Simulation solcher Strömungen ist es daher unabdingbar, die Turbulenz der Strömung zu berücksichtigen. Da turbulente Strukturen grundsätzlich dreidimensional und instationär sind, wäre dafür die numerische Lösung der zeitaufgelösten Navier-Stokes-Gleichungen notwendig.

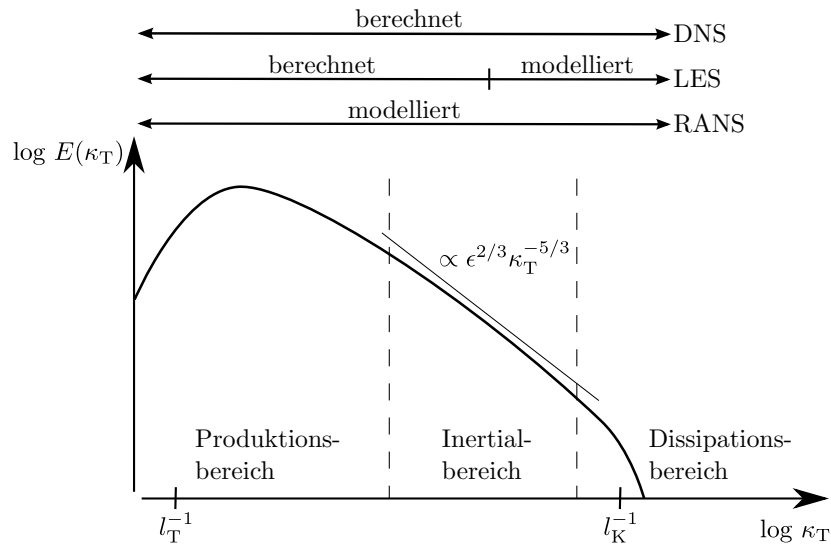


Abbildung 3.1: Energiespektrum isotroper Turbulenz und dessen Auflösung durch numerische Strömungssimulationen nach Wilcox (2006), Scholz et al. (2009), Pope (2011)

Diese sogenannte **Direkte Numerische Simulation** (DNS) erfordert dabei sowohl die räumliche wie auch die zeitliche Auflösung des gesamten turbulenten Spektrums. Das Spektrum ist in Abbildung 3.1 anhand der Spektralfunktion der turbulenten Energie E als Funktion der Wellenzahl der turbulenten Wirbel κ_T dargestellt. Es wird durch das integrale turbulente Längenmaß l_T auf der einen und der *Kolmogorov* Länge der kleinsten Wirbel l_K auf der anderen Seite charakterisiert. Auffällig ist, dass sich ein Großteil der Energie im Produktionsbereich bei kleinen Wellenzahlen, also großen Wirbeln konzentriert und für steigende Wellenzahlen stark abnimmt. Während die Energie der großen turbulenten Wirbel aus der Hauptströmung gespeist wird, wird die turbulente kinetische Energie im Inertialbereich im Wesentlichen von großen auf kleinere Wirbel übertragen, womit ein Anstieg der lokalen Geschwindigkeitsgradienten aufgrund der immer kleinräumigeren Schwankungsbewegungen einhergeht. Im anschließenden Dissipationsbereich führt dies zu einer dominierenden Wirkung der molekularen Viskosität des Fluids, mithin also zu einer hohen turbulenten Dissipation und einer Umwandlung der turbulenten kinetischen in innere Energie. Die kleinsten Wirbel können nach *Kolmogorov* dimensionsanalytisch daher als eine Funktion der kinematischen Viskosität ν und der spezifischen turbulenten Dissipation ϵ bestimmt werden (Herwig 2006, Wilcox 2006). Für die *Kolmogorov* Längenskala folgt so

$$l_K = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.11)$$

und entsprechend für die Zeitskala

$$t_K = \left(\frac{\nu}{\epsilon}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.12)$$

Wie anhand der Abschätzung der Längenskala (Pope 2011, Herwig 2006)

$$l_K = \frac{l}{\text{Re}^{\frac{3}{4}} \hat{\epsilon}^{\frac{1}{4}}} \approx \frac{l}{\text{Re}^{\frac{3}{4}}} \quad (3.13)$$

deutlich wird, sinkt l_K hierbei mit steigender Reynolds-Zahl Re . Für eine DNS der T161-Kaskade (siehe Abschnitt 6.3.2) auf einem aktuellen Hochleistungsrechner hätte dies für eine Reynolds-Zahl von $\text{Re} = 200.000$ (Designpunkt) eine Gesamtrechenzeit von ca. 260 Jahren zur Folge (siehe Abschätzung in Anhang B.1). Für technisch relevante Strömungen mit entsprechend hohen Reynolds-Zahlen ist die DNS somit derzeit keine Option. Gleichwohl ist sie ein wichtiges Werkzeug in der Turbulenzforschung und liefert in numerischen Beispielexperimenten wertvolle Erkenntnisse - so kommt zum Beispiel den Simulationen von Postl (2005) im Rahmen dieser Arbeit eine zentrale Bedeutung zu.

Wie in Abbildung 3.1 bereits angedeutet wird, stehen neben der DNS mit der LES (**L**arge **E**ddy **S**imulation) und den RANS (**R**eynolds-**A**veraged **N**avier-**S**tokes)-Verfahren noch weitere Möglichkeiten der Turbulenzsimulation zur Verfügung. Indem mittels statistischer Verfahren das turbulente Spektrum in Gänze modelliert wird, stellen insbesondere RANS-Simulationen hierbei eine grundsätzliche alternative Vorgehensweise zur DNS dar. Zum einen ermöglicht dieser Ansatz deutlich gröbere Rechenetze und zum anderen für im zeitlichen Mittel stationäre Strömungen auch stationäre Simulationen. Beides führt gegenüber einer DNS zu einer Reduktion der benötigten Rechenleistung um mehrere Größenordnungen, so dass z.B. Ergebnisse der T161-Kaskade innerhalb weniger Stunden verfügbar sind. Die für die meisten ingenieurwissenschaftlichen Anwendungen ausreichenden, mittleren Strömungsgrößen werden dabei meist mit guter Qualität vorhergesagt (Casey und Wintergerste 2000). Für industrielle Auslegungsprozesse ist es somit heute das Verfahren der Wahl. Ansatzbedingt hängt die Qualität der Ergebnisse allerdings von der Güte der Turbulenzmodellierung ab bzw. davon, wie gut das Modell für gewisse Strömungssituationen (Grenzschicht, anisotrope Turbulenz etc.) geeignet ist. Alle RANS-Verfahren zeigen klare Defizite für Strömungen, in denen großskalige Instanaritäten wie Wirbelablösungen eine Rolle spielen (Fröhlich und von Terzi 2008).

Die LES schließt die Lücke zwischen RANS und DNS indem es eine Zwischenstellung einnimmt: großskalige Wirbelstrukturen werden mittels der zeitabhängigen Erhaltungsgleichungen numerisch aufgelöst, kleinskalige RANS-ähnlich modelliert (Pope 2011, Fröhlich und von Terzi 2008). Notwendig hierfür ist eine Filterung der Navier-Stokes-Gleichungen, welche meist anhand der Maschenweite des verwendeten Rechenetzes erfolgt. Der Grad dieser sogenannten Feinstrukturmodellierung kann somit je nach vorhandener Rechenleistung eingestellt werden. Gegenüber der DNS ergibt sich folglich ein erheblicher Vorteil, da die dissipativen, weitestgehend isotropen kleinskaligsten turbulenten Bewegungen, welche im Wesentlichen für den hohen Rechenleistungsbedarf der DNS verantwortlich sind, nicht aufgelöst werden müssen. Für industrielle Auslegungsprozesse mehrstufiger Turbomaschinen ist die LES allerdings heute noch keine Option.

Ihr Leistungsbedarf liegt bei ca. 2% einer DNS (Wilcox 2006) und damit allein durch die zeitaufgelöste Berechnung der Erhaltungsgleichungen noch deutlich höher als eine übliche stationäre RANS-Simulation.

3.3.1 Statistische Turbulenzmodellierung

Die Grundlage der statistischen Turbulenzmodellierung ist die auf Reynolds (1895) zurückgehende Aufspaltung der Zustandsgrößen in Mittel- und Schwankungswerte

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (3.14)$$

sowie die anschließende zeitliche Mittelung der Erhaltungsgleichungen (3.1) - (3.3). Bei dieser Mittelung gilt für ausreichend große Zeitintervalle T

$$\bar{\phi} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi \, dt \quad (3.15)$$

sowie

$$\bar{\phi}' = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \phi' \, dt = 0. \quad (3.16)$$

Der zeitliche Mittelwert einer Schwankungsgröße ist somit immer Null. Quadrate der Schwankungsgrößen oder Produkte verschiedener Schwankungsgrößen sind allerdings von Null verschieden und treten so als Korrelationen in den RANS-Gleichungen auf.

Reynolds Ansatz - ursprünglich für inkompressible Strömungen formuliert - führt in kompressiblen Strömungen durch die Schwankungen der Dichte bei den Zustandsgrößen, die zusammen mit der Dichte als konservative Variable auftreten, zu weiteren Korrelationen in den zeitgemittelten Erhaltungsgleichungen. Werden diese Größen nach Favre (1991) massengewichtet gemittelt, wobei die Dichte selber weiterhin zeitgemittelt wird,

$$\tilde{\phi} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho \phi \, dt, \quad (3.17)$$

folgt für die Aufspaltung der Größen

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'', \quad (3.18)$$

so dass in der gemittelten Kontinuitätsgleichung alle Schwankungswerte verschwinden. In der Impuls- und Energiegleichung treten allerdings weiterhin Korrelationsterme der Schwankungswerte der Geschwindigkeiten auf:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial x_i} = 0, \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} [2\mu s_{ij} - \overline{\rho u_i'' u_j''}] \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{e})}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{e})}{\partial x_i} = -\tilde{p} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} (-\tilde{q}_i - \tilde{q}_{T,i}). \quad (3.21)$$

3 Numerische Strömungssimulation

Der spurfreie Scherratentensor s_{ij} berechnet sich hierbei durch

$$s_{ij} = S_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k}, \quad (3.22)$$

wobei der Scherratentensor mit

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i}\right) \quad (3.23)$$

gegeben ist. Die Reynolds-Spannungstensor genannte Korrelation $-\overline{\rho u_i'' u_j''}$ in der Impulsgleichung sowie die turbulente Wärmeleitung $\tilde{q}_{T,i}$ in der Energiegleichung müssen durch eine geeignete Modellbildung geschlossen werden. Die weiteren Zustandsgrößen werden durch die Zustandsgleichungen des Abschnitt 3.2 berechnet. Da alle im Rahmen dieser Arbeit dargestellten Eingangs- und Ergebnisgrößen der Strömungssimulationen analog zum hier gezeigten Vorgehen nach Favre massengewichtet gemittelt sind, wird auf die zugehörigen Überstreichungen im weiteren Verlauf verzichtet.

3.3.2 Wirbelviskositätsansatz

Nach *Boussinesq* (Wilcox 2006) kann der Reynolds-Spannungstensor in Analogie zum viskosen Spannungstensor (Gl. 3.4) mit

$$\tau_{T,ij} = -\overline{\rho u_i'' u_j''} = 2\mu_T s_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij} \quad (3.24)$$

modelliert werden, womit sich das Schließungsproblem auf die skalare Wirbelviskosität μ_T reduziert. Die Aufgabe der Modellierung besteht nun darin, einen Zusammenhang zwischen den Parametern der Turbulenz und den mittleren Zustandsgrößen auf der einen und der Wirbelviskosität auf der anderen Seite herzustellen. Je nach der Anzahl der hierfür verwendeten Transportgleichungen werden die Modelle in Null-, Ein- und Zwei-Gleichungsmodelle eingeteilt. Mit der Anzahl der Transportgleichungen steigt dabei der numerische Aufwand und die Komplexität der Modellierung, allerdings nimmt auch die Allgemeingültigkeit des Modells zu. Allen Modellen liegt zu Grunde, dass sie aufbauend auf physikalischen sowie dimensionsanalytischen Überlegungen entwickelt und anhand verschiedener generischer Testfälle kalibriert worden sind (Wilcox 2006). Eine Aussage über ihre Eignung und Genauigkeit für unbekannte Strömungsfelder ist somit *a priori* nur beschränkt möglich, so dass in der Regel vorhergehende sorgfältige Validierungen notwendig sind.

Null-Gleichungsmodelle

Ein in Turbomaschinenströmungen in der Vergangenheit häufig eingesetztes Null-Gleichungsmodell ist das auf den Prandtl'schen Mischungswegansatz

$$\mu_T = \rho l_{\text{mix}}^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (3.25)$$

zurückzuführende Modell nach Baldwin und Lomax (1978). Es stellt mittels eines algebraisch bestimmten turbulenten Längenmaßes l_{mix} einen Zusammenhang zwischen der Wirbelviskosität und dem lokalen Geschwindigkeitsgradienten $\partial u/\partial y$ her. Wie alle Null-Gleichungsmodelle berücksichtigt es somit nicht die Turbulenzhistorie bzw. dessen Transport und liefert insbesondere für komplexe Strömungen zum Beispiel mit starken Druckgradienten und Ablösungen unzuverlässige Ergebnisse (Wilcox 2001). Die Robustheit insbesondere für anliegende Strömungen sowie der geringe numerische Aufwand machen es aber zu einem beliebten Modell für schnelle, vergleichende Auslegungsrechnungen und Optimierungen (Müller et al. 2011, Verstraete et al. 2010).

Ein-Gleichungsmodelle

Während frühe Ein-Gleichungsmodelle auf einer Transportgleichung der spezifischen turbulenten kinetischen Energie

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i'' u_i''} = \frac{1}{2} \left(\overline{u''^2} + \overline{v''^2} + \overline{w''^2} \right) \quad (3.26)$$

basierten (Prandtl 1945) und noch der zusätzlichen Angabe eines turbulenten Längenmaßes zur Schließung bedurften, verwenden neuere Modelle wie von Spalart und Allmaras (1992), eine Transportgleichung für eine an die kinematische Wirbelviskosität $\nu_T = \mu_T/\rho$ angelehnte Größe und sind damit inhärent geschlossen. Die Einbeziehung von konvektivem und diffusivem Transport sowie von lokaler Produktion und Destruktion der Wirbelviskosität im Rahmen der Transportgleichung erlauben eine Berücksichtigung strömungshistorischer Einflüsse und machen es gerade für mehrstufige Turbomaschinenanwendungen gegenüber den algebraischen Null-Gleichungsmodellen zu einem überlegenen Ansatz. Aufgrund seiner numerischen Robustheit, verhältnismäßig geringen Leistungsanforderungen sowie seiner Eignung für Profilmströmungen hat das Modell von Spalart und Allmaras (1992) somit eine weite Verbreitung im Turbomaschinenbereich gefunden (Vorreiter et al. 2012, Zhang et al. 2011, Eulitz 2000, Seume et al. 2006). Schwächen zeigt das Modell allerdings bei der Vorhersage von Strömungen mit Ablösungen sowie Freistrahlen (Wilcox 2001) und beim Abklingverhalten der Turbulenz einer freien Strömung (Wilcox 2006).

Zwei-Gleichungsmodelle

Zwei-Gleichungsmodelle verfügen neben einer Transportgleichung für die spezifische turbulente kinetische Energie über eine weitere für ein turbulentes Längen- bzw. Zeitmaß. Aus beiden Größen wird mittels einer dimensionsanalytischen Betrachtung die Wirbelviskosität gewonnen. Die am weitesten verbreiteten Vertreter sind das k - ϵ -Modell nach Jones und Launder (1972) bzw. Launder und Sharma (1974) sowie das k - ω -Modell nach Wilcox (1988). Während ersteres Stärken in freien Scherströmungen und Defizite bei der Berechnung von Grenzschichtströmungen aufweist, verhält sich letzteres genau entgegengesetzt (Menter 1993). Zurückzuführen sind die Unterschiede bezüglich der Grenzschichten auf die Gültigkeit des k - ω -Modells für das gesamte Strömungsgebiet inklusive der

viskosen Unterschicht. Beim k - ϵ -Modell hingegen müssen Dämpfungsterme in die Differentialgleichungen eingebracht werden, die ein asymptotisches Verhalten der Turbulenzgrößen bei der senkrechten Annäherung an die Wand gewährleisten, wenn die gesamte Grenzschicht durch das Rechennetz aufgelöst werden soll (Low-Reynolds-Formulierung). Damit geht auch eine Bestimmung des Wandabstandes im gesamten Rechennetz einher. Für Anwendungen, in denen die Grenzschichten eine zentrale Rolle spielen, ist somit das k - ω -Modell vorzuziehen. Dies kann der Wärmeübergang zur Wand bei der Filmkühlung von Hochdruckturbinenschaufeln (Kügeler 2004) oder die Grenzschichttransition für das Verlustverhalten der Niederdruckturbinen sein. Letzteres ist in dieser Arbeit der Fall.

Mit dem Baseline (BSL) k - ω -Modell nach Menter (1993, 1994) liegt eine Turbulenzmodellvariante vor, die sich die jeweiligen Stärken des k - ω - und k - ϵ -Modells zunutze macht. Mittels Blendfunktionen schaltet es zum Grenzschichttrand in der Defektschicht (Schlichting und Gersten 2006) stetig zwischen ω -Gleichung innerhalb und ϵ -Gleichung außerhalb der Grenzschicht um. Menter erreicht mit dem Modell sowohl eine gute Wiedergabe freier Scherströmungen als auch der Grenzschichten. Zusätzlich verringert sich auf diesem Wege die vom k - ω -Modell bekannte starke Abhängigkeit von der ω -Eintrittsrandbedingung und des Grenzschichtverhaltens vom ω -Wert der Außenströmung. Durch die darüber hinaus im Shear Stress Transport (SST) k - ω -Modell eingefügte Bradshaw-Annahme folgt die turbulente Schubspannung in der Grenzschicht proportional der spezifischen turbulenten kinetischen Energie, was sich positiv auf die Wiedergabe von Ablösungen auswirkt. Diese gesteigerte Vielseitigkeit hat das SST-Modell zu einem weit verbreiteten Modell in ingenieurwissenschaftlichen Anwendungen werden lassen (Menter et al. 2003) und macht es insbesondere auch für komplexe Turbomaschinenströmungen interessant (Natkaniec et al. 2011, Herbst et al. 2011a).

3.3.3 Reynolds-Spannungsmodelle

Eine wesentliche Einschränkung der beschriebenen Wirbelviskositätsmodelle ist, dass die Komponenten des Reynolds-Spannungstensors im Wesentlichen eine Funktion der skalaren Größe μ_T sind und folglich Richtungsabhängigkeiten (Anisotropien) der turbulenten Strukturen nur schwach durch den spurfreien Scherratentensor s_{ij} (Gl. 3.22) im Reynolds-Spannungstensor wiedergegeben werden können. Defizite der Boussinesq-Approximation treten daher insbesondere in Strömungen über gekrümmte Oberflächen, Strömungen mit Rotation, dreidimensionalen Strömungen, Kanalströmungen mit sekundären Strukturen sowie in Strömungen mit plötzlicher Änderung der mittleren Scherrate zutage (Wilcox 2006).

Differentielle Reynolds-Spannungsmodelle binden aus diesem Grund die Schließungsansätze direkt in die Komponenten des Reynolds-Spannungstensors $\tau_{T,ij}$ ein und lösen eine aus der Impulsgleichung gewonnene Transportgleichung für ihn (Pope 2011, Wilcox 2006). Diese beinhaltet zwar den physikalisch korrekten Produktionsterm und damit Einflüsse durch Stromlinienkrümmung und Rotation, allerdings müssen weitere Terme unter anderem für die Druckscherung, Diffusion und Dissipation modelliert werden. Für letztere wird je nach Modell eine zusätzliche Transportgleichung für ω oder ϵ gelöst. Gegenüber den Zwei-Gleichungsmodellen weisen diese Modelle einen um mehr als den Faktor 2

größeren Rechenleistungsbedarf auf und verursachen aufgrund der direkten Koppelung von Impulsgleichung und turbulenten Gleichungen über den Reynolds-Spannungstensor numerische Stabilitätsprobleme (Pope 2011). Da die Vorteile in der physikalischen Genauigkeit für viele technische Anwendungen nicht relevant sind, stellen klassische, auf der Boussinesq-Annahme beruhende Zwei-Gleichungsmodelle bisher den besten Kompromiss aus Wirtschaftlichkeit und Genauigkeit für Ingenieursanwendungen dar (Kügeler 2004). Eine detaillierte Beschreibung und ein Vergleich der Leistungsfähigkeit verschiedener Reynolds-Spannungsmodelle gibt Wilcox (2006).

3.3.4 Das k - ω -Modell

Im Rahmen dieser Arbeit wird das k - ω -Modell nach Wilcox (1988) verwendet, da für dieses Modell mit TRACE umfangreiche Vorerfahrungen mit der Simulation von Turbomaschinen- und insbesondere Niederdruckturbinenströmungen vorliegen, die für zuverlässige Auslegungsrechnungen unabdingbar sind. Einen Überblick über entsprechende Simulationen geben unter anderem die Arbeiten von Kožulović (2007). Zusätzlich hat es sich als geeignet für die Vorhersage wesentlicher Strömungsfeldcharakteristiken von JiC-Konfigurationen (Kügeler 2004) und als überlegen gegenüber dem im Leistungsbedarf vergleichbaren k - ϵ -Modell (Gustafsson und Johansson 2006, Tao et al. 2009) erwiesen.

Die Wirbelviskosität berechnet sich im Rahmen des k - ω -Modells mit dem Ansatz

$$\mu_T = \frac{\rho k}{\omega}. \quad (3.27)$$

Die Transportgleichungen der spezifischen turbulenten kinetischen Energie und der spezifischen turbulenten Dissipationsrate lauten für kompressible Strömungen

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = P_k - D_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.28)$$

und

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = P_\omega - D_\omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]. \quad (3.29)$$

Die Produktionsterme lassen sich beschreiben als

$$P_k = \tau_{T,ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad P_\omega = \alpha \frac{\omega}{k} P_k \quad (3.30)$$

und die Dissipationsterme als

$$D_k = \beta^* \rho k \omega, \quad D_\omega = \beta \rho \omega^2. \quad (3.31)$$

Die Konstanten des Modells sind:

$$\sigma_k = \sigma_\omega = 0,5, \quad \alpha = \frac{5}{9}, \quad \beta^* = \frac{9}{100}, \quad \beta = \frac{3}{40}$$

3 Numerische Strömungssimulation

Um die für Zwei-Gleichungsmodelle typische unphysikalisch hohe Produktion von k an Staupunkten zu vermeiden (Kožulović et al. 2004, Röber et al. 2006), werden die Produktionsterme nach Kato und Launder (1993) modifiziert

$$P_k = \tau_{T,ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \mu_T |S_{ij}|^2 \approx \mu_T |S_{ij}| |\Omega_{ij}|. \quad (3.32)$$

Der Rotationstensor ist hierbei

$$\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (3.33)$$

Da die massengewichtete Mittelung der Erhaltungsgleichungen zwar die Schwankungsbewegung der Dichte in den Korrelationen eliminiert und sie damit mathematisch vereinfacht, allerdings nicht den Einfluss von Dichteschwankungen auf die Turbulenz berücksichtigt, müssen diese Einflüsse für entsprechend hohe Mach-Zahlen zusätzlich modelliert werden. In TRACE können daher zusätzliche Produktions- und Dissipationsterme für die Berücksichtigung der Druckdilatation und -diffusion sowie der kompressiblen Dissipation in den Gleichungen des k - ω -Modells zugeschaltet werden. Ferner besteht die Möglichkeit, den Einfluss der Rotation auf die Turbulenz zu berücksichtigen. Da diese Erweiterungen in den Simulationen dieser Arbeit nicht verwendet werden, sei für eine umfangreiche Beschreibung an dieser Stelle auf Kügeler (2004), Kožulović et al. (2004) und Röber et al. (2006) verwiesen.

Neben dem Reynolds-Spannungstensor $-\overline{\rho u_i'' u_j''}$ ist auch das turbulente Wärmeleitungsverhalten in den Favre-gemittelten Erhaltungsgleichungen (3.19) - (3.21) zu schließen. Dies erfolgt analog zur molekularen Wärmeleitung (Gl. 3.10) mit dem Ansatz

$$q_{T,i} = -c_p \overline{\rho u_i'' T''} = -\mu_t \frac{c_p}{Pr_T} \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (3.34)$$

wobei die turbulente Prandtl-Zahl mit $Pr_T = 0,9$ konstant gewählt wird.

3.4 Vorhersage der Transition

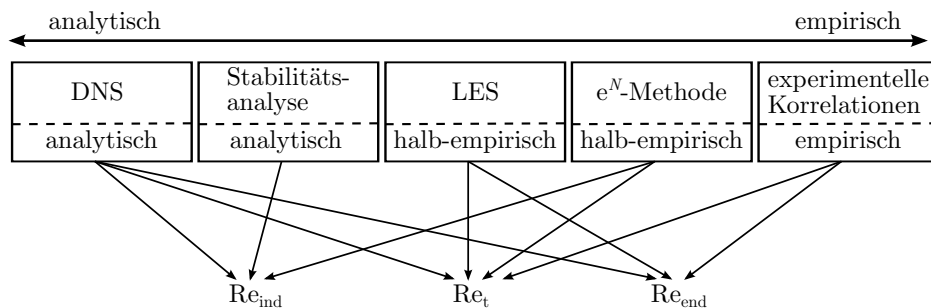


Abbildung 3.2: Methoden zur Vorhersage der Transition (Scholz et al. 2009)

Aus der Literatur sind eine große Zahl von Ansätzen bekannt, mit denen die Transition von einer laminaren zu einer turbulenten Grenzschicht modelliert werden kann. Die Verfahren lassen sich hierbei entweder in analytische oder in empirische Modelle einteilen bzw. als halb-empirisch bezeichnen, wenn empirische Daten durch analytische Überlegungen ergänzt werden (Kožulović 2007). Während analytische Modelle sich ausschließlich der strömungsmechanischen Gleichungen bedienen und auf theoretischen Überlegungen basieren, nutzen empirische Modelle in experimentellen und numerischen Versuchen über einen entsprechend weiten Parameterraum gewonnene Korrelationen. Gegenstand der Vorhersage sind hierbei

- die Indifferenz-Reynolds-Zahl Re_{ind} , ab der Störungen in der laminaren Grenzschicht angefacht werden,
- der Transitionsbeginn Re_t , ab welchem erste turbulente Strukturen in der laminaren Grenzschicht auftreten sowie
- das Ende der Transition Re_{end} , ab welcher die Grenzschicht vollständig turbulent ist.

In Abbildung 3.2 sind die im Folgenden näher vorgestellten wesentlichen Verfahren klassifiziert dargestellt. Für einen ergänzenden Überblick über Verfahren zur Vorhersage von Transition sei auch auf Sveningsson (2006) und Cheng et al. (2009) verwiesen.

3.4.1 Analytische Verfahren

Die DNS zählt zu den analytischen Verfahren und ist von den im vorherigen Abschnitt vorgestellten Möglichkeiten der Turbulenzhandhabung einzig inhärent und *a priori* in der Lage, alle Transitionsmoden (siehe Abschnitt 2.2) zu erfassen, sofern korrekte turbulente Randbedingungen vorgegeben werden und ein geeignetes mathematische Lösungsverfahren verwendet wird. Dementsprechend wurde die DNS in der Literatur bisher für die Vorhersage diverser Transitionsarten verwendet. So untersuchte Fasel (1976) die Stabilität einer laminaren Grenzschicht mit einer der ersten DNS. In Turbomaschinenanwendungen setzten DNS unter anderem Wu et al. (1999) sowie Wu und Durbin (2001) im Hinblick auf die Bypass-Transition in Niederdruckturbinen ein, Zaki et al. (2006) für die verschiedenen Transitionsmoden eines Verdichtergitters und Michelassi et al. (2002) sowie Wisink und Rodi (2006) für die entsprechenden Moden in Niederdruckturbinen-Testfällen. Postl (2005) betrachtete ferner im Detail die abgelöste Transition auf einer flachen Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten als auch das Verhalten und die Interaktion eines Ausblasungsstrahls mit dieser Ablöseblase. Insgesamt bleibt die Vorhersage der Transition mittels DNS aufgrund des in Abschnitt 3.3 beschriebenen Ressourcenbedarfs derzeit aber auf solch vereinfachte Konfigurationen beschränkt und ist deshalb für die industrielle Anwendung in naher Zukunft ungeeignet.

Die LES unterliegt wie alle anderen Verfahren im Vergleich zur DNS Einschränkungen, was die Vorhersage der Transitionsmoden angeht. Ihrer Natur entsprechend eignet sie sich besonders für die Transitionsarten, in denen großen turbulenten Wirbel eine Bedeutung zukommt - also insbesondere der nachlaufinduzierten und Bypass-Transition.

3 Numerische Strömungssimulation

Bemerkenswert ist, dass hierfür die Verwendung eines geeigneten Feinstrukturmodells notwendig ist, welches für ein Verschwinden der modellierten Wirbelviskosität in laminaren Grenzschichtbereichen sorgt (Germano et al. 1991). Bei der LES ist daher von einer halb-empirischen Methode zu sprechen. Wie bei der DNS gibt es in der Literatur eine Reihe von Arbeiten zur Transition mittels LES, unter anderem von Shan et al. (1999) und Michelassi et al. (2002). Aufgrund ihres Ressourcenbedarfs ist aber auch sie in naher Zukunft nicht für den industriellen Einsatz geeignet.

Historisch gesehen ist der erste Ansatz, um die Transition einer Grenzschicht vorherzusagen, die lineare Stabilitätstheorie (Schlichting und Gersten 2006). Hierbei wird die auf Stabilität zu untersuchende Grenzschicht in eine stationäre Grundströmung und in eine im Vergleich als klein betrachtete Störbewegung zerlegt. Für beide Strömungen werden die Bewegungsgleichungen getrennt aufgestellt, wobei quadratische Glieder der Störgrößen vernachlässigt werden. Wird nun eine zweidimensionale, aus Partialwellen zusammengesetzte lokale Störbewegung in die entsprechenden Bewegungsgleichungen eingesetzt, führt dies mathematisch auf eine nach William McFadden Orr und Arnold Sommerfeld benannte Stördifferentialgleichung vierter Ordnung. Während erste Lösungen zunächst noch unter Vernachlässigung der Reibungsterme mit der mathematisch einfacheren Rayleigh-Gleichung zweiter Ordnung erfolgten, konnten Tollmien (1929) und Schlichting (1932) erstmals die vollständige Gleichung lösen. Eine zentrale Erkenntnis ist der Nachweis, dass Wendepunkte im Geschwindigkeitsprofil ein hinreichendes Kriterium für die Anfachung von Störwellen darstellen. Darüber hinaus kann die Indifferenz-Reynolds-Zahl Re_{ind} sowie das lineare Wachstum von Störbewegungen berechnet werden. Bemerkenswert ist, dass eine Anwendung des Verfahrens auf eine dreidimensionale Strömung zu der Schlussfolgerung führt, dass das an sich dreidimensionale Stabilitätsproblem als aus einer Reihe von zweidimensionalen Problemen der einzelnen Richtungen überlagert betrachtet werden kann (Arnal und Casalis 2000). So folgt hieraus unter anderem, dass Wendepunkte im Querströmungsgeschwindigkeitsprofil ebenfalls eine Instabilität nach sich ziehen. Dem Ansatz geschuldet kann nicht-lineares Wachstum nicht berechnet werden, so dass sich die Methode im Wesentlichen nur für die ersten Stufen der natürlichen Transition eignet.

Diese Einschränkung gilt zunächst auch für auf den parabolisierten Stördifferentialgleichungen (PSE; Parabolized Stability Equations) beruhenden Verfahren, bei denen die Stör-Amplitude im Vergleich zur linearen Stabilitätstheorie eine Funktion aller Raumrichtungen ist. Berücksichtigung finden so nicht-parallele, dreidimensionale Effekte der Grenzschicht sowie die Wandkrümmung (Arnal und Casalis 2000), allerdings auf Kosten der lokalen Formulierung und Lösbarkeit der Stördifferentialgleichung. Werden zusätzlich die nicht-linearen Terme der Bewegungsgleichungen der Störgrößen berücksichtigt, ergeben sich die nicht-linearen PSE. Mit diesen ist eine Vorhersage der konvektiven nicht-linearen Störungsanfachung bis hin zum turbulenten Zusammenbruch der transitionellen Strukturen sowie von sekundären Instabilitäten der Querströmungsgeschwindigkeiten möglich. Eine umfangreiche Beschreibung und Herleitung der PSE-Methode gibt Herbert (1997), für weitere analytische Ansätze zur Berechnung sekundärer Instabilitäten sei an dieser Stelle auf Herbert (1988) verwiesen.

Eine methodische Weiterentwicklung zu den Orr-Sommerfeld-Gleichungen und den

PSE stellt die Globale Instabilitätsanalyse dar (Theofilis 2003, 2011). Während die erstgenannten die Abhängigkeit der Grundströmung von zwei der drei Raumrichtungen nicht oder nur schwach (PSE) berücksichtigen, können mit der Globalen Instabilitätsanalyse zwei- und dreidimensionale Grundströmungen untersucht werden. Hierzu wird die Überlagerung der Grundströmung durch Störungen mittels linearisierter Navier-Stokes-Gleichungen beschrieben und die Stabilität als Lösung deren Eigenwertproblems betrachtet. Da sowohl die numerische Berechnung der Eigenwerte als auch die Bestimmung der Grundströmung, die im allgemeinen Fall mittels einer DNS erfolgen muss, einen hohen Ressourcenbedarf nach sich zieht, ist ein Einsatz dieses Verfahrens im Rahmen industrieller Auslegungsprozesse in naher Zukunft allerdings nicht zu erwarten.

Wie die LES ist das e^N -Verfahren nach van Ingen (1956) und Smith und Gamberoni (1956) als halb-empirisch zu bewerten. Es erfordert zunächst die Berechnung der laminaren Geschwindigkeits- und Temperaturprofile um den zu betrachtenden Körper. Anschließend werden für jedes dieser Profile die lokalen Anfachungen der instabilen Wellen mittels der linearen Stabilitätstheorie oder dem PSE-Verfahren bestimmt (Arnal und Casalis 2000), bevor diese entlang der Grenzschicht integriert werden, um den Anfachungsfaktor N zu bestimmen. Überschreitet dieser einen kritischen Wert, wird der Beginn der Transition angenommen. Die Wahl dieses Schwellwerts erfolgt aufgrund experimenteller bzw. empirischer Vorerfahrungen und liegt typischerweise zwischen 7 und 10. Gute Ergebnisse erzielt die e^N -Methode insbesondere für einzelne Tragflügel, so dass es auch heute noch als Stand der Technik in der Flugzeugindustrie für die Berechnung natürlicher Transition gilt (Langtry 2006). Während natürliche Transition und durch Querströmungsinstabilitäten induzierte Transition mit der e^N -Methode erfasst werden können, ist sie ungeeignet für ablösungsinduzierte sowie Bypass-Transition (Stock und Haase 2000). Weitere Einschränkungen ergeben sich bei der Anwendung der e^N -Methode in allgemeinen CFD-Verfahren. Zum einen sind sehr exakte Grenzschichtprofile notwendig, die entweder eine sehr hohe Netzknotenanzahl in der Grenzschicht normal zur Wand erfordern (Stock und Haase 2000) oder die Verwendung eines zusätzlichen Grenzschichtprogramms (Krumbein 2006). Zum anderen fällt in dreidimensionalen Strömungen in der Regel die Stromlinienrichtung nicht mit den Netzlinien zusammen, so dass die Integration entlang der Grenzschicht einen hohen Aufwand zur Folge hat. Dementsprechend verweist Langtry (2006) darauf, dass bisher keine erfolgreiche Anwendung der e^N -Methode auf komplexe, vollständig dreidimensionalen Konfigurationen dokumentiert ist. Perraud et al. (2009) tragen dieser Situation Rechnung, indem sie eine mittels der e^N -Methode erstellte Datenbank bekannter Strömungen mit CFD-Simulationen koppeln, was sich insbesondere bei unbekanntem Strömungen als nachteilig erweist (Cheng et al. 2009).

3.4.2 Empirische Verfahren

Allen empirischen Modellierungsansätzen in CFD-Verfahren ist gemein, dass sie einer Auflösung der gesamten Grenzschicht inklusive der viskosen Unterschicht bedürfen. Ist dies seitens der k - ω -Modelle inhärent gegeben, so müssen in die k - ϵ -Modelle im Rahmen einer sogenannten Low-Reynolds-Formulierung entsprechende Dämpfungsfunktionen eingeführt werden. Neben der im folgenden beschriebenen Kombination mit empiri-

schen Korrelationen und/oder Transportgleichungen für die Intermitenz gab es eine Reihe von Versuchen, die Transition ausschließlich durch die Gestaltung der Low-Reynolds-Wandrandbedingung zu modellieren. Einen Überblick über entsprechende Ansätze mit dem k - ϵ -Modell geben Schmidt und Patankar (1991), Sieger et al. (1993) sowie Savill (1996) und für das k - ω -Modell Wilcox (1992). Für das Turbulenzmodell von Spalart und Allmaras (1992) und für das SST-Modell nach Menter (1993) zeigen Rumsey und Spalart (2008) entsprechende Untersuchungen.

Für alle Modelle kann eine starke Abhängigkeit der Ergebnisse von den turbulenten Außenströmungswerten bis hin zu den vorgegebenen Profilen am Eintritt des Rechengebietes und dem Ort des Eintritts festgestellt werden (Schmidt und Patankar 1991). Zurückzuführen ist dies zum einen auf dem für diese Modelle bei der Transitionsvorhersage zentralen Prozess des diffusiven Transports der turbulenten Größen von der Außenströmung in die Grenzschicht. Zum anderen beruht es auf der zufälligen Übereinstimmung von viskoser Unterschicht und einer sich entwickelnden laminaren, prä-transitionellen Grenzschicht für die Dämpfung der Turbulenz (Schmidt und Patankar 1991). Beide Prozesse machen bereits deutlich, dass sich mit diesen Modellen vor allem die Bypass-Transition abbilden lässt. Wie Ergebnisse von Marciniak et al. (2010) und Herbst et al. (2010) zeigen, sind voll-turbulente Rechnungen des k - ω -Modells daher ohne ein zusätzliches Transitionsmodell z.B. nicht in der Lage, saugseitige laminare Ablösungen vorherzusagen.

Während Modifikationen der Schließungskoeffizienten des k - ω -Modells (Wilcox 1992) oder der Dämpfungsterme des k - ϵ -Modells für einen beschränkten Bereich an Testfällen zwar zu Verbesserungen führten, bleibt festzustellen, dass für die industrielle Anwendung kein zuverlässiges Modell existiert (Savill 1996). Da sich der zentrale diffusive Effekt grundsätzlich auch von dem stromabwärts gerichteten Charakter eines Transitionsprozesses unterscheidet, ist der Einsatz von Low-Reynolds-Modellen für die Vorhersage von Transition auch aus physikalischer Sicht zweifelhaft (Langtry 2006, Kožulović 2007).

Eine weite Verbreitung für die Vorhersage der Grenzschichttransition, insbesondere in industriellen Turbomaschinenanwendungen, haben daher zusätzliche, auf empirischen Korrelationen basierende, Modelle gefunden. Hierbei wird in der Regel die Reynolds-Zahl des Transitionsbeginns Re_t , welche durch die kritische Impulsverlustdicken Reynolds-Zahl Re_{θ_t} ausgedrückt wird, mit dem Turbulenzgrad der Außenströmung sowie dem Druckgradienten korreliert. Weit verbreitete Korrelationen sind die von Mayle (1991) und von Abu-Ghannam und Shaw (1980). Neben der Bestimmung des Transitionsbeginns Re_t erlauben die Korrelationen auch die Beschreibung des Transitionsverlaufs und -endes Re_{end} . Die Grundlage hierfür bildet das Intermitenzkonzept (vgl. Abschnitt 2.2.1). Eine algebraische Beschreibung des Transitionsverlaufs in Strömungsrichtung und somit eine Korrelation der Intermitenz mit der Entstehung und dem Transport von Turbulenzflecken geben unter anderem Dhawan und Narasimha (1958) sowie Mayle (1991).

Die Anwendung der empirischen Modelle erfordert prinzipbedingt die Bestimmung integraler Grenzschichtparameter wie der Impulsverlustdicke der betrachteten laminaren Grenzschicht. Der Transitionsbeginn wird dann festgestellt, wenn diese den Korrelationswert übersteigen. In CFD-Verfahren verlangt die Bestimmung der integralen Größen in der Regel zunächst die Bestimmung des Grenzschichttrands mittels eines Suchalgo-

rithmus für jeden Punkt um den betrachteten Körper und anschließend die Integration der Grenzschicht normal zur Wand.

Cho et al. (1993) verwendeten ein entsprechendes Modell für die Berechnung nachlaufinduzierter Transition in Kopplung mit den Korrelationen von Abu-Ghannam und Shaw (1980) sowie einer Low-Reynolds Formulierung des k - ϵ -Modells. In dem im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Strömungslöser TRACE verwendete Eulitz (2000) einen ähnlichen Ansatz, bei dem die Produktions- und Destruktionsterme des Turbulenzmodells von Spalart und Allmaras (1992) mit einem als Rampenfunktion ausgeführten Transitionsfaktor multipliziert wurden. Der Ansatz baut dabei auf den Korrelationen von Mayle (1991) sowie Abu-Ghannam und Shaw (1980) auf. Nürnberger und Greza (2002) erzielten mit dieser Modellierung am Beispiel einer flachen Platte mit laminarer Ablösung unter Einwirkung von Nachläufen sowie einer Turbinenkaskade mit nachlaufinduzierter Transition eine gute Wiedergabe von experimentellen Ergebnissen. Im Rahmen von Untersuchungen zur Filmkühlung verwendete Kügeler (2004) in TRACE den gleichen Transitionsansatz in Verbindung mit dem k - ω -Modell nach Wilcox (1988) - der Transitionsfaktor wurde hier direkt mit der Wirbelviskosität μ_T multipliziert.

Das ebenfalls in TRACE implementierte Multimode Transitionsmodell nach Kožulović et al. (2004) und Kožulović (2007) ist wiederum über einen Transitionsfaktor mit den Produktions- und Destruktionstermen der zwei Transportgleichungen von k und ω gekoppelt. Es berücksichtigt natürliche und Bypass-Transition sowie ablösungs- und nachlaufinduzierte Transition und den Einfluss der Stromlinienkrümmung. Der Transitionsfaktor wird dabei für jede Transitionsart einzeln bestimmt und anschließend das Maximum verwendet, so dass eine direkte Interaktion der Moden nicht berücksichtigt wird. Grundlage der Modellierung sind modifizierte Korrelationen nach Abu-Ghannam und Shaw (1980). Zum Hochfahren des Transitionsfaktors und damit der Abbildung der korrekten Transitionslängen wird neben der Impulsverlustdicke ebenfalls der Formfaktor H_{12} genutzt. Bemerkenswert ist, dass der Transitionsfaktor zwar an die Intermittenz nach Emmons (1951) angelehnt ist, aber für ablösungsinduzierte Transition auch unphysikalische Werte größer 1 annehmen kann. Dies trägt dem Verhalten des Turbulenzmodells Rechnung, die nicht-lineare Turbulenzproduktion in der Ablösungsschicht nicht wiedergeben zu können. Kožulović (2007) zeigte sowohl anhand des generischen Testfalls einer ebenen Platte als auch am Beispiel von Turbinen- und Verdichtergittern sowie einer mehrstufigen Turbine quantitativ die Anwendungsbreite des Modells. Herbst et al. (2010) validierten das Multimode-Modell anhand der in dieser Arbeit ebenfalls betrachteten Niederdruckturbinenkaskade T161 mit saugseitigen Ausblasungen und zeigten, dass das Modell insbesondere für niedrige Reynolds-Zahlen nicht in der Lage ist, eine genügend hohe Produktion turbulenter kinetischer Energie stromabwärts der Ausblasungen zu gewährleisten.

Eine wesentliche Herausforderung der genannten Verfahren besteht in der Durchführung der Grenzschichtintegration. So sind alle bisher beschriebenen Modelle ausschließlich für blockstrukturierte Netze implementiert worden, bei denen die Netzlinsen senkrecht zur Wand verlaufen, so dass ihnen entlang verhältnismäßig einfach integriert werden kann. Um eine komplizierte Integration über Blockgrenzen zu vermeiden, verlangt diese nicht-lokale Vorgehensweise, dass sich die Grenzschicht in der Wandnormalenrich-

tung in einem Block befindet. Verfahren wie von Drela (1998) verlangen darüber hinaus die Integration in Grenzschichtrichtung und stellen somit weitere Ansprüche an die Struktur des Rechnetzes. Diese Vorgehensweise stößt insbesondere bei massiv parallelisierten Rechnungen und bei der Verwendung von unstrukturierten Netzen an ihre Grenzen.

Einen anderen Ansatz wählten daher Menter et al. (2006) mit dem γ - Re_{Θ} -Modell, indem sie die Reynolds-Zahl der Impulsverlustdicke der Grenzschicht mit der lokalen Reynolds-Zahl der Wirbelstärke sowie dem Wandabstand korrelierten. Sie ermöglichen damit eine gänzlich lokale und von der Netztopologie unabhängige Modellierung. Darüber hinaus verwendeten sie zwei Transportgleichungen: eine für den Transitionsfaktor bzw. die Intermittenz γ und eine zweite für das Transitionskriterium Re_{Θ_t} . Durch den Diffusionsterm ermöglicht das Modell so auch die Berücksichtigung des physikalisch sinnvollen Einflusses der Transition quer zur Hauptströmungsrichtung. Das Modell, das für Bypass und natürliche Transition ebenfalls auf gängigen empirischen Korrelationen beruht, die in die Transportgleichung für Re_{Θ_t} eingehen, ermöglicht ferner die Vorhersage von ablösungsinduzierter Transition auf Basis einer Korrelation zwischen Formfaktor und der lokalen Reynolds-Zahl der Wirbelstärke. Langtry et al. (2006) zeigten die gute quantitative Übereinstimmung mit experimentellen Daten für eine Reihe von generischen Testfällen und Turbomaschinenanwendungen. Langtry (2006) zeigte außerdem das breite Anwendungsspektrum für dreidimensionale Konfigurationen am Beispiel eines transsonischen Tragflügels, eines Helikopter Chassis und eines Windenergie-Rotorblatts.

Eine weitere Stärke dieses Modells ist seine Erweiterbarkeit für weitere Transitionsmoden. So sind erste Ansätze durch Watanabe et al. (2009) entwickelt worden, um auf Basis empirischer Daten Querströmungsinstabilitäten zu berücksichtigen. Dassler et al. (2010) konnten den Einfluss von Rauheit auf die Transitionslage mittels einer dritten Transportgleichung erfolgreich in das Modell integrieren. Der Ansatz von Herbst et al. (2011b) zur Berücksichtigung von ausblasungsinduzierter Transition mittels Wirbelkriterien bildet im Sinne einer Machbarkeitsstudie wiederum die Grundlage für die Modellierungen in dieser Arbeit (siehe Kapitel 4). Eine detaillierte Beschreibung des auch in dieser Arbeit als Grundlage verwendeten γ - Re_{Θ} -Modells wird im folgenden Abschnitt 3.4.3 gegeben.

Der von Menter et al. (2006) verwendete Modellierungsansatz beruht auf Vorarbeiten diverser Autoren. Diese führten eine Transportgleichung für die Intermittenz γ insbesondere im Hinblick auf die Modellierung des intermittierenden Charakters von Scherströmungen sowie der Bypass-Transition ein (Cho und Chung 1992, Steelant und Dick 1996, Suzen und Huang 2000). Die Verteilung der integralen Grenzschichtgröße Re_{Θ} im Strömungsgebiet, die diese zu einer lokalen Größe macht, wird von mehreren Autoren als Modell abgelehnt. Weiterentwicklungen des γ - Re_{Θ} -Modells unter Verzicht auf die Re_{Θ} -Transportgleichung sind von Lodefier und Dick (2006), Dick und Kubacki (2011) sowie Wang et al. (2010) dokumentiert.

Ein neuerer, vollständig lokal formulierter Ansatz, der auf die Intermittenz verzichtet, geht auf Überlegungen von Mayle und Schulz (1997) zurück. Denen zufolge verursachen auf die Grenzschicht einwirkende fluktuierende, turbulente Druckkräfte der Außenströmung die in prä-transitionellen laminaren Grenzschichten beobachteten wandparallelen Fluktuationen (vgl. Abschnitt 2.2.1). Da sich diese deutlich von turbulenten Fluktua-

tionen unterscheiden, bezeichneten Mayle und Schulz (1997) sie als laminar und schlugen eine dritte Transportgleichung für diese laminare kinetische Energie (LKE) vor. Überschreitet die laminare kinetische Energie einen Schwellwert, wird die Transition eingeleitet. Walters und Leylek (2004) nutzten eine entsprechende dritte Gleichung in Kombination mit einem k - ϵ -Modell und erzielten gute quantitative Ergebnisse für generische Testfälle und einen Hochdruckturbinen-Stator im Hinblick auf Bypass- und natürliche Transition. Lardeau et al. (2004) wendeten einen ähnlichen Ansatz in Kombination mit nicht-linearen Wirbelviskositätsmodellen auf mehrere generische Testfälle an und konnten eine verbesserte Transitions wiedergabe erzielen. Lardeau und Leschziner (2010) erweiterten den LKE-Ansatz für ablösungsinduzierte Transition und konnten eine qualitativ korrekte, wenn auch quantitativ noch nicht zufriedenstellende Wiedergabe von LES-Ergebnissen eines generischen Testfalls erzielen. Zum jetzigen Zeitpunkt muss das Modell daher als noch nicht geeignet für den industriellen Ansatz angesehen werden. Nachteilig erweist sich vor diesem Hintergrund auch die Notwendigkeit einer ungewöhnlich hohen Netzauflösung der Grenzschicht normal zur Wand (Sanz et al. 2007).

3.4.3 γ - Re_Θ -Transportgleichungsmodell

Wie der Überblick über die Verfahren zur Transitionsvorhersage im vorherigen Abschnitt deutlich macht, bieten insbesondere die korrelations- und intermittenzbasierten Ansätze in Kombination mit Zwei-Gleichungsturbulenzmodellen für industrielle Anwendungen derzeit das größte Potential hinsichtlich Zuverlässigkeit und Anwendungsbreite bei vertretbarem Ressourcenbedarf. Im Hinblick auf die Verwendung unstrukturierter, parallelisierter Rechenetze ist das ausschließlich auf lokalen Größen basierende γ - Re_Θ -Transportgleichungsmodell nach Menter et al. (2006) klar den nicht-lokalen, integrierenden Verfahren wie dem Multimode-Modell nach Kožulović (2007) vorzuziehen. Hinzu kommt die Fähigkeit, mittels der Transportgleichungen dreidimensionale transitionshistorische Vorgänge innerhalb der Grenzschicht abbilden zu können, was für die stark dreidimensionale Strömung stromabwärts einer VGJ-Konfiguration eine größere Realitätsnähe verspricht.

Kernstück des Modells sind die Transportgleichungen für die Intermittenz γ

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \gamma)}{\partial x_i} = P_\gamma - E_\gamma + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_f} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} \right] \quad (3.35)$$

und für das Transitionskriterium, die lokale Impulsverlustdicken Reynolds-Zahl des Transitionsbeginns $\hat{\text{Re}}_{\Theta_t}$

$$\frac{\partial(\rho \hat{\text{Re}}_{\Theta_t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \hat{\text{Re}}_{\Theta_t})}{\partial x_i} = P_{\Theta_t} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\sigma_{\Theta_t} (\mu + \mu_T) \frac{\partial \hat{\text{Re}}_{\Theta_t}}{\partial x_i} \right]. \quad (3.36)$$

In letztere fließen durch den Produktionsterm

$$P_{\Theta_t} = c_{\Theta_t} (\text{Re}_{\Theta_t} - \hat{\text{Re}}_{\Theta_t}) (1 - F_{\Theta_t}) \frac{\rho}{t^*} \quad (3.37)$$

3 Numerische Strömungssimulation

empirische Korrelationen zwischen Transitionsbeginn und Turbulenzgrad sowie Druckgradient der Außenströmung für natürliche und Bypass Transition mittels

$$\text{Re}_{\Theta_t} = f(\text{Tu}, \lambda_{\Theta}) \quad (3.38)$$

ein. Die Formulierung von P_{Θ_t} sorgt hierbei dafür, dass die Transportgröße $\hat{\text{Re}}_{\Theta_t}$ dem korrelationsbestimmten Wert von Re_{Θ_t} in der Außenströmung folgt. Die Blendfunktion

$$F_{\Theta_t} = \min \left(\max \left(F_{\text{Wake}} \cdot e^{-\left(\frac{y^*}{\delta^*}\right)^4}; 1, 0 - \left(\frac{\gamma - 1/c_{e2}}{1, 0 - 1/c_{e2}}\right)^2 \right); 1, 0 \right), \quad (3.39)$$

die den Wert 1 in der Grenzschicht und den Wert 0 außerhalb annimmt und damit den Produktionsterm in der Grenzschicht deaktiviert, stellt wiederum sicher, dass die lokalen Werte von $\hat{\text{Re}}_{\Theta_t}$ in der Grenzschicht einzig durch den konvektiven Eintrag - vor allem am Staupunkt - sowie durch den diffusiven Transport normal zur Strömungsrichtung von der Außenströmung bestimmt werden.

Als Funktion von $\hat{\text{Re}}_{\Theta_t}$ werden durch zwei weitere Korrelationen die kritische Reynolds-Zahl Re_{Θ_c} , ab welcher die Intermitenz in der Grenzschicht stromaufwärts $\hat{\text{Re}}_{\Theta_t}$ zu steigen beginnt, sowie die Transitionslänge F_{length} bestimmt. Der Produktionsterm der γ -Gleichung

$$P_{\gamma} = f(F_{\text{onset}}, F_{\text{length}}, S, \gamma) \quad (3.40)$$

ist dabei eine Funktion von beiden, wobei ein zentraler Teil des lokalen Charakters des Modells in der Funktion

$$F_{\text{onset}} = f(\text{Re}_{\Theta_c}, \text{Re}_v, \frac{\mu_T}{\mu}). \quad (3.41)$$

realisiert ist. Übersteigt die mit dem Betrag der Scherrate S und dem Wandabstand y^* lokal gebildete Reynolds-Zahl der Wirbelstärke

$$\text{Re}_v = \frac{\rho y^{*2} S}{\mu} \quad (3.42)$$

Re_{Θ_c} , wird der Produktionsterm P_{γ} positiv. Bei einem entsprechend kleineren Destruktionsterm

$$E_{\gamma} = f(F_{\text{turb}}, \Omega) \quad (3.43)$$

beginnt γ zu steigen. Diese Formulierung macht sich den direkt proportionalen Zusammenhang zwischen dem maximalen Wert von Re_v in einer laminaren Blasius-Grenzschicht und der Reynolds-Zahl der Impulsverlustdicke zunutze

$$\text{Re}_{\Theta} = \frac{\max(\text{Re}_v)_{\text{GS}}}{2, 193}, \quad (3.44)$$

so dass F_{onset} keiner nicht-lokalen Operation bedarf.

Um die Blasenlänge im Fall ablösungsinduzierter Transition quantitativ wiedergeben zu können, wird ähnlich dem Multimode-Modell nach Kožulović (2007) eine Modifikation der Intermittenz eingeführt, die Werte größer 1 erlaubt

$$\gamma_{\text{sep}} = \min \left(s_1 \max \left[0, \frac{\text{Re}_v}{3,235 \text{Re}_{\Theta_c}} - 1 \right] F_{\text{reattach}}, 2 \right) F_{\Theta_t}. \quad (3.45)$$

Die Modellierung bedient sich hierbei der Beobachtung, dass im Fall hoher entgegengesetzter Druckgradienten Re_v stark ansteigt und damit Gl. (3.44) sukzessive nicht mehr gilt. Der Wert 3,235 entspricht dabei dem Ort laminarer Ablösung mit dem Formfaktor $H_{12} = 3,5$. Von den berechneten Intermittenzwerten wird das Maximum ausgewählt

$$\gamma_{\text{eff}} = \max (\gamma; \gamma_{\text{sep}}). \quad (3.46)$$

Die effektive Intermittenz wird mit dem Produktionsterm der k -Gleichung (3.28) des k - ω -Modells

$$\hat{P}_k = \gamma_{\text{eff}} P_k \quad (3.47)$$

sowie dem Dissipationsterm

$$\hat{D}_k = \min (\max (\gamma_{\text{eff}}; 0, 1); 1, 0) D_k \quad (3.48)$$

multipliziert.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird das γ - Re_{Θ} -Modell in der von Langtry und Menter (2009) veröffentlichten Version eingesetzt. Für die Definition der weiteren, hier nicht angegebenen Modellterme, sowie für die verwendeten empirischen Korrelationen sei entsprechend auf diese Publikation verwiesen. Die TRACE-Implementierung wurde unter Verwendung alternativer Korrelationen von Marciniak et al. (2010) vorgestellt und validiert.

3.5 Räumliche Diskretisierung

Die Favre-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (3.19)-(3.21) sowie die Transportgleichungen des Turbulenzmodells (3.28)-(3.29) und des Transitionsmodells (3.35)-(3.36) werden in TRACE auf krummlinigen, körperangepassten, block-strukturierten Netzen (Abb. 3.3) in einem Finite-Volumen-Verfahren räumlich diskretisiert. Zu diesem Zweck werden die Erhaltungsgleichungen zunächst in ihre generische, konservative Form überführt (vgl. Anderson, Jr. 1995) und mittels des Gauß'schen Integralsatzes über ein Kontrollvolumen integriert

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V Q_i dV + \int_A E_{i,k} n_k dA = \int_A D_{i,k} n_k dA + \int_V H_i dV. \quad (3.49)$$

Q_i ist hierbei der Vektor der konservativen Variablen, E_i der Vektor der konvektiven Flüsse, D_i der Vektor der diffusiven Flüsse und H_i der Quelltermvektor (Hirsch 2007).

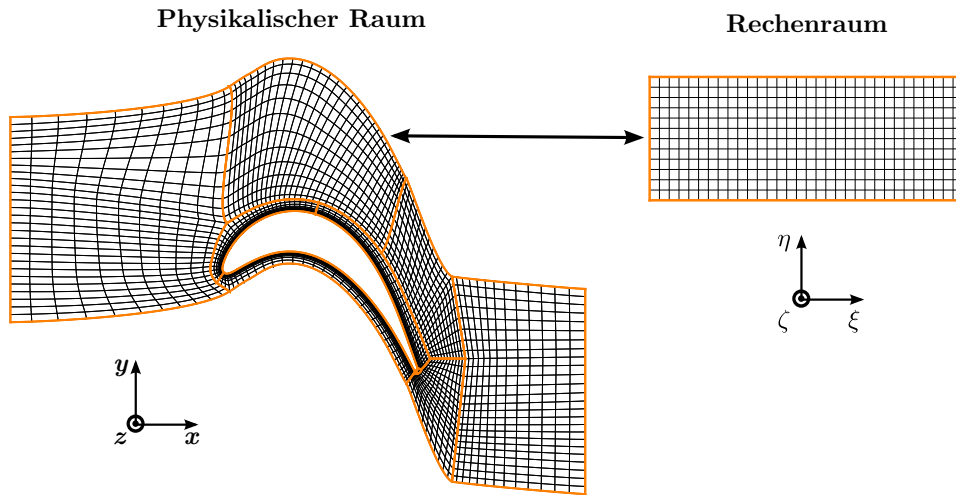


Abbildung 3.3: Block-strukturierte Diskretisierung im physikalischen Raum (links) und Diskretisierung eines Blockes im Rechenraum (rechts)

Die Transformation der kartesischen Netze des physikalischen Raums in die körperangepassten, äquidistanten Netze des Rechenraums mit den Koordinaten ξ, η, ζ (Abbildung 3.3) erfolgt mittels der Vorschrift

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x} \\ \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \xi_x & \eta_x & \zeta_x \\ \xi_y & \eta_y & \zeta_y \\ \xi_z & \eta_z & \zeta_z \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial \eta} \\ \frac{\partial}{\partial \zeta} \end{pmatrix} \quad (3.50)$$

und führt zu der diskretisierten Form der Erhaltungsgleichungen

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_V Q_i dV + \int_{A_\xi} (E_{\xi,i} - D_{\xi,i}) n_{\xi,i} dA_\xi + \int_{A_\eta} (E_{\eta,i} - D_{\eta,i}) n_{\eta,i} dA_\eta + \int_{A_\zeta} (E_{\zeta,i} - D_{\zeta,i}) n_{\zeta,i} dA_\zeta \\ = \int_V H_i dV. \end{aligned} \quad (3.51)$$

Die Bestimmung der Flüsse erfolgt in einem zellzentrierten Verfahren wie TRACE mittels einer Bilanzierung über die Zellflächen (Kügeler 2004), wobei die einzelnen Flüsse getrennt behandelt werden. So werden die konvektiven Flüsse der Bewegungsgleichungen mit einem Upwind-Schema zweiter Ordnung approximiert, welches die **Total Variation Diminishing (TVD)**-Bedingung mit Hilfe des Einsatzes von Limiter-Funktionen erfüllt. Hier wird eine modifizierte Version des Limiters nach Van Albada et al. (1982) verwendet. Dieser gewährleistet, dass die Variation der physikalischen Lösung in der Zeit nicht anwächst und somit keine unphysikalischen Extrema sowie Oszillationen bei der Lösung der Differentialgleichungen entstehen. Die Realisierung dieses Upwind-Verfahrens höherer Ordnung erfolgt mittels des MUSCL-Ansatzes (**M**onotone **U**pstream-Centered

Schemes for Conservation-Laws), bei dem die konstanten Werte der Erhaltungsgrößen in den Zellvolumen durch lineare Verteilungen ersetzt und so die Werte an den Zellrändern aus den benachbarten Zellknoten extrapoliert werden (Roe 1981). Da in Upwind-Verfahren höherer Ordnung eine unphysikalische Abnahme der Entropie über Unstetigkeiten aufgrund der geringen numerischen Diffusivität nicht ausgeschlossen ist, wird die numerische Diffusivität durch einen weiteren Limiter mittels einer Modifikation der Eigenwerte der Flussfunktionen erhöht. Die räumliche Approximation der Flüsse des Turbulenzmodells erfolgt mit dritter Ordnung Genauigkeit mittels des QUICK-Schemas (**Q**uadratic **I**nterpolation for **C**onvective **K**inematics) nach Hayase et al. (1992), wobei zusätzlich ein Limiter zur numerischen Stabilisierung nach Röber et al. (2006) verwendet wird. Die Approximation der konvektiven Terme des Transitionsmodells erfolgt mit einem herkömmlichen Upwind-Verfahren erster Ordnung. Alle diffusiven Flüsse werden mit einem Zentralknoten-Verfahren zweiter Ordnung approximiert, wobei die gemischten Ableitungen, die bei der Transformation vom kartesischen in das krummlinige Koordinatensystem entstehen, berücksichtigt werden. Eine detaillierte Darstellung eines Großteils der hier genannten Verfahren gibt Kügeler (2004), für eine grundlegende Beschreibung und Einordnung sei auf Hirsch (2007) verwiesen.

3.6 Randbedingungen

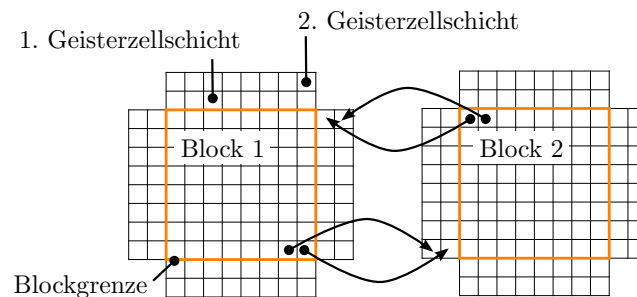


Abbildung 3.4: Geisterzellen

Das Aufprägen der Randbedingungen erfolgt in einem zellzentrierten Verfahren wie TRACE mittels sogenannter Geisterzellen, die das Rechengebiet bei einem Verfahren zweiter Ordnung an jedem Rand um zwei Kontrollvolumina erweitern. Für Block-, Periodizitäts- und Symmetrierandbedingungen werden sie, wie in Abbildung 3.4 beispielhaft für eine Blockrandbedingung gezeigt, mit Kopien der Erhaltungsgrößen der inneren Zellen der verknüpften Blöcke belegt. Bei den weiteren Randbedingungstypen erfolgt die Belegung wie im Folgenden beschrieben. Insgesamt erlaubt diese Vorgehensweise so auch an den Blockrändern eine zum inneren Bereich der Blöcke identische Bestimmung der Flüsse über die Zellgrenzflächen.

3.6.1 Wand

An einer Festkörperwand verschwinden zum einen die wandnormalen und die tangentialen Geschwindigkeitskomponenten (Haftbedingung), zum anderen aber auch hieraus abgeleitet die turbulenten Schwankungsbewegungen. Bei der sogenannten Low-Reynolds-Randbedingung wird dies durch ein Belegen der Geisterzellen mit den Werten der Geschwindigkeiten und der spezifischen turbulenten kinetischen Energie der wandnächsten inneren Zellen mit umgekehrten Vorzeichen erreicht. Die Low-Reynolds-Randbedingung bedarf hierbei einer verhältnismäßig feinen Auflösung der Grenzschicht inklusive der viskosen Unterschicht mit einem dimensionslosen Wandabstand der wandnächsten Zellen von $n^+ \approx 1$. Bei einer gröberen Netzauflösung werden mit Hilfe der turbulenten Wandfunktion die Werte der wandnächsten Zelle bestimmt. Der theoretische Wert der turbulenten Dissipation ω von unendlich (Wilcox 1988) wird bei beiden Modellierungstypen durch eine Belegung der Geisterzellen mit den zehnfachen Werten der beiden wandnächsten inneren Zellen realisiert. Für die Transportgrößen des Transitionsmodells γ und \hat{Re}_{Θ} erfolgt eine Belegung der Geisterzellen mit Kopien der inneren wandnächsten Zellen. Die Modellierung der thermischen Randbedingung erfolgt entweder adiabat oder isotherm. Während bei letzterer eine vorgegebene konstante Wandtemperatur in den Geisterzellen aufgeprägt wird, wird bei ersterer der Wärmefluss über die Wand und somit der Temperaturgradient zu null gesetzt.

3.6.2 Euler-Wand

Bei einer Euler-Wand-Randbedingung wird nur die wandnormale Geschwindigkeitskomponente zu null gesetzt. Die verbleibenden Komponenten sowie der Druck werden unter Beibehaltung der Gradienten aus dem Strömungsfeld in die Geisterzellen extrapoliert. Die Randbedingung wird in zweidimensionalen, quasi-dreidimensionalen (Q3D) Konfigurationen für die Geisterzellschichten normal zur Strömungsrichtung verwendet.

3.6.3 Ein- und Ausströmrind

Eine zentrale Bedeutung bei der Simulation von Turbomaschinenströmungen kommt den Ein- und Ausströmrändern zu, die im Gegensatz zu Konfigurationen der Außenaerodynamik nur einen geringen Abstand zu den umströmten Körper aufweisen. Um Reflexionen von akustischen Wellen an den Rändern zu vermeiden und somit eine Lösung zu erhalten, die einer mit unendlich langem, gleichmäßigen Ein- und Austrittsströmungskanal entspricht, müssen sogenannte nicht-reflektierende Randbedingungen verwendet werden. Diese basieren auf einer Charakteristikenanalyse der linearisierten Euler-Gleichungen (Giles 1990). Im Rahmen dieser Arbeit wird für die stationären Simulationen eine auf der theoretischen Fourier-Zerlegung der Strömungsgrößen basierende Methode verwendet, während für die instationären Simulationen direkt die Charakteristikenmethode nach Saxer und Giles (1993) gewählt wird.

Am Eintrittsrand werden für die Bewegungsgleichungen als radiale Verteilungen der Totaldruck, die Totaltemperatur sowie die Winkel in radialer und Umfangsrichtung durch Aufprägen auf die Geisterzellen vorgegeben. Für das Turbulenzmodell werden

zusätzlich der Turbulenzgrad, das integrale turbulente Längenmaß und die Mach-Zahl angeben, aus denen sich die Erhaltungsgrößen des k - ω -Modells wie folgt berechnen:

$$k = \frac{3}{2} \text{Tu}^2 U^2 \quad (3.52)$$

$$\omega = \frac{\sqrt{k}}{l_T} \quad (3.53)$$

mit

$$U = \text{Ma} \sqrt{\kappa R T_t}. \quad (3.54)$$

Des Weiteren wird für das Transitionsmodell definitionsgemäß $\gamma = 1$ und

$$\hat{\text{Re}}_{\Theta_t} = 803,73 (\text{Tu} \cdot 100 + 0,6067)^{-1,027} \quad (3.55)$$

vorgeschrieben. Am Austrittsrand wird ausschließlich der statische Druck aufgeprägt.

3.6.4 Farfield

Auf Anwendungen der Außenaerodynamik zurückgehend kann die Farfield-Randbedingung je nach vorgegebenem Strömungswinkel und räumlicher Orientierung sowohl einen Ein- als auch einen Austrittsrand darstellen. Für die Bewegungs-, Turbulenzmodell- und Transitionsmodellgleichungen erfolgt prinzipiell die Vorgabe der selben Randwerte wie im Einströmrand. Folgend aus den Arbeiten von Biester (2009) wird die Farfield-Randbedingung an den Eintrittsrändern der Plenen der Ausblasungstestfälle (Abschnitt 6.1) verwendet. Um hier einen physikalisch sinnvollen Wert der Intermittenz von $\gamma = 0$ vorschreiben zu können, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Modifikation der Randbedingung implementiert, die das Vorschreiben eines konkreten Wertes von γ erlaubt.

3.6.5 Leak Inlet

Im Hinblick auf die Simulation von Konfigurationen mit Ausblasungen ermöglicht die Leak Inlet-Randbedingung die Definition eines Einritts auf einem Teil eines Blockrands (Panels). Durch Aufprägen auf die Geisterzellen werden Strömungswinkel, Totaltemperatur und Totaldruck bzw. direkt der Massenstrom vorgeschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Randbedingung um die Möglichkeit erweitert, den Turbulenzgrad, das integrale turbulente Längenmaß sowie die Intermittenz vorzugeben. $\hat{\text{Re}}_{\Theta_t}$ berechnet sich entsprechend Gl. (3.55).

3.6.6 Mischungsebene und zonaler Ansatz

Basierend auf den nicht-reflektierenden Ein- und Austrittsrändern werden in den stationären Simulationen die Schaufelreihen axial mit einer nicht-reflektierenden Mischungsebene gekoppelt. Hierbei werden auf radialen Bändern umfangsgemittelte Werte zwischen der stromaufwärts und der stromabwärts liegenden Ebene mittels der Geister-

zellschichten übertragen. In den instationären Simulationen erfolgt eine unmittelbare Kopplung der Schaufelreihen durch den vollkonservativen zonalen Ansatz zweiter Ordnung nach Yang et al. (2003) und Yang et al. (2006). Dieser erlaubt ferner die Verknüpfung von Blöcken innerhalb einer Schaufelreihe mit ungleicher Punktverteilung und nicht übereinander liegenden Blockrändern („zonal mixed“), was für die Anknüpfung der Netze der Ausblasungsbohrungen und Sekundärluftsysteme an das Schaufelnetz verwendet wird (siehe Abschnitte 6.1 und 6.2).

3.7 Lösung der diskreten Gleichungen

Die räumlich und zeitlich diskretisierten Erhaltungsgleichungen mit den vorgeschriebenen Randbedingungen führen auf ein lineares Gleichungssystem, das im stationären Fall mittels einer impliziten Zeitdiskretisierung nach dem Prädiktor-Korrektor-Verfahren erster Ordnung gelöst wird. Deren Anwendung auf die Bewegungsgleichungen führt auf eine dünn besetzte Hepta-Diagonalmatrix, welche im Prädiktor-Schritt mit einer unvollständigen LU-Zerlegung - ILU(0) - zur Beschleunigung vorkonditioniert und iterativ gelöst wird (Meister 2008). Im Korrektor-Schritt werden unter Annahme nahezu konstanter viskoser Flüsse D_i lediglich die konvektiven Flüsse E_i unter Beibehaltung der ILU-Zerlegung neu berechnet, was Courant-Friedrich-Levy-Zahlen (CFL) größer 100 und damit eine zusätzlich beschleunigte Konvergenz ermöglicht. Da die Bewegungsgleichungen mit den Turbulenz- und Transitionsmodellgleichungen durch die Wirbelviskosität nur schwach gekoppelt sind, werden letztere von ersteren mit einem impliziten symmetrischen Gauß-Seidel-Verfahren (SGS) (Meister 2008) erster Ordnung getrennt zeitlich diskretisiert und gelöst.

Um die für niedrige Mach-Zahlen zum Beispiel in den Sekundärluftsystemen der Ausblasungskonfigurationen auftretende steife Koppelung der Bewegungsgleichungen zu verringern und der damit sinkenden numerische Stabilität und Genauigkeit des Verfahrens entgegenzuwirken, werden die Bewegungsgleichungen mit einer Dämpfungsmatrix multipliziert, die die Differentialgleichungen hyperbolisiert. Diese Präkonditionierung verbessert die Konvergenz bei $Ma \ll 1$ deutlich und erlaubt die Berechnung von nahezu inkompressiblen Strömungen mit einem kompressiblen Verfahren (Kügeler 2004). Für Betriebspunkte kleinerer Reynolds-Zahlen ($Re < 400.000$) mit entsprechend kleinen Mach-Zahlen werden zusätzlich die Turbulenz- und Transitionsmodellgleichungen im Rahmen des SGS mit einer ILU-Zerlegung vorkonditioniert. Für höhere Reynolds-Zahlen kommt zur Vorkonditionierung das SSOR-Verfahren (**S**ymmetric **S**uccessive **O**verrelaxation) zum Einsatz.

Alle stationären Simulationen dieser Arbeit konvergierten bei einer Verringerung des maximalen Anfangsresiduums um drei und des mittleren Residuums um fünf Größenordnungen sowie einer Massenstromimbilanz zwischen Ein- und Austritten von kleiner 0,001%. Darüber hinaus wurde entsprechend der Zielsetzung der Arbeit darauf geachtet, asymptotisch-konstante Werte der Wirbelviskosität zu erreichen.

Die zeit-aufgelösten, instationären Simulationen werden mit einem dualen Zeitschrittverfahren gelöst. Dieses führt neben der physikalischen auf eine zusätzliche pseudo-

Zeitebene, welche identisch zu dem beschriebenen stationären Ansatz behandelt und gelöst wird. Auf der physikalischen Ebene wird eine implizite zeitliche Diskretisierung nach dem Drei-Punkt-Euler-Rückwärtsverfahren mit zweiter Ordnung Genauigkeit verwendet (Nürnberg 2004). Die zeitaufgelösten Rechnungen dieser Arbeit konvergierten nach 20 bis 30 Passagendurchgängen, was anhand eines periodisch-instationären Verhaltens des Massenstroms beurteilt wurde. Ein Passagendurchgang wurde dabei mit 256 Zeitschritten und jeweils 20 Subiterationen aufgelöst.

3.8 Fehler und Genauigkeit

Die Verlässlichkeit der Ergebnisse von CFD-Simulationen und damit im Wesentlichen ihre Genauigkeit spielt in der wissenschaftlichen wie auch in der industriellen Anwendung eine zentrale Rolle. Ähnlich zu experimentell gewonnenen Daten wird die Genauigkeit einer beliebigen Größe x der Lösung durch eine Unsicherheit μ im Bereich $\pm\mu$ angegeben. Dieser Bereich beinhaltet definitionsgemäß alle Fehler, deren Vorzeichen nicht bekannt sind. Ist ein durch die Quelle i verursachter Fehler δ_i wiederum in Vorzeichen und Betrag bekannt, kann bzw. muss er von x subtrahiert werden (ASME V & V 20 Committee 2009). Eine systematische Strukturierung möglicher Fehlerquellen erfolgt typischerweise anhand der folgenden Kategorien (Ferziger und Perić 2008, Casey und Wintergerste 2000):

1. *Implementierungsfehler* entstehen während der Umsetzung der diskretisierten Erhaltungsgleichungen und numerischen Lösungsverfahren in Quellcode durch dessen Autor.
2. *Rundungsfehler* sind direkt mit der Umsetzung von Gleitkommaoperationen auf dem verwendeten Computersystem sowie der Anzahl an Nachkommastellen verknüpft, mit denen Zahlen gespeichert werden.
3. *Iterationsfehler* sind die Differenz zwischen exakter und iterativer Lösung der diskretisierten, approximierten Gleichungen.
4. *Diskretisierungsfehler* sind der Unterschied zwischen der exakten Lösung der Erhaltungsgleichungen und der exakten Lösung ihrer diskretisierten Approximation.
5. *Bedienungsfehler* umfassen unter anderem die Wahl von für das Problem ungeeigneten physikalischen Modellen durch den Nutzer des CFD-Codes.
6. *Anwendungsfehler* sind auf Unsicherheiten in den Rechnungsrandbedingung und der Geometrie gegenüber dem experimentellen Aufbau zurückzuführen. Einen Überblick über typische Fehler in Turbomaschinenanwendungen gibt Denton (2010).
7. *Modellfehler* stellen die Differenz zwischen der tatsächlichen Strömung und der exakten Lösung des mathematischen Modells dar und beinhalten die Unzulänglichkeiten der physikalischen Modelle (z.B. Turbulenz, Transition, Wärmeübergang, Materialeigenschaften).

3 Numerische Strömungssimulation

Für die Quantifizierung der Genauigkeit müssen diese Fehler sequentiell im Rahmen der Verifizierung des Codes, der Verifizierung der Lösung und der Validierung der Lösung bewertet werden. Dabei umfasst die Verifizierung im Kontext numerischer Simulationen die Bestimmung der Genauigkeit der Lösung der Modellgleichungen und betrifft somit die Punkte 1 bis 4. Die Verifizierung des Codes ist dem Punkt 1 und in Teilen dem Punkt 2 zuzuordnen. Die Validierung - die Bestimmung der Genauigkeit des Modells im Vergleich zur Wirklichkeit - umfasst die Punkte 5 bis 7 und fußt auf dem Vergleich der verifizierten Lösung des verifizierten Codes mit einer Referenz, die typischerweise aus experimentellen Datensätzen besteht. Deren Unsicherheit μ_{exp} muss daher mit einbezogen werden.

Die Genauigkeit der Simulationsergebnisse der vorliegenden Arbeit kann entsprechend dieser Hierarchie wie folgt bewertet werden:

1. Da keine neuen numerischen Lösungsmethoden in TRACE implementiert werden und der Quellcode aufgrund vorhergehender Publikationen (Nürnberger 2004, Kügeler 2004, Kožulović 2007, Marciniak et al. 2010) als grundsätzlich verifiziert angesehen werden kann, ist eine detaillierte Bestimmung von *Implementierungsfehlern* zum Beispiel mittels MMS (**M**ethod of **M**anufactured **S**olutions) nach ASME V & V 20 Committee (2009) im Rahmen dieser Arbeit nicht notwendig. Eine Überprüfung des Verhaltens der Quelltermmodifikation (Kapitel 4) anhand verschiedener Testfälle findet im Rahmen der Überprüfung des Modellverhaltens in Kapitel 5 und der Validierung in Kapitel 6 statt.
2. Nach Roache (1998) können Unsicherheiten durch *Rundungsfehler* durch Variation des Gleitkommaformats abgeschätzt werden. Anhand typischer Kennwerte der T161-Kaskade wird in Anhang B.3 gezeigt, dass die Erhöhung des Formats von einfacher auf doppelte Genauigkeit keinen nennenswerten Einfluss hat. *Rundungsfehler* können somit vernachlässigt werden.
3. Nach Ferziger und Perić (2008) können *Iterationsfehler* dann vernachlässigt werden, wenn das mittlere Residuum gegenüber dem Rechnungsstart um mindestens fünf Größenordnungen gefallen ist. Unsicherheiten, die auf *Iterationsfehler* zurückgehen, brauchen für die Ergebnisse dieser Arbeit nicht berücksichtigt zu werden, da dies in allen hier verwendeten Rechnungen der Fall ist (siehe Abschnitte 3.7 und 5.1.2).
4. Um die numerische Unsicherheit μ_{num} aus dem *Diskretisierungsfehler* abzuschätzen, wird der auf der Richardson Extrapolation basierende Netzkonvergenzindex GCI (**G**rid **C**onvergence **I**ndex) nach Roache (1998) für alle in Kapitel 6 verwendeten Validierungstestfälle bei repräsentativen Betriebspunkten angegeben. Die wesentlichen Grundgleichungen dieses Verfahrens sind in Abschnitt B.2 im Anhang gegeben.
5. Aufgrund der im Rahmen dieser Arbeit umfangreich durchgeführten Validierungen anhand verschiedener Testfälle können *Bedienungsfehler* ausgeschlossen werden.

6. Die vorgegebenen Randbedingungen entstammen bis auf das turbulente Längenmaß und den Turbulenzgrad direkt experimentellen Messungen und unterliegen den damit verbundenen Genauigkeiten. Eine Abschätzung der Unsicherheit im Simulationsergebnis, die sich aus diesen Randbedingungsfehlern ergibt, ist in Anhang B.3 gegeben. Sie kann demnach vernachlässigt werden. Wie Pécnik et al. (2011) mittels stochastischer Methoden zeigen konnten, hat die Wahl des turbulenten Längenmaßes l_T am Eintrittsrand einen deutlichen Einfluss auf die Transitionsvorhersage des γ - Re_Θ -Transitionsmodells und ist somit eine bedeutende Quelle im Rahmen der *Anwendungsfehler*. Eine zehnpromtente Variation des aus eigenen Erfahrungen und Untersuchungen der MTU Aero Engines resultierenden Basiswertes zeigt dementsprechend auch hier einen Einfluss (Anhang B.3). Eine vergleichbare Unsicherheit kann ebenfalls bei einer entsprechenden Variation des Turbulenzgrads festgestellt werden.
7. Die vorliegende Arbeit hat unter anderem zum Ziel, durch die Entwicklung eines Modells für ausblasungsinduzierte Transition, den *Modellfehler* und damit insgesamt den *Validierungsfehler* zu verringern. Es ist somit nicht sinnvoll die Validierungsunsicherheit μ_{val} als Wert anzugeben - sie ist im Rahmen der Validierungen direkt ersichtlich. Sofern vorhanden, werden alle experimentellen Referenzdaten mit 98% Konfidenzintervallen angegeben.

3 *Numerische Strömungssimulation*

4 Modellierung ausblasungsinduzierter Transition

4.1 Vorbemerkungen

In diesem Kapitel werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Modellgleichungen für ausblasungsinduzierte Transition vorgestellt und diskutiert. Die Notwendigkeit der Modellentwicklung beruht dabei auf der Bewertung der Ergebnisse von Garg (2002) sowie auf Analysen von Herbst et al. (2010) und Herbst et al. (2011b). Diese Studien zeigen, dass stationäre RANS-Simulationen mit einem Zwei-Gleichungsturbulenzmodell und einem zusätzlichen empirischen Transitionsmodell wie dem Multimode- oder dem γ - Re_θ -Modell insbesondere für Reynolds-Zahlen $Re < 100.000$ - also im für die Strömungsbeeinflussung relevanten Betriebspunktbereich - dazu neigen, die Verluste von Niederdruckturbinenprofilen mit VGJ-Ausblasungen zu überschätzen. Zurückzuführen ist dieses Verhalten auf das Defizit der Modelle, das Transitionsverhalten stromabwärts der Ausblasungen physikalisch korrekt abzubilden (vgl. Abschnitt 2.4.4). Während das Multimode-Modell zwar durch seinen Modus für ablösungsinduzierte Transition den Grenzschichtumschlag einleitet, aber eine zu geringe Turbulenzproduktion vorhersagt (Herbst et al. 2010), prognostiziert das γ - Re_θ -Modell ein gänzlich laminares Verhalten stromabwärts der Ausblasung (Herbst et al. 2011b). In beiden Fällen resultiert dies in der Berechnung einer im Vergleich zu experimentellen Werten zu großen saugseitigen lamina- ren Ablösung und den damit verbundenen zu hohen Profilverlusten. Wie die Studie von Herbst et al. (2011b) zeigt, kann dem durch die Erweiterung des γ - Re_θ -Modells um einen Modus für ausblasungsinduzierte Transition begegnet werden. Der auf einem gefilterten Q -Wirbelkriterium basierende Modellierungsansatz stellt hierbei den Ausgangspunkt für das im Folgenden vorgestellte Modell dar.

4.2 Modellierungsansatz

Die Grenzschichtströmung stromabwärts von Ausblasungen aus diskreten Bohrungen ist insbesondere durch die charakteristischen kohärenten Wirbelstrukturen dreidimensional. Als Grundlage für die Abbildung der ausblasungsinduzierten Grenzschichttransition wird daher das auf Transportgleichungen basierende γ - Re_θ -Transitionsmodell in Kombination mit dem k - ω -Turbulenzmodell nach Wilcox (1988) gewählt. Dem Ansatz dieses Modells entsprechend, basieren die Modellgleichungen für ausblasungsinduzierte Transition somit ausschließlich auf lokalen Operationen.

4 Modellierung ausblasungsinduzierter Transition

Die Modellierung umfasst mit der Detektion geeigneter Transitionsorte und der Abbildung des Transitionverlaufs dabei zwei Teilaspekte. Aufgrund mangelnder empirischer Datensätze über einen weiten Parameterraum erübrigt sich für beide im vorliegenden Fall eine rein empirische Herangehensweise im Sinne vorhandener Transitionsmodelle für natürliche und Bypass-Transition (Mayle 1991, Kožulović 2007, Langtry und Menter 2009). Es wird daher ein halb-empirisches Vorgehen gewählt. Das bedeutet, dass geeignete Modellierungsparameter aufgrund analytischer Überlegungen ermittelt und anhand von Testfällen kalibriert werden. Ein rein analytisches Vorgehen ist aufgrund der bekannten Defizite der stationären RANS-Modellierung bei der Abbildung turbulenter Strukturen nicht sinnvoll.

Durch die Einbindung des Modells in die Transportgleichungen des γ - Re_θ -Transitionsmodells ist eine Interaktion des Ausblasungsmodus mit den bereits im Modell integrierten Moden möglich. So kann zum Beispiel der unterschiedliche Transitionverlauf stromabwärts einer Ausblasung sowohl für laminare als auch für transitionelle Grenzschichten mit Bypass-Transition abgebildet werden.

Das Modell wird im Hinblick auf die Auslegung und Analyse von mehrstufigen Niederdruckturbinen mit VGJs entwickelt. Aus dieser Zielsetzung ergeben sich neben der Anforderung, die Strömungsphysik abzubilden, weitere Randbedingungen, welche die Anwendbarkeit des Modells betreffen:

1. Das Konvergenzverhalten der Simulationen soll durch das Modell wenig bis gar nicht negativ beeinflusst werden.
2. Das Modell muss aufgrund limitierter Rechenleistungen im Hinblick auf die Simulation mehrstufiger Turbinen auch bei verhältnismäßig geringer Netzdichte einsetzbar sein, wobei es ein asymptotisches Verhalten für steigende Netzdichte aufweist.
3. Es sollte additiv einsetzbar sein und in Bereichen im Strömungsfeld, die nicht durch Ausblasungen beeinflusst sind, eine möglichst geringe, strömungsphysikalisch begründbare Veränderung der Simulationsergebnisse bewirken. Dies betrifft aufgrund der gewählten Modellparameter insbesondere den Bereich der Randzonen mit den dort auftretenden dreidimensionalen Wirbelstrukturen (vgl. Abschnitt 2.1.2).

4.3 Modellgleichungen

4.3.1 Transitionskriterium

Die durch Ausblasungen aus diskreten Bohrungen induzierte Grenzschichttransition ist, wie in Abschnitt 2.4.4 beschrieben, unmittelbar mit den auftretenden kohärenten, stationären Wirbelstrukturen verknüpft. Dem Hufeisenwirbel und insbesondere dem Nierenwirbelpaar kommt hierbei eine hervorzuhebende Bedeutung zu, da ihr Querströmungsanteil Wendepunkte im Geschwindigkeitsprofil verursacht, die nach der linearen Stabilitätstheorie wiederum eine Instabilität der Grenzschicht nach sich ziehen. Angelehnt an

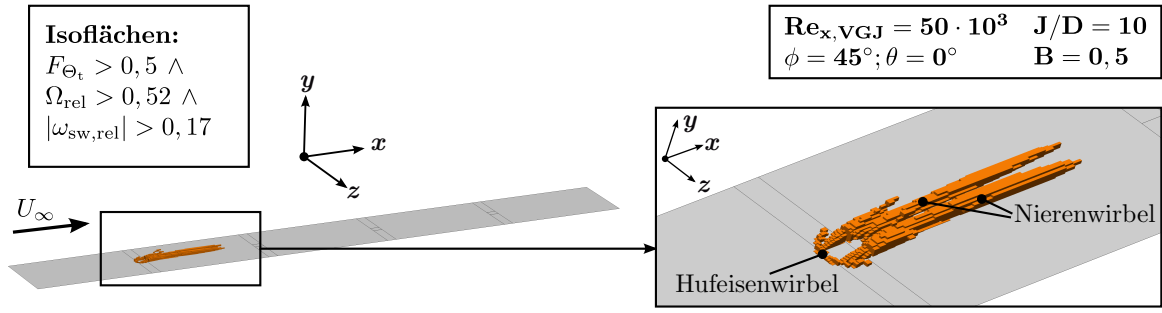


Abbildung 4.1: Verhalten der Modellparameter bei der Ausblasung in die Grenzschicht einer flachen Platte (Beschreibung des Testfalls in Abschnitt 5.1)

das Q -Wirbelkriterium nach Hunt et al. (1988)

$$Q = \frac{1}{2} [|\Omega_{ij}|^2 - |S_{ij}|^2] \quad (4.1)$$

wird für die Detektion dieser kohärenten Wirbelstrukturen die relative Wirbelstärke (engl. Vorticity)

$$\Omega_{\text{rel}} = \frac{|\Omega_{ij}|}{|\partial u_i / \partial x_j|} \quad (4.2)$$

eingeführt. Mittels der Identität

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = S_{ij} + \Omega_{ij}, \quad (4.3)$$

sind die Tensoren der Scherrate S_{ij} (Gl. 3.23) und der Rotation Ω_{ij} (Gl. 3.33) als symmetrischer und asymmetrischer Teil des Tensors der Geschwindigkeitsgradienten definiert, so dass der Definitionsbereich der relativen Wirbelstärke $\Omega_{\text{rel}} = 0 \dots 1$ beträgt. Im Sinne des Q -Kriteriums liegt dann ein Wirbelkern vor, wenn $\Omega_{\text{rel}} > 0,5$ ist – also die Rotation eines Fluidelements dessen Scherung übersteigt. Der asymmetrische Tensor der Rotation Ω_{ij} kann mittels

$$\omega_i = \epsilon_{ijk} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} = \epsilon_{ijk} \Omega_{kj} \quad (4.4)$$

als axialer Vektor der Wirbelstärke ω_i ausgedrückt werden, der gleich der doppelten Winkelgeschwindigkeit der Rotationsbewegung ist (Spurk und Aksel 2007). Durch die Bildung des Skalarprodukts von ω_i mit dem Geschwindigkeitsvektor u_i und der Normierung mittels des Produkts der Vektorbeträge kann der relative Anteil der Wirbelstärke in Strömungsrichtung berechnet werden. Die Kombination des Betrages dieser relativen Wirbelstärke in Strömungsrichtung (engl. Streamwise Vorticity)

$$|\omega_{\text{sw,rel}}| = \frac{|u_i \omega_i|}{|u_i| \cdot |\omega_i|} \quad (4.5)$$

4 Modellierung ausblasungsinduzierter Transition

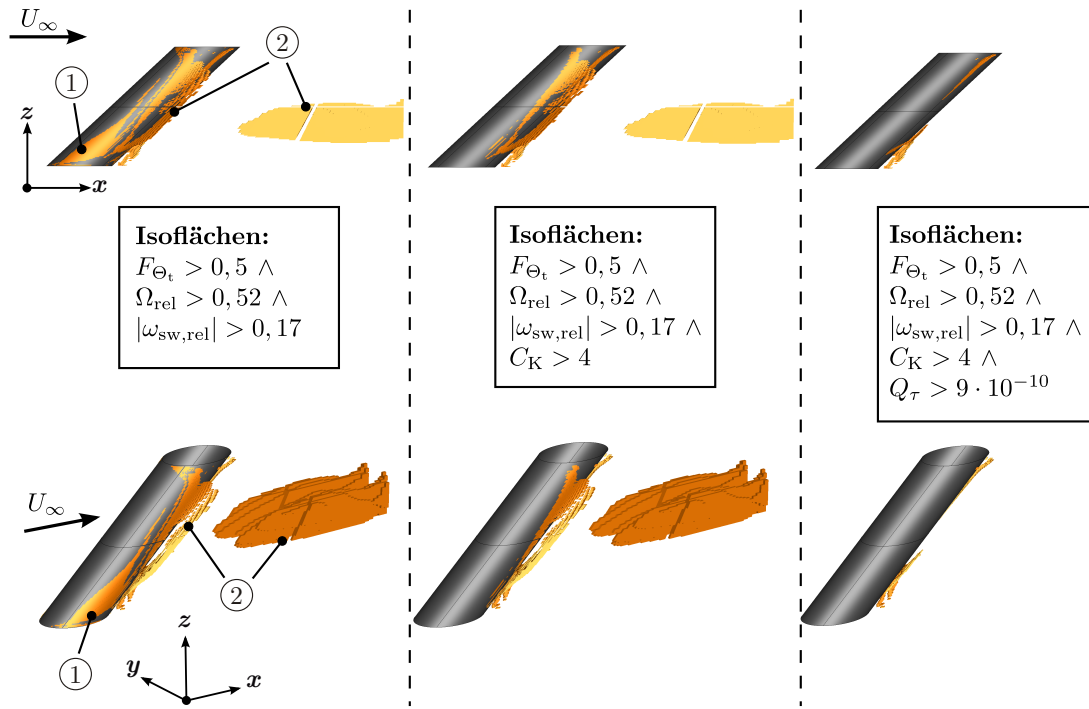


Abbildung 4.2: Verhalten der Modellparameter im Fall eines schräg angeströmten Zylinders (Daten des Testfalls in Abschnitt C.1 im Anhang)

mit der relativen Wirbelstärke Ω_{rel} erlaubt so die Isolierung von Wirbelkernen mit einem signifikanten Querströmungsanteil wie dem Hufeisenwirbel und dem Nierenwirbelpaar eines VGJ (siehe Abbildung 4.1).

Im Hinblick auf komplexe Turbomaschinenströmungen muss das Modellverhalten ebenfalls in nicht mit Ausblasungen assoziierten Bereichen dreidimensionaler Grenzschichten beachtet werden. Wie qualitativ anhand des von Kohama (1987) publizierten Testfalls eines quer angeströmten, gefeilten Zylinders in Abbildung 4.2 (links) veranschaulicht, werden durch die Modellparameter Ω_{rel} und $|\omega_{\text{sw,rel}}|$ neben kohärenten, parallel zur Hauptströmungsrichtung auftretenden Wirbeln so weitere charakteristische Strukturen detektiert. Dies sind typische Bereiche von Querströmungsinstabilitäten (Abschnitt 2.2.5), die auf die Pfeilung des Zylinders und des dadurch hervorgerufenen wandparallelen Druckgradienten normal zur Strömungsrichtung sowie die Stromlinienkrümmung zurückzuführen sind ①. Stromabwärts des Zylinders nehmen beide Parameter darüber hinaus hohe Werte im Rezirkulationsgebiet des Nachlaufs an ②. Um das Modellverhalten in diesen Bereichen zu steuern, werden zwei weitere Modellparameter definiert.

Angelehnt an die Görtler-Zahl sowie dem Transitionskriterium für Querströmungsinstabilität nach Kohama und Davis (1993) setzt der Stromlinienkrümmungsparameter

$$C_K = \frac{U \Theta^* \rho}{\mu} \sqrt{\frac{\Theta^*}{R}} \quad (4.6)$$

den Radius R der Stromlinienkrümmung mit einer an die Impulsverlustdicke angeleh-

te Größe Θ^* ins Verhältnis. Er beschreibt somit das Verhältnis von destabilisierenden Zentrifugalkräften als Folge der Stromlinienkrümmung zu dämpfenden viskosen Kräften der Grenzschicht. Die Größe Θ^* wird hierbei dem γ - Re_θ -Modell entsprechend aus der lokalen Reynolds-Zahl der Wirbelstärke Re_v (Gl. 3.42) gemäß

$$\Theta^* = \frac{\text{Re}_v \mu}{2,193U\rho} = \frac{Sy^{*2}}{2,193U} \quad (4.7)$$

bestimmt. Die Stromlinienkrümmung bzw. deren Kehrwert, der Radius R , wird nach der Vorschrift

$$\frac{1}{R} = \left| \left(\frac{dT}{ds} \right)_i \right| \quad (4.8)$$

berechnet (Kožulović und Röber 2006), wobei der Tangenteneinheitsvektor des Geschwindigkeitsvektors

$$T_i = \frac{u_i}{|u_i|} \quad (4.9)$$

wie folgt entlang der Stromlinienrichtung s differenziert wird

$$\left(\frac{dT}{ds} \right)_i = \frac{\partial T_i}{\partial x_j} T_j. \quad (4.10)$$

Aufgrund der hohen Stromlinienkrümmung und der hohen Scherung in den Wirbelstrukturen stromabwärts der Ausblasung nimmt C_K dort große Werte an. In typischen Bereichen von Querströmungsinstabilitäten, wie sie z.B. in den Randzonen von Schaufelprofilen auftreten können, nimmt C_K hingegen niedrigere Werte an, was eine Separation beider Bereiche und so die Steuerung des Modellverhaltens erlaubt. Im gezeigten Beispiel des Zylinders führt die Anwendung von C_K so zum gewünschten Ausblenden dieser Querströmungsbereiche (vgl. Abbildung 4.2 links und Mitte).

Um Rezirkulationsgebiete von Nachlauf- und Ablösungsbereichen auszublenden, wird das mit dem Quadrat des viskosen Zeitmaßes multiplizierte Q -Kriterium

$$Q_\tau = Q \left(\frac{\mu}{\rho U^2} \right)^2 \quad (4.11)$$

eingeführt. Physikalisch beschreibt Q_τ den Zusammenhang zwischen der Rotationsgeschwindigkeit und der viskosen Dissipation des Wirbels. Für kleine Werte von Q_τ können so langsam rotierende bzw. schnell dissipierende Wirbel, die einen geringen Einfluss auf die Transition ausüben, ausgeblendet werden. In Abbildung 4.2 (rechts) wird anhand des Nachlaufbereiches des quer angeströmten Zylinders qualitativ der Einfluss dieses Parameters veranschaulicht.

Basierend auf den gewählten Modellparametern werden die Modellfunktionen f_Ω , f_ω , f_C und f_Q definiert und zu einem Kriterium für ausblasungsinduzierte Transition f_{VGJ} zusammengefasst

$$f_{\text{VGJ}} = \max [f_{\Omega_{\text{rel}}} f_{\omega_{\text{sw}}} f_C f_Q - 1 \cdot 10^{-3}; 0]. \quad (4.12)$$

4 Modellierung ausblasungsinduzierter Transition

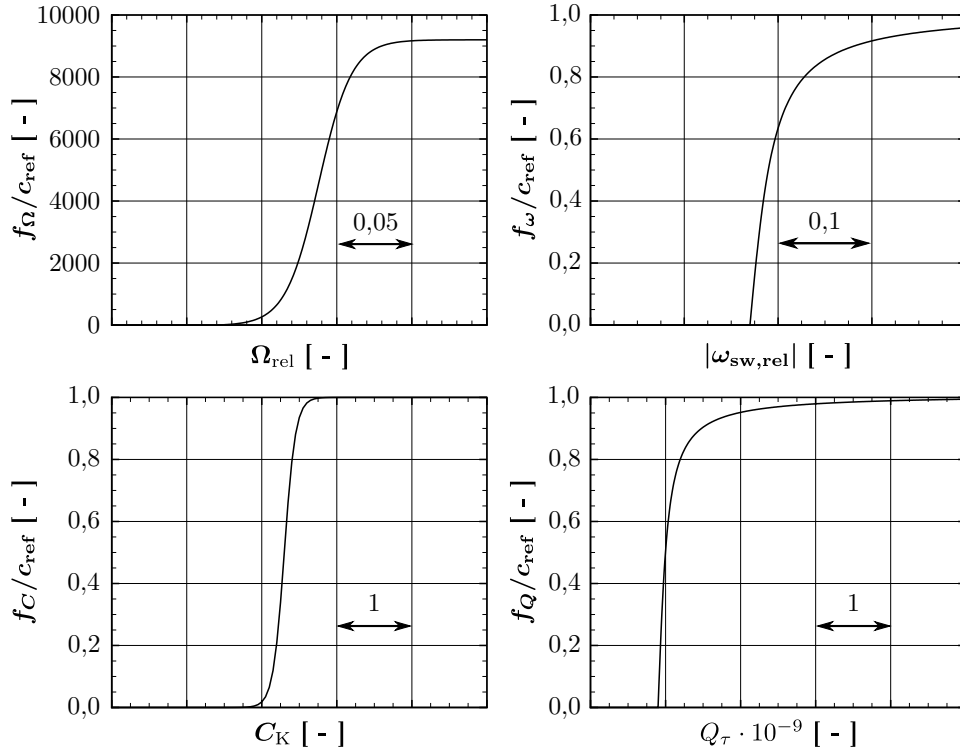


Abbildung 4.3: Modellfunktionen für ausblasungsinduzierte Transition

Der Transitionsbeginn wird dann eingeleitet, wenn $f_{VGJ} > 0$ ist. Die Modellfunktionen wurden in umfangreichen Testrechnungen an Turbinengittern mit und ohne Ausblasung wie folgt kalibriert:

$$f_{\Omega} = \max [c_{\Omega,1} \tanh (c_{\Omega,2}\Omega_{rel} + c_{\Omega,3}) + c_{\Omega,4}; 0] \quad (4.13)$$

$$f_{\omega} = \max [c_{\omega,1} \operatorname{atan} (c_{\omega,2}|\omega_{sw,rel}| + c_{\omega,3}); 0] \quad (4.14)$$

$$f_C = \max [c_{C,1} + c_{C,2} \tanh (c_{C,3}C_K + c_{C,4}); 0] \quad (4.15)$$

$$f_Q = \max [c_{Q,1} \operatorname{atan} (c_{Q,2}Q_{\tau} + c_{Q,3}); 0] \quad (4.16)$$

In Abbildung 4.3 sind die Modellfunktionen (Gl. 4.13 - 4.16) dargestellt. Anhand der Verläufe wird deutlich, dass mit steigenden Modellparametern ebenfalls der Transitionsfaktor f_{VGJ} ansteigt. Ausblasungsinduzierte Transition wird somit dann eingeleitet, wenn durch die Ausblasung langsam dissipierende, kohärente Wirbelstrukturen mit einer hinreichenden Wirbelstärke in Strömungsrichtung hervorgerufen werden und die Grenzschicht durch in Folge der Stromlinienkrümmung auftretende Zentrifugalkräfte ausreichend destabilisiert wird. Darüber hinaus veranschaulicht Abbildung 4.3, dass f_{VGJ} im Vergleich zu den anderen Modellparametern eine starke Abhängigkeit von der relativen Wirbelstärke Ω_{rel} aufweist. Wie im folgenden Abschnitt erläutert wird, erlaubt f_{Ω} so eine Modellierung des Einflusses der Blasrate und der Ausblasungswinkel auf den Transitionsverlauf.

4.3.2 Transitionsverlauf

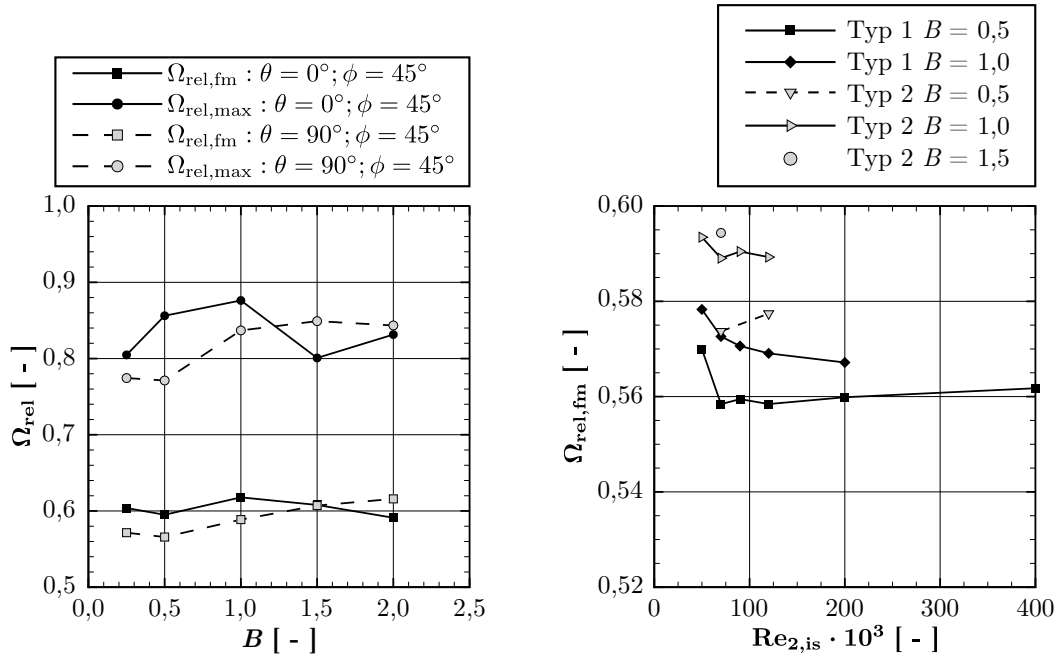


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der relativen Wirbelstärke Ω_{rel} von Ausblasungs- und Betriebspunktparametern einer flachen Platte mit Ausblasung (links, Beschreibung des Testfalls in Abschnitt 5.1) sowie der T161-Niederdruckturbinenkaskade mit Ausblasung (rechts, Beschreibung des Testfalls in Abschnitt 6.1.3)

Wie die Untersuchungen von Postl (2005) gezeigt haben, schlägt die Grenzschicht nicht unmittelbar an der Ausblausungsposition um, sondern in einem von der Ausblausungsrichtung und der Blasrate abhängenden Abstand stromabwärts. Diesem verzögerten Umschlagverhalten wird bei der Einbindung des Kriteriums für ausblausungsinduzierte Transition f_{VGJ} in das γ - Re_θ -Transitionsmodell insofern Rechnung getragen, als der Produktionsterm des Transitionskriteriums $\hat{\text{Re}}_{\theta_t}$ modifiziert wird. Dieses Vorgehen erlaubt gegenüber der direkten Anpassung der Intermittenz γ oder des Produktionsterms der γ -Transportgleichung eine verzögerte Steuerung des Turbulenzmodells. Es wird dementsprechend ein neuer Produktionsterm für ausblausungsinduzierte Transition definiert

$$P_{\Theta_t, \text{VGJ}} = f_{\text{VGJ}}(20 - \hat{\text{Re}}_{\theta_t})F_{\Theta_t} \frac{\rho}{t_*}, \quad (4.17)$$

und mit dem ursprünglichen Term P_{Θ_t} (Gl. 3.37) zu einem neuen Gesamtproduktionsterm

$$P_{\Theta_t, \text{Neu}} = P_{\Theta_t, \text{VGJ}} + \max[(1 - f_{\text{VGJ}}); 0]P_{\Theta_t} \quad (4.18)$$

verknüpft.

4 Modellierung ausblasungsinduzierter Transition

Um den lokalen, auf die Grenzschicht beschränkten Charakter der ausblasungsinduzierten Transition zu berücksichtigen, ist der neue Term $P_{\Theta_t, VGJ}$ durch den Blendfaktor F_{Θ_t} ausschließlich in der Grenzschicht aktiviert. Dies ist insofern bemerkenswert, als er sich damit entgegengesetzt zum ursprünglichen Produktionsterm P_{Θ_t} verhält. Zur Modellierung des diffusiven Charakters der durch P_{Θ_t} abgebildeten Bypass-Transition ist P_{Θ_t} wiederum in der Grenzschicht deaktiviert und nur in der Außenströmung aktiviert. Da eine Absenkung von \hat{Re}_{Θ_t} im Sinne des γ - Re_{Θ} -Modells einen transitionsfördernden Einfluss abbildet, wird die Störung der Grenzschicht durch die Ausblasung mittels eines negativen Produktionsterms modelliert. Durch die Subtraktion des lokalen \hat{Re}_{Θ_t} von der im Transitionsmodell vorgegebenen unteren Grenze von $\hat{Re}_{\Theta_t} = 20$ werden positive Produktionsterme $P_{\Theta_t, VGJ}$ ausgeschlossen.

Die Stärke der durch den negativen Produktionsterm modellierten Störung ist darüber hinaus eine lineare Funktion von f_{VGJ} . Durch den dominanten Einfluss der mittels der Modellfunktion f_{Ω} einfließenden relativen Wirbelstärke Ω_{rel} auf f_{VGJ} wird die von Postl (2005) beobachtete Auswirkung von Ausblasungswinkel und Blasrate auf den Transitionsverlauf berücksichtigt. Wie Abbildung 4.4 anhand der über die Transitionsorte $f_{VGJ} > 0$ flussgemittelten relativen Wirbelstärke $\Omega_{rel, fm}$ sowie der maximal auftretenden relativen Wirbelstärke $\Omega_{rel, max}$ beispielhaft veranschaulicht, können so für steigendes B in der Tendenz höhere Werte von Ω_{rel} beobachtet werden. Zusätzlich bestehen Abhängigkeiten von der Reynolds-Zahl und der Ausblasungsposition (Abbildung 4.4 rechts) sowie vom Ausblasungswinkel (Abbildung 4.4 links), die auf diese Weise im Transitionsmodell berücksichtigt werden.

Im Folgenden werden alle Ergebnisse, die mit dem um den Modus für ausblasungsinduzierte Transition ergänzten γ - Re_{θ} -Modell generiert werden, als *VGJ-Transition* bezeichnet. Ergebnisse des ursprünglichen γ - Re_{θ} -Modells werden mit *Standard-Transition* benannt. Als Intermittenz wird im weiteren Verlauf der Arbeit die Transportgröße γ des γ - Re_{θ} -Modells bezeichnet – γ kann somit im Bereich von laminaren Ablösungen Werte größer 1,0 annehmen (vgl. Abschnitt 3.4.3).

5 Überprüfung des Modellverhaltens anhand generischer Testfälle

Bevor das VGJ-Modell im nächsten Kapitel auf komplexe Turbomaschinen-Testfälle angewendet und validiert wird, wird in diesem Kapitel das Verhalten des Modells in einfachen Strömungsfeldern analysiert und plausibilisiert. So wird in einem ersten Schritt das Modell in der druckgradientenfreien Grenzschicht einer flachen Platte mit Ausblasung angewendet und die Vorhersage typischer Grenzschichtgrößen als Funktion der zentralen Betriebspunkt- und Auslegungsparameter Blasrate, Reynolds-Zahl, Bohrungsteilung und Ausblasungswinkel untersucht. Anschließend wird das Modell auf die komplexere Grundströmung einer flachen Platte mit Niederdruckturbinenprofil ähnlicher Druckverteilung und laminarer Ablöseblase angewendet.

5.1 Flache Platte ohne Druckgradient

5.1.1 Beschreibung des Testfalls, der Netztopologien und der Randbedingungen

Um das Verhalten des VGJ-Modells in einer druckgradientenfreien Grundströmung zu untersuchen, werden Ausblasungen in die Grenzschicht einer flachen Platte simuliert. In Abbildung 5.1 ist das gesamte Rechengebiet und Rechnetz der Simulationen inklusive der Randbedingungen dargestellt. Stromaufwärts der Plattenvorderkante ist ein Einströmbereich von der Länge der Platte und stromabwärts ein Abströmbereich von einem Drittel der Plattenlänge vorgesehen. Am oberen Rand (in y -Richtung) des Rechengebietes sind Euler-Wand-Randbedingungen und am unteren Rand im Ein- und Abströmbereich Symmetrie-Randbedingungen gesetzt. Die Haftbedingung an der Plattenoberfläche wird durch eine Wand-Randbedingungen berücksichtigt, wobei sie mit einem Abstand der ersten Zellmitten normal zur Wand von $n^+ \approx 1$ aufgelöst ist. In z -Richtung ist eine periodisch-translatorische Randbedingung gesetzt. Das gesamte Netz umfasst 918.784 Knoten.

In Abbildung 5.1 (unten) ist das Netz der Plattenoberfläche in einer Draufsicht dargestellt, wobei der Abstand der vier möglichen Ausblasungspositionen von der Plattenvorderkante ausgedrückt durch die Reynolds-Zahl Re_x angegeben ist. Der Bohrungsdurchmesser beträgt für alle Positionen gleichbleibend $D/\delta_1 = 4,5$ bezogen auf die Verdrängungsdicke δ_1 der Grenzschicht bei $Re_x = 150 \cdot 10^3$. Für die Modellierung der Ausblasungen auf der Plattenoberfläche werden Leak Inlet-Randbedingungen verwendet (Abschnitt 3.6), wobei pro Simulation jeweils nur eine Bohrung modelliert wird.

5 Überprüfung des Modellverhaltens anhand generischer Testfälle

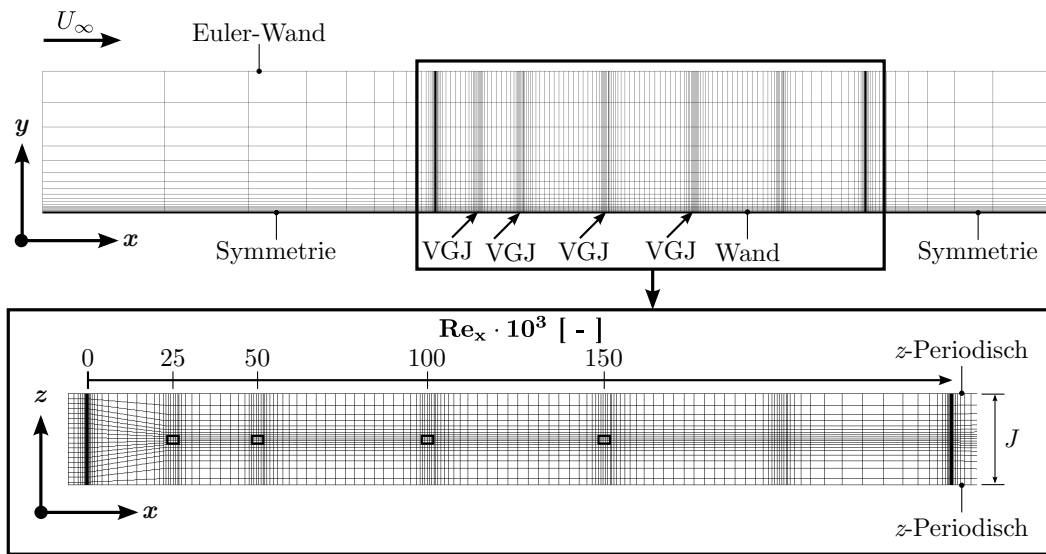


Abbildung 5.1: Testfall flache Platte ohne Druckgradient mit VGJ (translatorisch-periodische Randbedingung in z -Richtung, jede zweite Netzlinie dargestellt, VGJ-Positionen markiert)

In den Untersuchungen werden die folgenden Parameter variiert:

- die Ausblasungsposition $Re_x = xU_1\rho_1/\mu_1 = 25 \cdot 10^3 \dots 150 \cdot 10^3$,
- die Blasrate $B = 0,5 \dots 2,0$,
- der Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ \dots 90^\circ$ und der Neigungswinkel der Ausblasung $\phi = 35^\circ \dots 45^\circ$ sowie
- die Bohrungsteilung in z -Richtung ist $J/D = 2,5 \dots 20$.

Die Zuströmgeschwindigkeit U_∞ zur Platte beträgt für alle Simulationen gleichbleibend $U_\infty = 53,6 \text{ m/s}$, der Turbulenzgrad am Einströmrand $Tu_1 = 5\%$ und das turbulente Längenmaß $l_T = 4 \cdot 10^{-5} \text{ m}$. Um lokale Bypass-Transitionseffekte durch die Einblasung eines turbulenten Strahls in die Grenzschicht zu verhindern, wird eine laminare Ausblasung modelliert. Dementsprechend wird am Leak Inlet eine Intermitenz von $\gamma = 0,01$, ein Turbulenzgrad von $Tu = 0,1\%$ und ein turbulentes Längenmaß von $l_T = 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ m}$ vorgegeben.

5.1.2 Konvergenz

Wie Abbildung 5.2 veranschaulicht, verursacht das VGJ-Modell keine signifikante Verschlechterung des Konvergenzverlaufs gegenüber dem Standard-Transitionsmodell. So kann lediglich im maximalen Dichte-Residuum (Abbildung 5.2 links) eine Erhöhung des asymptotischen Wertes der auskonvergierten Rechnung um weniger als eine Größenordnung beobachtet werden. Das maximale Residuum ist dabei aber immer noch kleiner

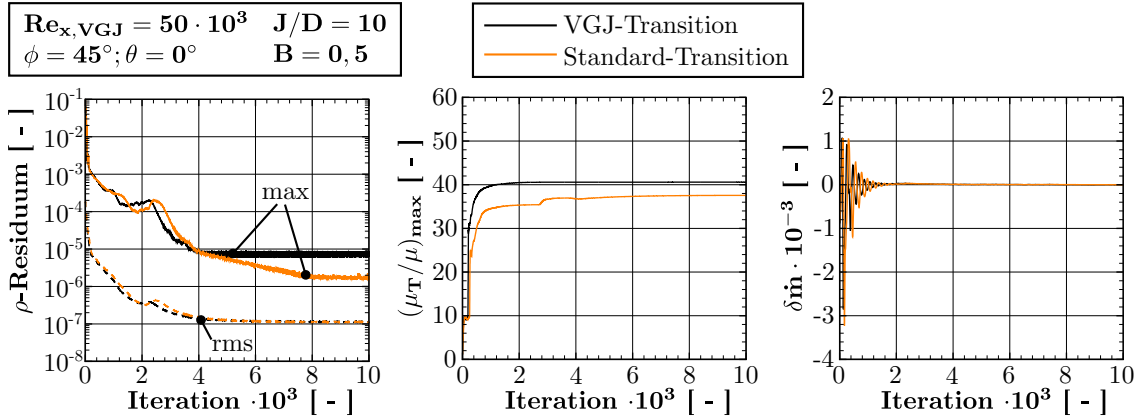


Abbildung 5.2: Konvergenzverläufe des maximalen und RMS Dichte-Residuums (links), der maximalen bezogenen Wirbelviskosität (Mitte) und der Massenstrommibalanz (rechts) für $\text{Re}_{x,\text{VGJ}} = 50 \cdot 10^3$, $B = 0,5$, $J/D = 10$, $\phi = 45^\circ$ und $\theta = 0^\circ$ mit und ohne VGJ-Modell

als 10^{-5} und das mittlere (RMS) kleiner 10^{-6} , so dass Iterationsfehler ausgeschlossen werden können. Für die Massenstrommibalanz

$$\delta \dot{m} = \frac{\dot{m}_2 - (\dot{m}_1 + \dot{m}_{\text{VGJ}})}{\dot{m}_1 + \dot{m}_{\text{VGJ}}} \quad (5.1)$$

kann kein Unterschied zwischen den Modellierungsvarianten festgestellt werden (Abbildung 5.2 rechts) und für den maximalen Werte der bezogenen Wirbelviskosität μ_T/μ ist mit VGJ-Modell bereits bei Iteration 2000 ein asymptotischer Werte erreicht, während mit dem Standard-Modell sich dieser erst bei Iteration 7000 einstellt.

5.1.3 Qualitative Auswertung

Wie Abbildung 5.3 für die Ausblasung bei $\text{Re}_{x,\text{VGJ}} = 50 \cdot 10^3$ veranschaulicht, werden durch das VGJ-Modell nur im Bereich der Ausblasungsposition und unmittelbar stromabwärts Transitionsorte ($f_{\text{VGJ}} > 0$) detektiert, die wiederum mit den bekannten kohärenten Wirbelstrukturen von JiC-Konfiguration verknüpft sind. Neben dem Hufeisenwirbel ① ist dies als dominante Struktur das Nierenwirbelpaar ②. Zusätzlich erfasst das Modell zwei Wirbel oberhalb des Nierenwirbelpaares, die aufgrund des zum jeweils nächstgelegenen Astes der Nierenwirbel entgegengesetzten Drehsinns als Reaktionswirbel angesehen werden können ③.

Durch die Detektion der Transitionsorte entlang der Ausblasungsstrahltrajektorie kommt es unmittelbar stromabwärts der Ausblasungsposition durch das VGJ-Modell zu einer erheblichen Absenkung von $\hat{\text{Re}}_{\Theta_t}$ (Abbildung C.3 oben in Anhang C.2). Wie anhand der Isolinie $\gamma = 0,5$ für die Intermitenz des $\gamma\text{-Re}_\theta$ -Modells in Abbildung 5.4 (oben) ersichtlich ist (vgl. Abbildung C.4), führt dies wiederum zu einer Anhebung der Intermitenz. Weitere $\Delta \text{Re}_x \approx 5$ stromabwärts kann am erstmaligen Anwachsen

5 Überprüfung des Modellverhaltens anhand generischer Testfälle

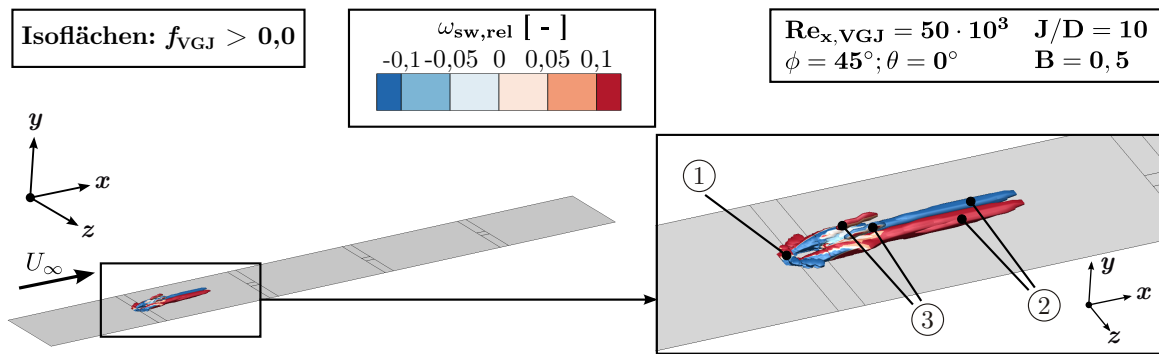


Abbildung 5.3: Transitionsorte des VGJ-Modells mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw,rel}$ bei Ausblasung in die Grenzschicht der flachen Platte für $Re_{x,VGJ} = 50 \cdot 10^3$, $B = 0,5$, $\phi = 45^\circ$ und $\theta = 0^\circ$

der Wirbelviskosität im Scherschichtbereich des Ausblasungsstrahls der Umschlag der Grenzschicht beobachtet werden.

Wie die Konturen an vier Strömungsquerschnitten in Abbildung 5.4 (oben) veranschaulichen, ist der turbulente Bereich in Bohrungsteilungsrichtung zunächst auf den Bereich der Ausblasungsbohrung beschränkt ($Re_x = 60 \cdot 10^3$). Weiter stromabwärts dehnt sich dieser Bereich sukzessive in Teilungsrichtung (z -Richtung) und normal zur Wand (y -Richtung) aus und erfasst schließlich die Grenzschicht über die gesamte Teilung bei $Re_x = 200 \cdot 10^3$. Hervorzuheben ist, dass die Ausdehnung des Bereichs mit Intermitenz $\gamma > 0,5$ dem Anstieg der Wirbelviskosität stromaufwärts immer vorausgeht. Insbesondere für $Re_x = 60 \cdot 10^3$ fällt auf, dass der Bereich erhöhter Intermitenz in der Grenzschicht ca. ein Drittel der Teilung einnimmt, während eine turbulente Strömung nur für etwa die Hälfte dieses Bereiches beobachtet werden kann. Dies veranschaulicht, dass das Abbilden turbulenter Strukturen in transitionellen Simulationen neben dem Transitionsmodell auch vom Turbulenzmodell abhängt. So kann in Bereichen, in denen $\gamma > 0$ ist, auch dann kein Anwachsen der Wirbelviskosität beobachtet werden, wenn dieses nicht durch die Produktionsterme des Turbulenzmodells vorhergesagt wird. Trotz einer korrekten Transitionsmodellierung können daher Differenzen zu experimentellen Daten auftreten. Zurückzuführen sind diese möglichen Differenzen auf die bekannte Schwäche von Zwei-Gleichungsmodellen (z.B. dem $k-\omega$ -Modell), die turbulenten Strukturen stark dreidimensionaler Strömungen (wie turbulenter Ausblasungsstrahlen) vorherzusagen (Tao et al. 2009). Für eine mit $k-\omega$ -Turbulenz- und $\gamma-Re_\theta$ -Transitionsmodell inklusive VGJ-Modifikation nach Herbst et al. (2011b) gerechnete JiC-Konfiguration sei an dieser Stelle weiterführend auf Winstroth (2011) verwiesen. In einem wandnahen Sattelpunkt unmittelbar stromabwärts der Ausblasung unterhalb der Ausblasungsscherschicht konnte in dieser Studie die in experimentellen Untersuchungen beobachtete Turbulenzproduktion sogar in voll-turbulenten Rechnungen ($\gamma = 1$) lokal nicht wiedergegeben werden.

Für die Simulationen mit dem Standard-Transitionsmodell (Abbildung 5.4 unten) tritt hingegen eine deutliche Abhängigkeit vom Transitionsmodell auf. Da stromabwärts der

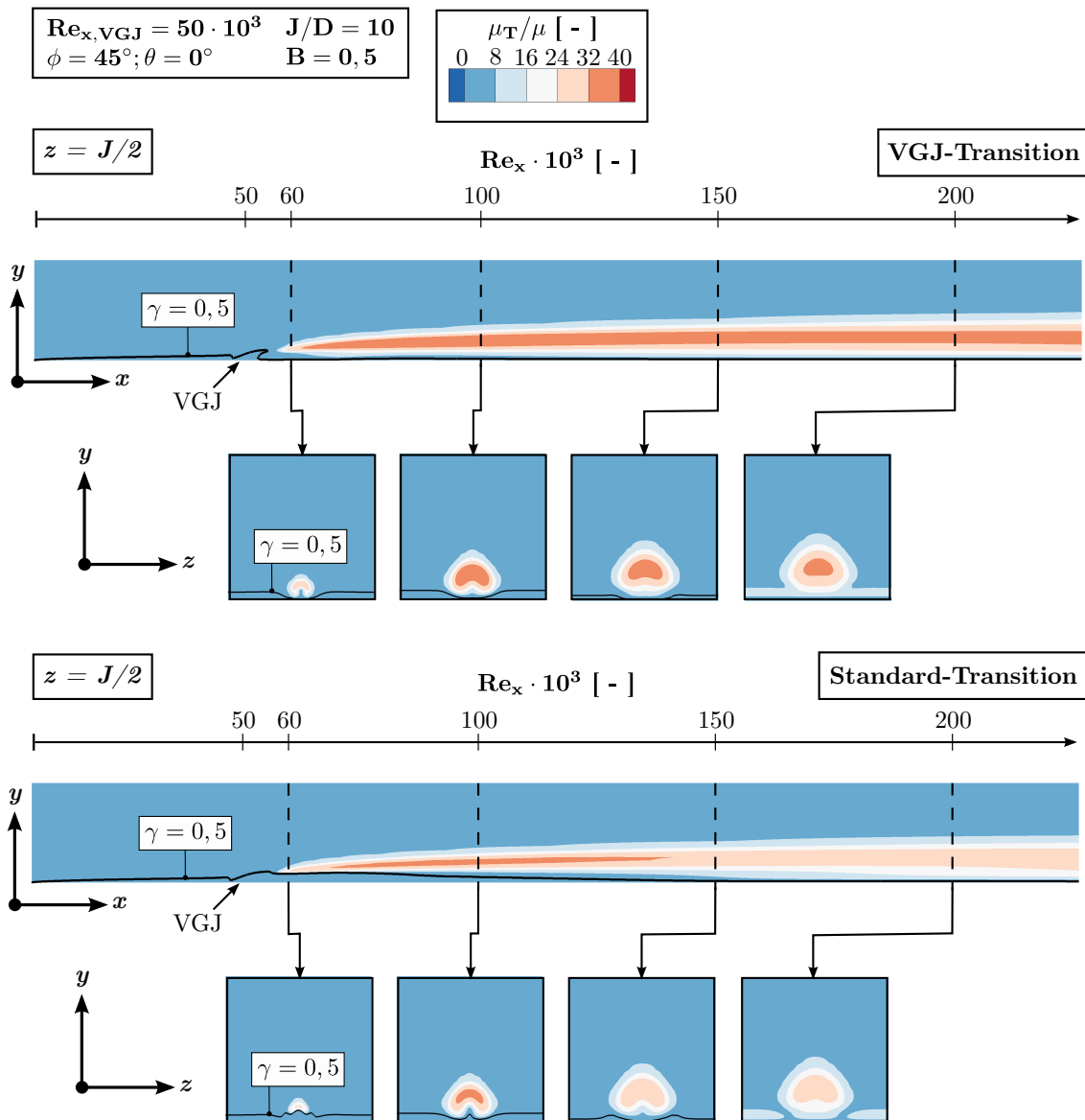


Abbildung 5.4: Bezogene Wirbelviskosität der flachen Platte ohne Druckgradient mit dem VGJ-Modell (oben) und ohne (unten) in Plattenmitte und an vier axialen Positionen

Ausblasungsposition bis $Re_x \approx 130 \cdot 10^3$ in der Grenzschicht $\gamma < 0,5$ ist (vgl. Abbildung C.4 unten), kann das mit dem VGJ-Modell beobachtete und somit durch die Produktionsterme des Turbulenzmodells vorhergesagte Anwachsen der Wirbelviskosität in der Grenzschicht nicht festgestellt werden. Das Standard-Transitionsmodell ist somit nicht in der Lage, den transitionsfördernden Einfluss der Ausblasung auf die Grenzschicht abzubilden. Der dennoch beobachtete, aber deutlich geringere Anstieg der Wirbelviskosität in der Grenzschicht ist auf die Durchmischung von Außenströmung und Grenzschicht

5 Überprüfung des Modellverhaltens anhand generischer Testfälle

durch die Nierenwirbel zurückzuführen. So verursachen diese einen konvektiven Transport von Fluid der Außenströmung mit hoher Intermitenz ($\gamma \approx 1$) in die Grenzschicht (Abbildung C.4 unten in Anhang C.2). In den Simulationen mit VGJ-Modell kann hingegen ein nicht auf konvektiven Transport zurückzuführender Anstieg der Intermitenz in der Grenzschicht beobachtet werden (Abbildung C.4 oben). Oberhalb der durch die Isolinie $\gamma = 0,5$ gekennzeichneten Trennlinie tritt über den gesamten Simulationsbereich wiederum ein zu der Simulation mit dem VGJ-Modell ähnliches Ergebnis für die Wirbelviskosität auf, allerdings auf niedrigerem Niveau.

5.1.4 Netzkonvergenz

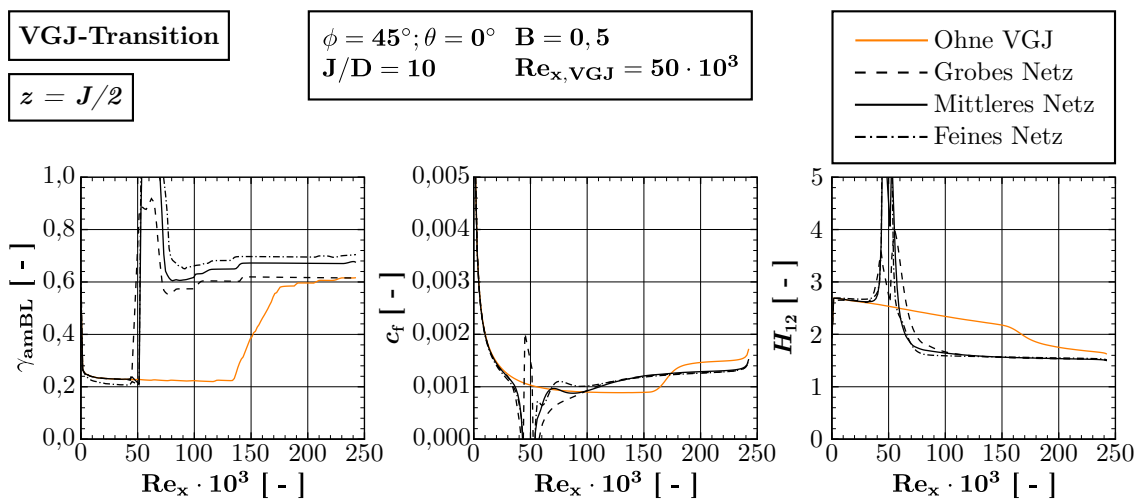


Abbildung 5.5: Intermittenz γ_{amBL} (links), Wandschubspannungsbeiwert c_f (Mitte) und Formfaktor H_{12} (rechts) der Plattengrenzschicht in Abhängigkeit der Netzauflosung in Plattenmitte bei $z = J/2$ (Berechnungsfall *Ohne VGJ* mit Standard-Transitionsmodell und mittlerem Netz)

Neben dem bereits diskutierten zu vernachlässigenden Einfluss des VGJ-Modells auf die (zeitliche) Konvergenz (Abschnitt 5.1.2) muss das VGJ-Modell auch räumlich ein konvergent-asymptotisches Verhalten aufweisen. Bevor im Folgenden der quantitative Einfluss verschiedener Ausblasungsparameter auf die Lösung diskutiert und das Verhalten des VGJ-Modells so plausibilisiert wird, wird daher eine Netzkonvergenzstudie durchgeführt, um den Netzeinfluss möglichst auszuschließen. In Abbildung 5.5 sind die Verläufe der mittleren Intermittenz der Grenzschicht γ_{amBL} (links), des Wandschubspannungsbeiwerts c_f (Mitte) und des Formfaktors H_{12} (rechts) in Plattenmitte bei $z = J/2$ für drei systematisch in alle Raumrichtungen gleichmäßig verfeinerte Netze dargestellt. Das grobe Netz weist hierbei 110.016 Punkte, das mittlere 857.216 Punkte und das feine 3.386.880 Punkte auf.

Als Referenz zu den Verläufen der drei Netze mit Ausblasung sind ebenfalls die Ergebnisse der flachen Platte ohne Ausblasung (auf dem mittleren Netz) dargestellt. Die

Verläufe zeigen in allen drei betrachteten Größen eine für die natürliche bzw. Bypass-Transition typische Charakteristik. So kann nach einem plateauartigen Verlauf von c_f ($Re_x = 50 \cdot 10^3 \dots 160 \cdot 10^3$) ein Anstieg und asymptotischer Übergang auf ein höheres Wandschubspannungsniveau zwischen $Re_x = 160 \cdot 10^3 \dots 220 \cdot 10^3$ beobachtet werden. Dies ist verbunden mit einer Verringerung von H_{12} im Rahmen eines asymptotischen Übergangs von typischen Werten einer laminaren Grenzschicht ($H_{12} \approx 2,6$) auf Werte einer turbulenten Grenzschicht ($H_{12} \approx 1,4$). Der Transitionspunkt für die flache Platte ohne Ausblasung liegt somit bei $Re_x \approx 160 \cdot 10^3$, das Transitionsende bei $Re_x \approx 220 \cdot 10^3$. Im Verlauf der Intermittenz γ_{amBL} ist ein signifikanter Anstieg bereits stromaufwärts des Transitionspunktes ab $Re_x \approx 130 \cdot 10^3$ bis $Re_x \approx 170 \cdot 10^3$ zu erkennen.

Mit Ausblasung kann für alle drei Netze unmittelbar stromabwärts der Ausblasungsposition ab $Re_x = 50 \cdot 10^3$ ein Umschlag der Grenzschicht beobachtet werden. Eine Netzabhängigkeit ist hierbei ausschließlich hinsichtlich der Transitionslänge festzustellen. Während für das feine Netz das Erreichen des Wertes des Formfaktors von $H_{12} \approx 1,4$ bereits bei $Re_x \approx 80 \cdot 10^3$ auftritt, verschiebt sich dieser Punkt mit gröber werdendem Netz weiter stromabwärts. Zurückzuführen ist dieses Verhalten auf ein mit zunehmender Netzdichte steigendes Intermittenzniveau γ_{amBL} -Niveau im Bereich der Ausblasung aber auch stromabwärts. Dies ist verknüpft mit dem Auftreten abgelöster Grenzschichtbereiche ($c_f < 0$ und $H_{12} > 4$) stromauf- und stromabwärts der Ausblasungsposition, die sich mit steigender Netzauflösung stärker ausbilden. Dies führt so für das mittlere und feine Netz aufgrund des Modus für ablösungsinduzierte Transition des γ - Re_Θ -Modells zu Werten von $\gamma > 1$ im Bereich $Re_x = 50 \cdot 10^3 \dots 80 \cdot 10^3$. Im Bereich $Re_x = 60 \cdot 10^3 \dots 70 \cdot 10^3$ können so für feinere Netze höhere Werte des Wandschubspannungsbeiwerts c_f und ein stärkeres Absinken des Formfaktors H_{12} beobachtet werden. Stromabwärts $Re_x = 110 \cdot 10^3$ kann für c_f wie auch H_{12} kein Unterschied mehr zwischen den verschiedenen Netzauflösungen festgestellt werden. In Verbindung mit dem konsistent-asymptotischen Verhalten im Bereich der Ausblasung für steigende Netzdichten ist ein netzkonvergentes Verhalten des VGJ-Modells somit gegeben.

Darüber hinaus ist der bei allen Netzen beobachtete unmittelbare Umschlag der Grenzschicht stromabwärts der Ausblasung ähnlich den in der Literatur dokumentierten Ergebnissen. So weist beispielsweise der Verlauf von H_{12} einen den Ergebnissen von Horstmann et al. (1984) ähnlichen Verlauf auf (Abbildung 2.23 rechts) und entspricht auch den Erkenntnissen von Mayle (1991) und Eldredge und Bons (2004).

5.1.5 Einfluss der Reynolds-Zahl

Um die Abhängigkeit der Transitionsvorhersage durch das VGJ-Modell von der Reynolds-Zahl der Außenströmung zu untersuchen, werden Simulationen mit Ausblasungen an vier verschiedenen axialen Positionen verglichen. In Abbildung 5.6 sind die in Teilungsrichtung (z -Richtung) flächengemittelten Größen der mittleren Intermittenz γ_{amBL} der Grenzschicht (links), des Wandschubspannungsbeiwerts c_f (Mitte) und des Formfaktors H_{12} (rechts) dargestellt.

Für alle Ausblasungspositionen bzw. Reynolds-Zahlen kann ein nahezu identisches Verhalten festgestellt werden. So steigt γ_{amBL} zunächst schlagartig auf $\gamma_{amBL} \approx 0,4$ an,

5 Überprüfung des Modellverhaltens anhand generischer Testfälle

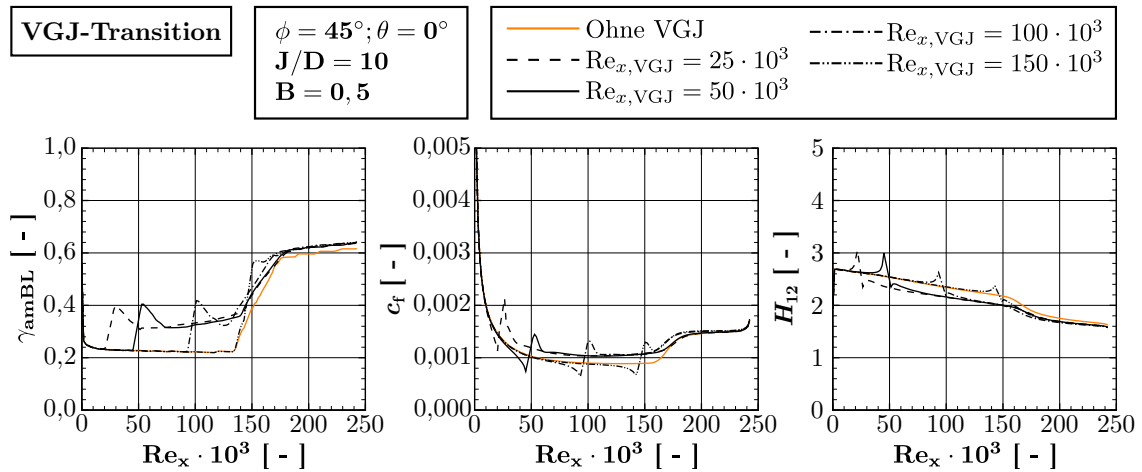


Abbildung 5.6: In z -Richtung gemittelte Intermittenz γ_{amBL} (links), Wandschubspannungsbeiwert c_f (Mitte) und Formfaktor H_{12} (rechts) der Plattengrenzschicht als Funktion der Reynolds-Zahl (Berechnungsfall *Ohne VGJ* mit Standard-Transitionsmodell)

um stromabwärts anschließend auf $\gamma \approx 0,3$ zurückzugehen. Ab $Re_x \approx 130 \cdot 10^3$ steigt γ_{amBL} dann in allen Konfigurationen durch den Umschlag der Grenzschicht lateral in Teilungsrichtung zwischen den Ausblasungen (vgl. Abbildungen 5.4 und C.4) ähnlich der Platte ohne Ausblasung auf $\gamma_{\text{amBL}} \approx 0,6$. Im Verlauf des Wandschubspannungsbeiwerts und des Formfaktors können entsprechende Verhalten beobachtet werden: Direkt stromabwärts der Ausblasung steigt c_f zunächst schlagartig an, um dann bei allen Konfigurationen auf einen Wert $c_f \approx 0,0012$ zurückzugehen. Da dieser oberhalb des laminaren ($c_f \approx 0,001$) aber unterhalb des voll-turbulenten Wertes ($c_f \approx 0,0014$) liegt, ist in Verbindung mit Abbildung 5.4 (oben) von einer in Teilungsrichtung (z -Richtung) partiell turbulenten Grenzschicht auszugehen. Ab $Re_x \approx 160 \cdot 10^3$ steigt c_f dann asymptotisch weiter auf den voll-turbulenten Wert für $Re_x \approx 220 \cdot 10^3$ an, dem Verlauf der flachen Platte ohne Ausblasung folgend. Lateral zwischen den Ausblasungen verbleibt bei dieser Bohrungsteilung ($J/D = 10$) somit ein Bereich der Grenzschicht, der im Wesentlichen dem ursprünglichen Umschlagverhalten (ohne Ausblasung) folgt (vgl. Abbildung 5.4).

In der Literatur liegen zum lateralen Ausbreitungsverhalten der ausblasungsinduzierten Transition keine eindeutigen Erkenntnisse vor. So kann im Anstrichbild von Horstmann und Quast (1981) (Abbildung 2.23 links) stromabwärts der Ausblasung einerseits die keilförmige Ausbreitung eines turbulenten Flecks beobachtet werden, während die Simulationen von Postl (2005) (Abbildung 2.24) andererseits eine Beschränkung auf den lateralen Bereich der Ausblasung zeigen. Für diesen Bereich kann in den Simulationen mit dem VGJ-Modell wiederum eine von der Reynolds-Zahl unabhängige Turbulatorwirkung der Ausblasungen auf die laminare Grenzschicht beobachtet werden. Auf Grundlage der in der Literatur bekannten experimentellen Ergebnisse (Abschnitt 2.4.4) kann das Modellverhalten somit als plausibel angesehen werden (Mayle 1991, Eldredge und Bons

2004).

5.1.6 Einfluss der Blasrate

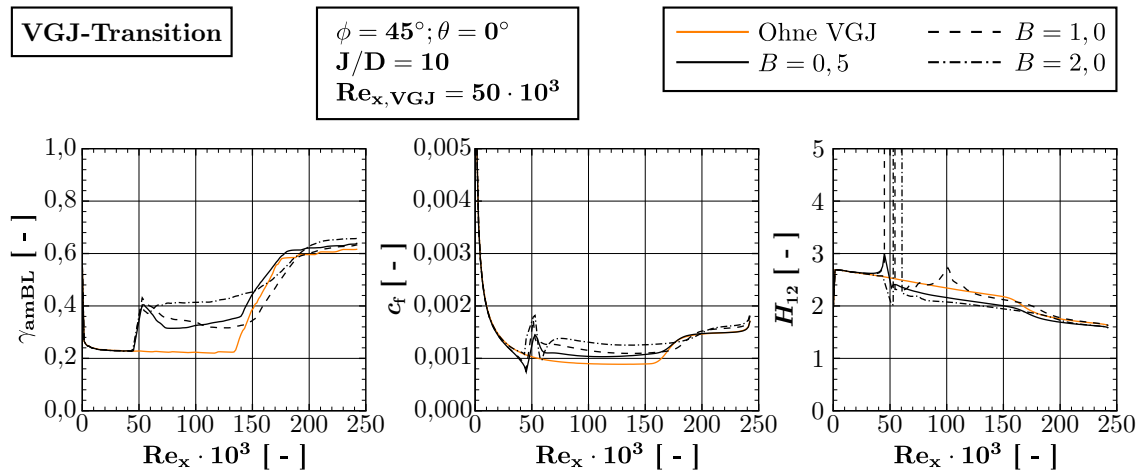


Abbildung 5.7: In z -Richtung gemittelte Intermittenz γ_{amBL} (links), Wandschubspannungsbeiwert c_f (Mitte) und Formfaktor H_{12} (rechts) der Plattengrenzschicht als Funktion der Blasrate B (Berechnungsfall *Ohne VGJ* mit Standard-Transitionsmodell)

Mit der Steigerung der Blasrate von $B = 0,5 \dots 2,0$ geht stromabwärts der Ausblasung zwischen $Re_x = 70 \cdot 10^3 \dots 160 \cdot 10^3$ zunächst sowohl eine Erhöhung des Intermittenzniveaus (Abbildung 5.7 links) wie auch der Wandschubspannung (Abbildung 5.7 Mitte) einher. Die an der Intermittenz zu erkennende Turbulatorwirkung der Ausblasung nimmt somit mit steigendem B zu, wie auch der an der höheren Wandreibung zu erkennende Impuls in der Grenzschicht. Letzterer steigt hierbei einerseits aufgrund des höheren turbulenten Austauschs, andererseits aber auch durch die höhere großskalige Durchmischung angesichts stärkerer kohärenter JiC-Wirbel (Abbildungen 2.22 und 4.4) und durch die Zufuhr mehr Fluids höheren Impulses durch die Ausblasung (Abschnitt 2.4.4). Die letztgenannten, nicht zwangsläufig turbulenten Mechanismen führen für $B = 1,0$ trotz erhöhter Wandschubspannung daher zu einem Abfallen der Intermittenz und einem Anstieg des Formfaktors auf die laminaren Werte. Vor dem Hintergrund der auch durch Postl (2005) dokumentierten Ergebnisse ($B = 1,5$ in Abbildung 2.24) ist dies eine als durchaus plausibel zu wertende Auswirkung der Ausblasung auf die Grenzschicht. Für alle Blasraten ist ab $Re_x \approx 160 \cdot 10^3$ der asymptotische Übergang in allen Parametern auf die Werte einer in Teilungsrichtung vollständig turbulenten Grenzschicht zu beobachten. Folglich bleibt das Umschlagverhalten der Grenzschichten auch für steigende Blasraten lateral zwischen den Ausblasungen grundsätzlich unbeeinflusst. Die gegenüber den anderen Blasraten geringere Veränderung für $B = 2,0$ deutet allerdings an, dass sich der Einflussbereich der ausblasungsinduzierten Transition für steigende Blasraten lateral ausdehnt. Insbesondere

5 Überprüfung des Modellverhaltens anhand generischer Testfälle

re die DNS von Postl (2005) (Abbildung 2.24) erlauben die Schlussfolgerung, dass dieses Ergebnis plausibel ist.

5.1.7 Einfluss der Bohrungsteilung

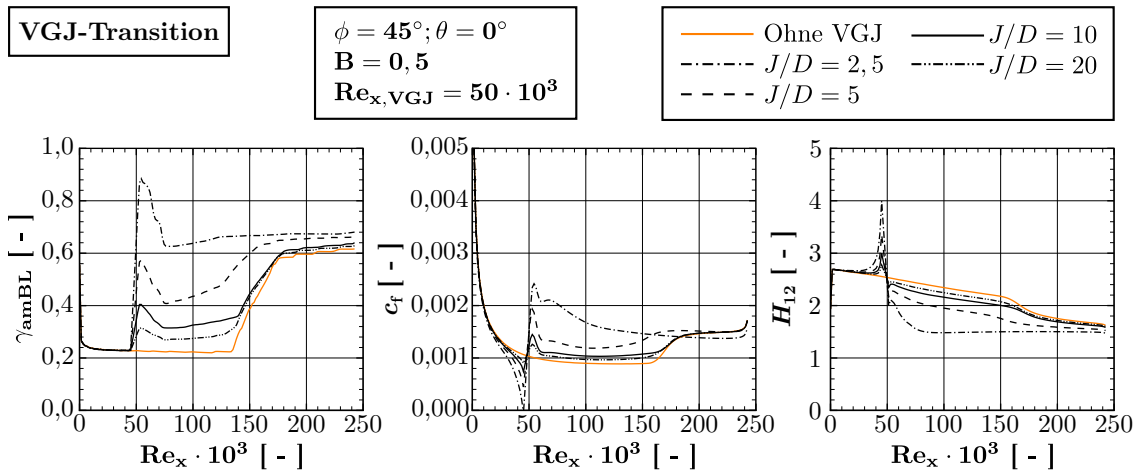


Abbildung 5.8: In z -Richtung gemittelte Intermittenz γ_{amBL} (links), Wandschubspannungsbeiwert c_f (Mitte) und Formfaktor H_{12} (rechts) der Plattengrenzschicht als Funktion der Bohrungsteilung (Berechnungsfall *Ohne VGJ* mit Standard-Transitionsmodell)

Ausgehend von der in den vorangegangenen Abschnitten betrachteten Bohrungsteilung $J/D = 10$ ist in Abbildung 5.8 der Einfluss einer vergrößerten ($J/D = 20$) und einer verkleinerten Bohrungsteilung ($J/D = 2,5$ und 5) auf die in Teilungsrichtung gemittelten Grenzschichtgrößen dargestellt. Zusammengefasst kann festgestellt werden, dass mit steigendem J/D alle drei Verläufe (γ , c_f , H_{12}) sich dem Ergebnis ohne Ausblasung (*Ohne VGJ*) annähern. Für sinkende J/D nimmt die Abhängigkeit der Verläufe vom Transitionsverhalten lateral zwischen den Ausblasungen ab, und es stellt sich über die gesamte Teilung ein ausschließlich von der Ausblasung dominierter Grenzschichtzustand ein. Insbesondere für $J/D = 2,5$ kann so bei $Re_x \approx 160 \cdot 10^3$ kein auf Bypass-Transition zurückzuführender asymptotischer Übergang auf höhere Werte von c_f und γ_{amBL} bzw. auf niedrigere Werte von H_{12} beobachtet werden. Vielmehr nimmt H_{12} stromabwärts $Re_x \approx 80 \cdot 10^3$ bereits den Wert für eine voll-turbulente Grenzschicht $H_{12} = 1,4$ an. Der Wandschubspannungsbeiwert c_f nimmt asymptotisch ausgehend von seinem Maximalwert an der Ausblasungsposition ($c_f = 0,0025$) auf einen geringfügig unter dem voll-turbulenten Wert ohne Ausblasung liegenden Wert ($c_f = 0,0013$) ab. Hervorzuheben ist im Vergleich zu den Untersuchungen mit variierter Blasrate B (Abbildung 5.7), dass eine Vervierfachung des Ausblasungsmassenstroms durch das Vierteln der Bohrungsteilung bei gleichbleibendem $B = 0,5$ hinsichtlich der (in Teilungsrichtung gemittelten) Turbulatorwirkung der Ausblasung somit effektiver ist als eine Vervierfachung der Blasrate

(auf $B = 2, 0$) bei gleichbleibender Bohrungsteilung. Dies entspricht qualitativ den von Schumann et al. (2006) dokumentierten Beobachtungen (vgl. Abschnitt 2.4.3).

5.1.8 Einfluss des Ausblasungswinkels

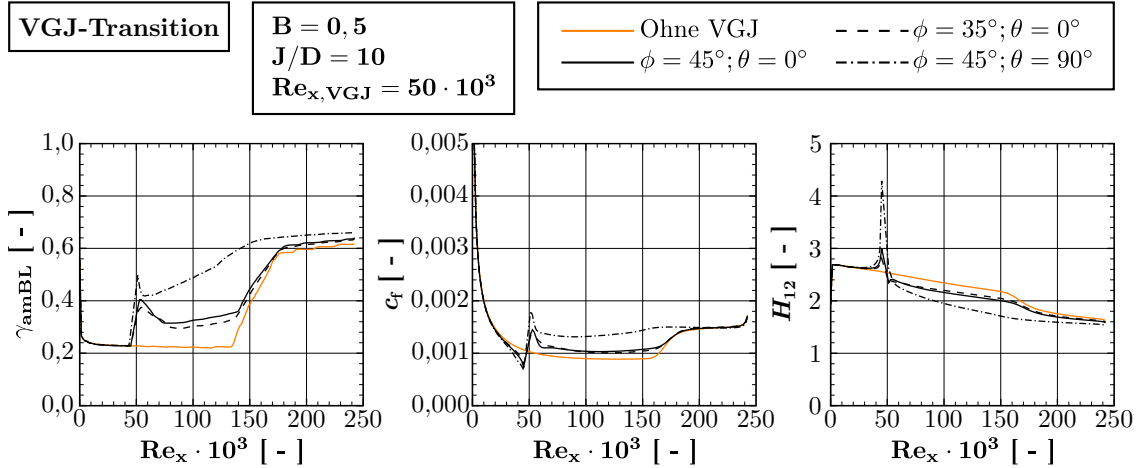


Abbildung 5.9: In z -Richtung gemittelte Intermittenz γ_{amBL} (links), Wandschubspannungsbeiwert c_f (Mitte) und Formfaktor H_{12} (rechts) der Plattengrenzschicht als Funktion der Ausblasungswinkel (Berechnungsfall *Ohne VGJ* mit Standard-Transitionsmodell)

Für die Variation der Ausblasungswinkel bei gleichbleibender Ausblasungsposition $\text{Re}_x \approx 50 \cdot 10^3$, Blasrate ($B = 0,5$) und Bohrungsteilung ($J/D = 10$) kann, basierend auf den in der Literatur dokumentierten Erkenntnissen, ein plausibles Verhalten festgestellt werden (Abbildung 5.9). Während für den Fall eines verringerten Neigungswinkels ($\phi = 35^\circ$) gegenüber der Ausgangskonfiguration ($\phi = 45^\circ$) eine nur geringfügige Verringerung der Turbulatorwirkung der Ausblasung beobachtet werden kann, ist für die Ausblasung quer zur Anströmung ($\theta = 90^\circ$ bei $\phi = 45^\circ$) eine signifikante Veränderung aller Größen zu beobachten. So nähern sich c_f und H_{12} unmittelbar stromabwärts der Ausblasung den für turbulente Grenzschichten charakteristischen Werten an. Insbesondere im Verlauf der Intermittenz γ_{amBL} ist bei $\text{Re}_x \approx 160 \cdot 10^3$ aber weiterhin ein deutlicher Anstieg zu beobachten. Auch bei dieser Konfiguration schlagen somit Bereiche der Grenzschicht in lateraler Richtung wie im ungestörten Fall laminar-turbulent um. Allerdings ist die Störung der Grenzschicht durch die Ausblasung erheblich höher als für Ausblasungen in Strömungsrichtung ($\theta = 0^\circ$) bei höheren Blasraten (vgl. $B = 2,0$ in Abbildung 5.7). Dies ist insofern plausibel, als dass bei der nun lateral gerichteten Ausblasung ein größerer Bereich der Grenzschicht quer zur Hauptströmungsrichtung beeinflusst wird (Abbildung 2.25) und sich eine höhere maximale Wirbelstärke einstellt (Abbildungen 2.22 und 4.4). Hervorzuheben ist abschließend die Ähnlichkeit zu den in Abbildung 5.8 für eine halbierte Bohrungsteilung $J/D = 5$ bei Ausblasungen in Strömungsrichtung ($\theta = 0^\circ$ bei $\phi = 45^\circ$) dargestellten Verläufen. Durch die Ausblasung quer zur Hauptströmungsrichtung

($\theta = 90^\circ$ bei $\phi = 45^\circ$) wird somit eine ähnliche Turbulatorwirkung für die Hälfte des Ausblasungsmassenstroms erzielt.

5.2 Flache Platte mit Druckgradienten

5.2.1 Beschreibung des Testfalls, der Netztopologien und der Randbedingungen

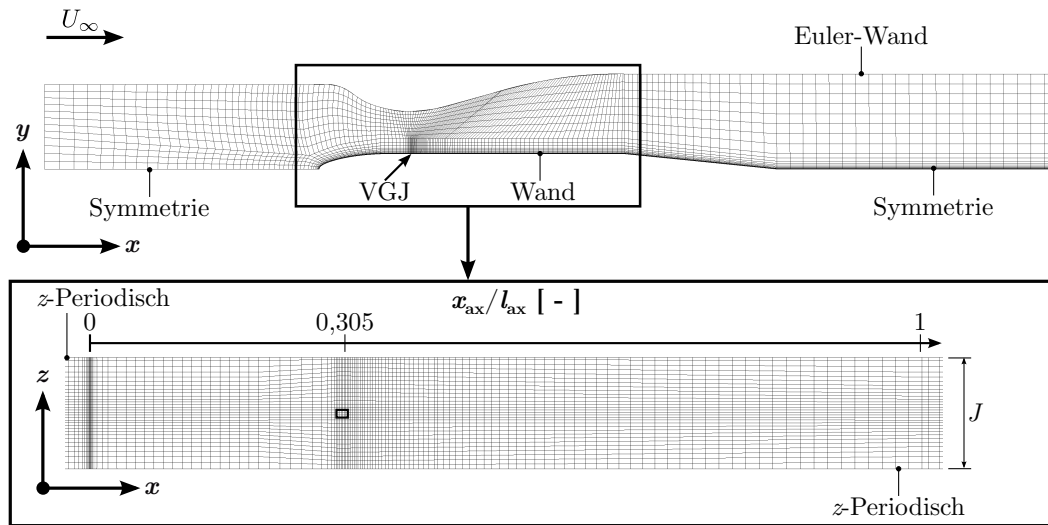


Abbildung 5.10: Testfall flache Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten und VGJ (translatorisch-periodische Randbedingung in z -Richtung, jede zweite Netzlinie dargestellt, VGJ-Position markiert)

Die saugseitige Grenzschicht von Niederdruckturbinenprofilen ist hohen entgegengesetzten Druckgradienten ausgesetzt, die zur laminaren Grenzschichtablösung führen. Um das Verhalten des VGJ-Modells bei der Interaktion mit der Ablöseblase zu untersuchen, werden Ausblasungen in die Grenzschicht einer flachen Platte mit einer niederdruckturbinenähnlichen Druckverteilung simuliert. Abbildung 5.10 (oben) zeigt in einer Seitenansicht das gesamte Rechengebiet sowie die Netztopologie. Die Druckverteilung wird mittels einer Gegenkontur der flachen Platte aufgeprägt. Die Geometrien von Gegenkontur und Platte entsprechen hierbei denen der Untersuchungen von Lengani et al. (2009). Um eine für das dichtebasierte TRACE günstigere höhere Mach-Zahl zu erreichen, wird die Geometrie für die Simulationen bei konstanter Reynolds-Zahl mit dem Faktor 0,1 skaliert.

An den strömungsparallelen Netzrändern des Ein- und Abströmbereichs werden in den Simulationen dem Aufbau von Lengani et al. (2009) entsprechend Symmetrie-Randbedingungen gesetzt. Die Gegenkontur wird als Euler-Wand gehandhabt, während die Oberfläche der Platte mit einer Wand-Randbedingung versehen ist und mit einem Abstand der ersten Zellmitten normal zur Wand von $n^+ \approx 1$ aufgelöst ist. In z -Richtung

ist eine periodisch-translatorische Randbedingung gesetzt. Das gesamte Netz umfasst 788.712 Knoten.

Wie die Druckverteilung in Abbildung C.5 in Anhang C.3 zeigt, erfolgt die Ausblasung in die Grenzschicht der Platte bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,305$ unmittelbar stromabwärts der Saugspitze und somit $\Delta(x_{ax}/l_{ax}) = 0,05$ stromaufwärts des Ablösepunkts (vgl. Abbildung 5.13). Der Bohrungsdurchmesser beträgt $D/\delta_1 = 4,5$ bezogen auf die Verdrängungsdicke δ_1 der Grenzschicht an der Ausblasungsposition aber ohne Ausblasung. Die Bohrungsteilung in z -Richtung ist $J/D = 10$. Die Ausblasung erfolgt unter einem Verdrehwinkel $\theta = 0^\circ$ und einem Neigungswinkel $\phi = 45^\circ$. In Abbildung 5.10 (unten) ist das Rechenetz auf der Plattenoberfläche inklusive der markierten Ausblasungsposition in einer Draufsicht dargestellt. Die Ausblasung wird mittels der Leak Inlet-Randbedingung modelliert.

Die mit der Plattenlänge l_{ax} gebildete Reynolds-Zahl Re_1 der Zuströmung beträgt in allen Simulationen gleichbleibend $Re_1 = 100.000$ für eine Zuströmgeschwindigkeit von $U_\infty = 99,6$ m/s. Der Turbulenzgrad am Einströmrand ist in allen Simulationen $Tu_1 = 4\%$. Um Bypass-Transitionseffekte durch die Einblasung eines turbulenten Strahls in die Grenzschicht zu verhindern, wird eine laminare Ausblasung modelliert. Dementsprechend wird am Leak Inlet eine Intermittenz von $\gamma = 0,01$ und ein Turbulenzgrad von $Tu = 0,1\%$ vorgegeben. In den Simulationen wird ausschließlich die Blasrate $B = 0,25 \dots 1,0$ variiert.

5.2.2 Qualitative Auswertung

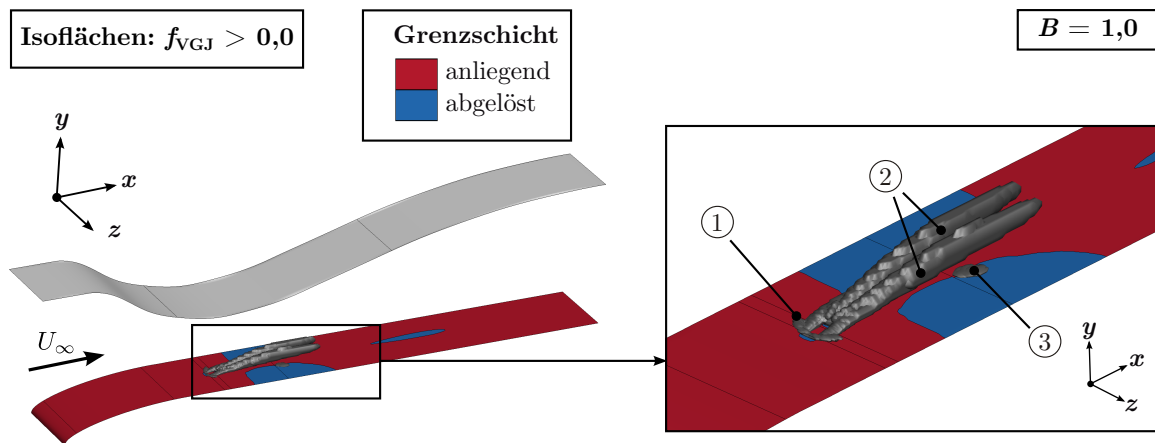


Abbildung 5.11: Transitionsorte des VGJ-Modells und Grenzschichtzustand (abgeleitet aus τ_w) der flachen Platte bei Ausblasung mit $B = 1,0$

Wie die in Abbildung 5.11 dargestellten Transitionsorte des VGJ-Modells zeigen, verhält sich das Modell konsistent zu den bei der Ausblasung in die Grenzschicht der flachen Platte ohne Druckgradient gemachten Beobachtungen. So werden im Wesentlichen die beiden dominanten Wirbelstrukturen Hufeisenwirbel ① und Nierenwirbelpaar ② durch

5 Überprüfung des Modellverhaltens anhand generischer Testfälle

das Modell detektiert. Zusätzlich werden durch das Modell Reaktionswirbel, die durch die Interaktion von Ausblasungsstrahl und laminarer Ablöseblase entstehen, berechnet ③. Die Ablöseblase selber wird durch die Ausblasung lateral durchtrennt, wie die Farbkontur des Grenzschichtzustands in Abbildung 5.11 veranschaulicht.

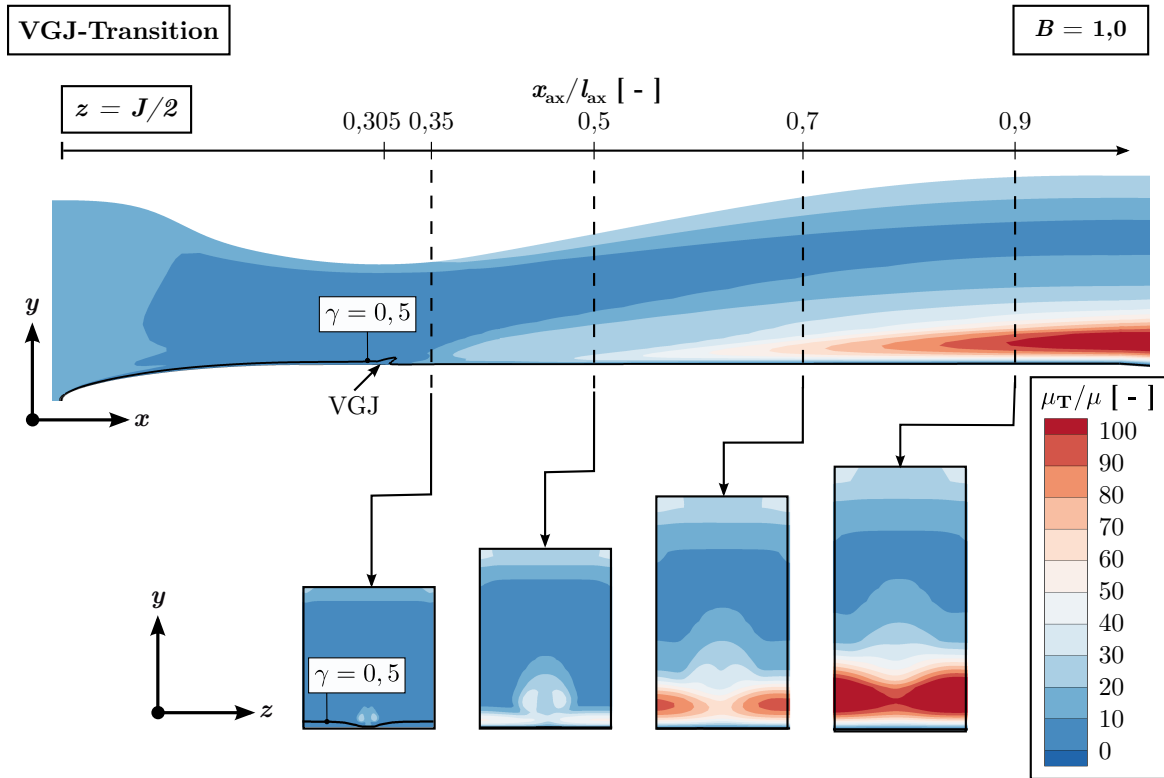


Abbildung 5.12: Bezogene Wirbelviskosität μ_T/μ der flachen Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten für $B = 1,0$ in Plattenmitte (oben) und an vier axialen Positionen (unten) mit dem VGJ-Modell

Für die in Abbildung 5.12 dargestellten Konturen der bezogenen Wirbelviskosität μ_T/μ sowie von \hat{Re}_{Θ_t} in Abbildung C.6 kann ebenfalls ein zu den Simulationen der flachen Platte ohne Druckgradient konsistentes Verhalten beobachtet werden. So verursacht das VGJ-Modell in Folge der Ausblasung zunächst eine massive lokale Absenkung von \hat{Re}_{Θ_t} deutlich unter das Niveau des durch die Beschleunigung stromaufwärts der Saugspitze geprägten hohen Niveaus der Außenströmung ($x_{ax}/l_{ax} = 0,35$). Im lateralen Bereich der Ausblasung kommt es so zum Anstieg der Intermittenz γ in der Grenzschicht (Isolinie in Abbildung 5.12) und $\Delta(x_{ax}/l_{ax}) \approx 0,03$ stromabwärts der Ausblasung zum erstmaligen Anstieg der Wirbelviskosität in der Grenzschicht.

Lateral zwischen den Ausblasungsstrahlen tritt abermals das Umschlagverhalten der ungestörten Grenzschicht auf. So löst die Grenzschicht ab (Abbildung 5.11) und es kann stromabwärts ein starkes Wachstum der Wirbelviskosität beobachtet werden ($x_{ax}/l_{ax} = 0,5 \dots 0,9$). Hierbei ist bemerkenswert, dass die Wirbelviskosität höhere Werte als im

Bereich des Strahls annimmt ($x_{\text{ax}}/l_{\text{ax}} = 0,7$) und sich das hohe Wirbelviskositätsniveau erst stromabwärts in den Bereich des Strahls ausdehnt ($x_{\text{ax}}/l_{\text{ax}} = 0,9$). Mit Bezug zu den Ergebnissen von Postl (2005) in Abbildung 2.24 ist das Verhalten der Simulationen mit dem VGJ-Modell zur Interaktion von Ausblasungsstrahl und laminarer Ablöseblase somit physikalisch plausibel.

Gegenüber den Simulationen ohne Druckgradient ist bei gleicher Blasrate und Bohrungsteilung sowie gleichen Ausblasungswinkeln und ähnlichen Bohrungsdurchmessern auf die verschiedenen Eindringtiefen des Strahls in die Außenströmung hinzuweisen. Insbesondere anhand der Konturen von \hat{Re}_{Θ_t} kann der Verlauf des Ausblasungsstrahls beobachtet werden. Während ohne entgegengesetzten Druckgradienten der anhand des niedrigen \hat{Re}_{Θ_t} Niveaus zu erkennende Strahl wandnah und wandparallel verläuft (Abbildung C.3 oben), kann im Fall des entgegengesetzten Druckgradienten stromabwärts ein sukzessives Vordringen des Strahls in die Außenströmung beobachtet werden ($x_{\text{ax}}/l_{\text{ax}} = 0,5 \dots 0,7$ in Abbildung C.6). Dies entspricht den von Eldredge und Bons (2004) beschriebenen experimentellen Untersuchungen (Abschnitt 2.4.4).

5.2.3 Grenzschichtgrößen

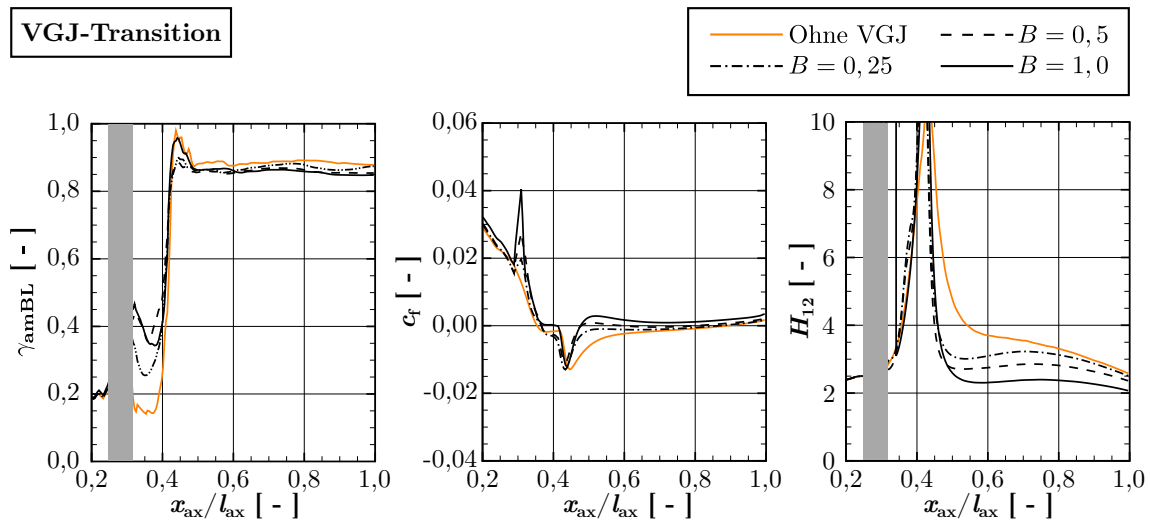


Abbildung 5.13: In z -Richtung gemittelte Intermittenz γ_{amBL} (links), Wandschubspannungsbeiwert c_f (Mitte) und Formfaktor H_{12} (rechts) der Plattengrenzschicht mit Druckgradient als Funktion der Blasrate B (Berechnungsfall *Ohne VGJ* mit Standard-Transitionsmodell, Bereiche ungültiger Daten ausgegraut)

In Abbildung 5.13 sind analog zu der Auswertung der flachen Platte ohne Druckgradient die in Teilungsrichtung (z -Richtung) flächengemittelten Größen der mittleren Intermittenz γ_{amBL} der Grenzschicht (links), des Wandschubspannungsbeiwerts c_f (Mitte) und des Formfaktors H_{12} (rechts) dargestellt. In den als Referenz dargestellten

5 Überprüfung des Modellverhaltens anhand generischer Testfälle

und mit dem Standard-Transitionsmodell simulierten Verläufen ohne Ausblasung kann insbesondere anhand des Wandschubspannungsbeiwerts c_f die Ablöseblase im Bereich $x_{ax}/l_{ax} = 0,35 \dots 0,89$ festgestellt werden. Wie der Formfaktor H_{12} und die Intermittenz γ_{amBL} verdeutlichen, ist die Grenzschicht stromaufwärts der Ablösung laminar. Der Umschlag der Grenzschicht erfolgt somit ablösungsinduziert an der Position $x_{ax}/l_{ax} = 0,44$ wie anhand des maximalen Wertes von H_{12} und des minimalen Wertes von c_f erkennbar ist.

Im Bereich der Saugspitze bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,25 \dots 0,32$ liegen keine gültigen Daten der grenzschichtintegralen Größen γ_{amBL} und H_{12} vor, so dass sie in Abbildung 5.13 ausgegraut sind. Da sich der Wandschubspannungsbeiwert c_f plausibel verhält und auch im Strömungsfeld kein auffälliges Verhalten zu beobachten ist (hier nicht gezeigt), ist von einem Fehler bei der Grenzschichtintegration im Rahmen der Auswertung auszugehen, auf dessen Korrektur an dieser Stelle verzichtet wird.

Durch die Ausblasung bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,305$ kann für steigende Blasraten B eine sukzessive Verringerung der Ablösung anhand des in Teilungsrichtung gemittelten c_f festgestellt werden. Während für $B = 0,25$ und $B = 0,5$ so noch größere Bereiche mit negativer Wandschubspannung stromabwärts der Ausblasung auftreten, stellt sich für $B = 1,0$ stromabwärts $x_{ax}/l_{ax} = 0,47$ eine im Mittel anliegende Grenzschicht ein. Die zwei-dimensionalen Darstellungen der Grenzschichtzustände der drei betrachteten Ausblasungskonfigurationen in Abbildung C.7 bestätigen diese Beobachtung. Die Verringerung der Ablöseblase und somit des Impulsdefizits der Grenzschicht durch die Ausblasungen spiegelt sich auch im Verlauf der Formfaktoren H_{12} wider. So sind mit steigendem B sukzessiv geringere Werte für H_{12} im Bereich $x_{ax}/l_{ax} = 0,5 \dots 1,0$ festzustellen, die dabei jeweils geringer sind als im Referenzfall ohne Ausblasung. Eine Rückwirkung der Ausblasung und des VGJ-Modells auf die Intermittenz γ_{amBL} kann lediglich im Bereich $x_{ax}/l_{ax} = 0,305 \dots 0,41$ beobachtet werden. In den Ausblasungskonfigurationen treten hier höhere Werte als im Referenzfall auf, wobei für $B = 0,5$ und $B = 1,0$ nochmals höhere Werte festgestellt werden können als für $B = 0,25$. Stromabwärts $x_{ax}/l_{ax} = 0,45$ nimmt die mittlere Intermittenz der Grenzschicht in allen Konfigurationen mit und ohne Ausblasung hohe Werte um $\gamma = 0,9$ an. Das ähnliche Niveau ist hierbei auf den auch in Abbildung 5.12 beobachteten dominanten Einfluss der laminaren Ablösung im lateralen Bereich zwischen den Ausblasungen zurückzuführen.

Die größere Turbulatorwirkung der Ausblasungen mit steigender Blasrate B , wie auch die steigende Effektivität bei der Verringerung der laminaren Ablöseblase und somit des Impulsdefizits der Grenzschicht können vor dem Hintergrund der aus der Literatur bekannten Ergebnisse als plausibel angesehen werden (Postl 2005, Ludewig 2011). Das VGJ-Modell erlaubt somit aus qualitativer Sicht eine physikalisch sinnvolle Wiedergabe der Ablösungsbeeinflussung durch Ausblasungen. Eine quantitative Validierung erfolgt im nächsten Kapitel anhand experimenteller Daten von Turbomaschinentestfällen.

6 Validierung des Transitionsmodells

Nachdem im vorangegangenen Kapitel das VGJ-Transitionsmodell vorgestellt und sein Verhalten im Einklang mit experimentellen Beobachtungen anhand von Ausblasungen auf umströmten flachen Platten mit und ohne Druckgradient diskutiert wurde, wird es in diesem Kapitel auf Niederdruckturbinentestfälle angewendet. Die Turbinenströmungen stellen dabei aufgrund der Kombination von Druckgradienten, Strömungsumlenkung und Sekundärströmungen einen höheren Anspruch an das Modell als die in Kapitel 5 betrachteten generischen Plattentestfälle. Die Validierungen umfassen daher die quantitative Wiedergabe experimenteller Daten von hochbelasteten Niederdruckturbinen-Kaskaden sowohl mit als auch ohne Aus- und Durchblasungen. Angesichts des Modellierungsansatzes die Transition dann einzuleiten, wenn Wirbelstrukturen in der Grenzschicht auftreten, deren Rotationsachsen mit der Hauptströmungsrichtung zusammenfallen, liegt ein Schwerpunkt auf der Betrachtung der Randzonen der Turbinengitter. Vor diesem Hintergrund wird das Modell auch in einem eineinhalb-stufigen Turbinen-Rig ohne Ausblasungen angewendet. Weitere Schwerpunkte liegen auf der Eignung des Modells für Ausblasungskonfiguration mit instationärer Zuströmung sowie die Vorhersagequalität des Modells bei Vernachlässigung des Sekundärluftsystems und auf größeren Rechenetzen.

6.1 T161-Niederdruckturbinengitter

6.1.1 Beschreibung des Testfalls

Die T161 Gitterwindkanalkaskade besteht aus einem ebenen zweidimensionalen Niederdruckturbinengitter mit divergenten, linearen Seitenwänden. Das Profil ist einem einzelnen Profilschnitt der Niederdruckturbinen eines modernen getriebelosen Fan-Triebwerks entlehnt, wobei für das hochbelastete T161 die Teilung erhöht und die Profilform der neuen Strömungssituation so angepasst wurde, dass die Umlenkung erhalten bleibt (Gier et al. 2010, Ludewig et al. 2011). Die Kenndaten des aerodynamischen Auslegungspunktes (ADP, engl. **Aerodynamic Design Point**) sind in Tabelle 6.1 angegeben.

Die aerodynamisch hohe Belastung des Profils führt zu einer einer verlustbehafteten laminaren Ablösung der Grenzschicht im diffusiven Teil der Saugseite, so dass es für Ablösungsbeeinflussungen geeignet ist (Ludewig et al. 2010). Das Profil wurde von Ludewig et al. (2011) sowie Ludewig (2011) daher zusätzlich mit zwei Reihen saugseitiger Ausblasungsbohrungen stromaufwärts der Ablösestelle versehen und experimentell untersucht. Die Ausblasungskonfigurationen sind in Abbildung 2.14 dargestellt und umfassen

Tabelle 6.1: Aerodynamische Kenndaten im ADP der T161-Kaskade nach Ludewig (2011) und Gier et al. (2010)

Name	Variable	Wert
isentropische Mach-Zahl der Abströmung	$Ma_{2, is}$	0,60
isentropische Reynolds-Zahl der Abströmung	$Re_{2, is}$	200.000
Umlenkung	$\Delta\beta$	$\approx 110^\circ$
Teilungsverhältnis	t_P/l	0,96
Spannweitenverhältnis	h_2/l	2,84
Zweifel-Zahl	Z_W	1,19

- 9 Bohrungen vom Typ 1 mit einem Nickwinkel von $\phi = 45^\circ$ gegen die Profiltangente, einem Verdrehwinkel von $\theta = 0^\circ$ gegen die Hauptströmungsrichtung und einer bezogenen Bohrungslänge von $L/D = 2,8$ bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,63$ sowie
- 10 Bohrungen vom Typ 2 mit ebenfalls einem Nickwinkel von $\phi = 45^\circ$, einem Verdrehwinkel von $\theta = 0^\circ$ und einer bezogenen Bohrungslänge von $L/D = 2,5$ bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,69$.

Die Bohrungen haben jeweils einen bezogenen Bohrungsdurchmesser von $D/l_{ax} = 0,0198$. Beide Reihen sind in Spannweitenrichtung alternierend mit einer bezogenen Bohrungsteilung von $J/D = 10$ angeordnet und werden von separaten Plenen mit regelbarer Sekundärluft versorgt. Der bezogene Durchmesser der Plenen ist $D_{P1}/D = 7,5$, wobei deren Luftversorgung in Spannweitenrichtung beidseitig erfolgt.

Die variierten Parameter der Untersuchungen sind

- die Reynolds-Zahl $Re_{2, is} = 50 \cdot 10^3 \dots 400 \cdot 10^3$,
- die Blasrate $B = 0 \dots 1,5$ sowie
- die benutzten Bohrungsreihen Typ 1 und Typ 2.

Für alle Betriebspunkte beträgt der Turbulenzgrad der Zuströmung $Tu_1 = 4\%$ und die isentropische Mach-Zahl der Abströmung $Ma_{2, is} = 0,6$. Die Untersuchungen umfassen sowohl Ergebnisse bei stationärer wie auch instationärer Zuströmung.

6.1.2 Ergebnisse unter stationärer Zuströmung ohne Ausblasung

Aufgrund der in Abschnitt 2.4.4 dargelegten physikalischen Wechselwirkung zwischen Ausblasung und Profilmgrenzschicht wird zunächst die quantitative Vorhersagequalität des γ - Re_θ -Modells (Standard-Transition) für die T161-Kaskade ohne Ausblasungen betrachtet, bevor darauf aufbauend im nächsten Abschnitt die Ausblasungskonfigurationen

im Detail untersucht werden. Außerdem wird überprüft, inwiefern und in welchen Bereichen der zweidimensionalen Kernströmung eine Veränderung der Ergebnisse auftritt, wenn zusätzlich zum γ - Re_θ -Modell das VGJ-Modell angewendet wird.

Netztopologie und Randbedingungen

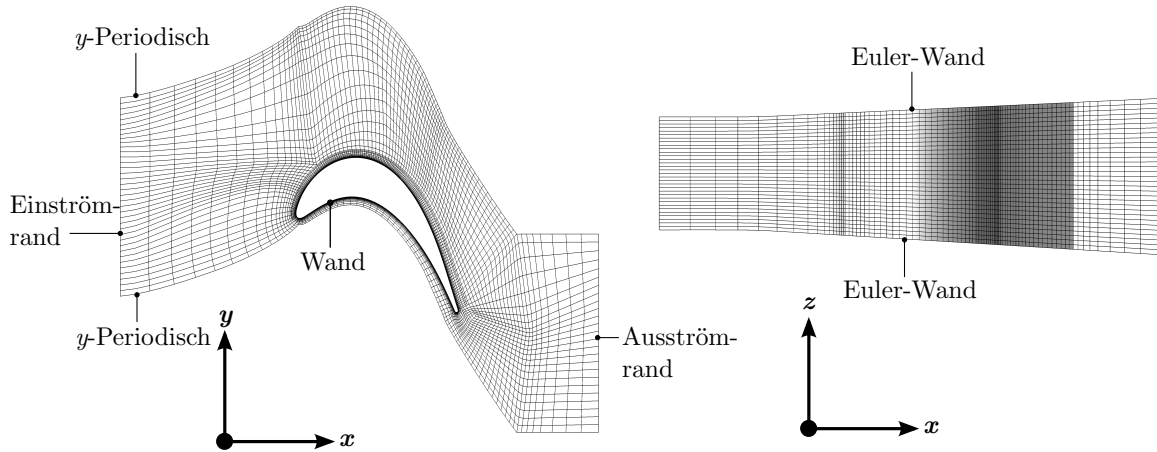


Abbildung 6.1: S1- (links) und S2-Ansicht (rechts) des Q3D-Netzes der T161-Rechnungen ohne Ausblasung (jede zweite Netzlinie dargestellt; Geometrie verzerrt)

In Abbildung 6.1 ist das block-strukturierte Rechennetz für die Simulationen der Kernströmung ohne Ausblasungen inklusive der verwendeten Randbedingungen dargestellt. Es umfasst in Schaufelhöhenrichtung ca. 20% des experimentellen Aufbaus, wobei der AVDR (engl. **Axial Velocity Density Ratio**) zwischen Ein- und Austritt dieser Q3D-Kaskade mit der dreidimensionalen Kaskade übereinstimmt. Die Grenzschichten der Schaufelwände sind mit einem Abstand der ersten Zellen normal zur Wand von $n^+ \approx 1$ aufgelöst, das gesamte Netz umfasst 1.188.864 Knoten. Der Diskretisierungsfehler bezüglich des Abströmwinkels beträgt $GCI_{p=1,\beta} = 1,06\%$ und bezüglich des Totaldruckverlusts zwischen Ein- und Austritt des Rechengebiets $GCI_{p=1,\zeta} = 6,50\%$ (vgl. Tabelle B.1 in Abschnitt B.2).

Abströmung

Wie anhand der integralen Totaldruckverlustbeiwerte

$$\zeta_m = \frac{p_{t,1} - p_{t,2,m}}{p_{t,1} - p_{2^*}} \quad (6.1)$$

als Funktion der Reynolds-Zahl $Re_{2, is}$ in Abbildung 6.2 (links) deutlich wird, führt das VGJ-Transitionsmodell zu keiner Veränderung gegenüber dem Standard- γ - Re_θ -Modell,

6 Validierung des Transitionsmodells

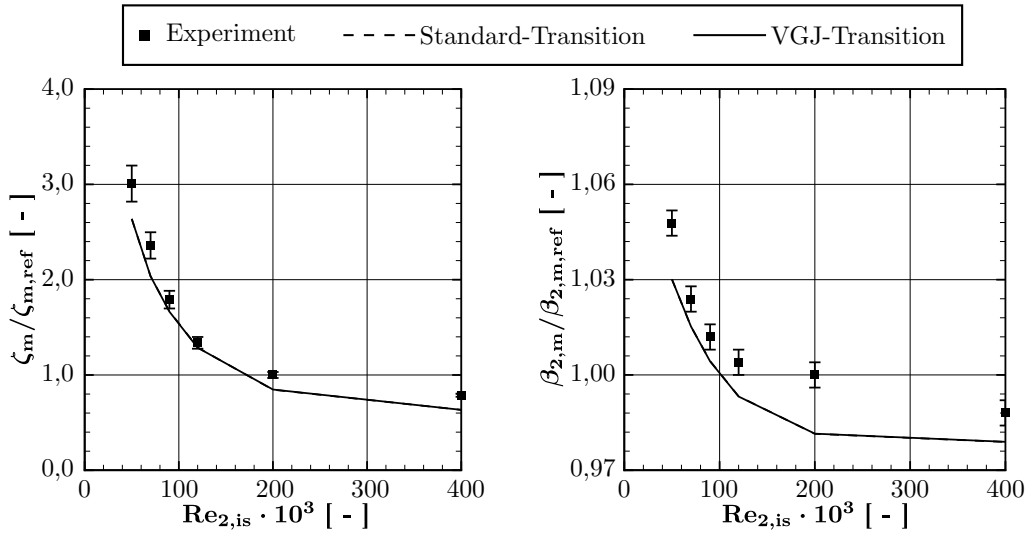


Abbildung 6.2: Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m (links) und integraler Abströmwinkel $\beta_{2,m}$ (rechts) der T161-Kaskade ohne Ausblasung als Funktion der Reynolds-Zahl

denn die Linien liegen aufeinander. Beide Modellierungsvarianten geben den experimentell beobachteten massiven Anstieg der Totaldruckverluste für sinkende Reynolds-Zahlen gut wieder. Allerdings werden sowohl für die niedrigen Reynolds-Zahlen $Re_{2,is} = 50 \cdot 10^3 \dots 70 \cdot 10^3$ als auch für die hohen $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ und $400 \cdot 10^3$ um ca. 15% zu geringe Verluste vorhergesagt. Lediglich für die mittleren Reynolds-Zahlen $Re_{2,is} = 90 \cdot 10^3$ und $120 \cdot 10^3$ werden die experimentellen Werte im Rahmen ihrer Messgenauigkeit getroffen.

Die als Maß für die Umlenkung des Profils in Abbildung 6.2 (rechts) dargestellten integralen Abströmwinkel $\beta_{2,m}$ zeigen, dass die berechneten Werte geringer ausfallen als die experimentellen - die berechnete Umlenkung ist somit höher. Die maximale Differenz beträgt hierbei ca. 2%. Da der massive Anstieg des Abströmwinkels für Reynolds-Zahlen $Re_{2,is} < 100 \cdot 10^3$ vorhergesagt wird, kann von einer qualitativ guten Wiedergabe der experimentellen Werte gesprochen werden.

In Abbildung 6.3 sind mit der Verteilung des Totaldruckverlustes ζ

$$\zeta = \frac{p_{t,1} - p_{t,2}(y)}{p_{t,1} - p_{2^*}} \quad (6.2)$$

in Teilungsrichtung im Nachlauf des Profils für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ und $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ zwei für alle Betriebspunkte repräsentative Ergebnisse dargestellt. Die Nachläufe werden gegenüber den experimentellen Werten bei einer guten Wiedergabe der Position typischerweise zu schmal und mit einem zu hohen maximalen Verlust vorhergesagt. Diese Ausprägung verstärkt sich für sinkende Reynolds-Zahlen.

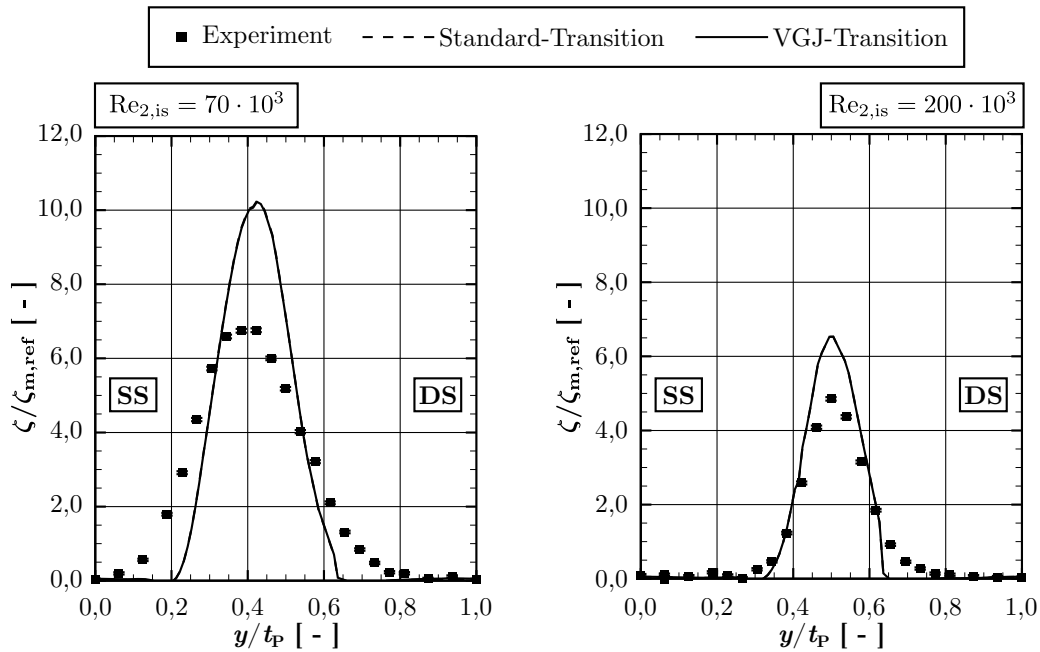


Abbildung 6.3: Verteilung des Totaldruckverlustbeiwerts ζ in Teilungsrichtung für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ (links) und $200 \cdot 10^3$ (rechts) der T161-Kaskade ohne Ausblasung

Profildruckverteilung

Wie die in Form des Druckbeiwertes c_p

$$c_p = \frac{p(x) - p_{2^*}}{p_{t,1} - p_{2^*}} \quad (6.3)$$

für die Reynolds-Zahlen $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ und $200 \cdot 10^3$ in Abbildung 6.4 dargestellten Profildruckverteilungen verdeutlichen, werden die experimentellen Werte durch die Simulationen insgesamt gut getroffen. Für sinkende Reynolds-Zahlen wird dabei die zu erwartende Ausdehnung der Ablöseblase im diffusiven Bereich der Saugseite, die anhand des Plateaus in der Druckverteilung zu erkennen ist, gut wiedergegeben. Lediglich für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ wird der laminar-turbulente Umschlag über der Ablöseblase zu weit stromaufwärts vorhergesagt (bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,87$ statt $x_{ax}/l_{ax} = 0,88$), so dass sich eine etwas zu kurze Blasenlänge einstellt. Die kürzere Blasenlänge korreliert dabei mit den in diesem Reynolds-Zahl-Bereich zu niedrig vorhergesagten integralen Profilverlusten (Abbildung 6.2 links).

Grenzschichtgrößen

Der Verlauf des Wandschubspannungsbeiwertes c_f in Abbildung 6.5 (links) bestätigt die anhand der Profildruckverteilung gemachte Beobachtung, dass sich die saugseitige Ablösung für sinkende Reynolds-Zahlen ausdehnt. Während für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ zwischen

6 Validierung des Transitionsmodells

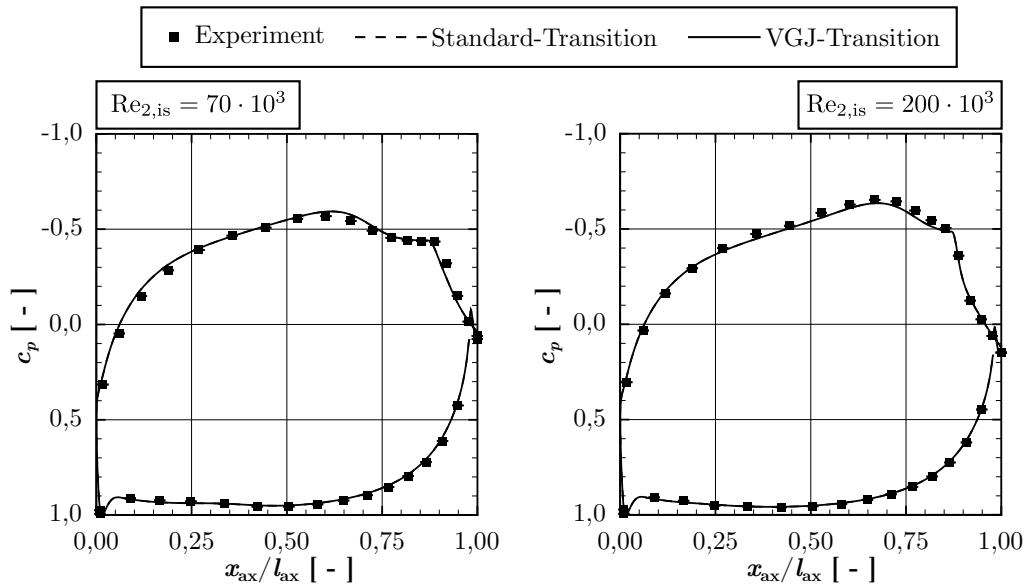


Abbildung 6.4: Profildruckverteilung c_p für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ (links) und $200 \cdot 10^3$ (rechts) der T161-Kaskade ohne Ausblasung

$x_{ax}/l_{ax} = 0,80 \dots 0,90$ anhand negativer Werte von c_f eine geschlossene Ablösung festzustellen ist, erfolgt die Ablösung für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ bereits bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,73$. Die Grenzschicht legt in diesem Betriebspunkt bis zur Profilhinterkante nicht wieder an, so dass sich eine offene Ablösung einstellt.

Für beide Reynolds-Zahlen ist die Grenzschicht stromaufwärts der Ablösung laminar, was anhand der Werte des Formfaktors H_{12} um 2,6 in Abbildung 6.5 (rechts) zu erkennen ist. Aufgrund des entgegengesetzten Druckgradienten stromabwärts der Saugspitze (bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,6$) steigt H_{12} zunächst schwach und stromabwärts der Ablösepunkte dann massiv an. Im Bereich der laminaren Ablöseblase erreicht er (typische) maximale Werte größer 6, wobei der höhere maximale Wert für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ von $H_{12} > 10$ ein Indikator für die größere Ausdehnung der Blase auch normal zur Wand ist.

In der Ablösungsschicht erfolgt der laminar-turbulente Umschlag, wobei mit dem Maximalwert von H_{12} sowie dem Minimalwert von c_f das Ende der ablösungsinduzierten Transition verknüpft ist (vgl. Abbildung 2.8). Für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ liegt das Transitionsende somit bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,87$ und für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,88$. Der turbulente Impulsaustausch führt stromabwärts zu einer Verringerung der Blase, so dass H_{12} bis zum Wiederanlegen als turbulente Grenzschicht asymptotisch auf einen Wert unterhalb des Wertes der laminaren Grenzschicht fällt - für flache Platten typischerweise auf $H_{12} = 1,4$ (Schlichting und Gersten 2006). Der Wandschubspannungsbeiwert c_f steigt hierbei entsprechend auch wieder an.

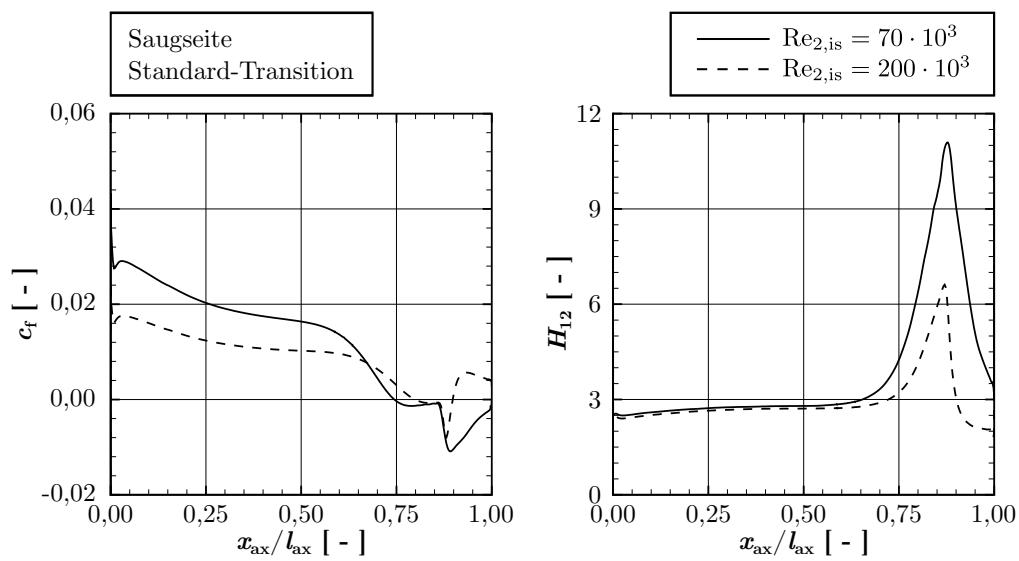


Abbildung 6.5: Wandschubspannungsbeiwert c_f (links) und Formfaktor H_{12} (rechts) für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ und $200 \cdot 10^3$ der saugseitigen Grenzschicht der T161-Kaskade ohne Ausblasung

6.1.3 Ergebnisse unter stationärer Zuströmung mit Ausblasung Netztopologie und Randbedingungen

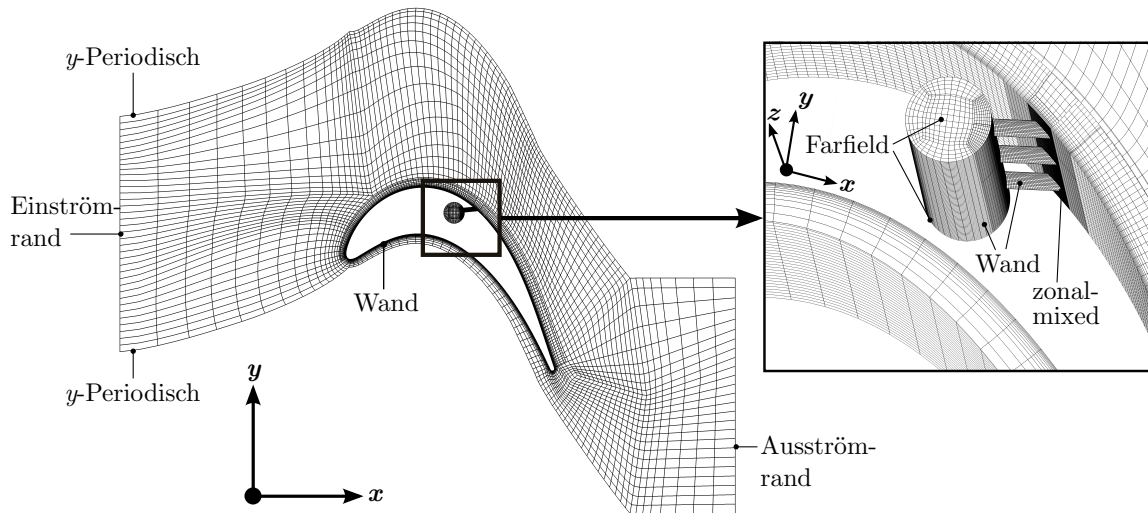


Abbildung 6.6: S1-Ansicht (links) und Detail des Plenums und der Ausblasungsbohrungen (rechts) des Rechnetzes der T161-Kaskade mit Typ 1-Ausblasung (jede zweite Netzlinie dargestellt; Geometrie verzerrt)

Die Rechnetze für die Simulationen mit Ausblasungen basieren auf dem im vorherigen Abschnitt vorgestellten Netz der Simulationen ohne Ausblasungen. Es werden aus Symmetriegründen jeweils drei Bohrungen des Typ 1 und drei des Typ 2 inklusive der Plenen an das bestehende Netz angefügt, wobei in den folgenden Auswertungen jeweils nur der Bereich der jeweils mittleren Bohrung betrachtet wird. Die Verknüpfung von Bohrungsaustritt mit dem Netz der Außenströmung an der Schaufeloberfläche erfolgt über die „zonal mixed“-Randbedingung (siehe Abschnitt 3.6.6). Im Bereich der Ausblasungsposition wird das Schaufelnetz unter Verwendung der zonalen Randbedingung abschnittsweise verfeinert, wobei ein Verhältnis der Netzdichten benachbarter Blöcke von maximal 3:1 nicht überschritten wird. Abbildung 6.6 zeigt beispielhaft das Netz der Typ 1 Konfiguration und in der Detailansicht (rechts) die lokale Verfeinerung sowie das Plenum. Die sich auf diesem Weg im Bereich der Ausblasungsposition ergebenden minimalen und maximalen lokalen Netzknotenabstände sind in Tabelle 6.2 für eine Konfiguration und einen Betriebspunkt angegeben. Die Wände der Plenen und der Ausblasungsbohrungen sind ebenso wie die Schaufelwände jeweils mit $n^+ \approx 1$ aufgelöst. Insgesamt umfasst das Netz des Typ 1 1,9 Millionen Knoten und das des Typ 2 2,9 Millionen Knoten. Für das Typ 1-Netz beträgt der Diskretisierungsfehler bezüglich des Abströmwinkels $GCI_{p=1,\beta} = 1,05\%$ und bezüglich des Totaldruckverlusts zwischen Ein- und Austritt des Rechengebiets $GCI_{p=1,\zeta} = 5,23\%$. Für das Typ 2-Netz betragen die

entsprechenden Werte $GCI_{p=1,\beta} = 1,36\%$ und $GCI_{p=1,\zeta} = 10,85\%$ (vgl. Tabellen B.2 und B.3 in Abschnitt B.2).

Tabelle 6.2: Netzknotenabstände in Wandgrößen in strömungstangentialer (tn^+), wandnormaler (n^+) und Schaufelhöhenrichtung (z^+) im Bereich der Typ 1 Ausblasung für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$

	Δtn^+	Δn^+	Δz^+
Minimum	3,0	1,3	4,5
Maximum	8,6	-	11,8

Die Plenen-Einlässe (an Nabe und Gehäuse) sind mit Farfield-Randbedingungen versehen, an denen je nach Blasrate und Reynolds-Zahl entsprechende Totaldrücke aufgebracht werden (Biester 2009). Da die mit dem Plenum-Durchmesser gebildete Reynolds-Zahl Re_D auch für den größten Ausblasungsmassenstrom ($Re_{2, is} = 400 \cdot 10^3$, Typ 1, $B = 1,0$) $Re_D < 2300$ ist, wird eine laminare Zuströmung zum Plenum angenommen und entsprechend ein Turbulenzgrad $Tu = 0,1\%$ sowie eine Intermittenz γ des γ - Re_θ -Transitionsmodells von $\gamma = 0$ vorgegeben. In Abbildung D.1 im Anhang sind einige Strömungsgrößen des Plenums repräsentativ für einen Betriebspunkt des Typ 1 dargestellt.

Abströmung

In Abbildung 6.7 (links) ist der integrale Totaldruckverlust der Simulationen ohne und mit VGJ-Transitionsmodell der Typ 1 Ausblasungskonfiguration für eine Blasrate $B = 0,5$ als Funktion der Reynolds-Zahl im Vergleich zu den experimentellen Werten dargestellt. Ohne zusätzliches VGJ-Modell (Standard-Transition) können die bereits von Herbst et al. (2010) sowie Herbst et al. (2011b) beobachteten zu hohen Verluste für Reynolds-Zahlen $Re_{2, is} < 100 \cdot 10^3$ festgestellt werden. Eine Ausnahme bildet hier lediglich der vorhergesagte Totaldruckverlust für $Re_{2, is} = 50 \cdot 10^3$. Dieses Ergebnis muss aber vor dem Hintergrund des in den Simulationen ohne Ausblasung in diesem Betriebspunkt deutlich zu niedrig vorhergesagten Profilverlustes gesehen werden (Abbildung 6.2 links).

Mit dem VGJ-Modell (VGJ-Transition) werden die experimentellen Werte über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich ähnlich gut wie in den Simulationen ohne Ausblasung wiedergegeben. Während für den Bereich mittlerer Reynolds-Zahlen $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3 \dots 120 \cdot 10^3$ so die experimentellen Werte im Rahmen ihrer Messgenauigkeit exakt getroffen werden, werden für $Re_{2, is} = 50 \cdot 10^3$ (-25%) ebenso wie für die hohen Reynolds-Zahlen $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ und $400 \cdot 10^3$ zu niedrige Werte vorhergesagt (-20%).

In Abbildung 6.7 (rechts) sind zusätzlich zu den integralen Profilverlusten die integralen Abströmwinkel $\beta_{2, m}$ als Maß für die Umlenkung des Profils dargestellt. Unter Berücksichtigung der auch für die Simulationen ohne Ausblasungen festgestellten Differenz kann die Entwicklung des Abströmwinkels als Funktion der Reynolds-Zahl mit dem

6 Validierung des Transitionsmodells

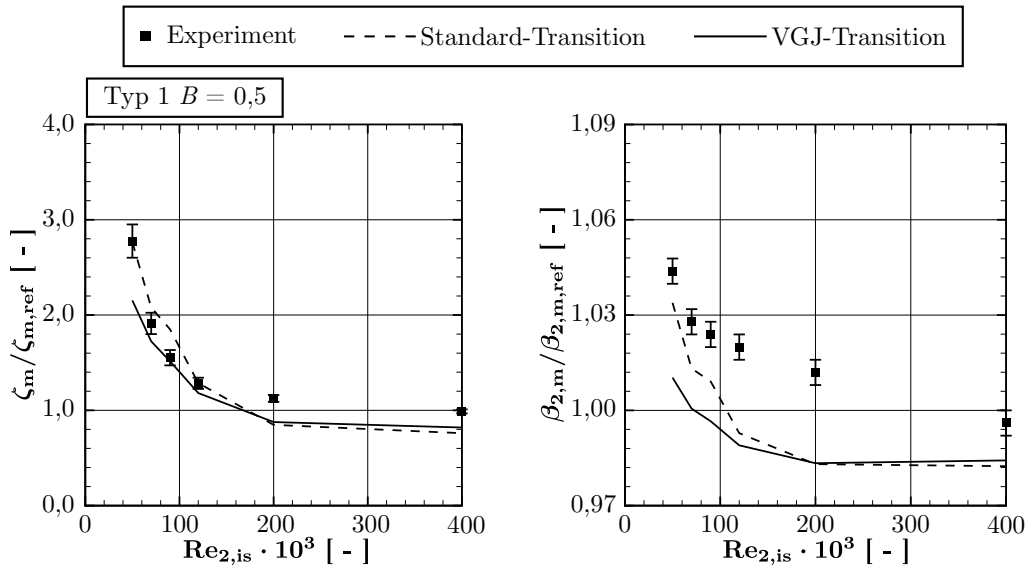


Abbildung 6.7: Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m (links) und integraler Abströmwinkel $\beta_{2,m}$ (rechts) als Funktion der Reynolds-Zahl für Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$

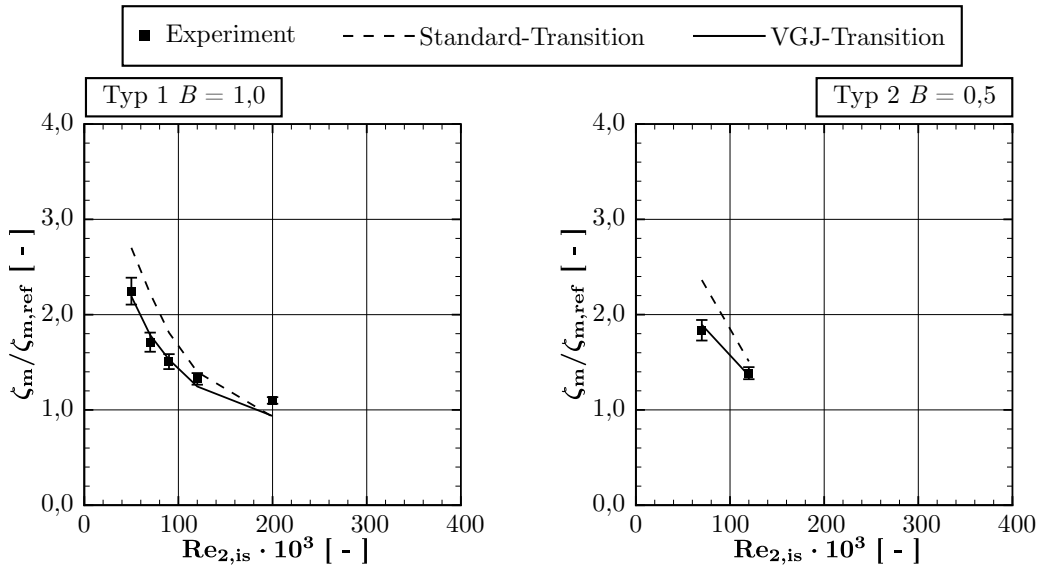


Abbildung 6.8: Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl für Typ 1-Ausblasung mit $B = 1,0$ (links) und für Typ 2-Ausblasung mit $B = 0,5$ (rechts)

VGJ-Modell qualitativ gut wiedergegeben werden. Dies betrifft insbesondere die starke Verringerung der Umlenkung für $Re_{2,is} < 100 \cdot 10^3$.

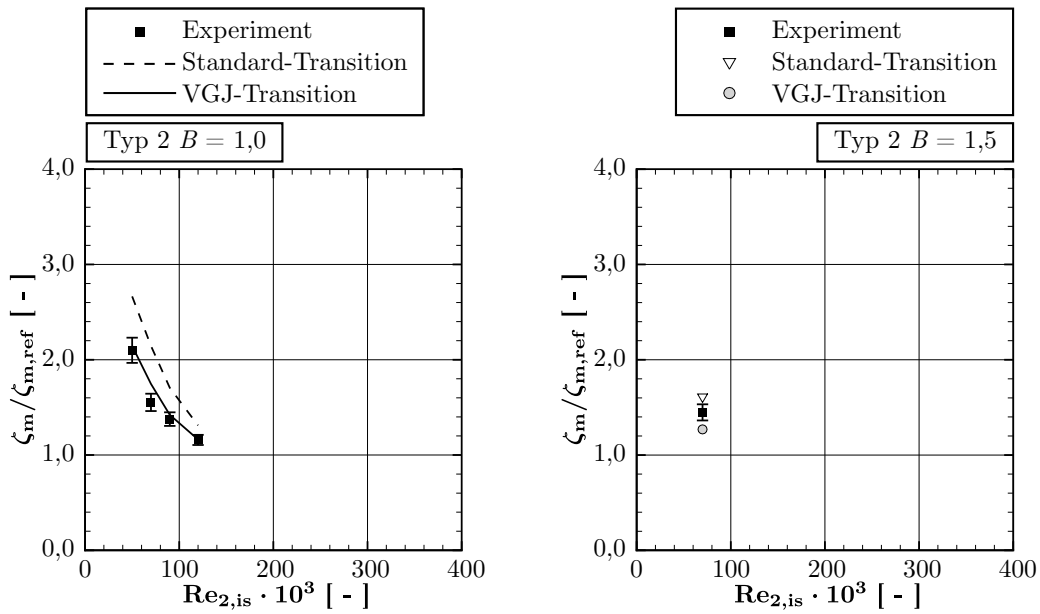


Abbildung 6.9: Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl für Typ 2-Ausblasung mit $B = 1,0$ (links) und mit $B = 1,5$ (rechts)

In den Abbildungen 6.8 und 6.9 werden ergänzend zu dem hier im Detail betrachteten Ausblasungs-Typ 1 mit der Blasrate $B = 0,5$ zusätzlich die integralen Profilverluste der weiteren Blasraten und des Typ 2 als Funktion der Reynolds-Zahl dargestellt. Die Vorhersagequalität ist dabei ähnlich dem Typ 1 mit $B = 0,5$, wobei die experimentellen Werte aller Konfigurationen für $Re_{2,is} = 50 \cdot 10^3 \dots 120 \cdot 10^3$ nahezu exakt wiedergegeben werden. Für die im Fall des Typ 1 mit $B = 1,0$ ebenfalls vermessene höhere Reynolds-Zahl $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ wird abermals ein zu geringer Verlust (15%) berechnet.

Die repräsentativ für alle Betriebspunkte und Konfigurationen in Abbildung 6.10 gezeigten Verteilungen des Totaldruckverlustbeiwerts in Teilungsrichtung für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ (links) und $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ (rechts) der Typ 1 Konfiguration mit $B = 0,5$ veranschaulichen ebenfalls, dass mit dem VGJ-Modell für die Ausblasungskonfigurationen eine zu den Simulationen ohne Ausblasung ähnliche Vorhersagequalität erzielt werden kann. So wird die experimentelle Position des Nachlaufs wiedergegeben, der Nachlauf selber aber zu schmal und mit einem zu hohen maximalen Verlust vorhergesagt. Mit dem Standard-Transitionsmodell kann für niedrige Reynolds-Zahlen eine in Richtung der Saugseite verschobene breitere und tiefere Nachlaufdelle beobachtet werden, was auf eine offene Ablösung der saugseitigen Grenzschicht hindeutet. Für die hohe Reynolds-Zahl liefern beide Modellierungsvarianten nahezu identische Ergebnisse.

6 Validierung des Transitionsmodells

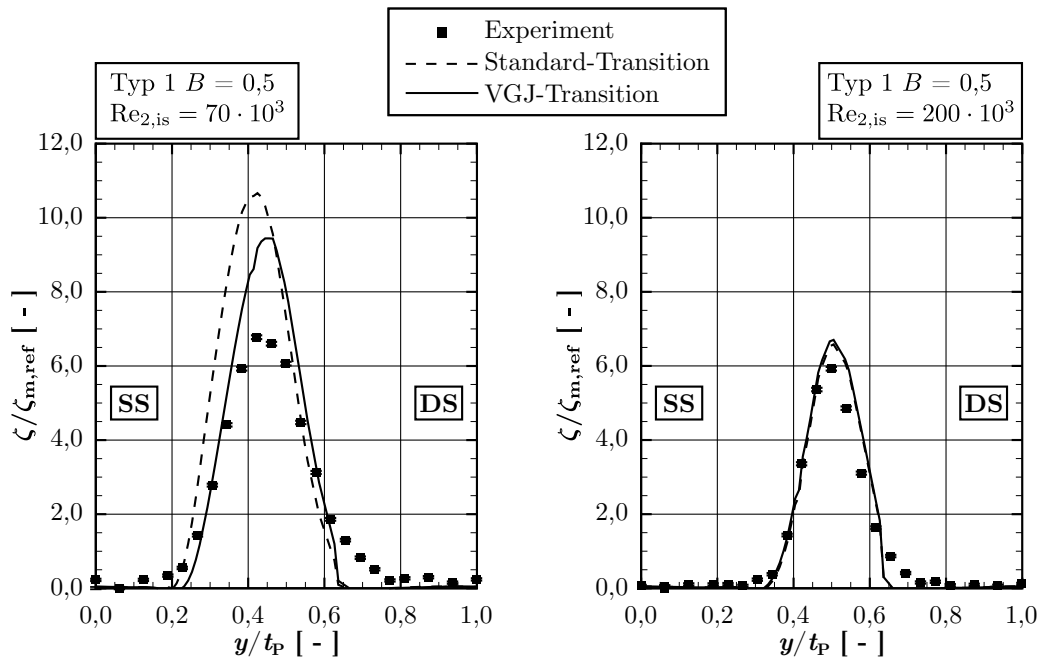


Abbildung 6.10: Verteilung des Totaldruckverlustbeiwerts ζ in Teilungsrichtung für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ (links) und $200 \cdot 10^3$ (rechts) für Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$

Profildruckverteilung

In Abbildung 6.11 ist beispielhaft für alle Ausblasungskonfigurationen die Profildruckverteilung für die Reynolds-Zahl $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ der Typ 1 Ausblasung mit der Blasrate $B = 0,5$ dargestellt. Während das VGJ-Modell über weite Bereiche des Profils keine Veränderung gegenüber dem Standard-Modell verursacht und beide Modellierungsvarianten in diesen Bereichen die experimentellen Profildruckverteilungen nahezu exakt treffen, ist stromabwärts der saugseitigen Ausblasung ein deutlicher Unterschied zu erkennen. So weist die Profildruckverteilung ohne VGJ-Modell im Vergleich zu den experimentellen Werten einen zu geringen Druckanstieg und daher einen zu niedrigen Druck an der Profilhinterkante auf. Dies deutet auf eine nicht wiederanlegende Grenzschichtablösung hin und korreliert mit dem beobachteten Verhalten der Nachlaufdüse sowie den zu hohen integralen Totaldruckverlusten in diesem Betriebspunkt. Mit dem VGJ-Modell kann der Druckaufbau stromabwärts der Ausblasung gut wiedergegeben werden, so dass der Druck an der Profilhinterkante getroffen wird. Für hohe Reynolds-Zahlen ($Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$) sind die Ergebnisse beider Modellierungsvarianten nahezu gleich (siehe Abbildung D.2 rechts). Für höhere Blasraten und den Ausblasungstyp 2 ist die Vorhersagequalität der Profildruckverteilungen ähnlich zu Abbildung 6.11, wie einige ausgewählte Betriebspunkte und Konfigurationen in Abschnitt D.1.1 im Anhang zeigen (Abbildungen D.3 und D.4).

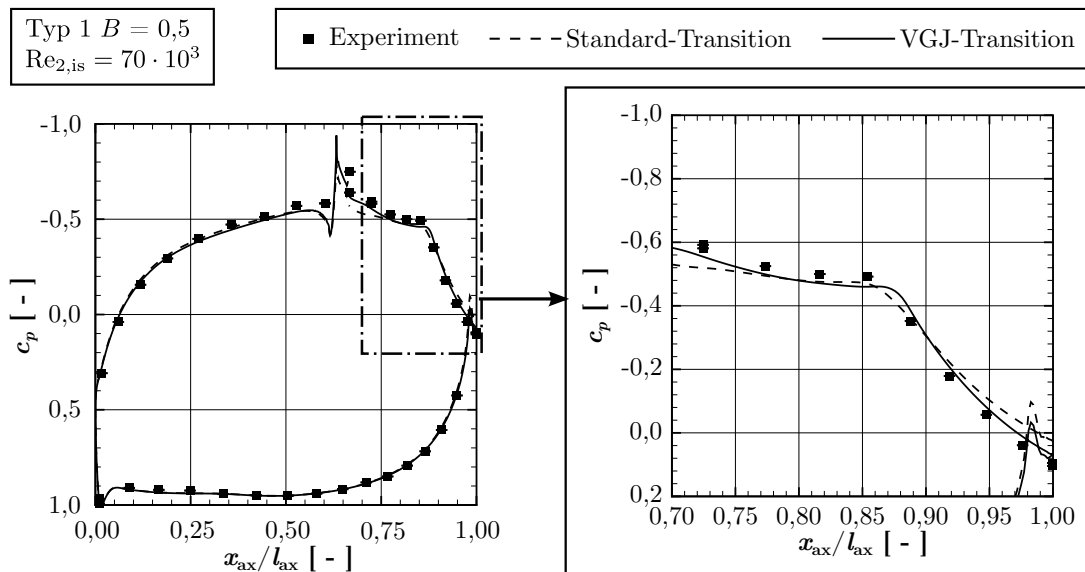


Abbildung 6.11: Profildruckverteilung c_p für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$

Grenzschichtgrößen

Bisher wurde der Einfluss des VGJ-Transitionsmodells auf aerodynamische Größen der Profilauslegung und -bewertung diskutiert. Im Folgenden wird nun das lokale Verhalten des Modells und der Einfluss auf den Grenzschichtzustand betrachtet. In Abbildung 6.12 ist zum einen der Grenzschichtzustand (angelegt oder abgelöst) auf den Wänden als Farbkontur veranschaulicht und zum anderen sind als dreidimensionale Isoflächen die Bereiche dargestellt, in denen die VGJ-Modifikation des Transitionsmodells aktiviert ist ($f_{VGJ} > 0$). Hier lassen sich im Wesentlichen vier Regionen unterscheiden:

1. Im Ansaugbereich der Ausblasungsbohrungen im Plenum reagiert das Modell auf dort entstehende Wirbelstrukturen.
2. Das Nierenwirbelpaar sowie die beiden Äste des Hufeisenwirbels werden direkt an der Ausblasungsposition in der Schaufelgrenzschicht detektiert.
3. Ähnlich zu den Beobachtungen von Postl (2005) (Abbildung 2.24 oben) wird das Nierenwirbelpaar im Bereich der Ablöselinie wieder angefacht, so dass das VGJ-Modell auch hier Transitionsorte detektiert.
4. Das Modell reagiert auf Rezirkulationsgebiete direkt stromabwärts der Hinterkante. Da dies auch bei den Rechnungen ohne Ausblasungen beobachtet werden kann (hier nicht gezeigt) und da Standard-Transition und VGJ-Transition in den Abbildungen 6.2 - 6.4 aufeinander liegen, hat diese Region offenbar keinen Einfluss auf das Ergebnis.

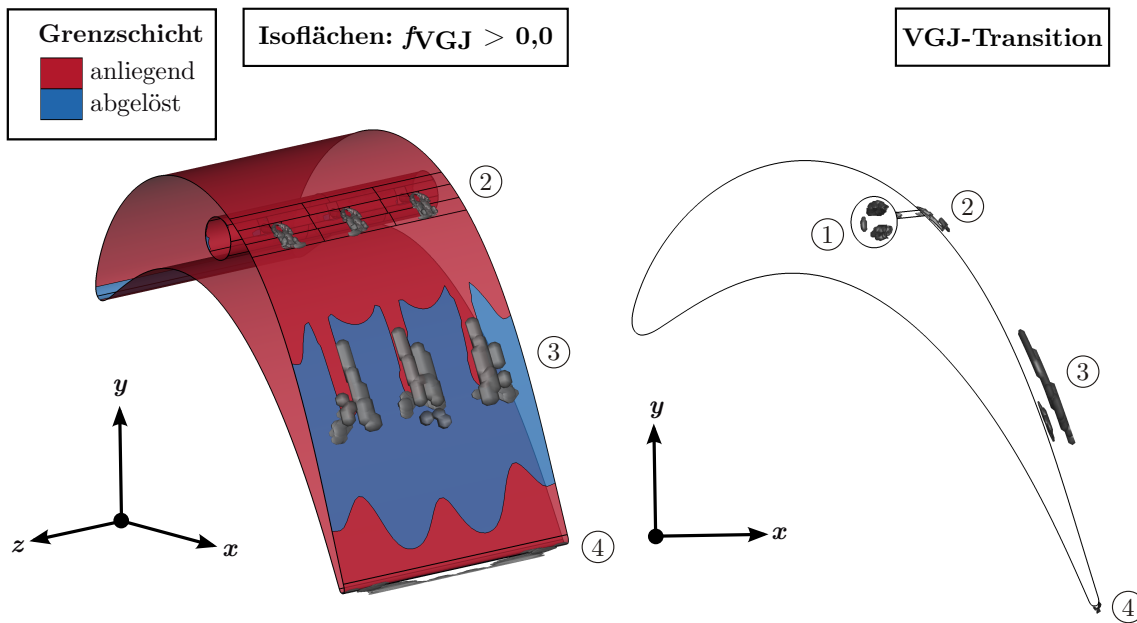


Abbildung 6.12: Transitionskriterium f_{VGJ} und Grenzschichtzustand (abgeleitet aus τ_w) für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ (Geometrie verzerrt)

Vor dem Hintergrund der in Abschnitt 2.4.4 geschilderten Wirkungsweise sowie dem daraus folgenden Modellierungsansatz ist das Verhalten des Modells auf dem T161-Niederdruckturbinenprofil daher physikalisch sinnvoll.

Der Einfluss des Modells auf den Grenzschichtzustand kann dabei wie folgt beschrieben werden: Während im unbeeinflussten Fall eine offene Ablösung bei der in Abbildung 6.12 betrachteten Reynolds-Zahl im diffusiven Bereich der Grenzschicht auftritt (Abbildung 6.5), führt die Ausblasung unter Verwendung des VGJ-Modells zu einem Wiederaanlegen der Grenzschicht stromaufwärts der Hinterkante über die gesamte (betrachtete) Schaufelhöhe (Abbildung 6.12 links). Ohne VGJ-Modell wird, wie bereits anhand der Diskrepanz zu den experimentellen Profildruckverteilungen und Nachläufen beobachtet wurde, eine offene Ablösung stromabwärts der Ausblasung berechnet. Im Schaufelhöhnenbereich der Ausblasungen kommt es sogar zu einer stromaufwärts Verlagerung des Ablösepunktes (Abbildung D.5 links).

Das VGJ-Modell führt im Vergleich zum Standard-Modell zu einer Anhebung der Intermittenz γ direkt stromabwärts der Ausblasungen (Abbildung D.6) und zu einem Anstieg der Wirbelviskosität in der Grenzschicht (Abbildung 6.13 rechts), der in den Rechnungen ohne VGJ-Modell nicht beobachtet werden kann (Abbildung D.7 rechts). Der laminar-turbulente Umschlag der Grenzschicht wird somit bei der Verwendung des VGJ-Modells durch die Ausblasung eingeleitet, allerdings wächst die Wirbelviskosität zunächst nur gering an. Wie die Kontur des Formfaktors H_{12} in Abbildung 6.13 (links) verdeutlicht, behält die Grenzschicht hierdurch einen laminaren Charakter ($H_{12} \approx 2,6$), der auch stromabwärts des Ablösepunktes im unbeeinflussten Fall (bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,73$)

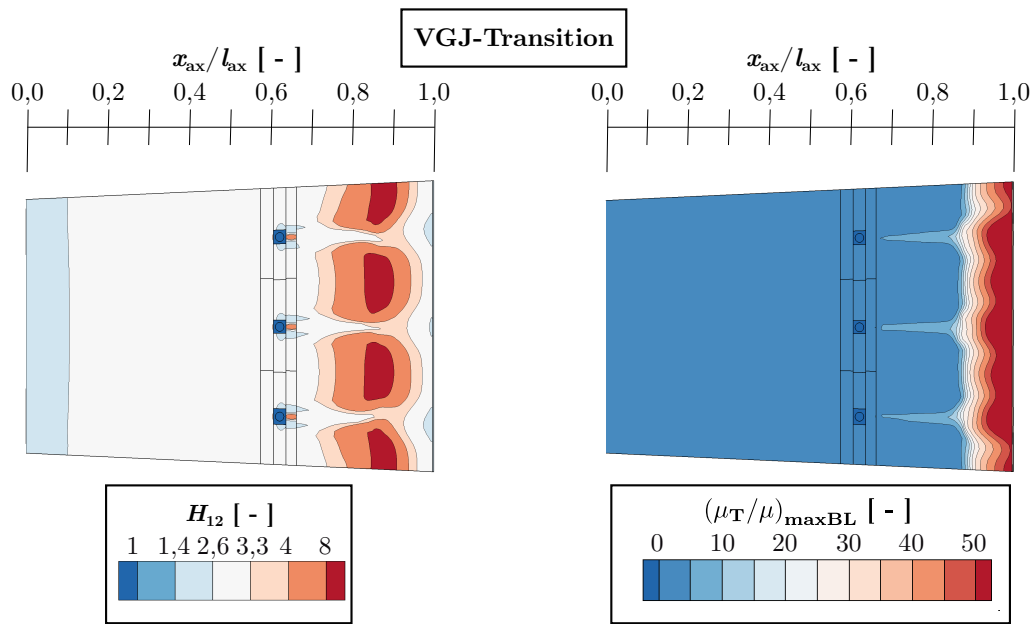


Abbildung 6.13: Formfaktor H_{12} (links) und maximale bezogene Wirbelviskosität der Grenzschicht $(\mu_T/\mu)_{maxBL}$ (rechts) der Profilsaugseite für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ (Geometrie verzerrt)

erhalten bleibt. Der entgegengesetzte Druckgradient führt weiter stromabwärts sogar zu einem weiteren Anstieg des Formfaktors und bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,87$ zur Ablösung der Grenzschicht (Abbildung D.5 rechts). Hierdurch kommt es zu einem Anstieg der Intermittenz γ (Abbildung D.6 rechts) und einem nun erheblichen Wachstum der Wirbelviskosität, so dass die Grenzschicht bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,95$ wieder anlegt. Wie die Kontur des Formfaktors H_{12} in Abbildung 6.13 (links) verdeutlicht, ist die Transition erst unmittelbar stromaufwärts der Hinterkante und nur im Schaufelhöhenbereich der Ausblasung abgeschlossen ($H_{12} \approx 1,4$).

Im Schaufelhöhenbereich zwischen den Ausblasungen erfolgt der Grenzschichtumschlag ablösungsinduziert, was durch die hohen Werte des Formfaktors ($H_{12} \approx 8$) deutlich wird. Bemerkenswert ist, dass, obwohl die durch die Ausblasung induzierte schwache Produktion der Wirbelviskosität nur unmittelbar im Schaufelhöhenbereich der Ausblasungen beobachtet werden kann, der abgelöste Bereich in axialer Richtung auch zwischen den Ausblasungen reduziert wird.

6.1.4 Einfluss des Sekundärluftsystems auf die Ergebnisse unter stationärer Zuströmung

Netztopologie und Randbedingungen

Für die Validierung des VGJ-Modells anhand der experimentellen Messdaten des T161 wurde bisher sowohl das Sekundärluftsystem (Plenen und Ausblasungsbohrungen) be-

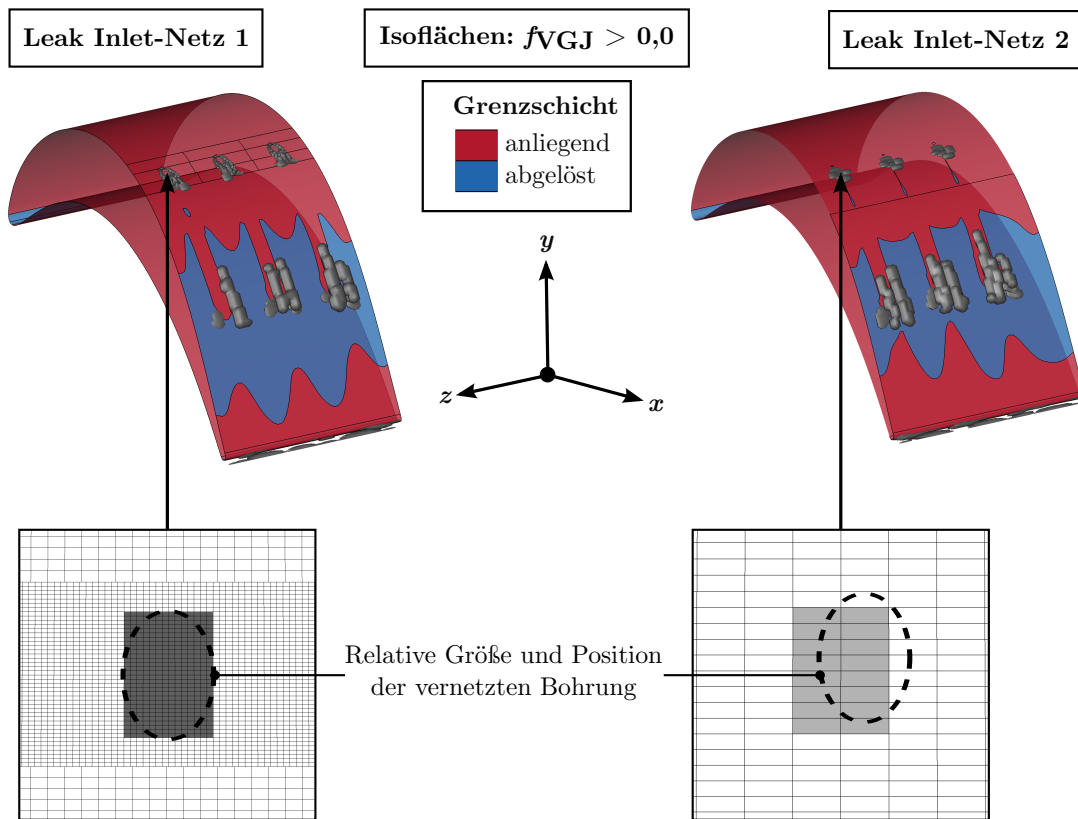


Abbildung 6.14: Transitionskriterium f_{VGJ} und Grenzschichtzustand (abgeleitet aus τ_w) für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ (Geometrie verzerrt) für Leak Inlet-Netz 1 (oben links) und 2 (oben rechts) mit Detailansichten der Leak Inlet-Oberflächennetze (unten)

rücksichtigt als auch das Rechenetz an der Ausblasungsposition lokal verfeinert. Im Hinblick auf die im Rahmen eines Auslegungsprozesses nötige Parametervariation von Ausblasungsposition, -richtung und -massenstrom ist die direkte Definition der Ausblasungen auf der Schaufeloberfläche des bestehenden Netzes als sekundäre Einlässe aber insofern sinnvoller, als dass einerseits Rechenzeit aufgrund weniger Netzknoten eingespart werden kann und sich andererseits die Bearbeitungszeit bei der Erstellung der Rechenetze verkürzt. Im Folgenden wird daher beispielhaft in zwei Schritten der Einfluss von Sekundärluftsystem und Netzauflösung an der Ausblasungsposition auf die quantitativen aerodynamischen Größen der Typ 1 Ausblasungskonfiguration für eine Blasrate von $B = 0,5$ untersucht.

In einem ersten Schritt werden Plenum und Ausblasungsbohrungen des im vorherigen Abschnitt 6.1.3 vorgestellten Typ 1 Netzes (Abbildung 6.6) entfernt und stattdessen an den drei Ausblasungspositionen auf der Schaufeloberfläche Leak Inlet-Randbedingungen (Abschnitt 3.6) gesetzt. Die lokalen Netzverfeinerungen im Ausblasungsbereich bleiben hierbei erhalten, so dass sich für dieses Netz (Leak Inlet-Netz 1) eine Gesamtknotenzahl

von 1,28 Millionen einstellt. In Abhängigkeit der Reynolds-Zahl werden mittlere Randbedingungswerte auf die Leak Inlets aufgeprägt. Diese werden massenstromgewichtet an den Bohrungsausritten der Rechnungen mit Plenum und Ausblasungsbohrungen bestimmt. Aus dem Sekundärluftsystem eingetragene Strömungsstrukturen wie Wirbel werden somit vernachlässigt.

In einem zweiten Schritt werden die lokalen Netzverfeinerungen im Ausblasungsbereich rückgängig gemacht und das in Abschnitt 6.1.2 vorgestellte Netz der Simulationen ohne Ausblasungen verwendet (Abbildung 6.1). Es werden abermals drei Leak Inlet-Randbedingungen auf der Schaufeloberfläche definiert und aus den Rechnungen mit Plenum und Ausblasungsbohrungen bestimmte gemittelte Randbedingungswerte aufgeprägt (Leak Inlet Netz-2). In Abbildung 6.14 sind in den Detailansichten (unten) jeweils die Netzdichten an der Ausblasungsposition sowie grau hinterlegt die Leak Inlet-Randbedingungsbereiche dargestellt.

Qualitative Auswertung

Wie durch den Vergleich von Abbildung 6.14 (oben links) für das Leak Inlet-Netz 1 und Abbildung 6.12 (links) für das Basis-Netz (mit Sekundärluftsystem) qualitativ zu erkennen ist, hat die Vernachlässigung des Plenums und der Ausblasungsbohrungen keinen Einfluss auf die durch das VGJ-Modell in der Schaufelgrenzschicht detektierten Transitionsorte. Die charakteristischen Bereiche (Hufeisenwirbel und Nierenwirbel mit Anfachung an der Ablöselinie) werden weiterhin erkannt. Auch der Vergleich anliegender und abgelöster Bereiche der saugseitigen Schaufelgrenzschicht zeigt keine wesentlichen Unterschiede.

Für das gröbere Leak Inlet-Netz 2 (Abbildung 6.14 oben rechts) sind an der Ausblasungsposition Nieren- und Hufeisenwirbel nicht mehr zu unterscheiden. Die Wirbelanfachung an der Ablöselinie bleibt allerdings weiterhin erhalten, wie auch die grundsätzliche Struktur anliegender und abgelöster Grenzschichtbereiche. Allerdings verkleinert sich der abgelöste Bereich und die Grenzschicht weist in Schaufelhöhenrichtung stromabwärts der Ausblasungen eine stärker asymmetrische Struktur auf.

Abströmung

Die beobachteten qualitativen Unterschiede spiegeln sich auch in den Verläufen des integralen Totaldruckverlustbeiwerts ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl $Re_{2,is}$ in Abbildung 6.15 (links) wider. Während die Ergebnisse des Leak Inlet-Netz 1 über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich mit denen des Basis-Netzes weitestgehend übereinstimmen, können insbesondere für die niedrigen Reynolds-Zahlen $Re_{2,is} = 50 \cdot 10^3$ und $70 \cdot 10^3$ für das Leak Inlet-Netz 2 um ca. 10% geringere Werte festgestellt werden.

Wie anhand des Totaldruckverlustbeiwerts ζ in Teilungsrichtung in Abbildung 6.15 (rechts) zu erkennen ist, sind diese kleineren integralen Verluste auf eine Verringerung des Totaldruckverlusts in der saugseitigen Grenzschicht im Vergleich zu den anderen Netzen zurückzuführen. Die Ergebnisse des Leak Inlet-Netz 1 stimmen dabei hingegen mit denen des Basis-Netzes nahezu überein.

6 Validierung des Transitionsmodells

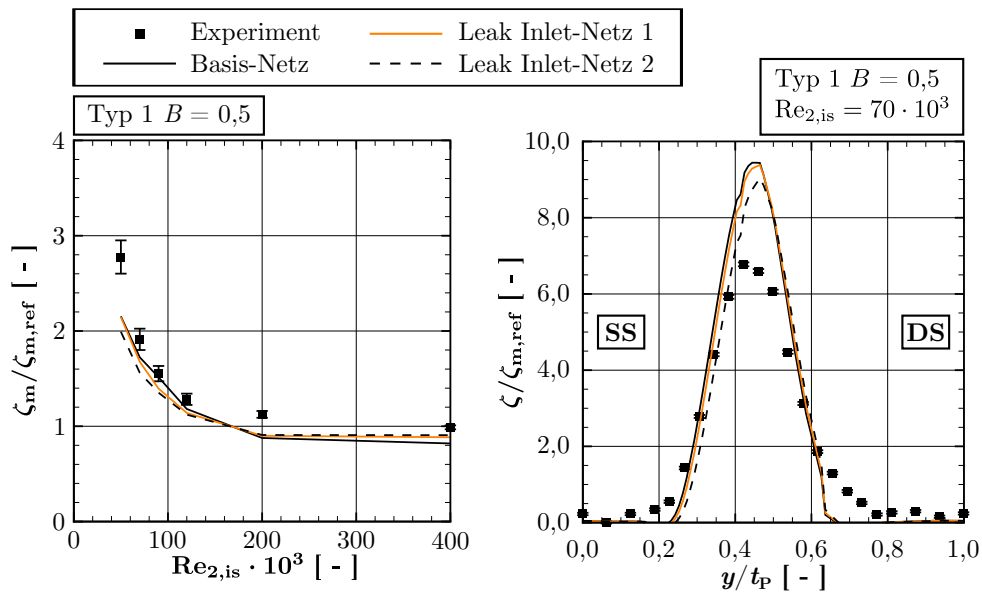


Abbildung 6.15: Vergleich des integralen Totaldruckverlustbeiwerts ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl (links) und des Totaldruckverlustbeiwerts ζ in Teilungsrichtung für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ (rechts) Typ 1-Ausbläsung mit $B = 0,5$ mit Leak Inlet-Randbedingungen

Profildruckverteilung

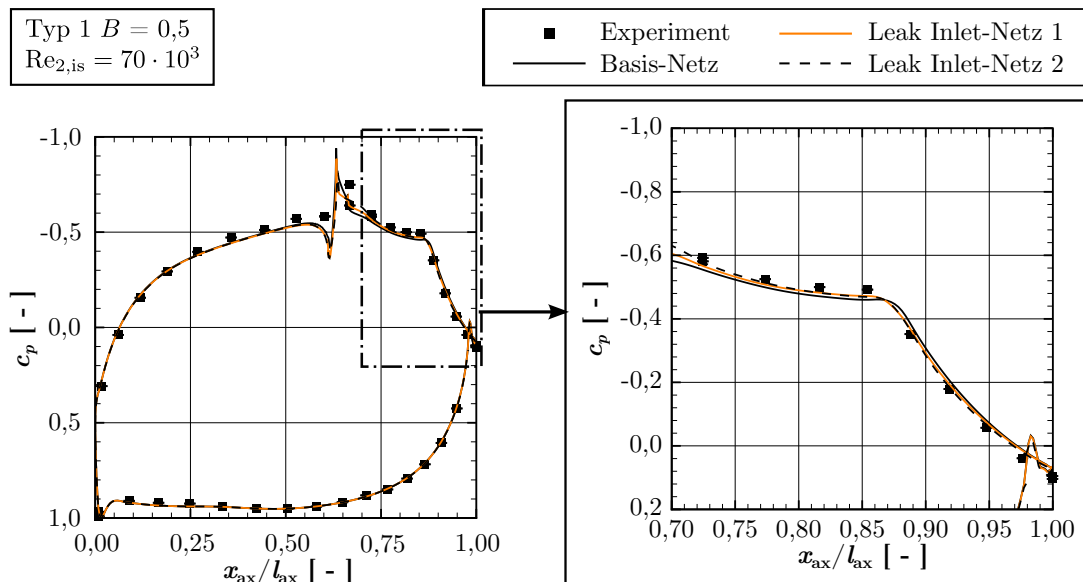


Abbildung 6.16: Vergleich der Profildruckverteilungen c_p mit Leak Inlet-Randbedingung für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausbläsung mit $B = 0,5$

Eine Übereinstimmung der Ergebnisse von Basis-Netz und Leak Inlet-Netz 1 kann auch für die Profildruckverteilungen beobachtet werden (Abbildung 6.16). Die Ergebnisse des Leak Inlet-Netz 2 weichen hingegen direkt stromabwärts der Ausblasung in geringem Maße von den anderen Verteilungen ab, was sogar zu einer verbesserten Wiedergabe der experimentellen Größen in diesem Bereich führt. Insgesamt lässt sich somit schlussfolgern, dass die Verwendung des größeren Leak Inlet-Netz 2 eine Veränderung der Ergebnisse direkt stromabwärts der Ausblasungen nach sich zieht, welche in den Profildruckverteilungen wie auch in den in der Abströmung gemessenen Totaldruckverlusten zu beobachten ist. Die Änderung ist allerdings gering, so dass eine lokale Verfeinerung des Netzes an der Ausblasungsposition nicht notwendig erscheint. Außerdem zeigen die Ergebnisse, dass es bei Kenntnis der mittleren Bohrungsausstrittsgrößen für die Vorhersage der aerodynamischen Profilleistung nicht notwendig ist, das Sekundärluftsystem im Rechenetz zu berücksichtigen.

6.1.5 Ergebnisse unter instationärer Zuströmung mit Ausblasung Netztopologie und Randbedingungen

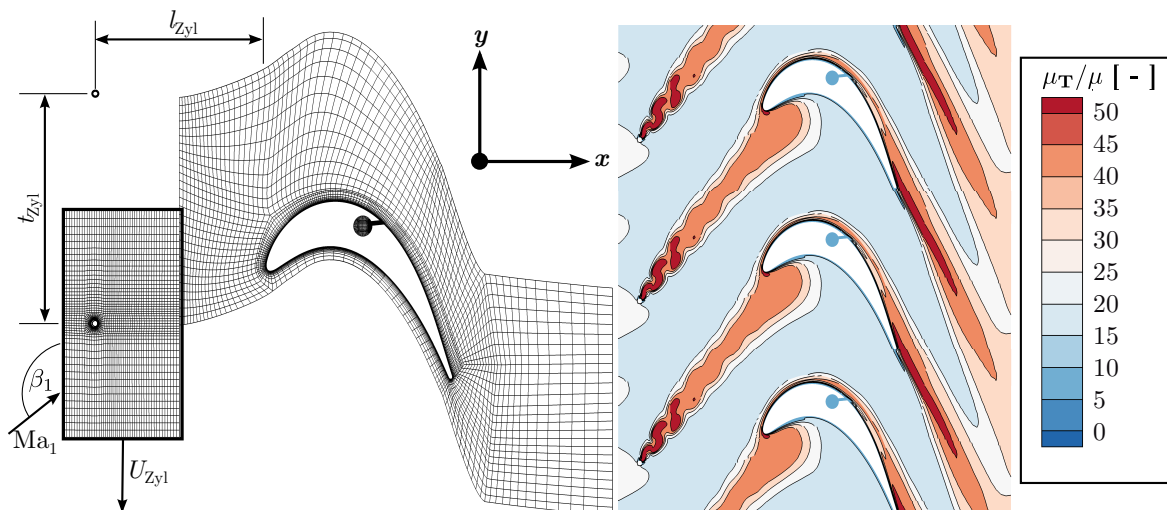


Abbildung 6.17: S1-Ansicht des Rechnetzes mit Nachlaufgenerator (links) und bezogene Wirbelviskosität μ_T/μ (rechts) für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ (Geometrie verzerrt)

Die Strömung in Turbomaschinen ist *a priori* periodisch-instationär, und insbesondere Nachläufe stromaufwärts liegender Schaufelreihen haben einen erheblichen Einfluss auf den laminar-turbulenten Grenzschichtumschlag von Niederdruckturbinenprofilen (Abschnitt 2.2.3). Wie die Arbeiten von Ludewig et al. (2011) sowie Ludewig (2011) für Ultra High-Lift Auslegungen zeigen (Abschnitt 2.4.2), ist das Verlustreduktionspotential von Ausblasungen für niedrige Reynolds-Zahlen in instationärer Zuströmung zwar

6 Validierung des Transitionsmodells

geringer als in stationärer, allerdings ist immer noch eine Reduktion zu erzielen. Der saugseitige Grenzschichtzustand und damit der Profilverlust wird dabei von der Wechselwirkung der Ausblasung und des Nachlaufs erheblich beeinflusst. An die Turbulenz- und Transitionsmodellierung stellt diese Strömungssituation entsprechend höhere Anforderungen als in Simulationen mit stationärer Zuströmung.

Um die Vorhersagequalität des VGJ-Modells bei instationärer Zuströmung zu überprüfen, wird das T161-Profil ohne und mit Typ 1 Ausblasung (Blasrate $B = 0,5$) berechnet. Die instationäre Zuströmung wird durch zylindrische Stäbe generiert, die sich $l_{Zyl}/l_{ax} = 0,924$ stromaufwärts der Profilverderrkante in Teilungsrichtung mit einer für alle Reynolds-Zahlen konstanten Frequenz f_{Zyl} bewegen (Abbildung 6.17). Im aerodynamischen Auslegungspunkt $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ beträgt die Strouhal-Zahl der Stabbewegung

$$St = \frac{f_{Zyl} l_{ax}}{U_{ax}} = \frac{U_{Zyl}}{t_{Zyl}} \frac{l_{ax}}{U_{ax}} = 0,27. \quad (6.4)$$

Der bezogene Stabdurchmesser als Maß für die Hinterkantendicke eines stromaufwärts liegenden Profils ist hierbei $d_{Zyl}/l_{ax} = 0,033$ und die Stabteilung in den experimentellen Untersuchungen $t_{Zyl}/t_{T161} = 1,19$. Für die instationären Simulationen wird bei gleichbleibender Strouhal-Zahl St die Teilung des Stabs der des Profils angeglichen ($t_{Zyl}^*/t_{T161} = 1$). Die experimentelle Durchflusszahl

$$\Phi = \frac{U_{ax}}{U_{Zyl}} = 2,76 \quad (6.5)$$

erhöht sich hierdurch auf 3,30 in den Simulationen, wodurch sich die Nachlaufausrichtung relativ zur Profilverderrkante leicht ändert.

In Abbildung 6.17 (links) ist das Rechennetz der Simulationen mit Ausblasungen dargestellt. Das Schaufelnetz mit Sekundärluftsystem entspricht dem in den stationären Simulationen verwendeten (Abbildung 6.6), wobei der Einlaufbereich stromaufwärts der Profilverderrkante im Hinblick auf das Netz des zylindrischen Stabes gekürzt wurde. Für die Simulationen ohne Ausblasungen wird das Stab-Netz mit dem entsprechend verkürzten Netz der stationären Simulationen ohne Ausblasung (Abbildung 6.1) verbunden. Die Wände des Stabs sind in beiden Simulationen mit $n^+ \approx 1$ aufgelöst. Die Verknüpfung der stehenden (Profil) und der sich bewegenden Netzbereiche (Stab) erfolgt mittels der zonalen Randbedingung (Abschnitt 3.6). Eine Periode der Stabbewegung wird mit 128 Zeitschritten bei 10 Subiterationen in den Simulationen aufgelöst.

In Abbildung 6.17 (rechts) ist die bezogene Wirbelviskosität μ_T/μ für einen Zeitschritt der instationären Simulationen mit Ausblasung für die Reynolds-Zahl $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ als Farbkontur in Kanalmitte dargestellt. Die Abbildung veranschaulicht einerseits den turbulenten Charakter der durch Kármán'sche Wirbelstraßen geprägten Stabnachläufe und andererseits ihre periodisch-instationäre Interaktion mit der Grenzschicht des Profils. Die folgende Betrachtung der quantitativen Ergebnisse konzentriert sich im Wesentlichen auf die Simulationen mit Ausblasungen. Simulationsergebnisse ohne Ausblasungen werden als Referenz angegeben und sind in Abschnitt D.1.2 im Anhang dokumentiert.

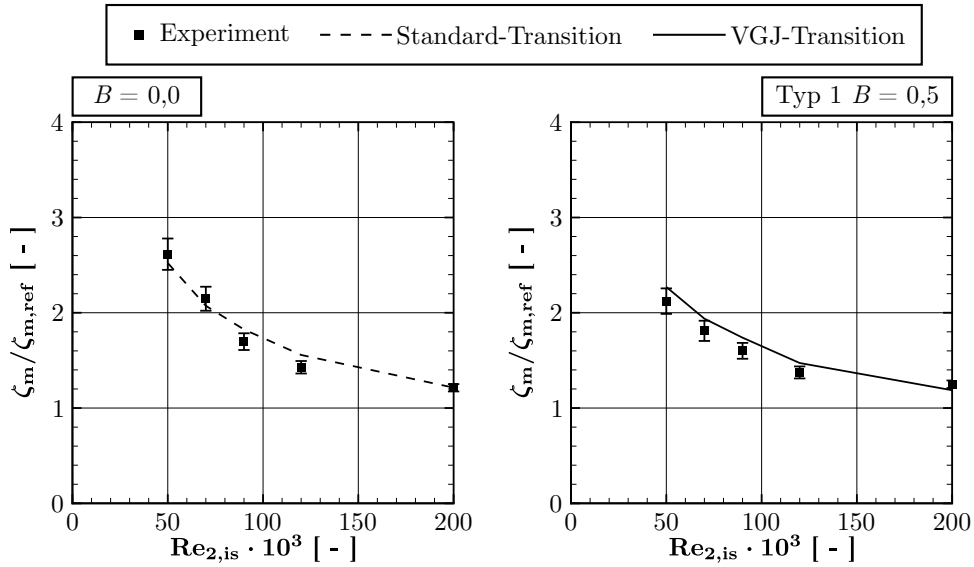


Abbildung 6.18: Phasengemittelte integrale Totaldruckverlustbeiwerte ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl bei periodisch-instationärer Zuströmung für die T161-Kaskade ohne Ausblasung (links) und für die Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ (rechts)

Experimentelle Validierung

In Abbildung 6.18 (links) sind zunächst die mit dem γ - Re_θ -Modell ohne VGJ-Modifikation (Standard-Transition) berechneten, phasengemittelten integralen Totaldruckverlustbeiwerte ζ_m im Vergleich zu den experimentellen Werten des Profils ohne Ausblasung dargestellt. Die Simulationen treffen die experimentellen Werte insgesamt sehr gut und bis auf die Reynolds-Zahl $Re_{2,is} = 120 \cdot 10^3$ im Rahmen der experimentellen Messgenauigkeit. Für die Simulationen mit Ausblasungen (Typ 1, $B = 0,5$) und VGJ-Modell (Abbildung 6.18 rechts) wird eine vergleichbar gute Wiedergabe der experimentellen Werte erzielt. Die berechneten integralen Totaldruckverluste geben über den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich die experimentellen Werte im Rahmen ihrer Messgenauigkeit wieder. Bemerkenswert ist hierbei, dass die Simulationen auch für die niedrigen Reynolds-Zahlen $Re_{2,is} = 50 \cdot 10^3 \dots 90 \cdot 10^3$ die weitere Reduktion der Verluste gegenüber den Simulationen ohne Ausblasungen vorhersagen können.

Wie anhand der stellvertretend für den gesamten Reynolds-Zahl-Bereich in Abbildung 6.19 (links) dargestellten phasengemittelten Profildruckverteilung für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ zu erkennen ist, werden die experimentellen Werte insgesamt gut getroffen. Lediglich unmittelbar stromabwärts der saugseitigen Ausblasung ($x_{ax}/l_{ax} = 0,70 \dots 0,85$) wird ein zu hohes Druckniveau vorhergesagt. Der Druckgradient bis zur Profilhinterkante sowie der Druck an der Hinterkante werden allerdings gut wiedergegeben.

Die für den selben Betriebspunkt gezeigte Verteilung des Totaldruckverlusts ζ in Teilungsrichtung (Abbildung 6.19 rechts) veranschaulicht zusätzlich die gute Wiedergabe der experimentellen Ergebnisse durch die Simulationen mit dem VGJ-Modell. Die Nach-

6 Validierung des Transitionsmodells

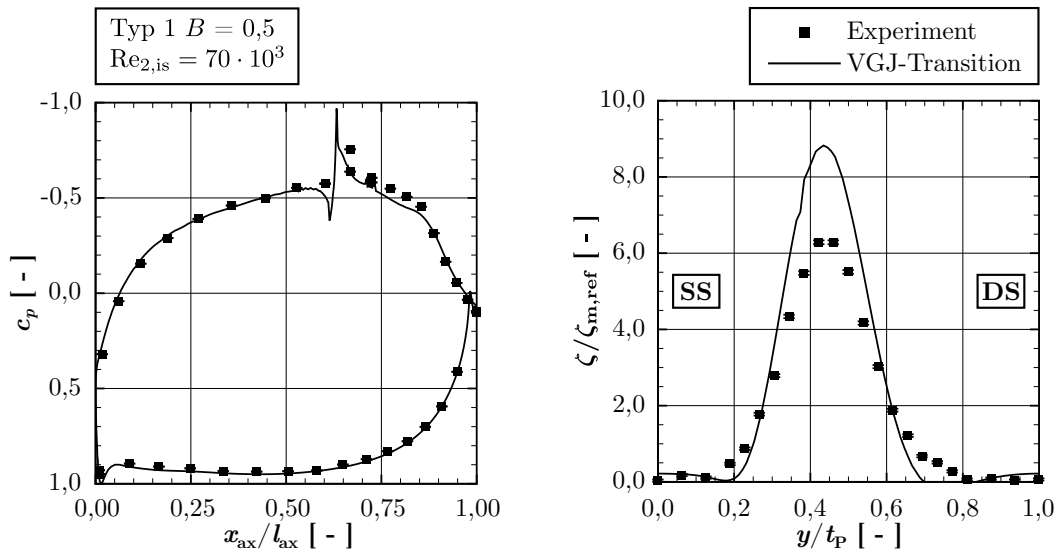


Abbildung 6.19: Phasengemittelte Profildruckverteilung c_p (links) und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ (rechts) für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ bei periodisch-instationärer Zuströmung

laufdelle wird ähnlich mit den Ergebnissen in stationärer Zuströmung mit und ohne Ausblasung zu tief und zu schmal vorhergesagt, wohingegen die experimentelle Position getroffen wird.

Grenzschichtgrößen

In Abbildung 6.20 sind Weg-Zeit-Diagramme der maximalen bezogenen Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_{\max BL}$ (links) und des Wandschubspannungskoeffizienten c_f (rechts) der Saugseite des Profils für die Ausblasungskonfiguration Typ 1 für die Blasrate $B = 0,5$ und die Reynolds-Zahl $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ dargestellt. Der betrachtete Schnitt verläuft in Schaufelhöhenrichtung unmittelbar durch die Ausblasungsbohrung - der Bereich unmittelbar an der Ausblasungsbohrung ist in den Diagrammen ausgegraut. Im Anhang D.1.2 sind ergänzend die mittlere Intermittenz γ_{amBL} und der Formfaktor H_{12} abgebildet (Abbildung D.8) sowie die entsprechenden Größen für die Simulation ohne Ausblasung (Abbildung D.9).

Anhand des Verlaufs der bezogenen Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_{\max BL}$ ist die streifenförmige periodische Störung der Grenzschicht durch den Nachlauf des zylindrischen Stabes und der Eintrag von Turbulenz zu erkennen. (Der Verlauf des Nachlaufs ist in den Diagrammen mit einer gestrichelten Linie gekennzeichnet.) Der Nachlauf führt zu einem unmittelbaren Anstieg der Wirbelviskosität in der Grenzschicht über die gesamte axiale Lauflänge (zeitlicher Bereich $t/T = 0,3 \dots 0,5$), wobei die Grenzschicht stromaufwärts der Ausblasung zwischen den Nachläufen wieder in ihren laminaren Zustand zurückfällt. Mit der Erhöhung von $(\mu_T/\mu)_{\max BL}$ geht auch eine Erhöhung des Wandschubspannungskoeffizienten c_f einher, wobei dessen Erhöhung um ca. $t/T = 0,1$ zeitverzögert erfolgt. Die

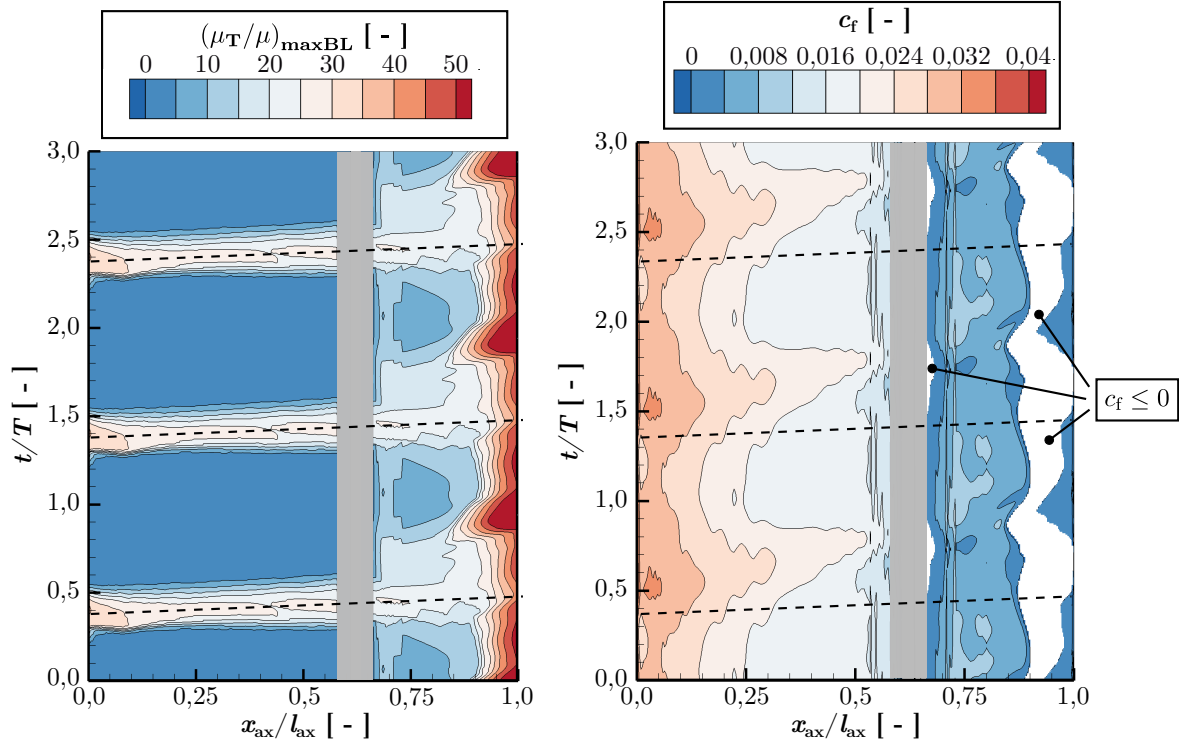


Abbildung 6.20: Weg-Zeit-Diagramme der maximalen bezogenen Wirbelviskosität in der Grenzschicht $(\mu_T/\mu)_{\max BL}$ (links) und des Wandschubspannungskoeffizienten c_f (rechts) der Profilsaugseite bei $z = z_{T1}$ für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausbläsung mit $B = 0,5$

zeitliche Ausdehnung des Nachlaufes ist in c_f des Weiteren erheblich länger zu erkennen als in $(\mu_T/\mu)_{\max BL}$. Bereiche erhöhter Wandschubspannung sind stromaufwärts der Ausbläsung so nahezu eine Periode zu beobachten, bevor die Grenzschicht in ihren stationären Zustand zurückfällt (vgl. Abbildung 6.13). Ein ähnliches Verhalten ist auch im Fall ohne Ausbläsung zu erkennen (Abbildung D.9).

Stromabwärts der Ausbläsungen sind über eine Periode im Wesentlichen drei Zustände zu unterscheiden. Unter Berücksichtigung des Phasenversatzes ist direkt mit dem Nachlauf verknüpft eine Verschiebung stromabwärts des Ablösepunktes (Bereich $x_{ax}/l_{ax} = 0,85 \dots 1,00$ und $t/T = 0,45 \dots 0,75$) zu beobachten, wobei allerdings die Grenzschicht bis zur Profilhinterkante nicht wieder anlegt. Das Turbulenzniveau im Bereich der Hinterkante sinkt hierdurch. Anschließend ($t/T = 0,75 \dots 1,05$) erfolgt ein Anstieg der Turbulenz an der Hinterkante und damit verbunden ein Wiederanlegen der Grenzschicht bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,8$. Zwischen $t/T = 1,05 \dots 1,45$ fällt die Grenzschicht in ihren stationären Zustand, was anhand der Ausdehnung der Ablöseblase zwischen $x_{ax}/l_{ax} = 0,90 \dots 0,97$ zu erkennen ist. Gegenüber dem Fall ohne Ausbläsung unter instationärer Zuströmung (Abbildung D.9 rechts oben), wie auch dem Fall mit Ausbläsung unter stationärer Zuströmung (Abbildung D.5 rechts) ist im zeitlichen Mittel so eine Verkleinerung des Ab-

lösungsbereichs stromabwärts der Ausblasung festzustellen, was mit dem Verhalten des integralen Totaldruckverlustbeiwerts ζ_m korreliert.

6.2 T165-Niederdruckturbinengitter

6.2.1 Beschreibung des Testfalls

Da die bisherigen Validierungsrechnungen ausschließlich auf der T161-Kaskade mit geometrisch ähnlichen Ausblausstypen (Bohrungswinkel, -teilungen und -durchmesser) basieren, wird die Anwendungsbreite des VGJ-Modells im Folgenden an einem weiteren Profil nachgewiesen. Neben der Profilbelastung und den geometrischen Ausblausgrößen wird auch die Sekundärströmungsführung des Ausblausmassenstroms und die Blasrate durch die Applizierung von Durchblasungen im Vergleich zu den T161-Konfigurationen verändert.

Die T165 Gitterwindkanalkaskade besteht aus einem ebenen zweidimensionalen Niederdruckturbinengitter mit divergenten, linearen Seitenwänden. Wie das T161-Profil ist die Kaskade einem einzelnen Profilschnitt der Niederdruckturbinen eines modernen getriebelosen Fan-Triebwerks entlehnt, wobei die Teilung allerdings weniger stark erhöht wurde ($t/l_P = 0,84$ statt $t_P/l = 0,96$), woraus die niedrigere Zweifel-Zahl $Z_w = 1,00$ folgt. Die aerodynamische Auslegung des T165 folgt darüber hinaus dem für Niederdruckturbinenstufen moderner Flugtriebwerke typischen dünnen Vollschaufelkonzept. Die Kenndaten des aerodynamischen Auslegungspunkts (ADP) sowie der Geometrie sind in Tabelle 6.3 angegeben und in Abbildung 2.17 skizziert.

Zur Verringerung sowohl der druckseitigen als auch der saugseitigen Ablöseblasen wurde das Profil mit Durchblasungsbohrungen von der Druck- zur Saugseite versehen und von Ludwig (2011) experimentell untersucht. Die Durchblasungsbohrungen umfassen zwei Typen:

- 16 Bohrungen vom Typ A mit einem Nickwinkel von $\phi = 35^\circ$ gegen die Profiltangente, einem Verdrehwinkel von $\theta = 90^\circ$ gegen die Hauptströmungsrichtung und einer bezogenen Bohrungslänge von $L/D = 3,7$ sowie
- 17 Bohrungen vom Typ B mit einem Nickwinkel von $\phi = 35^\circ$, einem Verdrehwinkel von $\theta = 0^\circ$ und einer bezogenen Bohrungslänge von $L/D = 4,7$.

Beide Bohrungstypen haben einen bezogenen Durchmesser von $D/l_{ax} = 0,033$ und sind auf der Saugseite bei 75% axialer Sehnenlänge in Schaufelhöhenrichtung abwechselnd angeordnet (Abbildung 2.17 links). Die Teilung zwischen zwei Bohrungen gleichen Typs beträgt $J/D = 5$.

Die variierten Parameter der Untersuchungen sind

- die Reynolds-Zahl $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3 \dots 400 \cdot 10^3$ und
- die benutzten Bohrungstypen A oder B.

Tabelle 6.3: Aerodynamische Kenndaten im ADP der T165-Kaskade nach Ludewig (2011)

Name	Variable	Wert
isentropie Mach-Zahl der Abströmung	$Ma_{2, is}$	0,60
isentropie Reynolds-Zahl der Abströmung	$Re_{2, is}$	120.000
Umlenkung	$\Delta\beta$	$\approx 110^\circ$
Teilungsverhältnis	t_P/l	0,84
Spannweitenverhältnis	h_2/l	2,97
Zweifel-Zahl	Z_w	1,00

Der Durchblasungsmassenstrom stellt sich aufgrund des Druckgradienten zwischen Druck- und Saugseite ein und kann nicht aktiv geregelt werden. Für die im Folgenden gezeigten Simulationen ist die sich einstellende Blasrate B nahezu unabhängig von der Reynolds-Zahl. Sie beträgt, wie Abbildung D.10 im Anhang veranschaulicht, für Typ A $B \approx 0,37$ und für Typ B $B \approx 0,35$. Für alle Betriebspunkte beträgt der Turbulenzgrad der Zuströmung $Tu_1 = 4\%$ und die isentrope Mach-Zahl der Abströmung $Ma_{2, is} = 0,6$. Es werden ausschließlich Betriebspunkte in stationärer Zuströmung betrachtet. Die Auswertungsebenen entsprechen denen des T161 (vgl. Abbildung 2.14).

6.2.2 Stationäre Zuströmung ohne Durchblasung

Netztopologie und Randbedingungen

In Abbildung 6.21 ist das block-strukturierte Rechenetz für die Simulationen der Kernströmung ohne Durchblasungen inklusive der verwendeten Randbedingungen dargestellt. Wie bei der T161-Kaskade (Abschnitt 6.1.2) umfasst es in Schaufelhöhenrichtung ca. 20% des experimentellen Aufbaus, wobei das AVDR zwischen Ein- und Austritt dieser Q3D-Kaskade mit der dreidimensionalen Kaskade übereinstimmt. Die Grenzschichten der Schaufelwände sind mit einem Abstand der ersten Zellmitten normal zur Wand von $n^+ \approx 1$ aufgelöst, das gesamte Netz umfasst 1.380.920 Knoten. Der Diskretisierungsfehler bezüglich des Abströmwinkels beträgt $GCI_{p=1, \beta} = 0,99\%$ und bezüglich des Totaldruckverlusts zwischen Ein- und Austritt des Rechengebiets $GCI_{p=1, \zeta} = 7,47\%$ (vgl. Tabelle B.4 in Abschnitt B.2).

Abströmung

Der Anstieg des integralen Totaldruckverlustbeiwert ζ_m für sinkende Reynolds-Zahlen $Re_{2, is}$ kann durch die Simulationen ähnlich gut wie für das T161 wiedergegeben werden (Abbildung 6.22 links). Allerdings tritt für alle Betriebspunkte eine nahezu konstante

6 Validierung des Transitionsmodells

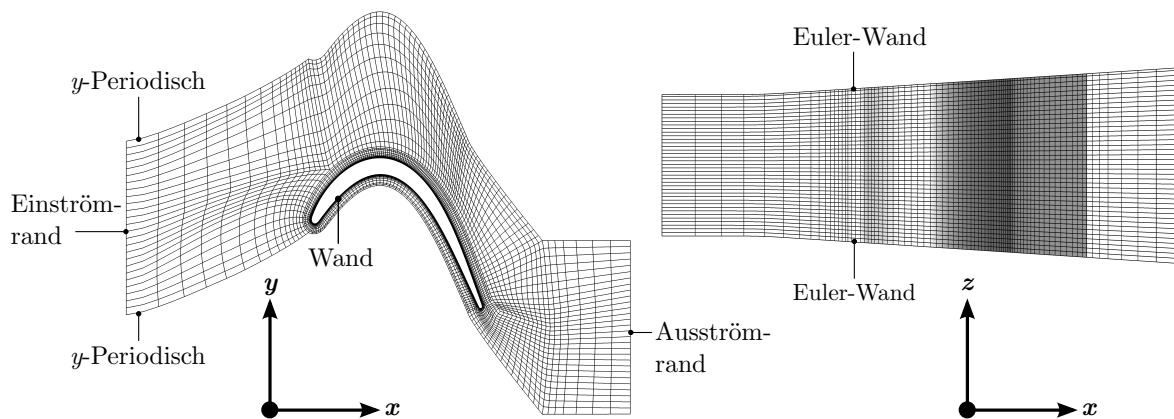


Abbildung 6.21: S1-Ebene (links) und S2-Ebene (rechts) des Q3D-Netz der T165-Rechnungen ohne Durchblasungen (jede zweite Netzlinie dargestellt; Geometrie verzerrt)

Differenz von $\Delta\zeta_m/\zeta_{m,\text{ref}} \approx 0,25$ auf. Wie der Totaldruckverlustbeiwert in Teilungsrichtung (Abbildung 6.22 rechts) verdeutlicht, werden insbesondere auf dem der Grenzschicht der Druckseite zuzuordnende Ast des Nachlaufs höhere Verluste vorhergesagt. Der saugseitige Ast wird ähnlich dem Nachlauf des T161 zu schmal und zu tief berechnet (Abbildung 6.3), während die Position insgesamt gut wiedergegeben wird.

Sowohl der integrale Verlustbeiwert ζ_m als auch der lokale Verlustbeiwert ζ in Teilungsrichtung sind mit und ohne VGJ-Modell identisch. Das VGJ-Modell hat somit wie beim T161 keinen Einfluss auf die Ergebnisse der 2D-Kernströmung der Kaskade.

Profildruckverteilung

Wie die Profildruckverteilungen für zwei Reynolds-Zahlen in Abbildung 6.23 zeigen, werden die experimentellen Werte über weite Bereiche des Profils gut wiedergegeben. So kann insbesondere die am Plateau zu erkennende saugseitige Ablöseblase und deren Anwachsen für sinkende Reynolds-Zahlen im Bereich $x_{\text{ax}}/l_{\text{ax}} = 0,80 \dots 0,95$ vorhergesagt werden. Marginale Abweichungen vom experimentellen Verlauf sind allerdings druckseitig zwischen $x_{\text{ax}}/l_{\text{ax}} = 0,20 \dots 0,70$ zu erkennen. Die Simulationen weisen hier über den gesamten Bereich einen nahezu konstanten Druck auf, während in den experimentellen Untersuchungen ein weniger ausgeprägtes Druckplateau zu beobachten ist. Diese Ergebnisse deuten in Kombination mit den zu hoch berechneten Totaldruckverlusten daraufhin, dass in den Simulationen eine im Vergleich zu den experimentellen Untersuchungen größere druckseitige Ablösung vorhergesagt wird.

Grenzschichtgrößen

Der Verlauf des Wandschubspannungsbeiwerts c_f (links) wie auch des Formfaktors H_{12} (rechts) in Abbildung 6.24 machen die Größe der berechneten druckseitigen Ablöse-

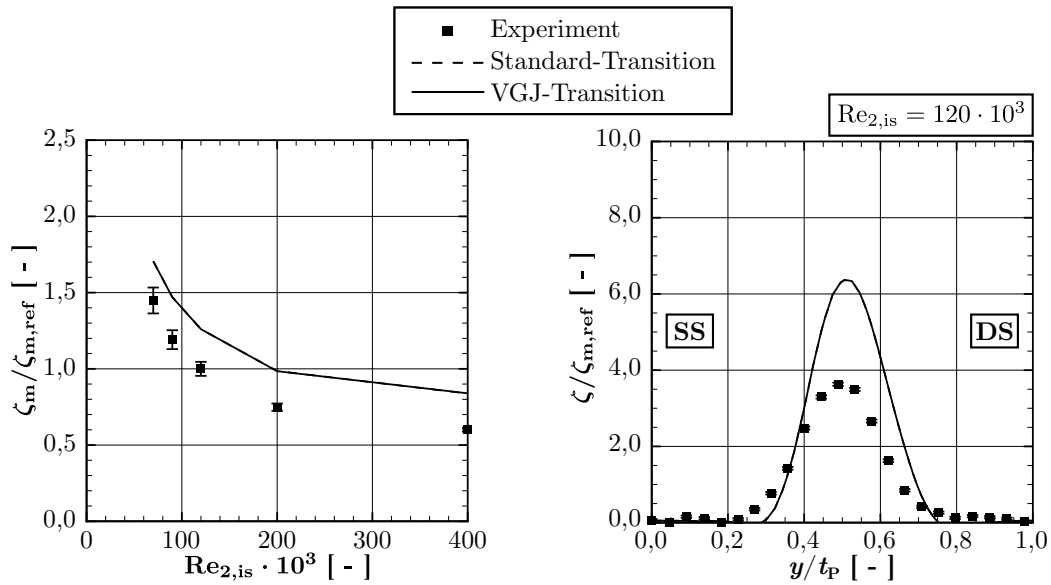


Abbildung 6.22: Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl (links) und Totaldruckverlustbeiwert ζ in Teilungsrichtung für $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$ (rechts) der T165-Kaskade ohne Durchblasungen

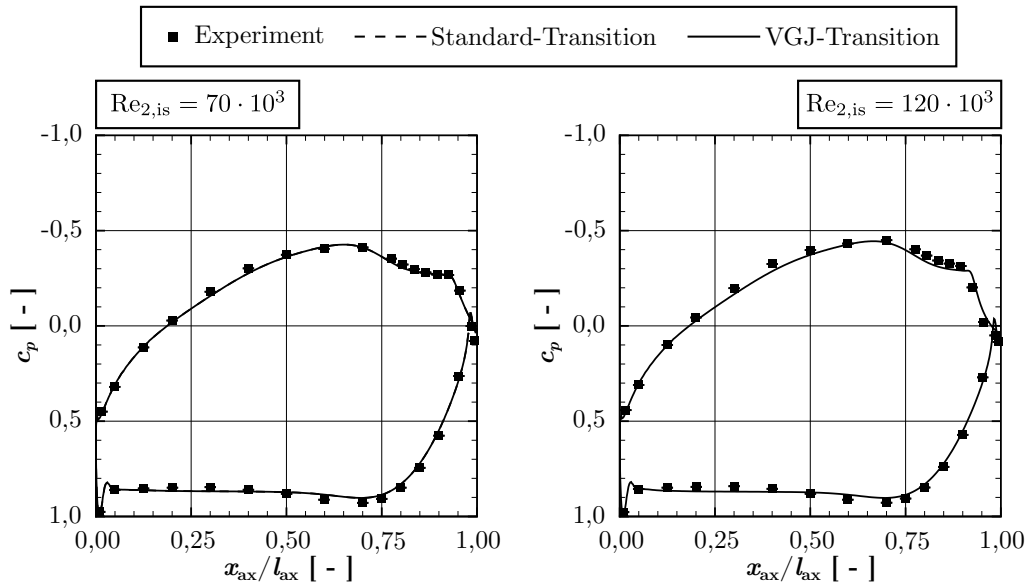


Abbildung 6.23: Profildruckverteilung c_p für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$ (links) und $120 \cdot 10^3$ (rechts) der T165-Kaskade ohne Durchblasungen

blase für den ADP $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$ deutlich. So umfasst die Ablöseblase axial den Bereich $x_{ax}/l_{ax} = 0,05 \dots 0,675$, und der Formfaktor steigt auf Werte $H_{12} \gg 10$. Die Grenzschicht löst aufgrund der schlanken, dünnwandigen Profilform somit unmittelbar

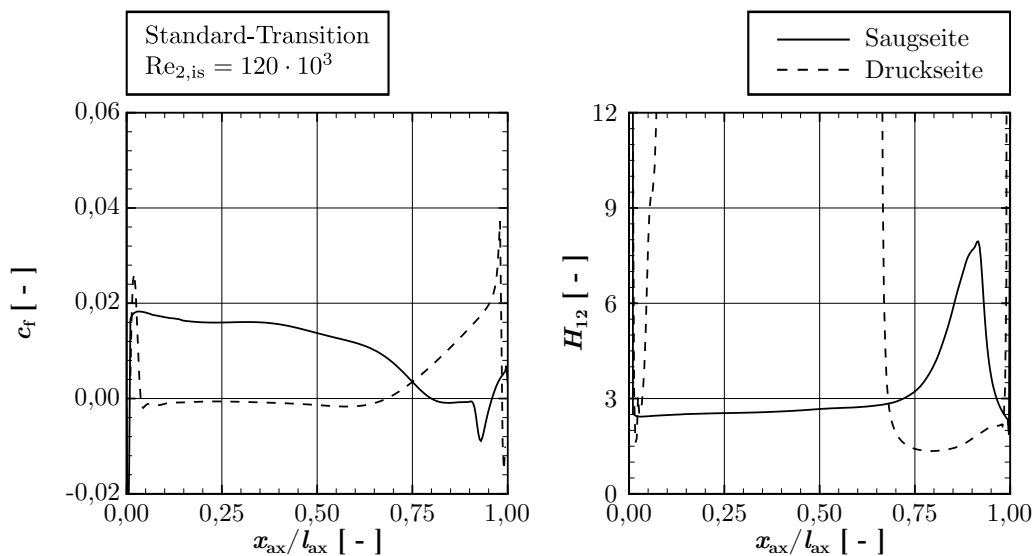


Abbildung 6.24: Wandschubspannungsbeiwert c_f (links) und Formfaktor H_{12} (rechts) der saugseitigen und druckseitigen Grenzschichten der T165-Kaskade ohne Durchblasungen für $Re_{2,is} = 120 \cdot 10^3$

stromabwärts der Vorderkante massiv ab und legt erst mit Beginn des beschleunigten Bereiches im letzten Drittel der Druckseite stromaufwärts der Hinterkante wieder an. Der Verlauf von H_{12} deutet hierbei daraufhin, dass die Grenzschicht zunächst turbulent wieder anlegt ($H_{12} \approx 1,4$), dann aufgrund der Beschleunigung bis zur Hinterkante aber wieder relaminarisiert ($H_{12} > 2$).

Auf der Saugseite stellt sich das typische Verhalten eines hochbelasteten Niederdruckturbinenprofils ein, welches auch für das T161 beobachtet wurde. Stromabwärts der Vorderkante erstreckt sich über weite Teile der Saugseite eine laminare Grenzschicht, die erst bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,80$ ablöst. Über die Ablöseblase erfolgt der laminar-turbulente Umschlag ($x_{ax}/l_{ax} = 0,92$), so dass die Grenzschicht schließlich turbulent wieder anlegt ($x_{ax}/l_{ax} = 0,95$).

6.2.3 Stationäre Zuströmung mit Durchblasung quer zur Hauptströmungsrichtung

Netztopologie und Randbedingungen

In die bestehende Netztopologie ohne Durchblasungen (Abbildung 6.21) werden fünf Bohrungen des Typ A eingefügt und an der Schaufeloberfläche mit dem Außennetz mittels „zonal mixed“-Randbedingungen verbunden. Im Bereich der druckseitigen Absaugung und der saugseitigen Ausblasung wird das Netz lokal unter Zuhilfenahme der zonalen Randbedingung ähnlich dem Vorgehen beim T161 verfeinert (Abbildung 6.25 rechts). An den strömungsparallelen Netzrändern (Nabe und Gehäuse) werden Euler-Wand-Randbedingungen vorgegeben. Die Schaufeloberfläche sowie die Bohrungswände

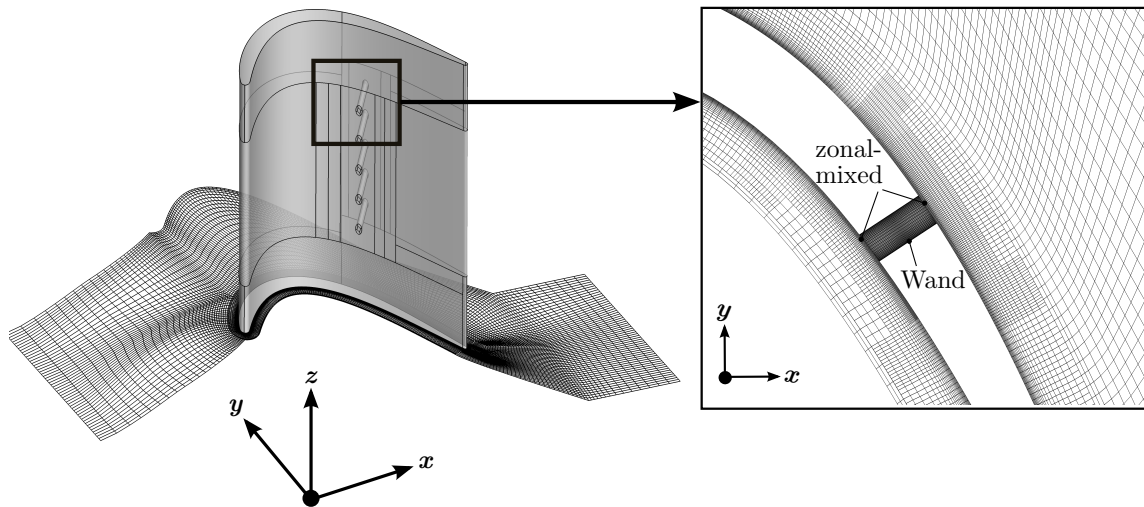


Abbildung 6.25: Rechenetz des T165 mit Typ A-Durchblasungen (jede zweite Netzlinie gezeigt; Geometrie verzerrt)

sind mit Wand-Randbedingungen versehen und mit einem Abstand der ersten Zellmitte normal zur Wand von $n^+ \approx 1$ aufgelöst. Das gesamte Netz umfasst 3.703.465 Knoten. Der Diskretisierungsfehler bezüglich des Abströmwinkels beträgt $GCI_{p=1,\beta} = 1,11\%$ und bezüglich des Totaldruckverlusts zwischen Ein- und Austritt des Rechengebiets $GCI_{p=1,\zeta} = 9,31\%$ (vgl. Tabelle B.5 in Abschnitt B.2).

Abströmung

Für den integralen Totaldruckverlustbeiwert ζ_m (Abbildung 6.26 links) führt die Anwendung des VGJ-Modells zu einer Vorhersage der experimentellen Messwerte im Rahmen der Genauigkeit für den Reynolds-Zahl-Bereich $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3 \dots 200 \cdot 10^3$. Gegenüber den Ergebnissen mit Standard-Transitionsmodell hat das VGJ-Modell somit in diesem Bereich eine Erhöhung der Verluste zur Folge. Wie die Verteilung des Totaldruckverlustbeiwerts ζ in Teilungsrichtung zeigt (Abbildung 6.26 rechts), sind diese der saugseitigen Grenzschicht zuzurechnen. Die Nachlaufdüse wird in ihrer Position sowie in ihrem saugseitigen Ast durch das VGJ-Modell in Bezug auf die experimentellen Werte so besser wiedergegeben. Druckseitig ist zum einen keine Veränderung durch das VGJ-Modell festzustellen und zum anderen wie in den Simulationen ohne Durchblasung (Abbildung 6.22 rechts) eine leichte Überbewertung der Verluste zu beobachten, die der druckseitigen Ablöseblase zuzuordnen ist. Die Vorhersage der experimentellen Werte ist gegenüber dem T161 aber insgesamt besser, was vermutlich auf die höher belastete Saugseite des T161 zurückzuführen ist.

Für die höchste Reynolds-Zahl $Re_{2, is} = 400 \cdot 10^3$ wird für beide Modellierungsvarianten eine Differenz des integralen Totaldruckverlustbeiwerts ζ_m von $\Delta\zeta_m/\zeta_{m, ref} \approx 0,25$

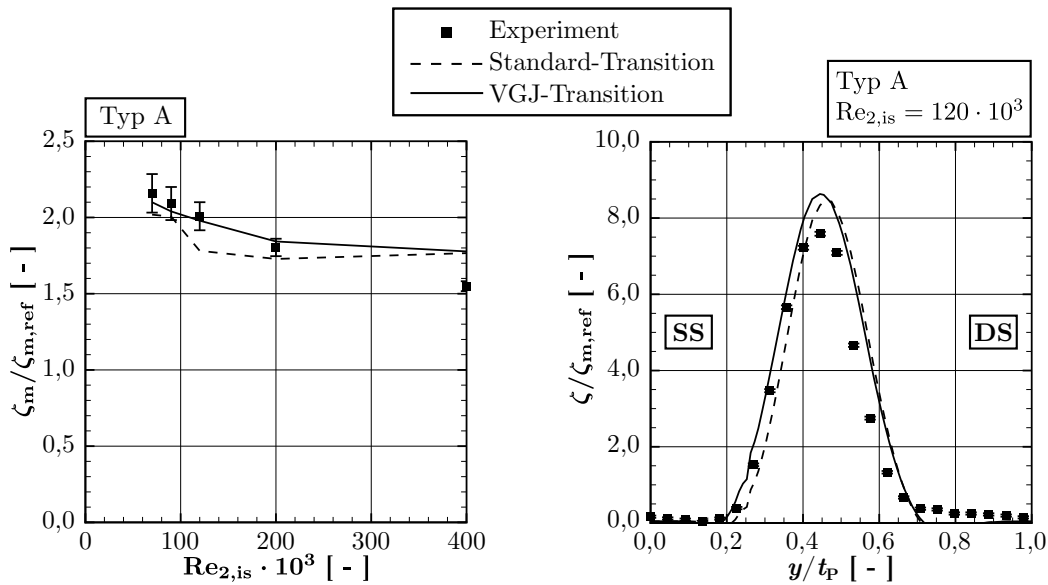


Abbildung 6.26: Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl (links) und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ für $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$ (rechts), Typ A-Durchblasung

berechnet. Diese entspricht den auch bei den Simulationen ohne Durchblasungen beobachteten Differenzen (Abbildung 6.22 links) und ist somit einerseits ebenfalls auf die druckseitige Ablösung zurückzuführen, andererseits werden aber auch saugseitig zu hohe Verluste vorhergesagt (Abbildung D.11 rechts).

Profildruckverteilung

Die Anwendung des VGJ-Modells führt gegenüber dem Standard-Transitionsmodell zu keiner deutlichen Veränderung bei der Vorhersage der Profildruckbeiwerte c_p (Abbildung 6.27). Eine Differenz zu den experimentellen Werten ist saug- wie auch druckseitig in beiden Fällen im Bereich $x_{ax}/l_{ax} = 0,20 \dots 0,60$ zu beobachten. Die druckseitige Abweichung kann hierbei auf die bereits im Fall ohne Durchblasung diskutierte Ablöseblase zurückgeführt werden. Stromabwärts der saugseitigen Ausblasung sagen beide Modellierungsvarianten den experimentellen Verlauf exakt vorher. Ein ähnliches Verhalten kann auch für die weiteren Reynolds-Zahlen beobachtet werden (für $Re_{2, is} = 400 \cdot 10^3$ siehe Abbildung D.11 links).

Grenzschichtgrößen

Der sich mit dem VGJ-Modell gegenüber den Simulationen mit dem Standard-Transitionsmodell einstellende, mit der saugseitigen Grenzschicht assoziierte höhere Totaldruckverlust ist, wie in Abbildung D.12 dargestellt, auf Bereiche höherer Wandschubspannungsbeiwerte c_f stromabwärts der Ausblausungsposition zurückzuführen. Dieser An-

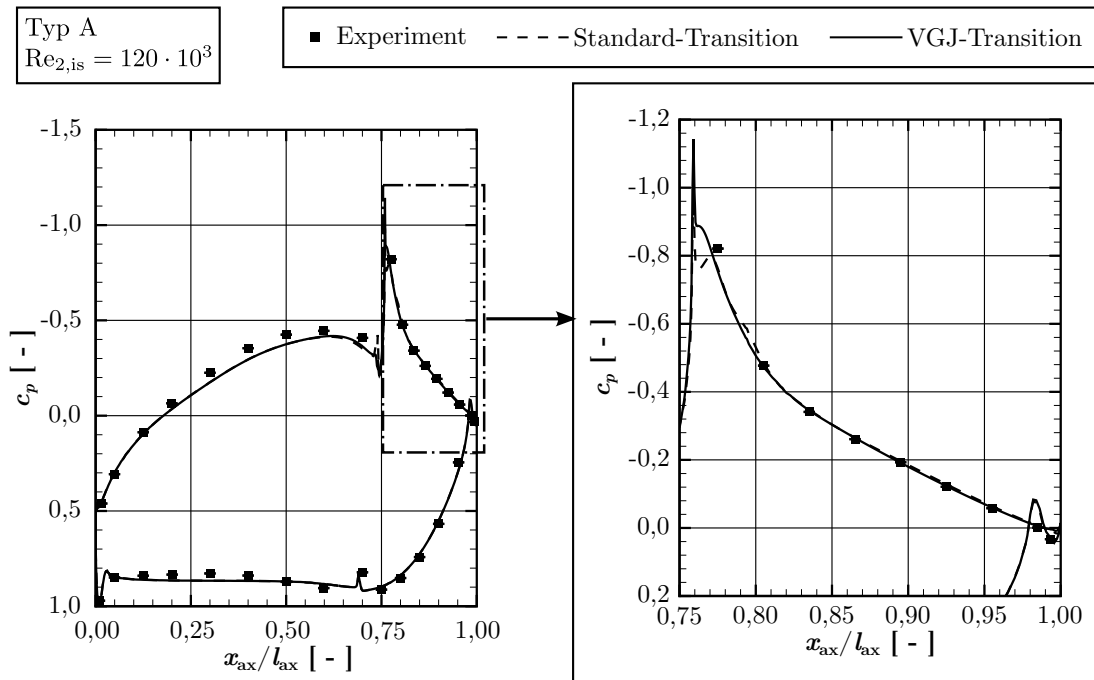


Abbildung 6.27: Profildruckverteilung c_p für $Re_{2,is} = 120 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung

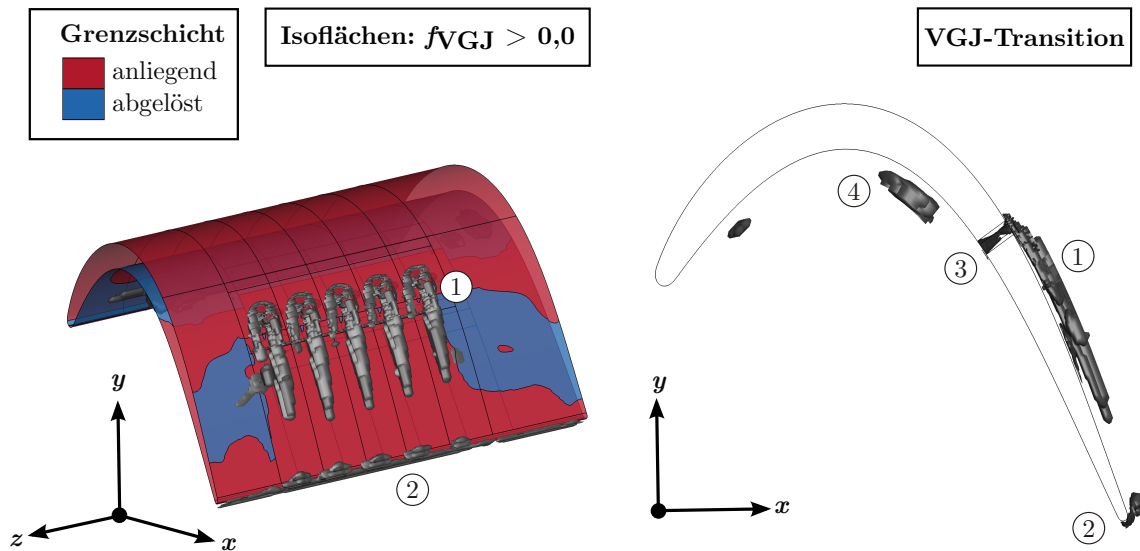


Abbildung 6.28: Transitionskriterium f_{VGJ} und Grenzschichtzustand (abgeleitet aus τ_w) für $Re_{2,is} = 120 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung (Geometrie verzerrt)

stieg der Wandreibung ist wiederum mit einem höheren Niveau der bezogenen Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_{\max BL}$ in diesen Bereichen verknüpft (Abbildung D.13). Das VGJ-Modell

steigert somit die turbulente Wandreibung. Wie Abbildung 6.28 in Kombination mit Abbildung D.12 (links) veranschaulicht, sind die Bereiche erhöhter Wandschubspannung stromabwärts der Ausblasungen insbesondere mit den (asymmetrischen) Nierenwirbeln ① verknüpft, die durch das VGJ-Modell als Transitionsorte detektiert werden ($f_{VGJ} > 0$).

Weitere Transitionsorte werden durch das Modell an der Hinterkante ②, in der Durchblasungsbohrung ③ sowie in Bereichen der druckseitigen Ablöseblase erkannt ④. Da auf dem druckseitigen Ast des Totaldruckverlustbeiwerts ζ nahezu keine Veränderung durch das VGJ-Modell beobachtet werden kann (Abbildung 6.26 rechts) und diese Bereiche auch bei den Simulationen ohne Durchblasung detektiert werden (hier nicht gezeigt), ist der Einfluss der letztgenannten Transitionsorte auf das Ergebnis aber zu vernachlässigen. Das gleiche gilt ähnlich zum T161 auch für die Bereiche an der Hinterkante.

6.2.4 Stationäre Zuströmung mit Durchblasung in Hauptströmungsrichtung

Netztopologie und Randbedingungen

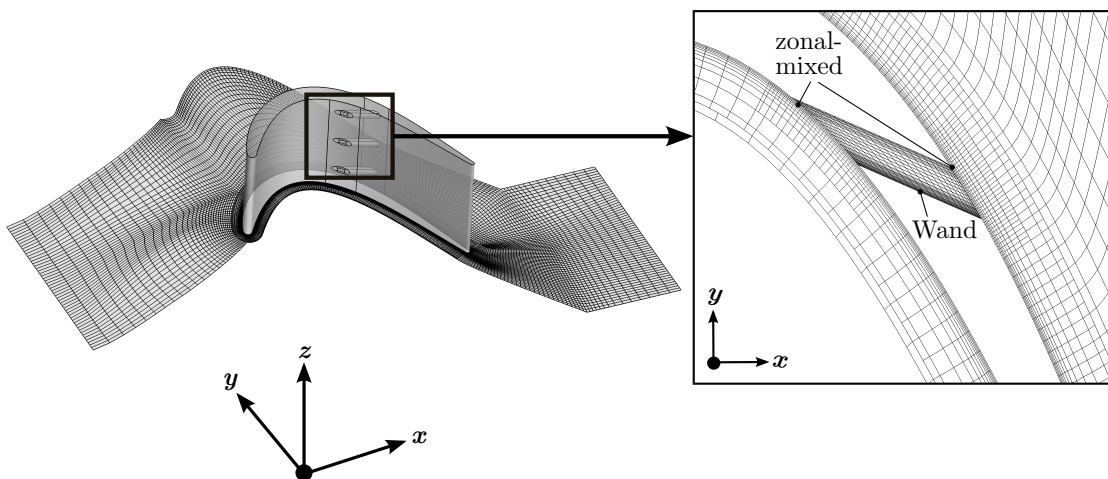


Abbildung 6.29: Rechennetz des T165 mit Typ B-Durchblasung (jede zweite Netzlinie gezeigt; Geometrie verzerrt)

In die bestehende Netztopologie ohne Durchblasungen (Abbildung 6.21) werden drei Bohrungen des Typ B eingefügt und an der Schaufeloberfläche mit dem Außennetz mittels „zonal mixed“-Randbedingungen verbunden. Im Bereich der druckseitigen Absaugung und der saugseitigen Ausblaseung wird das Netz lokal unter Zuhilfenahme der zonalen Randbedingung ähnlich dem Vorgehen beim T161 verfeinert (Abbildung 6.29 rechts). An den strömungsparallelen Netzrändern (Nabe und Gehäuse) werden Euler-Wand-Randbedingungen vorgegeben. Die Schaufeloberfläche sowie die Bohrungswände

sind mit Wand-Randbedingungen versehen und mit einem Abstand der ersten Zellmit-ten normal zur Wand von $n^+ \approx 1$ aufgelöst. Das gesamte Netz umfasst 1.326.015 Kno-ten. Der Diskretisierungsfehler bezüglich des Abströmwinkels beträgt $GCI_{p=1,\beta} = 0,82\%$ und bezüglich des Totaldruckverlusts zwischen Ein- und Austritt des Rechengebiets $GCI_{p=1,\zeta} = 3,88\%$ (vgl. Tabelle B.6 in Abschnitt B.2).

Abströmung

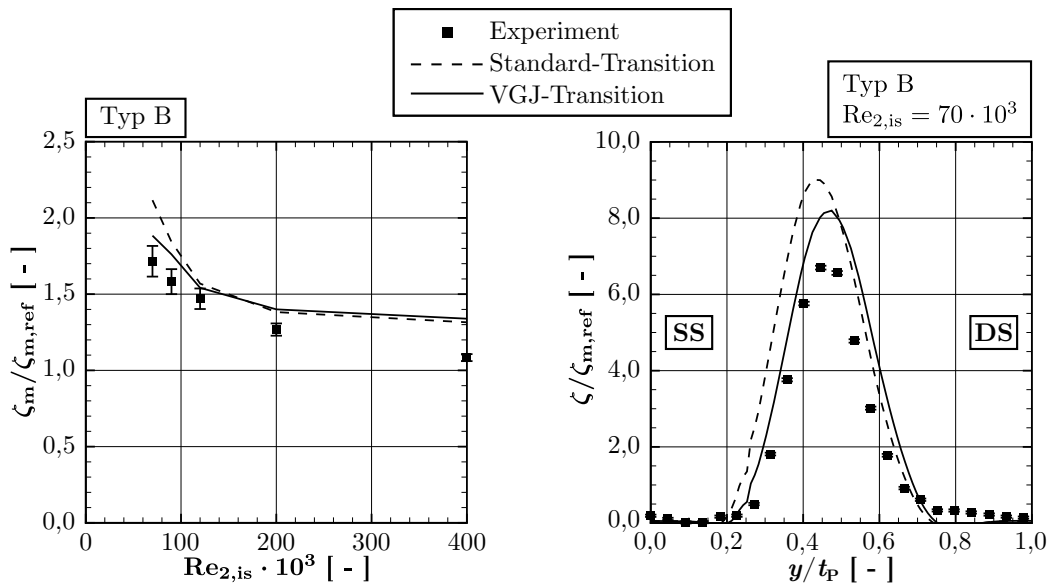


Abbildung 6.30: Integraler Totaldruckverlust ζ_m als Funktion der Reynolds-Zahl (links) und Totaldruckverlust ζ in Teilungsrichtung für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ (rechts), Typ B-Durchblasung

Für $Re_{2,is} = 400 \cdot 10^3$ wird ähnlich der Typ A-Durchblasungskonfiguration sowohl mit dem Standard-Transitionsmodell wie auch mit dem zusätzlichen VGJ-Modell ein um $\Delta\zeta_m / \zeta_{m,ref} \approx 0,25$ zu hoher integraler Totaldruckverlustbeiwert vorhergesagt (Abbildung 6.30 links). Während mit beiden Modellierungsvarianten für $Re_{2,is} = 120 \cdot 10^3$ und $200 \cdot 10^3$ ebenfalls identische Werte berechnet werden, die geringfügig höher als die experimentelle Werte sind, ist für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ und $90 \cdot 10^3$ ein Unterschied zu beobachten. Mit dem VGJ-Modell werden geringere Werte vorhergesagt, so dass der im Experiment beobachtete Anstieg der Verluste für sinkende Reynolds-Zahlen zwischen $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ und $200 \cdot 10^3$ gut wiedergegeben wird.

Wie der Totaldruckverlust ζ in Teilungsrichtung in Abbildung 6.30 (rechts) für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ verdeutlicht, können die niedrigen Werte von ζ_m mit VGJ-Modell in diesem Betriebspunktbereich auf eine Reduzierung der saugseitigen Verluste zurückgeführt werden. Die Position der Nachlaufdüse wird gegenüber dem Standard-Transitionsmodell so verbessert wiedergegeben. Druckseitig kann wie bei den bisher diskutierten Simulationen

ohne Durchblasungen und mit Typ A Durchblasung abermals ein zu hohes Verlustniveau beobachtet werden.

Profildruckverteilung

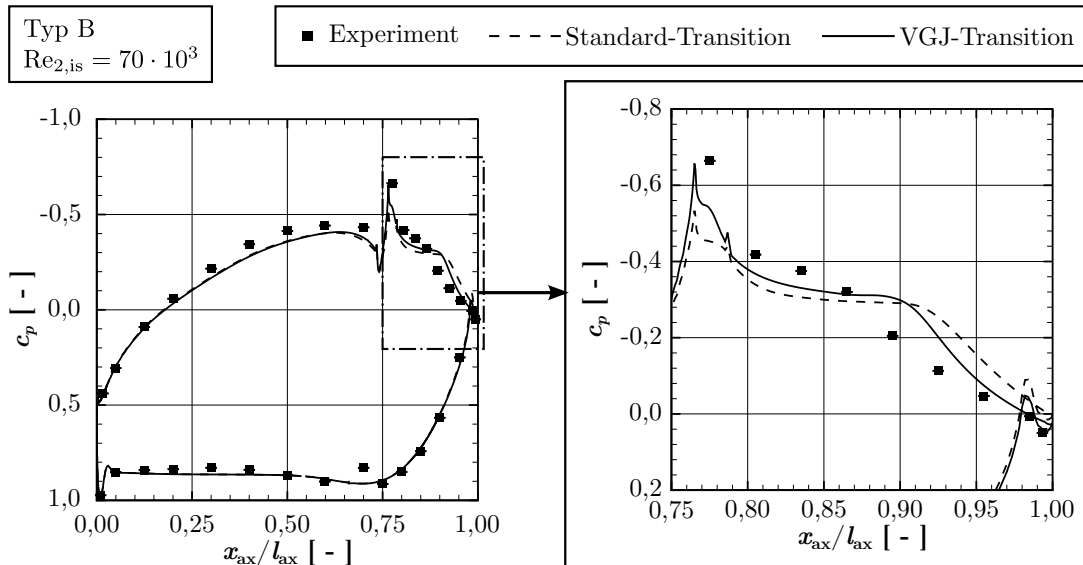


Abbildung 6.31: Profildruckverteilung c_p für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ B-Durchblasung

Die saugseitige Reduktion der Verluste durch das VGJ-Modell für die niedrigen Reynolds-Zahlen $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ und $90 \cdot 10^3$ korreliert mit der Reduktion einer Ablöseblase stromabwärts der saugseitigen Ausblasung zwischen $x_{ax}/l_{ax} = 0,82 \dots 0,92$, wie die Verteilungen des Profildruckbeiwerts c_p in Abbildung 6.31 verdeutlichen. Die experimentellen Werte unmittelbar an der Hinterkante können so mit dem VGJ-Modell wiedergegeben werden, während die c_p -Verteilung mit dem Standard-Transitionsmodell auf eine offene Ablösung hindeutet. Im Vergleich zu den experimentellen Werten ist die Reduktion der Ablöseblase allerdings noch nicht ausreichend. In den experimentellen Daten kann in der Profildruckverteilung im Bereich $x_{ax}/l_{ax} = 0,84 \dots 0,90$ lediglich ein Hinweis auf einen kleinen Ablösungsbereich erkannt werden. Weitere Abweichungen zu den experimentellen Werten können mit beiden Modellierungsvarianten saug- wie auch druckseitig im Bereich $x_{ax}/l_{ax} = 0,20 \dots 0,60$ beobachtet werden, die bereits für die Typ A-Konfiguration diskutiert wurden.

Abschließend sei noch der Unterschied zwischen den Simulationen und den experimentellen Werten druckseitig bei $x_{ax}/l_{ax} = 0,70$ erwähnt. Während die experimentellen Daten hier eine auf eine Absaugung hindeutende Spitze aufweisen, wird in den Simulationen ein stetiger Druckverlauf vorhergesagt. Da die Absaugungsspitze axial nicht an der Typ B Position sondern an der Position der Typ A-Bohrung auftritt (vgl. Abbildung 2.17), die in den experimentellen Untersuchungen allerdings abgeklebt gewesen sein sollte, ist das Auftreten dieser Spitze derzeit nicht erklärbar.

Grenzschichtgrößen

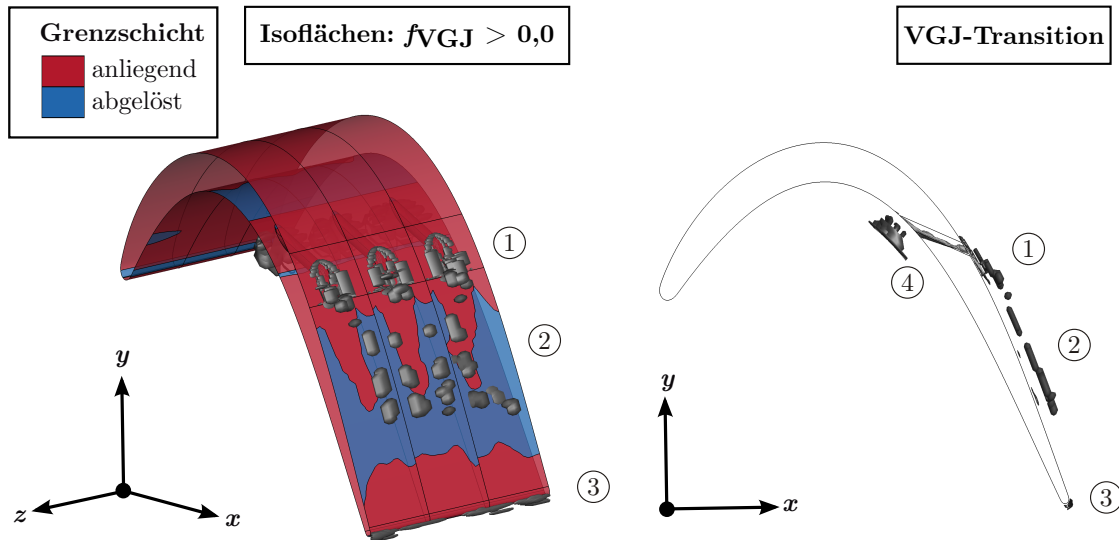


Abbildung 6.32: Transitionskriterium f_{VGJ} und Grenzschichtzustand (abgeleitet aus τ_w) für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$ der Typ B-Durchblasung (Geometrie verzerrt)

Ähnlich den T161-Ausblasungskonfigurationen werden durch das VGJ-Modell Transitionsorte ($f_{VGJ} > 0$) im Bereich des Hufeisenwirbels und des Nierenwirbelpaars ①, an der Ablöselinie durch eine Anfachung der Nierenwirbel ② sowie an der Hinterkante ③ detektiert (Abbildung 6.32). Wie für den Typ A werden zusätzlich Orte in der Durchblasungsbohrung sowie im Ansaugbereich der Druckseite erkannt ④. Das Modell führt, wie bereits anhand der Profildruckverteilung diskutiert wurde, für diese Durchblasungskonfiguration zu einer Reduktion der saugseitigen Ablösung im Vergleich zum Standard-Transitionsmodell (Abbildung D.14 im Anhang) aufgrund der Erhöhung des Turbulenzniveaus stromabwärts der Ausblasungen (Abbildung D.16 im Anhang). Die Strömungssituation ist somit ähnlich den T161-Ausblasungskonfigurationen. Allerdings muss aufgrund der Defizite bei der Vorhersage der experimentellen Profildruckverteilung der Schluss gezogen werden, dass die Anhebung des Turbulenzniveaus durch das VGJ-Modell noch nicht ausreichend ist. Da für diese niedrige Blasrate ($B \approx 0,35$) und die Ausblasungswinkel ($\phi = 35^\circ$; $\theta = 0^\circ$) niedrige Werte von Ω_{rel} auftreten (vgl. Abbildung 2.22) und dementsprechend aufgrund der Formulierung des VGJ-Modells eine ähnlich geringe Absenkung des Produktionsterms $P_{\Theta_t, VGJ}$ erfolgt, weist die Kalibrierung für diese Konfigurationen noch Verbesserungspotential auf.

6.3 Randzonenströmung von Turbinengittern ohne Ausblasung

6.3.1 Vorbemerkungen

Die bisherigen Validierungsrechnungen des VGJ-Modells haben verdeutlicht, dass das Modell mit Querströmungswirbeln assoziierte Wendepunkte in der Grenzschicht detektieren und an diesen Orten in Abhängigkeit der lokalen Wirbelstärke die Transition einleiten kann. Insgesamt konnte für Ausblasungen in die saugseitige Grenzschicht von Niederdruckturbinenprofilen so gegenüber dem zugrunde liegenden Standard-Transitionsmodell eine verbesserte Wiedergabe quantitativer experimenteller Größen erzielt werden.

Querströmungswirbel treten in Niederdruckturbinen beziehungsweise in allen axialen Turbomaschinen prinzipbedingt auch in den Randzonen auf (Abbildung 2.5) und haben in Interaktion mit der Schaufelgrenzschicht einen erheblichen Einfluss auf den Totaldruckverlust in den betroffenen Bereichen der Schaufelhöhe (Abbildung 2.4). Wie in Abschnitt 2.2.5 diskutiert wurde, sind mit den Wirbelstrukturen verknüpfte Transitionseffekte in den Randzonen von Niederdruckturbinen zwar bekannt, allerdings erlauben die bisher in der Literatur verfügbaren Untersuchungen keine Einschätzung zu ihrer quantitativen Bedeutung. Dies gilt ebenso für Querströmungsinstabilitäten der Seitenwandgrenzschicht und der Schaufelgrenzschicht in Seitenwandnähe.

Vor diesem Hintergrund wird im Folgenden untersucht, welchen Einfluss das VGJ-Modell auf die Simulationsergebnisse im Randzonenbereich von Gitterwindkanalkaskaden hat. Hierbei wird das Modellverhalten einerseits qualitativ hinsichtlich der detektierten Transitionsorte überprüft und andererseits anhand quantitativer Größen validiert. Im Hinblick auf die Eignung des Modells für den Auslegungsprozess von VGJ-Ausblasungen, sollte, obwohl das Modell nicht für die Randzonenströmungen kalibriert wurde, eine unphysikalische Beeinflussung der Ergebnisse vermieden werden.

6.3.2 Beschreibung der Testfälle, der Netztopologien und der Randbedingungen

Für die Untersuchung des Verhaltens des VGJ-Modells im Randzonenbereich von Niederdruckturbinen werden die bereits in den vorherigen Abschnitten betrachteten T161- und T165-Gitterwindkanalkaskaden ohne Aus- und Durchblasungen verwendet. Für eine Beschreibung der Profil- und Strömungskanalgeometrien sei an dieser Stelle daher auf diese Abschnitte verwiesen.

In Abbildung 6.33 ist beispielhaft für beide Profile das block-strukturierte Rechnetz für die Simulationen des T161 dargestellt. Gegenüber den Simulationen der Abschnitte 6.1 und 6.2, in denen die Kernströmung mit einem Q3D-Netz abgebildet wurde, umfasst das Modell nun in Schaufelhöhenrichtung den gesamten Strömungskanal. Die Seitenwände wie auch die Schaufelwände sind mit Wand-Randbedingungen versehen und mit einem Abstand der ersten Zellmitten normal zur Wand von $n^+ \approx 1$ aufgelöst. Das gesamte Netz des T161 umfasst so 1.200.528 Knoten, das des T165 1.469.232 Knoten. Die

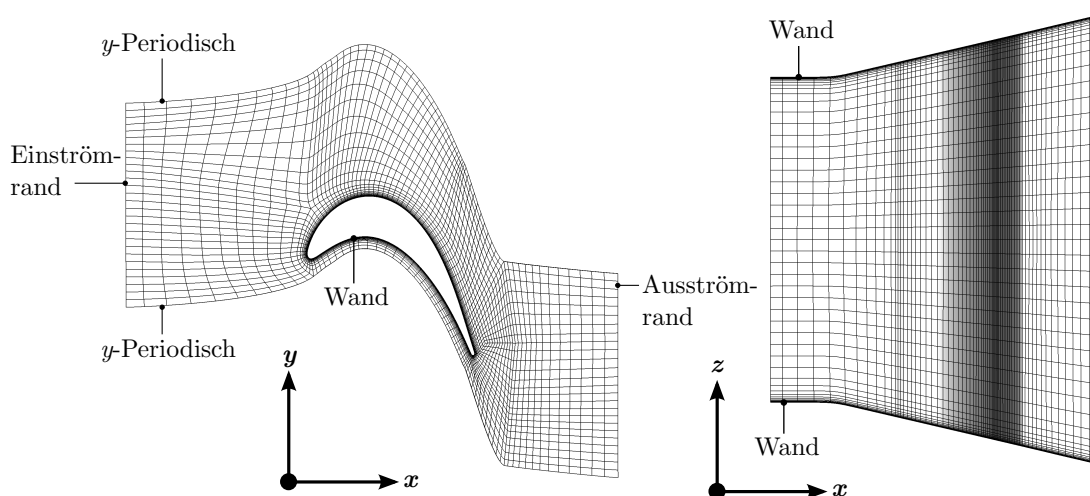


Abbildung 6.33: S1- (links) und S2-Ansicht (rechts) des Rechnernetzes der T161-Kaskade ohne Ausblasung mit Seitenwänden, jede zweite Netzlinie dargestellt (Geometrie verzerrt)

Diskretisierungsfehler für das T161 betragen $GCI_{p=1,\beta} = 0,16\%$ sowie $GCI_{p=1,\zeta} = 1,51\%$ und für das T165 $GCI_{p=1,\beta} = 0,34\%$ sowie $GCI_{p=1,\zeta} = 6,74\%$ (vgl. Tabellen B.7 und B.8 in Abschnitt B.2).

6.3.3 Grenzschichtgrößen

In Abbildung 6.34 sind zunächst die vom VGJ-Modell detektierten Transitionsorte in der T161-Kaskade für die Reynolds-Zahl $Re_{2, is} = 90 \cdot 10^3$ dargestellt. Die Isoflächen mit $f_{VGJ} > 0$ sind zur Unterscheidung mit einer Kontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw, rel}$ versehen. Ein Vergleich mit Abbildung 2.5 verdeutlicht, dass durch das VGJ-Modell die bekannten Sekundärströmungswirbel (Kanalwirbel, Hufeisenwirbel, Eckenwirbel, Hinterkantenwirbel) als Transitionsorte erkannt werden. Darüber hinaus werden die bereits bei den Q3D-Simulationen beobachteten Wirbel an der Hinterkante (Hinterkantenablösung) detektiert (vgl. Abbildung 6.12) sowie an Nabe und Gehäuse jeweils ein Wirbel stromabwärts der Kaskade, der in unmittelbarer Nähe des aus dem Kanalwirbel und dem druckseitigen Ast des Hufeisenwirbels entstandenen Wirbels im Bereich der Hinterkante auftritt. Aufgrund des entgegengesetzten Drehsinns ist zu schließen, dass es sich um einen Reaktionwirbel handelt, der durch die Interaktion mit dem verschmolzenen Hufeisen-Kanalwirbel entsteht. Bemerkenswert ist der Detektionsbereich, der sich im Schaufelhöhenbereich unmittelbar oberhalb des Kontaktpunktes von Hufeisen- und Kanalwirbel auf der Schaufeloberfläche bildet. Die Wirbel induzieren durch ihre Verdrängungswirkung hier eine Querströmung in der Grenzschicht zur Kanalmitte, die durch das VGJ-Modell als Transitionsort detektiert wird.

Bei der höheren Reynolds-Zahl $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ bestätigt sich die Beobachtung.

6 Validierung des Transitionsmodells

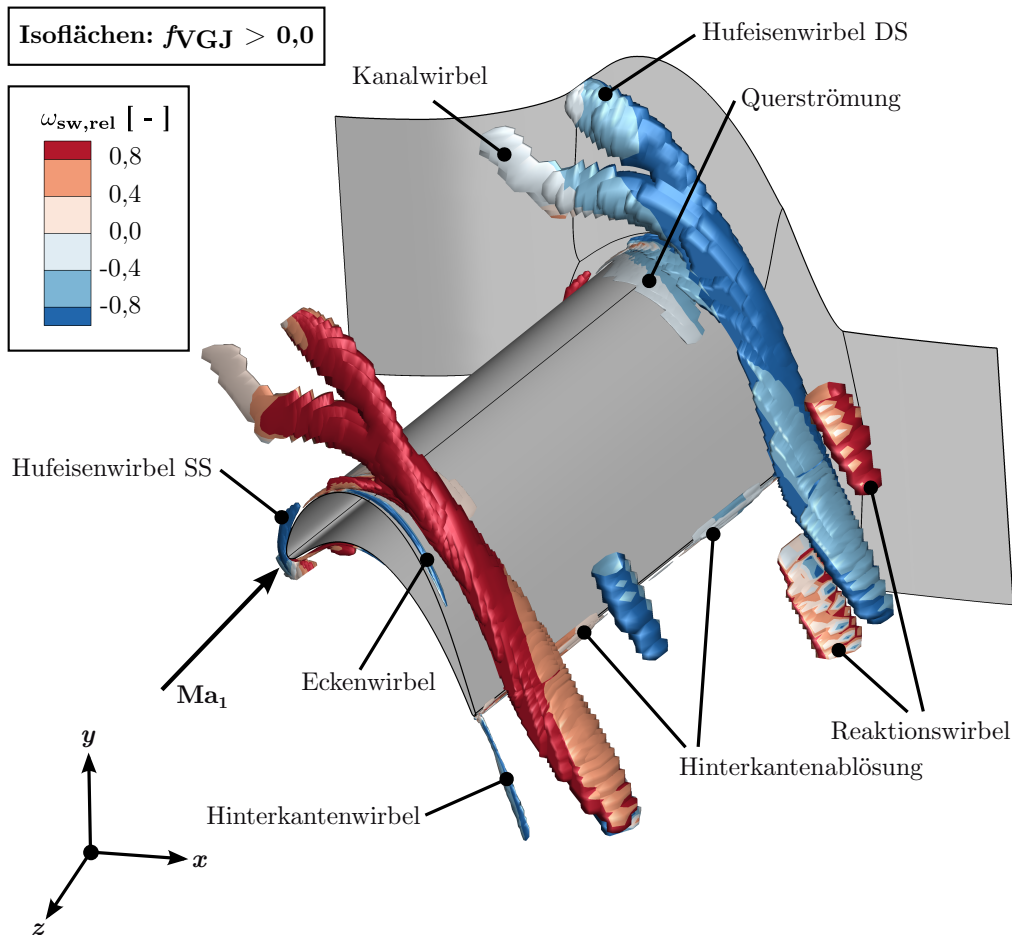


Abbildung 6.34: Transitionsorte des VGJ-Modells in Randzone der T161-Kaskade mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw,rel}$ für $Re_{2,is} = 90 \cdot 10^3$ (Geometrie verzerrt)

Allerdings verringert sich insbesondere die Größe des Kanalwirbels (Abbildung D.17), so dass sich stromabwärts die in Reaktion mit ihm bildenden Wirbelgebiete verkleinern oder verschwinden.

Für das T165-Profil, welches hier nur für die Reynolds-Zahl $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ betrachtet wird, kann ein grundsätzlich zum T161 ähnliches Verhalten festgestellt werden (Abbildung D.21). Allerdings kann statt einem separaten Kanalwirbel nur ein deutlich ausgeprägter druckseitiger Hufeisenwirbel beobachtet werden. Darüber hinaus wird durch das VGJ-Modell die massive druckseitige Ablöseblase als Transitionsort detektiert, wobei sich dieser im Bereich der Seitenwand sowohl in Teilungsrichtung als auch in Hauptströmungsrichtung in den Strömungskanal ausdehnt.

Die Detektion von Transitionsorten durch das VGJ-Modell hat nicht zwangsläufig eine Veränderung des Transitionsverhaltens gegenüber dem Standard-Modell zur Folge. So ist beispielsweise eine Modifikation des Transitionsmodells in voll-turbulenten

6.3 Randzonenströmung von Turbinengittern ohne Ausblasung

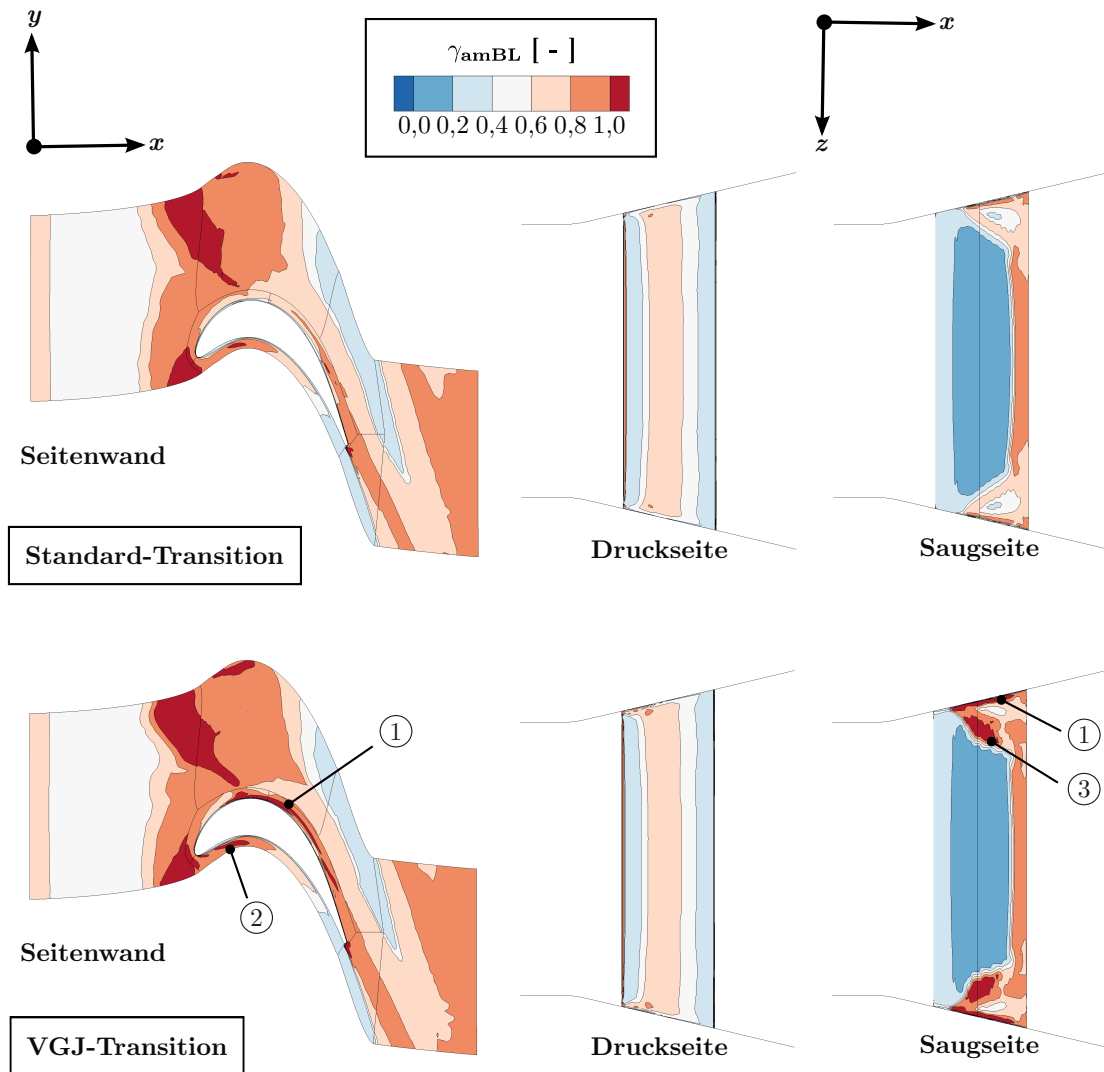


Abbildung 6.35: Kontur der mittleren Intermitzenz der Grenzschicht γ_{amBL} auf Seitenwänden (links) und Schaufeloberflächen (Mitte und rechts) der T161-Kaskade für $Re_{2, is} = 90 \cdot 10^3$ ohne (oben) und mit (unten) VGJ-Modell (Geometrie verzerrt)

Grenzschichten wirkungslos, da die Intermitzenz bereits $\gamma = 1$ ist und somit auch die Produktionsterme des Turbulenzmodells keine Veränderung mehr erfahren können. Um die tatsächliche Rückwirkung des VGJ-Modells auf die quantitativen Größen zu bestimmen, sind in Abbildung 6.35 als Farbkonturen die maximalen Werte der Intermitzenz γ in den Grenzschichten der Seitenwand (links) sowie der Druck- (Mitte) und Saugseite (rechts) des Profils ohne (oben) und mit VGJ-Modell (unten) dargestellt. Bereits ohne VGJ-Modell zeigt sich, dass das Standard-Modell ein stark dreidimensionales Transitionsverhalten vorhersagt. So ist für die Seitenwandgrenzschichten zu beobachten, dass

6 Validierung des Transitionsmodells

sich mit Ablösung des Kanalwirbels und im Bereich des druckseitigen Hufeisenwirbels eine erhöhte Intermittenz und eine voll-turbulente Grenzschicht einstellt. Stromabwärts bildet sich zwischen Kanalmitte und Druckseite ein Bereich niedriger Intermittenz, die Richtung Saugseite wieder anwächst. Dieses Verhalten korreliert qualitativ mit den Beobachtungen von Moore und Gregory-Smith (1996). Auf den Schaufelwänden der Saugseite kann in Seitenwandnähe ab ca. ein Drittel Profiltiefe ein sich keilförmig in Schaufelhöhenrichtung ausdehnender transitioneller Bereich festgestellt werden. In diesem wechseln sich Bereiche hoher und niedriger Intermittenz ab, wobei wie in den Untersuchungen von Förster et al. (2011) ein Zusammenhang mit dem Verlauf der Wirbeltrajektorien beobachtet werden kann.

Mit dem VGJ-Modell (Abbildung 6.35 unten) bleibt die grundsätzliche Struktur der Intermittenzverteilung erhalten, allerdings können insbesondere in drei Regionen erheblich höhere Werte beobachtet werden. Dies sind zum einen verhältnismäßig kleine Grenzschichtbereiche, die mit dem saugseitigen Eckenwirbel ① und dem druckseitigen Ast des Hufeisenwirbels ② interagieren. Zum anderen wird in dem deutlich größeren Bereich der Querströmung auf der Saugseite eine voll-turbulente Grenzschicht vorhergesagt ③. Für die höhere Reynolds-Zahl $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ (Abbildung D.18) kann eine ähnliche Struktur beobachtet werden, allerdings ist das Intermittenzniveau auf den Seitenwänden insgesamt höher und in weiten Bereichen nahe $\gamma = 1$.

Auf das T165-Profil können die Beobachtungen ebenfalls übertragen werden (Abbildung D.22). Trotz der Detektion der druckseitigen Ablöseblase über weite Teile der Schaufelhöhe durch das VGJ-Modell ändert sich das Transitionsverhalten auch hier nur in den beschriebenen Bereichen der Randzonen.

6.3.4 Abströmung

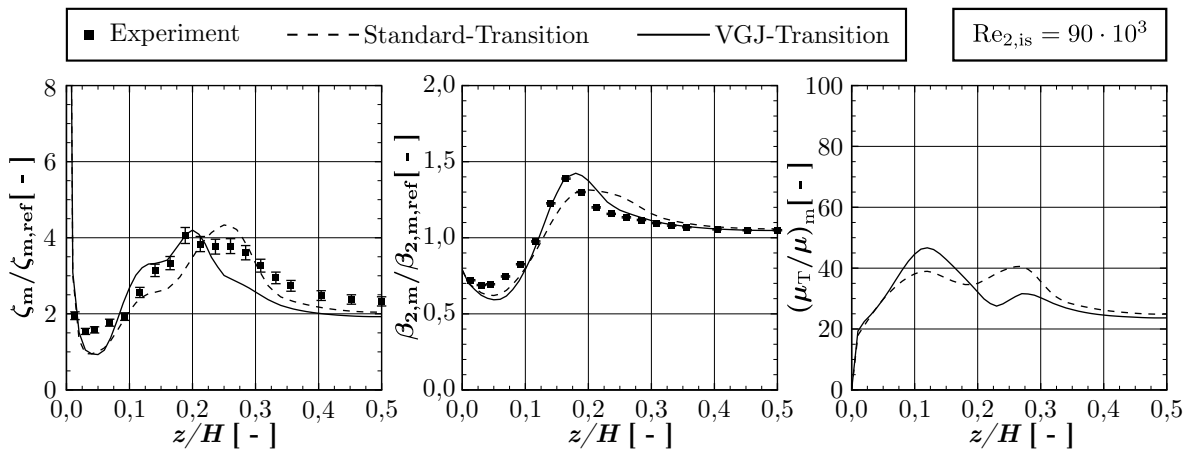


Abbildung 6.36: In Teilungsrichtung gemittelte Verteilungen in Schaufelhöhenrichtung des integralen Totaldruckverlustbeiwerts ζ_m , des Abströmungswinkels $\beta_{2,m}$ und der bezogenen Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_m$ in der Auswertungsebene 2 für $Re_{2,is} = 90 \cdot 10^3$

6.3 Randzonenströmung von Turbinengittern ohne Ausblasung

Für eine quantitative Bewertung des Einflusses des VGJ-Modells liegen experimentelle Daten der Abströmung der T161- und der T165-Kaskade für die bisher diskutierten Reynolds-Zahlen vor. Wie Abbildung 6.36 für die Reynolds-Zahl $Re_{2, is} = 90 \cdot 10^3$ und Abbildung D.19 für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ des T161-Profiles veranschaulichen, kommt es ausschließlich im Randzonenbereich ($z/H = 0 \dots 0,4$) zu einer Veränderung der umfangsgemittelten Größen ζ_m , $\beta_{2, m}$ und μ_T/μ . Für den integralen Totaldruckverlustbeiwert ζ_m hat das VGJ-Modell im Bereich $z/H = 0,1 \dots 0,2$ eine verbesserte Wiedergabe der experimentell bestimmten Verluste gegenüber dem Standard-Transitionsmodell zur Folge. Allerdings werden durch das VGJ-Modell im anschließenden Bereich $z/H = 0,2 \dots 0,3$ für steigendes z/H zu stark sinkende Verluste vorhergesagt und das in den experimentellen Daten zu erkennende Verlustplateau wird nicht wiedergegeben. Für beide Modellierungsvarianten muss somit festgestellt werden, dass die experimentellen integralen Totaldruckverluste im Randzonenbereich nicht gut vorhergesagt werden.

Für den integralen Abströmwinkel $\beta_{2, m}$ kommt es im Bereich $z/H = 0,1 \dots 0,3$ durch das VGJ-Modell hingegen zu einer stark verbesserten Vorhersage, die den experimentellen Verlauf zufriedenstellend wiedergeben kann. Die veränderte Wiedergabe der primären integralen Abströmungsgrößen ist mit einer Veränderung der Wirbelviskositätsverteilung verknüpft. Wie die Verteilungen der bezogenen Wirbelviskosität μ_T/μ verdeutlichen, hat das VGJ-Modell im Bereich $z/H = 0,05 \dots 0,35$ so im Wesentlichen eine umverteilende Wirkung. Während sie im wandnahen Bereich $z/H = 0,05 \dots 0,2$ steigt, sinkt sie im Bereich $z/H = 0,2 \dots 0,35$.

Der Vergleich der ungemittelten Totaldruckverluste ζ in der Abströmebene in Abbildung 6.37 zeigt eine durch das VGJ-Modell (rechts) deutlich verbesserte Wiedergabe der experimentellen Verteilung (links). Während die Simulation mit dem Standard-Transitionsmodell (Mitte) einen Bereich mit maximalen Verlusten bei $z/H = 0,25$ und $y/t_P = 0,35$ vorhersagt, kann in den experimentellen Untersuchungen wie auch den Simulationen mit dem VGJ-Modell ein zweites Maximum bei $z/H = 0,15$ und $y/t_P = 0,3$ (Experiment) bzw. $y/t_P = 0,15$ (VGJ-Modell) beobachtet werden. Der maximale Totaldruckverlust sinkt hierbei in den Simulationen mit dem VGJ-Modell und nähert sich dem niedrigeren Niveau des Experiments an. Die Position des zweiten Maximums korreliert außerdem mit der verbesserten Wiedergabe der umfangsgemittelten Größen im Bereich $z/H = 0,1 \dots 0,2$ (Abbildung 6.36) und fällt mit der Trajektorie des verschmolzenen Hufeisen-Kanalwirbels zusammen (hier nicht gezeigt).

Für die höhere Reynolds-Zahl $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ des T161-Profiles (Abbildungen D.19 und D.20) wie auch für das T165-Profil (Abbildungen D.23 und D.24) gelten diese Beobachtungen analog. Bei letzterem ist allerdings bemerkenswert, dass die Wiedergabe der experimentellen umfangsgemittelten Totaldruckverluste mit dem VGJ-Modell deutlich besser als beim T161 ist (Abbildung D.23 links). Außerdem kann, obwohl die druckseitige Ablöseblase als Transitionsort detektiert wird, auch anhand der quantitativen Größen wie auch in den bereits diskutierten Intermittenzverteilungen im Kernströmungsbereich kein Einfluss des VGJ-Modells festgestellt werden.

Zusammenfassend kann der Schluss gezogen werden, dass das VGJ-Modell erwartungsgemäß im Randströmungsbereich Transitionsorte detektiert und der Einfluss auch bei den quantitativen Größen der Abströmung auf den Randströmungsbereich beschränkt

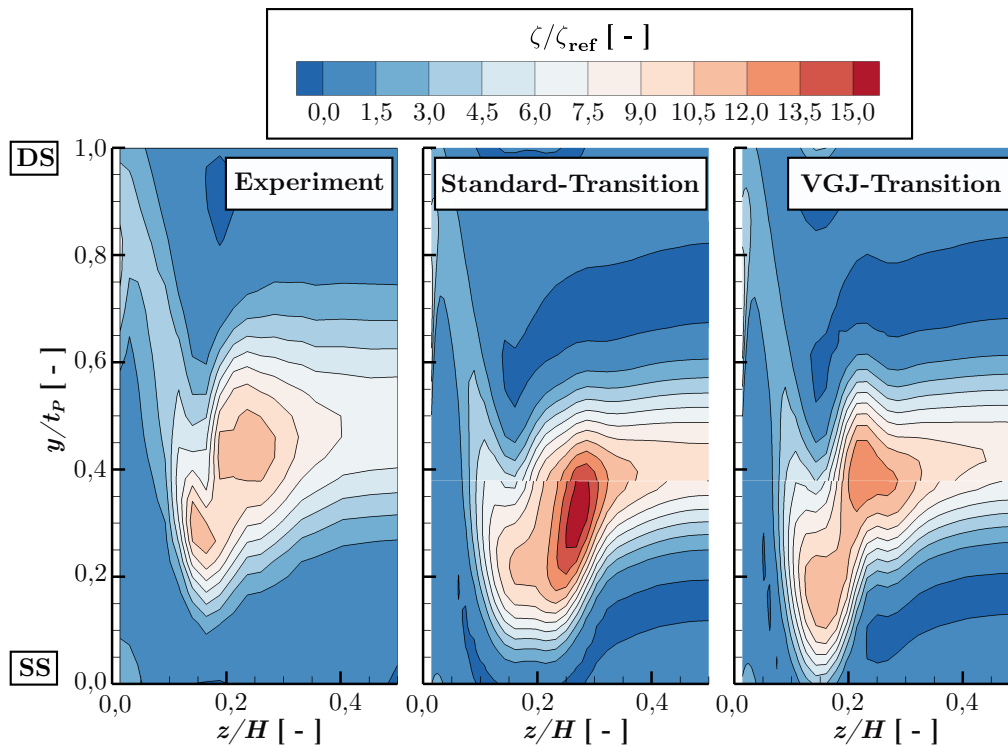


Abbildung 6.37: Kontur des lokalen Totaldruckverlustbeiwertes ζ in der Auswertungsebene 2 der T161-Kaskade für $\text{Re}_{2,\text{is}} = 90 \cdot 10^3$

bleibt. Die Auswirkung des Modells ist hierbei im wandnahen Bereich durchaus deutlich und führt zu einer leicht verbesserten Wiedergabe der experimentellen Größen der Abströmung. Somit kann das VGJ-Modell für die Auslegung von Ausblasungen in der Kernströmung eingesetzt werden, ohne dass es zu einer unphysikalischen Veränderung der Simulationsergebnisse in den Randzonen kommt. Die leicht verbesserte Wiedergabe lässt vielmehr sogar den Schluss zu, dass eine Re-Kalibrierung des Modells für die Wiedergabe des Transitionsverhaltens in den Randzonen das Potential hat, die Simulationsergebnisse hier zukünftig noch zu verbessern.

6.4 Eineinhalb-stufige Turbine ohne Ausblasung

6.4.1 Vorbemerkungen

Die bisherigen Validierungen des VGJ-Modells beschränken sich auf die Kernströmung und die Randzonenströmung von Gitterwindkanalkaskaden. Demgegenüber weist die Strömung in einer Turbine mit der Umströmung der rotierenden Laufschaufeln sowie der Rotor-Stator-Interaktion und Mehrstufigkeit zusätzliche Charakteristiken auf. Im Folgenden wird das VGJ-Modell daher auf die Strömung einer eineinhalb-stufigen Luftturbine ohne Ausblasungen angewendet und die Ergebnisse mit Referenzsimulationen

mit dem Standard-Transitionsmodell verglichen.

6.4.2 Beschreibung des Testfalls

Tabelle 6.4: Kenndaten der eineinhalb-stufigen Turbine im Nennlastpunkt nach (Biester et al. 2012)

Name	Variable	Wert		
Drehzahl	n	7000 min^{-1}		
Massenstrom	\dot{m}	8,5 kg/s		
Stufen-Druck-Verhältnis	Π_{Stufe}	1,43		
Leistung	P	278 kW		
		Stator 1	Rotor 1	Stator 2
Schaufelseitenverhältnis	H/l_{ax}	2,15	2,15	2,15
Teilung	t_P/l	0,986	0,729	0,722
Zweifel-Zahl	Z_w	0,92	0,26	0,28
Reynolds-Zahl	Re_2	$754 \cdot 10^3$	$648 \cdot 10^3$	$417 \cdot 10^3$
Durchflusszahl	Φ	-	0,59	-
Stufen-Leistungszahl	ψ	1,95	-	-
Stufen-Reaktionsgrad	R_R	0,55	-	-

Gegenstand der Validierungsrechnungen ist die von Biester et al. (2011) und Biester et al. (2012) beschriebene eineinhalb-stufige Luftturbine. Die charakteristischen Daten der Turbine im Nennlastpunkt sind in Tabelle 6.4 gegeben, die Geometrie des Rechengebietes ist in Abbildung 6.38 dargestellt. Aufgrund der Gestaltung der Rotorschaukeln mit Deckband sowie dem projizierten Schaufelhöhen- zu Längenverhältnis $H/l_{\text{ax}} > 2$ kann über große Bereiche des Strömungskanals eine weitestgehend zweidimensionale Kernströmung erwartet werden. Gegenüber den bisher betrachteten hochbelasteten Niederdruckturbinenkaskaden weist die Turbine eine an den Zweifel-Zahlen (Tabelle 6.4) erkennbare niedrigere Belastung ($Z_w < 1$) und darüber hinaus erheblich höhere Reynolds-Zahlen im Nennlastpunkt ($\text{Re}_2 > 400 \cdot 10^3$) auf. Ablösungen treten auf den Profilen somit nicht auf, so dass ablösungsinduzierte Transition für die Profileleistung im Gegensatz zu den T161- und T165-Profilen sowie der flachen Platte mit Druckgradient (Abschnitt 5.2) keine Rolle spielt. Dementsprechend ergänzt die folgende Analyse die in den Kaskadenrechnungen gewonnen Erkenntnisse zum VGJ-Modell um Effekte durch Mehrstufigkeit und Rotation und kann als Fortführung des generischen Testfalls der flachen Platte ohne Druckgradient (Abschnitt 5.1) angesehen werden. Durch die Variation des Massenstroms

6 Validierung des Transitionsmodells

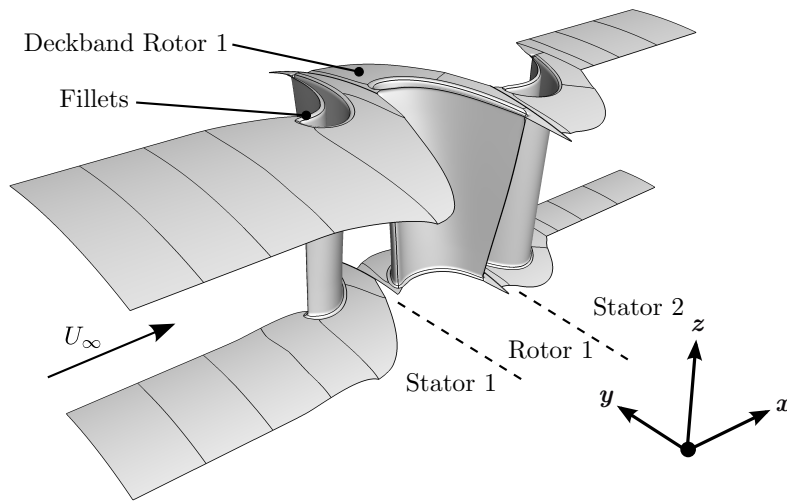


Abbildung 6.38: Geometrie der eineinhalb-stufigen Luftturbine (Geometrie verzerrt und aus Darstellungsgründen an x, z -Ebene gespiegelt)

$\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44 \dots 1,27$ bei gleichbleibender Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$ können außerdem die Auswirkungen von Fehlanströmungen analysiert werden.

6.4.3 Netztopologie und Randbedingungen

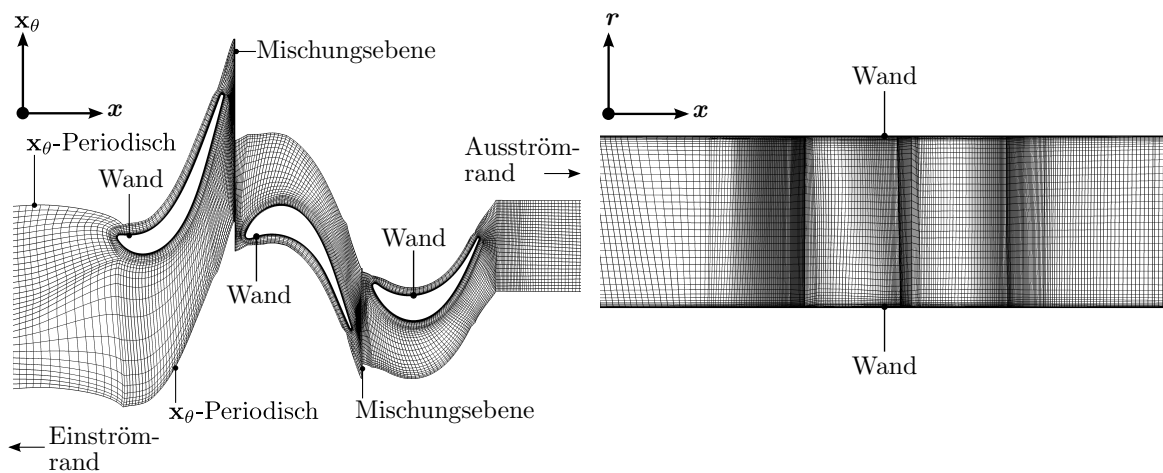


Abbildung 6.39: S1-Ansicht (links) und S2-Ansicht (rechts) des Rechnetzes mit Randbedingungen der eineinhalb-stufigen Luftturbine (jede zweite Netzlinie dargestellt, Ein- und Austrittsbereich gekürzt und Geometrie verzerrt)

Abbildung 6.39 zeigt das Rechnetetz der Simulationen der eineinhalb-stufigen Turbine. Das Netz umfasst pro Schaufelreihe jeweils eine Teilung, wobei in Umfangsrich-

ung eine rotatorisch-periodische Randbedingung gesetzt wird. Die Schaufelreihen sind in axialer Richtung jeweils mit nicht-reflektierenden Mischungsebenen verknüpft. Alle Oberflächen (Nabe, Gehäuse, Schaufeln) sind mit Wand-Randbedingungen versehen und mit einem Abstand der ersten Zellen normal zur Wand von $n^+ \approx 1$ aufgelöst. Das Rechennetz umfasst insgesamt 5.930.224 Knoten, wobei Biester et al. (2012) für dieses Netz den Diskretisierungsfehler bezüglich des isentropen Wirkungsgrades η_{is} mit einem $GCI_\eta = 0,165\%$ und bezüglich des integralen Totaldruckverlustes ζ_m mit $GCI_\zeta = 3,5\%$ angeben. Das Rechennetz umfasst keine Kavitäten- und Leckage-Strömungen, allerdings werden an den Schaufel-Seitenwand-Übergängen die Filletradien berücksichtigt (Abbildung 6.38). Es werden ausschließlich stationäre Rechnungen durchgeführt.

6.4.4 Kennlinie

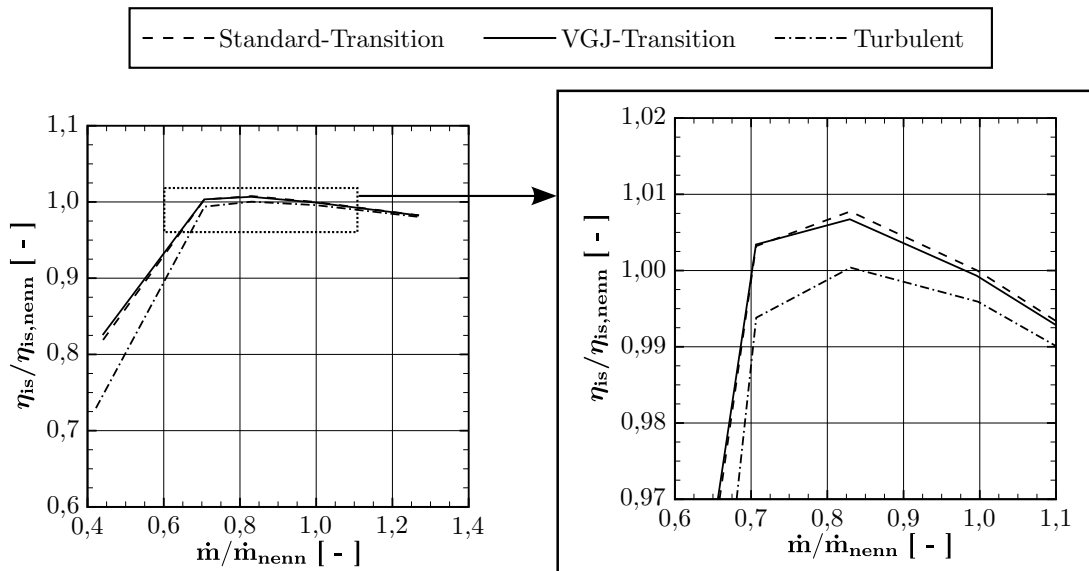


Abbildung 6.40: Wirkungsgradkennlinie der eineinhalb-stufigen Luftturbine für die Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$

Für eine integrale Bewertung des Verhaltens des VGJ-Modells wird der isentrope Wirkungsgrad (Wilson und Korakianitis 1998)

$$\eta_{is} = \frac{1 - \frac{T_{t,2,m}}{T_{t,1,m}}}{1 - \left(\frac{p_{t,2,m}}{p_{t,1,m}}\right)^{(\kappa-1)/\kappa}} \quad (6.6)$$

betrachtet. Die Eingangsgrößen werden dabei jeweils über die gesamte Fläche am Ein- und Austritt des Rechengebietes massenstromgewichtet gemittelt.

In Abbildung 6.40 sind die Kennlinien des isentropen Wirkungsgrads η_{is} sowohl für das VGJ- und das Standard-Transitionsmodell als auch für voll-turbulente Simulationen

6 Validierung des Transitionsmodells

ohne Transitionsmodell dargestellt. Die letztgenannte Kennlinie weist dabei für sinkende bezogene Massenströme $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}}$ zunehmend niedrigere Wirkungsgrade als die transitionellen Simulationen auf. Da mit dem Massenstrom auch die Reynolds-Zahlen der Profile linear auf ca. 45% ihrer Werte im Nennlastpunkt sinken (Abbildung D.25 in Anhang D.4), ist der steigende Einfluss des Transitionsmodells insofern plausibel, als dass der Anteil laminarer Grenzschichtbereiche zunimmt. In den voll-turbulenten Rechnungen können diese Bereiche nicht korrekt wiedergegeben werden, so dass sich höhere (turbulente) Reibungsverluste einstellen.

Für die beiden transitionellen Modellierungsvarianten kann im Bereich $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,71 \dots 1,27$ nur eine schwache Abhängigkeit vom Betriebspunkt beobachtet werden. So variiert η_{is} nur in einem Bereich von ca. 2,5% und erreicht dabei für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,83$ sein Maximum. Für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$ fällt η_{is} gegenüber dem Nennlastpunkt hingegen um ca. 18% ab, was auf Ablösebereiche zurückzuführen ist, die sich in Folge einer saugseitigen Fehlanströmung des Rotor 1 (Abbildung D.26) und des Stator 2 bilden.

Wie in Abbildung 6.40 des Weiteren verdeutlicht wird, sind die Ergebnisse des Standard-Transitionsmodells und des VGJ-Modells über den Bereich $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,71 \dots 1,27$ nahezu identisch. Lediglich für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,83$ wird mit dem VGJ-Modell ein gegenüber dem Standard-Modell um 0,1% geringerer Wirkungsgrad vorhergesagt. Ein signifikanter Unterschied stellt sich für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$ ein, für den mit dem VGJ-Modell ein um 0,7% höherer Wirkungsgrad berechnet wird. Dies entspricht einer Differenz der isentropen Wirkungsgrade von $\Delta\eta_{\text{is}} \approx 0,6\%$. Eine Verknüpfung dieses integralen Ergebnisses mit den in Folge der Fehlanströmung auftretenden Ablösebereichen wird im Folgenden betrachtet.

6.4.5 Radiale Verteilungen

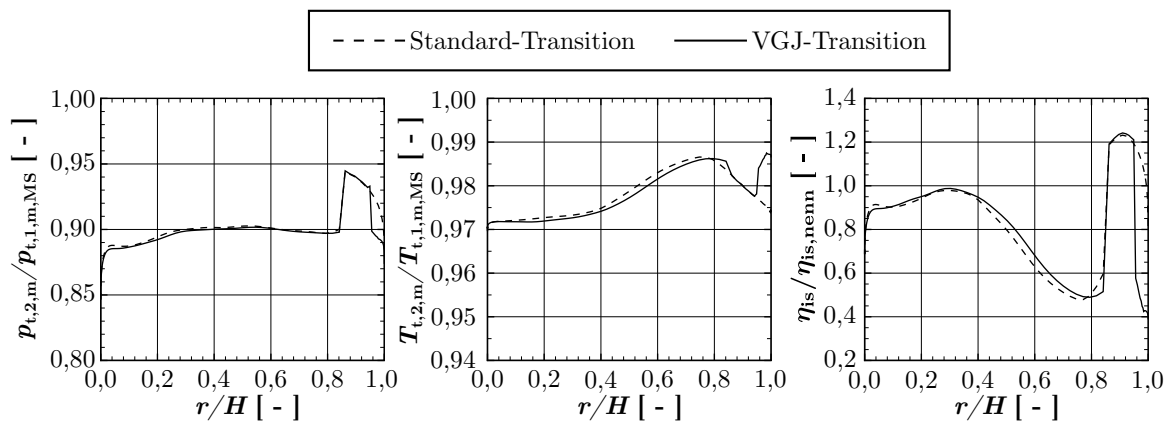


Abbildung 6.41: Radiale Verteilung des in Umfangsrichtung massenstromgewichteten gemittelten Totaldrucks (links), der Totaltemperatur (Mitte) und des isentropen Wirkungsgrads (rechts) am Turbinenaustrittsrand für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$

In Abbildung 6.41 sind die radialen Profile des bezogenen Totaldrucks (links), der bezogenen Totaltemperatur (Mitte) und des isentropen Wirkungsgrad (rechts) am Austritt der Turbine für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$ dargestellt. Hervorzuheben ist zunächst der stark asymmetrische Verlauf und der streifenförmige Bereich höheren Totaldrucks in Gehäusenähe bei $r/H = 0,85 \dots 0,95$, der zu lokalen Wirkungsgraden $\eta_{\text{is}} > 1$ führt. Diese Verläufe deuten auf dominante sekundäre Strömungsstrukturen hin, die in Folge der Fehlanströmung von Rotor 1 und Stator 2 entstehen.

Unterschiede beider Modellierungsvarianten sind im Verlauf des Wirkungsgrads sowie der Totaltemperatur insbesondere im Bereich $r/H = 0,4 \dots 0,8$ zu erkennen. So kann mit dem VGJ-Modell bei qualitativ ähnlichem Verlauf eine leichte Verschiebung zu niedrigeren Werten der Totaltemperatur bzw. höheren Werten des Wirkungsgrads beobachtet werden. Im Bereich $r/H = 0,9 \dots 1,0$ stellen sich mit dem Standard-Transitionsmodell höhere Wirkungsgrade, bei niedrigeren Totaltemperaturen aber höheren Totaldrücken ein. Der integral beobachtete Anstieg des Wirkungsgrads mit dem VGJ-Modell ist somit dem Kernströmungsbereich $r/H = 0,4 \dots 0,8$ zuzuordnen.

Wie Abbildung D.27 für den Betriebspunkt $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,83$ veranschaulicht, spiegelt sich der integral beobachtete niedrigere Wirkungsgrad mit VGJ-Modell im radialen Profil des Wirkungsgrads im Bereich $r/H = 0,7 \dots 0,85$ wider. Die Verläufe der Größen sind dabei im Vergleich zum Betriebspunkt $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$ erheblich symmetrischer mit einem lokalen Minimum von Totaldruck und Wirkungsgrad im Bereich $r/H = 0,6 \dots 0,8$.

6.4.6 Grenzschichtgrößen

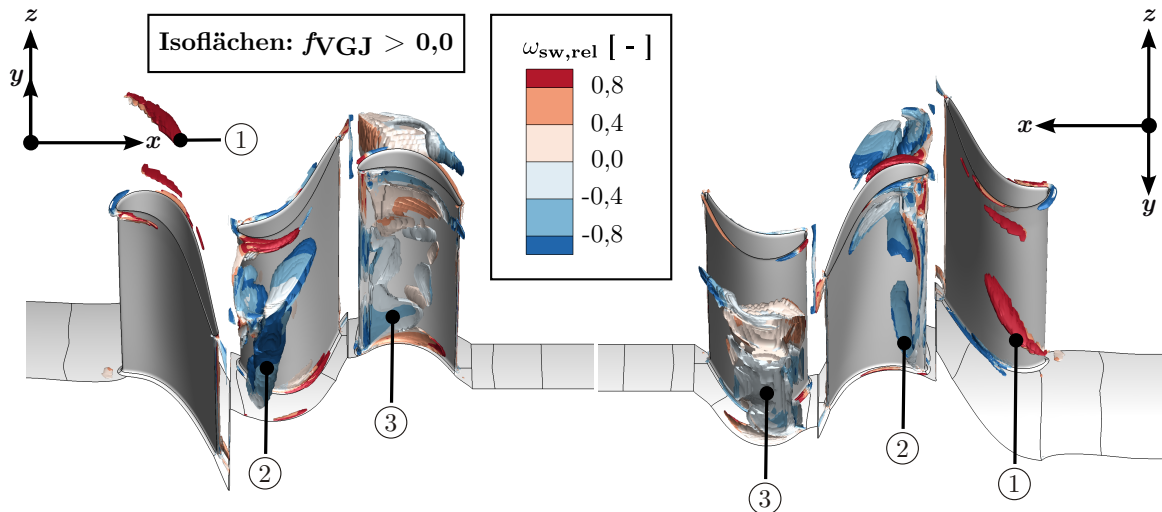


Abbildung 6.42: Transitionsorte des VGJ-Modells mit Farbkontur der relativen streamwise Vorticity $\omega_{\text{sw,rel}}$ für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$ (Geometrie verzerrt)

Die Ursache für den veränderten Wirkungsgradverlauf im Betriebspunkt $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$ ist auf die Detektion von Transitionsorten durch das VGJ-Modell zurückzuführen.

6 Validierung des Transitionsmodells

Wie durch Abbildung 6.42 veranschaulicht wird, werden einerseits die bereits in den Kaskadenuntersuchungen beobachteten typischen Sekundärströmungsbereiche erkannt. Beispielhaft ist hier der druckseitige Ast des Hufeisenwirbels zu nennen ①. Aufgrund der im Vergleich zum T161-Profil geringeren Belastung sowie der höheren Reynolds-Zahl sind diese Bereiche aber weniger ausgedehnt (als in Abbildung 6.34). Große Bereiche mit $f_{VGJ} > 0$, die sich über die gesamte radiale Höhe der Schaufel erstrecken, sind insbesondere im Bereich der druckseitigen Ablösungen von Rotor 1 ② und Stator 2 ③ zu beobachten.

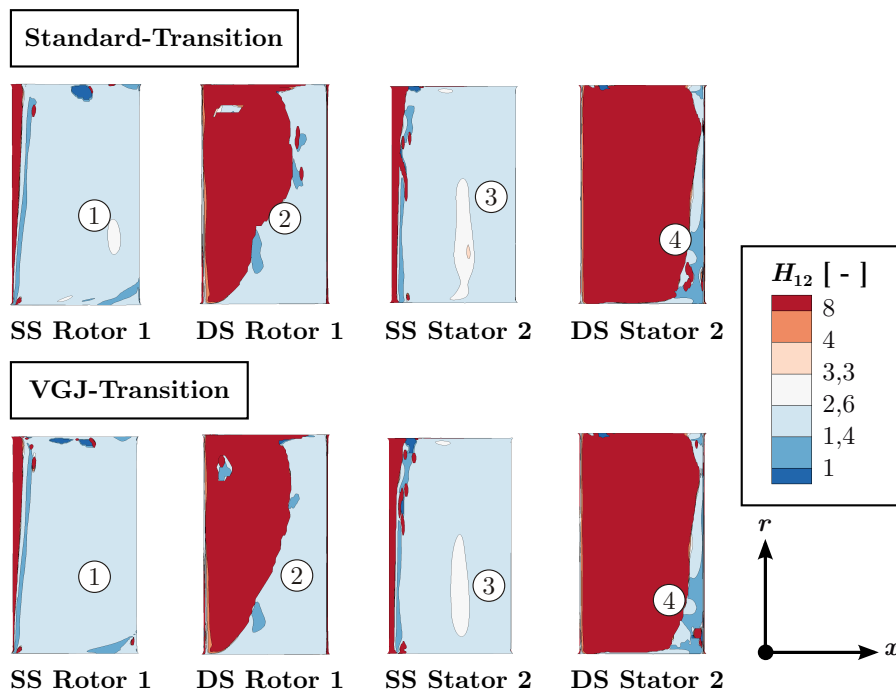


Abbildung 6.43: Formfaktor H_{12} auf den Schaufeloberflächen von Rotor 1 und Stator 2 ohne (oben) und mit VGJ-Modell (unten) für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$ (Geometrie verzerrt)

Wie in Abbildung 6.43 anhand des Formfaktors H_{12} für die saug- und druckseitigen Grenzschichten von Rotor 1 und Stator 1 verdeutlicht wird, hat das VGJ-Modell im Wesentlichen in vier Bereichen eine Veränderung des Grenzschichtzustands zur Folge. Auf den Saugseiten von Rotor 1 ① und Stator 2 ③ deutet das Absinken der Werte von H_{12} gegenüber dem Standard-Modell in kleineren Bereichen auf eine impulsreichere Grenzschicht und damit eine geringere Ablösegefährdung hin. Eine größere Reduktion der Ablösung kann druckseitig auf Rotor 1 festgestellt werden ②, wie auch anhand des Grenzschichtzustands in Abbildung D.30 zu erkennen ist. Diese Reduktion im Bereich der Profilmittte korreliert mit der beobachteten radialen Position der Wirkungsgraderhöhung (Abbildung 6.41 links) und kann somit als ursächlich hierfür angenommen werden. Zurückzuführen ist die Änderung des Grenzschichtzustands in diesen Bereichen auf eine

Erhöhung der Intermittenz γ um etwa $\Delta\gamma \approx 0,2$. Eine weitere kleinere Verringerung von Ablösegebieten kann im Bereich der Nabe auf Stator 2 nahe der Hinterkante beobachtet werden ④.

Ein analoges Verhalten des VGJ-Modells kann für die weiteren Betriebspunkte festgestellt werden. Während im Nennlastpunkt ausschließlich die bekannten Sekundärströmungen detektiert werden (① in Abbildung D.28), können für den Betriebspunkt $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,83$ bereits erste Anzeichen der druckseitigen Ablösung aufgrund saugseitiger Fehlanströmung auf Rotor 1 erkannt werden (② in Abbildung D.29).

Bezüglich der Anwendung des VGJ-Modells in einer Turbine kann abschließend die Schlussfolgerung gezogen werden, dass das Modellverhalten den in den Kaskadenuntersuchungen gewonnenen Erkenntnissen folgt. Es werden somit im Wesentlichen Sekundärströmungen in den Randzonen als Transitionsorte detektiert, wobei für die betrachtete Turbine nahezu keine Auswirkung auf den isentropen Wirkungsgrad festzustellen ist. Des Weiteren reagiert das Modell auf (massive) Ablösungen durch Fehlanströmungen der Beschaukelungen. Die Auswirkung auf die Wirkungsgradvorhersage der Turbine ist hier erkennbar, aber mit einer Änderung von 0,7% gegenüber den Simulationen mit Standard-Transitionsmodell gering.

6 Validierung des Transitionsmodells

7 Schlussfolgerungen und Ausblick

7.1 Schlussfolgerungen

Stationäre Ausblasungen können die in Folge von laminaren Ablösungen entstehenden Verluste von hochbelasteten Niederdruckturbinenprofilen bei in Flughöhe auftretenden niedrigen Reynolds-Zahlen $Re < 100.000$ auf das Niveau von konventionellen Profilen reduzieren. Durch die Erhöhung des Impulses der laminaren, ablösegefährdeten Grenzschicht verkleinern Ausblasungen dabei die Ablösegebiete. Ihre physikalische Wirkungsweise beruht auf der Zufuhr von Fluid mit hohem Impuls durch den Ausblasungsstrahl, durch die erhöhte Durchmischung von impulsarmer Grenzschicht und impulsreicher Außenströmung mittels großskaliger, kohärenter Wirbelstrukturen sowie auf der Einleitung der Transition und der daher aufgrund der Turbulenz erhöhten Durchmischung.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, dass für die quantitative Wiedergabe von Ausblasungskonfigurationen in Niederdruckturbinen die durch die Ausblasungen induzierte Transition der Profilhrenzschicht zusätzlich im Transitionsmodell berücksichtigt werden muss. Es wurde ein halb-empirisches, nur auf lokalen Operationen beruhendes Transitionsmodell (VGJ-Modell) als Erweiterung des transportgleichungsbasierten γ - Re_θ -Modells entwickelt, im CFD-Code TRACE implementiert und in Kombination mit dem k - ω -Turbulenzmodell anhand umfangreicher Test- und Validierungssimulationen an generischen Testfällen und Turbomaschinenkonfigurationen überprüft.

Das VGJ-Modell basiert auf der Detektion von in der Grenzschicht auftretenden Wirbeln, deren Rotationsachsen mit der Hauptströmungsrichtung übereinstimmen und deren Geschwindigkeitsprofile in der Querströmungskomponente daher Wendepunkte aufweisen. Diese haben nach dem aus der linearen Stabilitätstheorie abgeleiteten Wendepunkt-Kriterium einen destabilisierenden Einfluss auf die laminare Grenzschicht und begünstigen somit deren Transition. Die Detektion der entsprechenden Wirbel erfolgt mittels der Kombination von vier Modellparametern zu einem Transitionskriterium. Dies sind die aus dem Q -Kriterium abgeleitete relative Wirbelstärke, die relative Wirbelstärke in Strömungsrichtung, ein Stromlinienkrümmungsparameter sowie ein mit einem viskosen Zeitmaß multipliziertes Q -Kriterium. Ausblasungsinduzierte Transition tritt auf Grundlage dieser Parameter dann auf, wenn langsam dissipierende, kohärente Wirbelstrukturen mit einer hinreichenden Wirbelstärke in Strömungsrichtung hervorgerufen werden und die Grenzschicht durch in Folge der Stromlinienkrümmung auftretende Zentrifugalkräfte ausreichend destabilisiert wird. Die Transition wird durch einen negativen Produktionsterm der Re_θ -Transportgleichung modelliert, wobei die Abhängigkeit des Transitionsverlaufs von Ausblasungsparametern wie der Blasrate und dem Ausblasungswinkel durch eine Korrelation mit der relativen Wirbelstärke berücksichtigt wird.

In einem ersten Schritt wurde das Verhalten des VGJ-Modells anhand der generischen

Testfälle flacher Platten mit und ohne Druckgradienten überprüft und qualitativ plausibilisiert. Hierbei wurden verschiedene Parameter wie die Reynolds-Zahl, die Blasrate, die Ausblasungsrichtung sowie die Bohrungsteilung systematisch variiert. Das Modell führt zu einer physikalisch plausiblen Abbildung des Transitionsverhaltens aus der Literatur bekannter Untersuchungen. Es wurde des Weiteren gezeigt, dass sich das Modell numerisch robust und bei Verfeinerung der Rechenetze konsistent asymptotisch verhält. Im Zuge von Validierungsrechnungen wurde das VGJ-Modell im nächsten Schritt bei steigender Komplexität und zunehmender Nähe zur Realität anhand experimenteller Daten zweier verschieden belasteter Niederdruckturbinenkaskaden in stationärer wie instationärer Zuströmung unter Variation von Reynolds-Zahl, Ausblasungsposition, Ausblasungsrichtung, Blasrate und Sekundärströmungsführung überprüft. Es konnte eine gute Wiedergabe der experimentellen Profilverteilungen und Profilverluste erzielt werden, wobei eine erhebliche Verbesserung gegenüber Simulationen ohne VGJ-Modell insbesondere für $Re < 100.000$ beobachtet werden konnte. Die Verbesserungen sind dabei im Wesentlichen auf die korrekte Vorhersage des turbulenten Wiederanlegens der saugseitigen Profilgrenzschicht in Folge der modellierten ausblasungsinduzierten Transition zurückzuführen. Im Rahmen der Validierungsrechnungen wurde außerdem gezeigt, dass für die Simulationen von Ausblasungskonfigurationen die Sekundärluftsysteme (Plenen, Ausblasungsbohrungen) für die quantitative Wiedergabe der experimentellen Größen in den Rechenetzen nicht berücksichtigt werden müssen und die Vorgabe mittlerer Ausblasungsgrößen als Randbedingung auf der Schaufeloberfläche ausreichend ist.

Die Anwendung des VGJ-Modells auf die Kernströmung der beiden Niederdruckturbinenkaskaden ohne Ausblasungen führte zu keiner Veränderung gegenüber den Ergebnissen des γ - Re_θ -Modells. Aufgrund der Formulierung des VGJ-Modells, Wirbel zu detektieren, die eine mit der Hauptströmungsrichtung zusammenfallende Rotationsachse aufweisen, kann der vorgelegte Modellierungsansatz zusätzlich auch Berechnungen in den Randzonen von Niederdruckturbinenkaskaden ohne Ausblasungen verbessern. So werden durch das Modell die aus der Literatur bekannten Sekundärströmungsstrukturen wie Hufeisenwirbel und Kanalwirbel sowie Querströmungsbereiche auf den Schaufeln als Transitionsorte erkannt. Dies führt zu einer veränderten und mit Bezug zu experimentellen Daten leicht verbesserten Wiedergabe von in der Abströmung bestimmten Profilverlusten in den Randzonen. Als Erweiterung zu diesen Untersuchungen wurden abschließend Simulationen einer eineinhalb-stufigen Turbine ohne Ausblasungen mit und ohne VGJ-Modell durchgeführt. Anhand der Wirkungsgradkennlinie konnte bei niedrigen Massenströmen eine – wenn auch geringe – Veränderung der Vorhersage durch das VGJ-Modell beobachtet werden, die sich aus der veränderten Berechnung der in Folge von Fehlanströmungen gebildeten Wirbelgebiete erklärt.

Auf Grundlage der durchgeführten Untersuchungen kann das Verhalten des neu entwickelten VGJ-Modells somit als konsistent und physikalisch plausibel angesehen werden. Aufgrund der guten Wiedergabe experimenteller Ausblasungskonfigurationen ist das Modell daher für die Auslegung von hochbelasteten Niederdruckturbinen mit Ausblasungen geeignet.

7.2 Ausblick

Verbleibende Defizite bei der Wiedergabe experimenteller Daten konnten insbesondere bei Ausblasungen in Strömungsrichtung für niedrige Blasraten $B < 0,4$ sowie bei allen Konfigurationen bei hohen Reynolds-Zahlen $Re \geq 200.000$ beobachtet werden. In zukünftigen Arbeiten erscheint daher eine Verbesserung der Kalibrierung des VGJ-Modells für diese Bereiche notwendig. Vor diesem Hintergrund ist es wiederum wünschenswert, das Verständnis der physikalischen Wirkungsweise von Ausblasungen in Abhängigkeit von den verschiedenen Auslegungs- und Betriebspunktparametern zu vertiefen, welches derzeit im Wesentlichen auf den Direkten Numerischen Simulationen von Postl (2005) basiert. So wären experimentelle Messungen im Zuge umfangreicher Parametervariationen anhand der im Rahmen dieser Arbeit nur in numerischen Experimenten untersuchten flachen Platten (Kapitel 5) denkbar.

Neben dem Transitionsverhalten sollte zukünftig auch das turbulente Spektrum des Strahls stromabwärts des laminar-turbulenten Umschlags berücksichtigt werden, um eine weitere Verbesserung der Wiedergabe experimenteller Daten zu erreichen. Insbesondere aus Untersuchungen zur Filmkühlung sind die Schwächen von Zwei-Gleichungsturbulenzmodellen bei der Vorhersage des lokalen Spektrums und der lateralen Ausbreitung von turbulenten Ausblasungsstrahlen bekannt. Dementsprechend sollte der Einfluss des in Kombination mit dem VGJ-Modell eingesetzten Turbulenzmodells analysiert werden. Um hierbei auch die stark anisotrope Turbulenz des Strahls zu berücksichtigen, sind differentielle wie auch explizit-algebraische Reynolds-Spannungsmodelle eine Option. Mögliche Verbesserungen der Wiedergabe müssen allerdings vor dem Hintergrund höherer Rechenzeiten wie auch potentieller numerischer Stabilitätsprobleme bewertet werden.

Wie die Validierungsrechnungen der Randzonenströmungen gezeigt haben, kann durch eine an Wendepunkten im Querströmungsprofil orientierte Veränderung des lokalen Transitionsverhaltens eine leicht verbesserte Wiedergabe experimenteller Daten erzielt werden. Dies zeigt einerseits die Bedeutung der Transition für die Randzonenströmung von Niederdruckturbinen und andererseits, aufgrund der immer noch vorhandenen deutlichen Defizite, die Notwendigkeit einer Weiterentwicklung der Turbulenz- und Transitionsmodelle für diesen Bereich.

7 Schlussfolgerungen und Ausblick

Literaturverzeichnis

- Abu-Ghannam, B. J. und Shaw, R. (1980): Natural Transition of Boundary Layers-the Effects of Turbulence, Pressure Gradient, and Flow History. In: *Journal of Mechanical Engineering Sciences*, Band 22:S. 213–228.
- Amecke, J. (1967): Auswertung von Nachlaufmessungen an ebenen Schaufelgittern. Technischer Bericht Bericht 67 A 49, AVA Göttingen, Göttingen, Deutschland.
- Anderson, Jr., J. D. (1995): *Computational Fluid Dynamics: The Basics with Applications*. McGraw Hill, New York, USA.
- Argüelles, P.; Bischoff, M.; Busquin, P.; B.A.C., D.; Evans, S. R.; Kröll, W.; Lagardère, J.-L.; Lina, A.; Lumsden, J.; Ranque, D.; Rasmussen, S.; Reutlinger, P.; Robins, S. R.; Terho, H. und Wittlöv, A. (2001): *European Aeronautics: A Vision for 2020 - Meeting society's needs and winning global leadership*. European Commission.
- Arnal, D. und Casalis, G. (2000): Laminar-turbulent transition prediction in three-dimensional flows. In: *Progress in Aerospace Sciences*, Band 36(2):S. 173 – 191.
- ASME V & V 20 Committee (2009): *Standard for Verification and Validation in Computational Fluid Dynamics and Heat Transfer*. The American Society of Mechanical Engineers, New York, USA.
- Baldwin, B. S. und Lomax, H. (1978): Thin layer approximation and algebraic model for separated turbulent flows. In: *16th Aerospace Sciences Meeting*. Huntsville, Alabama, USA, 78-257.
- Berger, S.; Talbot, L. und Yao, L.-S. (1983): Flow in Curved Pipes. In: *Annual Review of Fluid Mechanics*, Band 15:S. 461–512.
- Bettner, J. L. (1968): *Experimental Investigation in An Annular Cascade Sector of Highly Loaded Turbine Stator Blade. Volume I. Analysis and Design*. Technischer Bericht NASA CR-1219, NASA Lewis Research Centre, Washington, D.C., USA.
- Biester, M. (2009): *Numerische Modellierung und Validierung von Ausblasungen bei einem Niederdruck-Turbinengitter*. Diplomarbeit, Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik, Leibniz Universität Hannover, Hannover, Deutschland.
- Biester, M.; Henke, M.; Seume, J. R.; Gündogdu, Y. und Engel, K. (2012): Unsteady Wake-Blade Interaction: A Correlation between Surface Pressure Fluctuations and Loss Generation. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*. Kopenhagen, Dänemark, GT2012-69616.

Literaturverzeichnis

- Biester, M.; Mueller, L.; Seume, J. R. und Gündogdu, Y. (2011): Time-Resolved Numerical Investigation of the Interaction of Labyrinth Seal Leakage and Main-Flow in a 1.5-Stage LP Turbine. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Vancouver, British Columbia, Kanada, GT2011-45883.
- Bippes, H. (1999): Basic experiments on transition in three-dimensional boundary layers dominated by crossflow instability. In: Progress in Aerospace Sciences, Band 35(4):S. 363 – 412.
- Bloxham, M.; Reimann, D.; Crapo, K.; Pluim, J. und Bons, J. P. (2009): Synchronizing Separation Flow Control With Unsteady Wakes in a Low-Pressure Turbine Cascade. In: Journal of Turbomachinery, Band 131(2):S. 021019.
- Bons, J. P.; Pluim, J.; Gompertz, K.; Bloxham, M. und Clark, J. P. (2012): The Application of Flow Control to an Aft-Loaded Low Pressure Turbine Cascade With Unsteady Wakes. In: Journal of Turbomachinery, Band 134(3):S. 031009.
- Bons, J. P.; Sondergaard, R. und Rivir, R. B. (1999): Control of Low-Pressure Turbine Separation using Vortex Generator Jets. In: 37th Aerospace Science Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, USA.
- Bons, J. P.; Sondergaard, R. und Rivir, R. B. (2001): Turbine Separation Control Using Pulsed Vortex Generator Jets. In: Journal of Turbomachinery, Band 123(2):S. 198–206.
- Bons, J. P.; Sondergaard, R. und Rivir, R. B. (2002): The Fluid Dynamics of LPT Blade Separation Control Using Pulsed Jets. In: Journal of Turbomachinery, Band 124(1):S. 77–85.
- Boxx, I. G.; Newcamp, J. M.; Franke, M. E.; Woods, N. M. und Rivir, R. B. (2006): A PIV Study of a Plasma Discharge Flow-Control Actuator on a Flat Plate in an Aggressive Pressure Induced Separation. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Barcelona, Spanien, GT2006-91044.
- Brocher, E. F. (1961): The Jet-Flap Compressor Cascade. In: Journal of Basic Engineering, Band 83(3):S. 401–406.
- Byerley, A. R.; Störmer, O.; Baughn, J. W.; Simon, T. W.; Treuren, K. W. V. und List, J. (2003): Using Gurney Flaps to Control Laminar Separation on Linear Cascade Blades. In: Journal of Turbomachinery, Band 125(1):S. 114–120.
- Casey, M. und Wintergerste, T. (2000): Best Practice Guidelines. ERCOFTAC.
- Chamis, C. C. und Blankson, I. M. (2004): Exo-Skeletal Engine—Novel Engine Concept. Technischer Bericht NASA/TM—2004-212621, NASA Glenn Research Center, Cleveland, Ohio, USA.

- Cheng, G.; Nichols, R.; Neroorkar, K. D. und Radhamony, P. G. (2009): Validation and Assessment of Turbulence Transition Models. In: 47th Aerospace Sciences Meeting And Exhibit. Orlando, Florida, USA, AIAA-2009-1141.
- Cho, J. R. und Chung, M. K. (1992): A $K - \epsilon - \gamma$ equation turbulence model. In: Journal of Fluid Mechanics, Band 237:S. 301–322.
- Cho, N.-H.; Liu, X.; Rodi, W. und Schönung, B. (1993): Calculation of Wake-Induced Unsteady Flow in a Turbine Cascade. In: Journal of Turbomachinery, Band 115(4):S. 675–686.
- Clark, E. L. und Ordway, D. E. (1959): An Experimental Study of Jet-Flap Compressor Blades. In: Journal of Aero/Space Sciences, Band 26(11):S. 698–702.
- Compton, D. A. und Johnston, J. P. (1992): Streamwise Vortex Production by Pitched and Skewed Jets in a Turbulent Boundary Layer. In: AIAA Journal, Band 30(3):S. 640–647.
- Curtis, E. M.; Hodson, H. P.; Baniaghbal, M. R.; Denton, J. D.; Howell, R. J. und Harvey, N. W. (1997): Development of Blade Profiles for Low-Pressure Turbine Applications. In: Journal of Turbomachinery, Band 119(3):S. 531–538.
- Dassler, P.; Kožulović, D. und Fiala, A. (2010): Modelling Of Roughness-Induced Transition Using Local Variables. In: V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010. Lisbon, Portugal.
- Denton, J. D. (1993): The 1993 IGTI Scholar Lecture: Loss Mechanisms in Turbomachines. In: Journal of Turbomachinery, Band 115(4):S. 621–656.
- Denton, J. D. (2010): Some Limitations of Turbomachinery CFD. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Glasgow, UK, GT2010-22540.
- Denton, J. D. und Dawes, W. N. (1998): Computational fluid dynamics for turbomachinery design. In: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part C: Journal of Mechanical Engineering Science, Band 213(2):S. 107–124.
- Dhawan, S. und Narasimha, R. (1958): Some properties of boundary layer flow during the transition from laminar to turbulent motion. In: Journal of Fluid Mechanics, Band 3(04):S. 418–436.
- Dick, E. und Kubacki, S. (2011): Simulation of Wake-Induced Transition with a Dynamic Intermittency Model. In: Proceedings of the 10th International Symposium on Experimental Computational Aerothermodynamics of Internal Flows. Brüssel, Belgien, ISAF10-094.
- Drela, M. (1998): MISES Implementation of Modified Abu-Ghannam/Shaw Transition Criterion, Second Revision. Technischer Bericht, MIT Aero-Astro.

- Dris, A. und Johnson, M. W. (2005): Transition on Concave Surfaces. In: Journal of Turbomachinery, Band 127(3):S. 507–511.
- Durbin, P. und Wu, X. (2007): Transition Beneath Vortical Disturbances. In: Annual Review of Fluid Mechanics, Band 39:S. 107–128.
- Eldredge, R. und Bons, J. (2004): Active Flow Control of A Separating Boundary Layer with Steady Vortex Generating Jets - Detailed Flow Measurements. In: 42nd Aerospace Science Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, USA, AIAA-2004-0751.
- Emmons, H. W. (1951): The Laminar-Turbulent Transition in a Boundary Layer - Part 1. In: Journal of Aeronautical Sciences, Band 18:S. 490–498.
- Engel, K.; Holger, S. und Wöhler, M. (2007): Das Virtuelle Triebwerk: Entwicklung interdisziplinärer Modell und Softwarewerkzeuge für die Auslegung von Turbomaschinen. Abschlussbericht Luftfahrtforschung und -technologie "Engine 3E Programm", MTU Aero Engines, München, Deutschland.
- Eulitz, F. (2000): Numerische Simulation und Modellierung der instationären Strömung in Turbomaschinen. Forschungsbericht Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt.
- Fasel, H. (1976): Investigation of the stability of boundary layers by a finite-difference model of the Navier—Stokes equations. In: Journal of Fluid Mechanics, Band 78(02):S. 355–383.
- Fasel, H. F.; Balzer, W. und Gross, A. (2008): Investigation of Separation Control for Low-Pressure Turbines using CFD. In: Proceedings of the 26th International Congress of the Aeronautical Sciences.
- Favre, A. J. A. (1991): Formulation of the statistical equations of turbulent flows with variable density. In: Studies in Turbulence, S. 324–341.
- Fawcett, R. J.; Wheeler, A. P. S.; He, L. und Taylor, R. (2012): Experimental Investigation Into Unsteady Effects on Film Cooling. In: Journal of Turbomachinery, Band 134(2):S. 021015.
- Ferziger, J. H. und Perić, M. (2008): Numerische Strömungsmechanik. Springer Verlag, Berlin, Deutschland, erste Auflage.
- Förster, F.; Sims-Williams, D.; Ingram, G. und Dominy, R. (2011): Time Resolved Measurements in the Durham Cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Vancouver, Kanada, GT2011-45838.
- Fottner, L. (1976): Aerodynamisch hochbelastete Verdichterbeschaufelung mit Grenzschichtbeeinflussung: Forschungsprogramm Rü Fo 4 1975/76. Technischer Bericht / MTU München, München, Deutschland.

- Fric, T. F. und Roshko, A. (1994): Vortical structure in the wake of a transverse jet. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 279:S. 1–47.
- Fröhlich, J. und von Terzi, D. (2008): Hybrid LES/RANS methods for the simulation of turbulent flows. In: *Progress in Aerospace Sciences*, Band 44(5):S. 349–377.
- Gad-El-Hak, M. (2006): *Flow Control - Passive, Active and Reactive Flow Management*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Garg, V. K. (2002): Low-Pressure Turbine Separation Control - Comparison with Experimental Data. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*. Amsterdam, GT-2002-30229.
- Germano, M.; Piomelli, U.; Moin, P. und Cabot, W. H. (1991): A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 3(7):S. 1760–1765.
- Gier, J.; Franke, M.; Hübner, N. und Schröder, T. (2010): Designing Low Pressure Turbines for Optimized Airfoil Lift. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 132(3):S. 031008.
- Gier, J. und Hübner, N. (2005): Design and Analysis of a High Stage Loading Five-Stage LP Turbine Rig Employing Improved Transition Modelling. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*. Reno, Nevada, USA, GT2005-68971.
- Giles, M. B. (1990): Nonreflecting Boundary Conditions for Euler Equation Calculations. In: *AIAA Journal*, Band 28(12):S. 2050–2058.
- Giles, M. B. (1998): Some thoughts on exploiting CFD for turbomachinery design. In: *Proceedings of IMechE Symposium on Exploiting CFD for Turbomachinery Design*.
- Grek, G. R.; Kozlov, V. V. und Titarenko, S. V. (1996): An experimental study of the influence of riblets on transition. In: *Journal of Fluid Mechanics*, Band 315:S. 31–49.
- Griebel, A. (2009): *Instationäre Untersuchungsmethoden der saugseitigen Statorgrenzschicht in einem Niedergeschwindigkeitsaxialverdichter*. Dissertation, Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik, Leibniz Universität Hannover, Hannover, Deutschland.
- Griebel, A. und Seume, J. R. (2005): The Influence of Variable Rotor-Stator Interaction on Boundary-Layer Development in an Axial Compressor. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*. Reno, Nevada, USA, GT2005-68902.
- Gross, A. und Fasel, H. (2005): Simulation of Active Flow Control for a Low Pressure Turbine Blade Cascade. In: *43rd Aerospace Science Meeting and Exhibit*. Reno, Nevada, USA, AIAA-2005-869.
- Guendogdu, Y.; Vorreiter, A. und Seume, J. R. (2008): Design of a Low Solidity Flow-Controlled Stator With Coanda Surface in a High Speed Compressor. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*. Berlin, Deutschland, GT2008-51180.

- Gustafsson, K. und Johansson, T. (2006): Numerical simulation of effusion cooling with comparisons to experimental data. In: *Progress in Computational Fluid Dynamics*, Band 6(1/2/3):S. 101–109.
- Haas, W.; Rodi, W. und Schönung, B. (1992): The Influence of Density Difference Between Hot and Coolant Gas on Film Cooling by a Row of Holes: Predictions and Experiments. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 114(4):S. 747–755.
- Haselbach, F.; Schiffer, H.-P.; Horsman, M.; Dressen, S.; Harvey, N. und Read, S. (2002): The Application of Ultra High Lift Blading in the BR715 LP Turbine. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 124(1):S. 45–51.
- Hatman, A. und Wang, T. (1999): A Prediction Model for Separated-Flow Transition. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 121(3):S. 594–602.
- Hayase, T.; Humphrey, J. A. und Greif, R. (1992): A Consistently Formulated QUICK Scheme for Fast and Stable Convergence Using Finite-Volume Iterative Calculation Procedures. In: *Journal of Computational Physics*, Band 98(1):S. 108 – 118.
- Herbert, T. (1988): Secondary Instability of Boundary Layers. In: *Annual Review of Fluid Mechanics*, Band 20(1):S. 487–526.
- Herbert, T. (1997): Parabolized Stability Equations. In: *Annual Review of Fluid Mechanics*, Band 29:S. 245–283.
- Herbst, F.; Biester, M.; Fiala, A.; Engel, K. und Seume, J. R. (2010): Validation of RANS-Modelling Approaches for Active Flow Control by Vortex Generating Jets in a Low-Pressure Turbine Cascade. In: *Proceedings of the 8th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements – ETMM8*. Marseille, France.
- Herbst, F.; Blümel, S.; Fakiolas, E. und Seume, J. R. (2011a): Numerical Investigation of the Interaction between Probe, Flow and Blading in an Axial-Turbine. In: *Proceedings of the International Gas Turbine Congress*. Osaka, Japan, IGTC2011-0194.
- Herbst, F.; Kožulović, D. und Seume, J. R. (2011b): Transition Modelling for Vortex Generating Jets on Low-Pressure Turbine Profiles. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*. Vancouver, Kanada, GT2011-45621.
- Herwig, H. (2006): *Strömungsmechanik*. Springer Verlag, Berlin, Deutschland, zweite Auflage.
- Himmel, C.; Thomas, R. und Hodson, H. (2009): Effective Passive Flow Control for Ultra-High Lift Low Pressure Turbines. In: *Proceedings of European Turbomachinery Conference*. Graz, Österreich, ETC2009-130.
- Himmel, C. G. und Hodson, H. P. (2009): Passive Air Jets for Loss Reductions in High Lift Low Pressure Turbines. In: *Proceedings of the 19th International Symposium on Air Breathing Engines*. Montreal, Kanada, ISABE-2009-1295.

- Hirsch, C. (2007): Numerical Computation of Internal and External Flows. Butterworth-Heinemann, Burlington, Massachusetts, USA, zweite Auflage.
- Hodson, H. P. und Howell, R. J. (2005): Bladerow Interactions, Transition, and High-Lift Aerofoils in Low-Pressure Turbines. In: Annual Review of Fluid Mechanics, Band 37:S. 71–98.
- Hoheisel, H. (1985): Experimentelle Untersuchungen am Turbinengitter T107 - Teil I: Nachlauf- und Druckverteilungsmessungen. Technischer Bericht IB 129-85/28, Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Forschungsbereich Strömungsmechanik, Institut für Entwurfsaerodynamik, Braunschweig, Deutschland.
- Horstmann, K.-H. und Quast, A. (1981): Widerstandsminderung durch Blasturbulatoren. Forschungsbericht der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Forschungsbereich Strömungsmechanik, Institut für Entwurfsaerodynamik, Braunschweig, Deutschland.
- Horstmann, K.-H.; Quast, A. und Boermans, L. (1984): Pneumatic Turbulators - A Device for Drag Reduction at Reynolds Numbers below $5 \cdot 10^6$. In: AGARD Conference Proceedings No. 365 Improvement of Aerodynamic Performance Through Boundary Layer Control and High Lift Systems - Fluid Dynamics Panel Symposium. Brüssel, Belgien.
- Hourmouziadis, J. (1989): Aerodynamic Design of Low Pressure Turbines. AGARD Lecture Series 167.
- Huang, J.; Corke, T. und Thomas, F. (2006a): Plasma Actuators for Separation Control of Low-Pressure Turbine Blades. In: AIAA Journal, Band 44(1):S. 51–57.
- Huang, J.; Corke, T. und Thomas, F. (2006b): Unsteady Plasma Actuators for Separation Control of Low-Pressure Turbine Blades. In: AIAA Journal, Band 44(7):S. 1477–1487.
- Hunt, J. C. R.; Wray, A. A. und Moin, P. (1988): Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. In: Proceedings of the 1988 Summer Program. S. 193–208.
- Hyams, D. und Leylek, J. H. (2000): A Detailed Analysis of Film Cooling Physics: Part III - Streamwise Injection with Shaped Holes. In: Journal of Turbomachinery, Band 122(1):S. 122–132.
- Ibrahim, M. B.; Kartuzova, O.; Doucet, D. J. und Volino, R. J. (2010): LES Flow Control Simulations for Highly Loaded Low Pressure Turbine Airfoil (L1A) Using Pulsed Vortex Generator Jets. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Glasgow, UK, GT2010-23015.
- Ingram, G.; Gregory-Smith, D. und Harvey, N. (2005): Investigation of a Novel Secondary Flow Feature in a Turbine Cascade With End Wall Profiling. In: Journal of Turbomachinery, Band 127(1):S. 209–214.

Literaturverzeichnis

- Jacob, J. D.; Ramakumar, K.; Anthony, R. und Rivir, R. B. (2005): Control of Laminar and Turbulent Shear Flows Using Plasma Actuators. In: Proceedings of the 4th International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena. Williamsburg, Virginia, USA.
- Jacobs, R. und Durbin, P. (2001): Simulations of bypass transition. In: Journal of Fluid Mechanics, Band 428:S. 185–212.
- Jeong, J. und Hussain, F. (1995): On the Identification of a Vortex. In: Journal of Fluid Mechanics, Band 285:S. 69–94.
- Jones, W. P. und Launder, B. E. (1972): The Prediction of Laminarization with a Two-Equation Model of Turbulence. In: International Journal of Heat and Mass Transfer, Band 15(2):S. 301 – 314. ISSN 0017-9310.
- Kahl, G. (2002): Aeroelastic Effects of Mistuning and Coupling in Turbomachinery Bladings. Dissertation, École Polytechnique Fédérale der Lausanne, Lausanne, Schweiz.
- Kanner, H. S. (1999): Evolution of an Acoustic Disturbance to Transition in the Boundary Layer on an Airfoil. Dissertation, Virginia Polytechnic and State University, Blacksburg, Virginia, USA.
- Kato, M. und Launder, B. E. (1993): The Modeling of Turbulent Flow Around Stationary and Vibrating Square Cylinders. In: Proceedings 9th Symposium on Turbulent Shear Flows. Kyoto, Japan, S. 10.4.1–10.4.6.
- Kimura, T. und Tsutahara, M. (1991): Fluid Dynamic Effects of Grooves on Circular Cylinder Surface. In: AIAA Journal, Band 29(12):S. 2062–2068.
- Kohama, Y. (1987): Some expectation on the mechanism of cross-flow instability in a swept wing flow. In: Acta Mechanica, Band 66:S. 21–38.
- Kohama, Y. und Davis, S. (1993): A New Parameter for Predicting Crossflow Instability. In: JSME International Journal, Band 36:S. 80–85.
- Kohama, Y.; Fukunishi, Y. und Wang, T. (1991): The Response Of Artificial Longitudinal Vortex Pair Embedded In The Boundary Layer To Acoustic Excitation. In: Proceedings 1st ASME-JSME Fluids Engineering Conference. Portland, Oregon, USA, S. 31–35.
- Kožulović, D. und Röber, T. (2006): Modelling the Streamline Curvature Effects in Turbomachinery Flows. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Barcelona, Spanien, GT2006-90265.
- Kožulović, D.; Röber, T.; Kügeler, E. und Nürnberger, D. (2004): Modifications of a Two-Equation Turbulence Model for Turbomachinery Fluid Flows. In: Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, DGLR Jahrbuch. Dresden, Deutschland, Band 1-2.

- Kožulović, D. (2007): Modellierung des Grenzschichtumschlags bei Turbomaschinenströmungen unter Berücksichtigung mehrerer Umschlagsarten. Forschungsbericht Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt. URL <http://www-brs.ub.ruhr-uni-bochum.de/netahtml/HSS/Diss/KozulovicDragan/diss.pdf>.
- Krumbein, A. (2006): eN Transition Prediction for 3D Wing Configurations using Database Methods and a local, linear Stability Code. In: 7th ONERA-DLR Aerospace Symposium - ODAS 2006. Toulouse, Frankreich.
- Kügeler, E. (2004): Numerisches Verfahren zur genauen Analyse der Kühleffektivität filmgekühlter Turbinenschaufeln. Forschungsbericht Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt.
- Lake, J.; King, P. und Rivir, R. (2000): Low Reynolds Number Loss Reduction on Turbine Blades with Dimples and V-Grooves. In: 38th Aerospace Sciences Meeting And Exhibit. Reno, Nevada, USA, AIAA-00-0738.
- Langtry, R. (2006): A Correlation-Based Transition Model using Local Variables for Unstructured Parallelized CFD Codes. Dissertation, Universität Stuttgart, Stuttgart, Deutschland.
- Langtry, R. und Menter, F. (2009): Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes. In: AIAA Journal, Band 47(12):S. 2894–2906.
- Langtry, R. B.; Menter, F. R.; Likki, S. R.; Suzen, Y. B.; Huang, P. G. und Völker, S. (2006): A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part II: Test Cases and Industrial Applications. In: Journal of Turbomachinery, Band 128(3):S. 423–434.
- Lardeau, S. und Leschziner, M. (2010): Modelling and Simulation of Laminar Separation, Transition and Turbulent Reattachment. In: Proceedings of the 8th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements – ETMM8. Marseille, Frankreich.
- Lardeau, S.; Leschziner, M. und Li, N. (2004): Modelling Bypass Transition with Low-Reynolds-Number Nonlinear Eddy-Viscosity Closure. In: Flow, Turbulence and Combustion, Band 73:S. 49–76.
- Launder, B. E. und Sharma, B. I. (1974): Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc. In: Letters In Heat And Mass Transfer, Band 1(2):S. 131–138.
- Lengani, D.; Simoni, D.; Ubaldi, M.; Zunino, P. und Bertini, F. (2009): An Experimental Study of the Reynolds Number Influence on a Laminar Separation Bubble. In: ERCOFTAC Bulletin, Band 80:S. 24–28.

Literaturverzeichnis

- List, J.; Byerley, A. R.; McLaughlin, T. E. und Van Dyken, R. D. (2003): Using a Plasma Actuator to Control Laminar Separation on a Linear Cascade Turbine Blade. In: 41st Aerospace Sciences Meeting And Exhibit. Reno, Nevada, USA, AIAA-2003-1026.
- Lodefier, K. und Dick, E. (2006): RANS Modelling of Wake Induced Transition With the Dynamic Intermittency Concept. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Barcelona, Spanien, GT2006-90044.
- Lou, H.; Qiao, W. und Xu, K. (2009): Passive Control of Laminar Separation Bubble with Spanwise Groove on a Low-Speed Highly Loaded Low-Pressure Turbine Blade. In: Journal of Thermal Science, Band 18(3):S. 193–201.
- Lou, W. und Hourmouziadis, J. (2000): Separation Bubbles Under Steady and Periodic-Unsteady Main Flow Conditions. In: Journal of Turbomachinery, Band 122(4):S. 634–643.
- Ludewig, T. (2011): Applikation aktiver und semiaktiver Methoden der Grenzschichtbeeinflussung an modernen hochbelasteten Niederdruckturbinen-Beschaufelungen. Dissertation, Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik, Universität der Bundeswehr, München, Deutschland.
- Ludewig, T.; Mack, M.; Niehuis, R. und Franke, M. (2011): Optimization of the Blowing Ratio for a Low Pressure Turbine Cascade with Active Flow Control. In: Proceedings of European Turbomachinery Conference. Istanbul, Türkei, ETC2011-131.
- Ludewig, T.; Niehuis, R. und Franke, M. (2010): Comparison of the Capability of Active and Passive Methods of Boundary Layer Control on a Low Pressure Turbine Cascade. In: Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Springer Verlag, Berlin, Band 112, S. 191–198.
- Lueders, H. (1967): Experimental Investigation of Advanced Concepts to Increase Turbine Blade Loading. I. Analysis and Design. Technischer Bericht NASA CR-735, NASA Lewis Research Centre, Washington, D.C., USA.
- Lyon, C. A.; Selig, M. S. und Broeren, A. P. (1997): Boundary layer trips on airfoils at low Reynolds numbers. In: 35th Aerospace Sciences Meeting And Exhibit. Reno, Nevada, USA, AIAA-97-0511.
- Marciniak, V.; Kügeler, E. und Franke, M. (2010): Predicting Transition On Low-Pressure Turbine Profiles. In: V European Conference on Computational Fluid Dynamics ECCOMAS CFD 2010. Lissabon, Portugal.
- Margason, R. J. (1993): Fifty Years of Jet in Crossflow. In: Proceedings of the 72nd AGARD Fluid Dynamics Panel Meeting and Symposium on Computational and Experimental Assessment of Jet in Crossflow. Winchester, U.K., AGARD CP-534.

- Martinstetter, M.; Niehuis, R. und Franke, M. (2010): Passive Boundary Layer Control on a Highly Loaded Low Pressure Turbine Cascade. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Glasgow, UK, GT2010-22739.
- Mayle, R. E. (1991): The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines. In: Journal of Turbomachinery, Band 113(4):S. 509–536.
- Mayle, R. E. und Schulz, A. (1997): The Path to Predicting Bypass Transition. In: Journal of Turbomachinery, Band 119(3):S. 405–411.
- McAuliffe, B. T. und Sjolander, S. A. (2004): Active Flow Control using steady blowing for a Low-Pressure Turbine Cascade. In: Journal of Turbomachinery, Band 126(4):S. 560–569.
- McGovern, K. T. und Leylek, J. H. (2000): A Detailed Analysis of Film Cooling Physics: Part II - Compound-Angle Injection with Cylindrical Holes. In: Journal of Turbomachinery, Band 122(1):S. 113–121.
- McQuilling, M. und Jacob, J. (2004): Effect of Chord Location on Separation Control with Vortex Generator Jets on Low Pressure Turbine Blades. In: 2nd Flow Control Conference. Portland, Oregon, USA, AIAA 2004-2205.
- Meister, A. (2008): Numerik Linearer Gleichungssysteme. Friedrich Vieweg & Sohn Verlag, Wiesbaden, Deutschland, dritte Auflage.
- Memory, C.; Gompertz, K.; Chen, J. und Bons, J. (2010): Numerical Simulations of Vortex Generating Jets on Low Pressure Turbine Blades. In: 48th Aerospace Science Meeting and Exhibit. Orlando, Florida, USA, AIAA-2010-90.
- Memory, C.; Snyder, D. O. und Bons, J. (2008): Numerical Simulations of Vortex Generating Jets in Zero and Adverse Pressure Gradients. In: 46th Aerospace Science Meeting and Exhibit. Reno, Nevada USA, AIAA-2008-558.
- Menter, F. R. (1993): Zonal two equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows. In: AIAA Paper 93-2906.
- Menter, F. R. (1994): Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. In: AIAA Journal, Band 32(8):S. 1598–1605.
- Menter, F. R.; Kuntz, M. und Langtry, R. (2003): Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model. In: Turbulence Heat and Mass Transfer 4, Band 4.
- Menter, F. R.; Langtry, R. B.; Likki, S. R.; Suzen, Y. B.; Huang, P. G. und Völker, S. (2006): A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables—Part I: Model Formulation. In: Journal of Turbomachinery, Band 128(3):S. 413–422.
- Michelassi, V.; Wissink, J. und Rodi, W. (2002): Analysis of DNS and LES of Flow in a Low Pressure Turbine Cascade with Incoming Wakes and Comparison with Experiments. In: Flow, Turbulence and Combustion, Band 69:S. 295–329.

Literaturverzeichnis

- Montis, M.; Niehuis, R. und Fiala, A. (2011): Aerodynamic Measurements on a Low Pressure Turbine Cascade with Different Levels of Distributed Roughness. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Vancouver, Kanada, GT2011-45015.
- Moore, G. (1995): Lithography and the future of Moore's law. In: International Society of Optical Engineering Proceedings. Band 5, S. 2–17.
- Moore, H. und Gregory-Smith, D. (1996): Turbulence and Transition in Secondary Flows in a Turbine Cascade. In: AGARD Conference 571 - Loss Mechanisms and Unsteady Flows in Turbomachines. S. 8.1–8.12.
- Müller, L.; Alsalihi, Z. und Verstraete, T. (2011): Multidisciplinary and Multipoint Optimization of a Turbocharger Radial Turbine. Research Master Report 2011-19, Von Karman Institute for Fluid Dynamics, Brüssel, Belgien.
- Müller, M. (2001): Transitionsmodellierung zur Berechnung realer Strömungen Turbomaschinen. Dissertation, Institut für Strahlantriebe und Turboarbeitsmaschinen, RWTH Aachen, Aachen, Deutschland.
- Narasimha, R. und Sreenivasan, K. (1979): Relaminarization of Fluid Flows. Elsevier, Band 19 von Advances in Applied Mechanics, S. 221 – 309.
- Natkaniec, C.; Kammeyer, J. und Seume, J. R. (2011): Secondary Flow Structures and Losses in a Radial Turbine Nozzle. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Vancouver, Canada, GT2011-46753.
- Nürnberg, D. (2004): Implizite Zeitintegration für die Simulation von Turbomaschinenströmungen. Forschungsbericht Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt.
- Nürnberg, D. (2007): Das Virtuelle Triebwerk (VIT) AP 4: 3D-Berechnung komplexer Geometrien. Abschlussbericht Luftfahrtforschungsprogramm 2003-2007, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, Institut für Antriebstechnik, Köln, Deutschland.
- Nürnberg, D. und Greza, H. (2002): Numerical Investigation of Unsteady Transitional Flows in Turbomachinery Components Based on a RANS Approach. In: Flow, Turbulence and Combustion, Band 69:S. 331–353.
- Olson, H.; Reimann, D.; Bloxham, M. und Bons, J. (2005): The Effects Elevated Free-stream Turbulence on Separation Control with Vortex-Generating Jets. In: 43rd Aerospace Sciences Meeting And Exhibit. Reno, Nevada, USA, AIAA-2005-1114.
- Opoka, M. M. und Hodson, H. P. (2008): Transition on the T106 LP Turbine Blade in the Presence of Moving Upstream Wakes and Downstream Potential Fields. In: Journal of Turbomachinery, Band 130(4):S. 041017.
- Perraud, J.; Arnal, D.; Casalis, G. und Archambaud, J.-P. (2009): Automatic Transition Predictions using Simplified Methods. In: 47th Aerospace Sciences Meeting And Exhibit. Orlando, Florida, USA, AIAA-2009-1144.

- Pfenninger, W. (1946): Untersuchungen über Reibungsverminderungen an Tragflügeln, insbesondere mit Hilfe von Grenzschichtabsaugung. Dissertation, Institut für Aerodynamik, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, Zürich, Schweiz.
- Pope, S. B. (2011): *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Postl, D. (2005): Numerical Investigation of Laminar Separation Control using Vortex Generating Jets. Dissertation, Department of Aerospace and Mechanical Engineering, University of Arizona, Tucson, Arizona, USA.
- Postl, D.; Gross, A. und Fasel, H. (2004): Numerical Investigation of Active Flow Control for Low-Pressure Turbine Blade Separation. In: 42nd Aerospace Science Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, USA.
- Praisner, T. J.; Allen-Bradley, E.; Grover, E. A.; Knezevici, D. C. und Sjolander, S. A. (2007): Application of Non-Axisymmetric Endwall Contouring to Conventional and High-Lift Turbine Airfoils. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Montreal, Kanada, GT2007-27579.
- Prandtl, L. (1945): Über ein neues Formelsystem für die ausgebildete Turbulenz. Nachrichten der Akademie der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse. Vandenhoeck & Ruprecht.
- Pěcnik, R.; Witteveen, J. A. und Iaccarino, G. (2011): Uncertainty Quantification for Laminar-Turbulent Transition Prediction in RANS Turbomachinery Applications. In: 49th Aerospace Sciences Meeting And Exhibit. Orlando, Florida, USA, AIAA-2011-0660.
- Quast, A. und Horstmann, K.-H. (1982): Anordnung zur Beeinflussung der Strömung an aerodynamischen Profilen. Europäisches Patent EP 0 052 242 A1.
- Ramesh, O.; Hodson, H. und Harvey, N. (2001): Separation Control in Ultra-High Lift Aerofoils by Unsteadiness and Surface Roughness. In: Proceedings of the 15th International Symposium on Air Breathing Engines. Bangalore, Indien, ISABE-2001-1096.
- Reimann, D.; Bloxham, M.; Crapo, K.; Plum, J. und Bons, J. (2007): Influence of Jet-Induced Transition on Separating Low-Pressure Turbine Boundary Layers. In: AIAA Journal of Propulsion and Power, Band 23(5):S. 996–1006.
- Reynolds, O. (1895): On the Dynamical Theory of Incompressible Viscous Fluids and the Determination of the Criterion. In: Philosophical Transactions of the Royal Society of London. A, Band 186:S. 123–164.
- Rivir, R.; Sondergaard, R.; Bons, J. und Yurchenko, N. (2004): Control of Separation in Turbine Boundary Layers. In: 2nd AIAA Flow Control Conference. Portland, Oregon, USA, AIAA-2004-2201.

- Rizzetta, D. P. und Visbal, M. R. (2006): Numerical Study of Active Flow Control for a Transitional Highly Loaded Low-Pressure Turbine. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 128(5):S. 956–967.
- Rizzetta, D. P. und Visbal, M. R. (2007): Numerical Investigation of Plasma-Based Flow Control for Transitional Highly Loaded Low-Pressure Turbine. In: *AIAA Journal*, Band 45(10):S. 2554–2564.
- Rizzetta, D. P. und Visbal, M. R. (2008): Plasma-Based Flow-Control Strategies for Transitional Highly Loaded Low-Pressure Turbines. In: *Journal of Fluids Engineering*, Band 130(4):S. 041104.
- Roache, P. J. (1998): *Verification and Validation in Computational Science and Engineering*. Hermosa Publishers, Albuquerque, New Mexico, USA.
- Röber, T.; Kožulović, D.; Kügeler, E. und Nürnberger, D. (2006): Appropriate Turbulence Modelling for Turbomachinery using a Two-equation Turbulence Model. In: Rath, H.-J.; Holze, C.; Heinemann, H.-J.; Henke, R. und Hönlinger, H. (Hg.) *New Results in Numerical and Experimental Fluid Mechanics V*, Springer Berlin / Heidelberg, Band 92 von *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, S. 446–454.
- Roe, P. (1981): Approximate Riemann Solvers, Parameter Vectors, and Difference Schemes. In: *Journal of Computational Physics*, Band 43(2):S. 357 – 372.
- Rouser, K. P.; King, P. I. und Sondergaard, R. (2003): Effect of Dimples on Boundary Layer Separation on a Low Pressure Turbine Blade. In: *Proceedings of the 16th International Symposium on Air Breathing Engines*. Cleveland, Ohio, USA, ISABE-2003-1097.
- Rumsey, C. L. und Spalart, P. R. (2008): Turbulence Model Behaviour in Low Reynolds Number Regions of Aerodynamic Flowfields. In: *38th AIAA Fluid Dynamic Conference and Exhibit*. Seattle, Washington, USA, AIAA-2008-4403.
- Salas, M. D. (2006): Some Observations on Grid Convergence. In: *Computers and Fluids*, Band 75(7):S. 688–692.
- Sanz, W.; Pecnik, R.; Tratnig, A. und Heitmeir, F. (2007): Application of Modern Turbulence Models to Steady Transitional Flow. In: *7th European Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics*. Athen, Griechenland.
- Saric, W. S.; Reed, H. L. und White, E. B. (2003): Stability and Transition of Three-Dimensional Boundary Layers. In: *Annual Review of Fluid Mechanics*, Band 35(1):S. 413–440.
- Sauer, H.; Müller, R. und Vogeler, K. (2001): Reduction of Secondary Flow Losses in Turbine Cascades by Leading Edge Modifications at the Endwall. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 123(2):S. 207–213.

- Savill, A. (1996): One-Point Closures Applied to Transition. In: Hallbäck, M.; Henningson, D.; Johansson, A. und Alfredsson, P. (Hg.) *Turbulence and Transition Modelling*, Kluwer, S. 233–268.
- Saxer, A. P. und Giles, M. B. (1993): Quasi-Three-Dimensional Nonreflecting Boundary Conditions for Euler Equation Calculations. In: *AIAA Journal of Propulsion and Power*, Band 9(2):S. 263–271.
- Schlichting, H. (1932): Über die Entstehung der Turbulenz in einem rotierenden Zylinder. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*. Vandenhoeck & Ruprecht.
- Schlichting, H. und Gersten, K. (2006): *Grenzschicht-Theorie*. Springer Verlag, Berlin, Deutschland, 10. Auflage.
- Schmidt, R. C. und Patankar, S. V. (1991): Simulating Boundary Layer Transition With Low-Reynolds-Number k - ϵ Turbulence Models: Part 1 - An Evaluation of Prediction Characteristics. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 113(1):S. 10–17.
- Scholz, N. (1965): *Aerodynamik der Schaufelgitter - Band I*. Verlag G. Braun, Karlsruhe, Deutschland.
- Scholz, P.; Kožulović, D. und Radespiel, R. (2009): *Vorlesungsskript - Turbulenz und Transition*. Institut für Strömungsmechanik, Technische Universität Braunschweig, Braunschweig, Deutschland.
- Schuepbach, P.; Rose, M.; Gier, J.; Raab, I.; Germain, T. und Abhar, R. (2009): Non-Axisymmetric End Wall Wall Profiles Including Fillet Radii, in a 1.5 Stage Axial Flow Turbine. In: *Proceedings of European Turbomachinery Conference*. Graz, Österreich, ETC2009-159.
- Schumann, T. (2010): *Experimentelle Untersuchungen zur Grenzschichtbeeinflussung hochbelasteter Niederdruckturbinen*. Dissertation, Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und Geodäsie, Universität Stuttgart, Stuttgart, Deutschland.
- Schumann, T.; Kasper, C.; Staudacher, S. und Gier, J. (2006): Untersuchung von geometrischen Einflussparametern bei Grenzschichteinblasung an hochbelasteten Niederdruckturbinenprofilen am Wasserkanal. In: *Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress*. Braunschweig, Deutschland, DGLR2006-192.
- Schumann, T.; Rose, M. G.; Staudacher, S.; Gier, J. und Schröder, T. (2008): The Effects of Steady Injection on an Ultra High Lift Vane in a LP Turbine. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*. Berlin, Deutschland, GT2008-50330.
- Seume, J. R.; Herbst, F.; Missirlis, D.; Yakinthos, K. und Goulas, A. (2006): Numerical model of the unsteady interaction between probe and flow in axial turbomachinery. In: *Proceedings of the XVIII Symposium on Measuring Techniques in Turbomachinery Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines*. Thessaloniki, Greece.

- Shan, H.; Jiang, L.; Zhao, W. und Liu, C. (1999): Large Eddy Simulation of Flow Transition in a Supersonic Flat-Plate Boundary Layer. In: 37th Aerospace Science Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, USA.
- Sieger, K.; Schulz, A.; Crawford, M. und Wittig, S. (1993): An Evaluation of Low-Reynolds Number k - ϵ Turbulence Models for Predicting Transition under the Influence of Free-Stream Turbulence and Pressure Gradient. In: Rodi, W. und Martelli, F. (Hg.) Engineering Turbulence Modelling and Experiments 2, Elsevier, Amsterdam, S. 593–602.
- Sieverding, C. H. (1985): Recent Progress in the Understanding of Basic Aspects of Secondary Flows in Turbine Blade Passages. In: Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Band 107(2):S. 248–257.
- Sieverding, C. H.; Bagnera, C.; Boege, A. C.; Antòn, J. A. C. und Luère, V. (2004): Investigation of the Effectiveness of Various Types of Boundary Layer Transition Elements of Low Reynolds Number Turbine Bladings. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Wien, Österreich, GT2004-54103.
- Smith, A. und Gamberoni, N. (1956): Transition, Pressure Gradient and Stability Theory. Technischer Bericht ES-26388.
- Smith, S. (1965): A Simple Correlation of Turbine Efficiency. In: Journal of the Royal Aeronautical Society, S. 467–470.
- Sondergaard, R.; Bons, J. P.; Sucher, M. und Rivir, R. B. (2002a): Reducing Low-Pressure Turbine Stage Blade Count Using Vortex Generator Jet Separation Control. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Amsterdam, Niederlande, GT2002-30602.
- Sondergaard, R.; Rivir, R. B. und Bons, J. P. (2002b): Control of Low-Pressure Turbine Separation using Vortex-Generator Jets. In: Journal of Propulsion and Power, Band 18(4):S. 889–895.
- Spalart, P. R. und Allmaras, S. R. (1992): A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows. In: 30th Aerospace Sciences Meeting And Exhibit. Reno, Nevada, USA, AIAA-92-0439.
- Spurk, J. und Aksel, N. (2007): Strömungslehre. Springer Verlag, Berlin, Deutschland, 7. Auflage.
- Steelant, J. und Dick, E. (1996): Modelling Of Bypass Transition With Conditioned Navier-Stokes Equations Coupled To An Intermittency Transport Equation. In: International Journal for Numerical Methods in Fluids, Band 23(3):S. 193–220.
- Stieger, R. D. und Hodson, H. P. (2004): The Transition Mechanism of Highly Loaded Low-Pressure Turbine Blades. In: Journal of Turbomachinery, Band 126(4):S. 536–543.

- Stock, H. W. und Haase, W. (2000): Navier-Stokes Airfoil Computations with e Transition Prediction Including Transitional Flow Regions. In: AIAA Journal, Band 38(11):S. 2059–2066.
- Sutherland, W. (1893): The Viscosity of Gases and Molecular Force. In: The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science, Band 16(5):S. 507–531.
- Suzen, Y. B. und Huang, P. G. (2000): Modeling of Flow Transition Using an Intermittency Transport Equation. In: Journal of Fluids Engineering, Band 122(2):S. 273–284.
- Sveningsson, A. (2006): Transition Modelling - A Review. Technischer Bericht, Department of Thermo and Fluid Dynamics, Chalmers University of Technology, Göteborg, Schweden.
- Tao, Z.; Zhao, Z.; Ding, S.; Xu, G. und Wu, H. (2009): Suitability of three different two-equation turbulence models in predicting film cooling performance over a rotating blade. In: International Journal of Heat and Mass Transfer, Band 52(5–6):S. 1268 – 1275.
- Theofilis, V. (2003): Advances in global linear instability analysis of nonparallel and three-dimensional flows. In: Progress in Aerospace Sciences, Band 39(4):S. 249 – 315.
- Theofilis, V. (2011): Global Linear Instability. In: Annual Review of Fluid Mechanics, Band 43(1):S. 319–352.
- Thomas, F. (1962): Untersuchungen über die Erhöhung des Auftriebs von Tragflügeln mittels Grenzschichtbeeinflussung durch Ausblasen. In: Zeitschrift für Flugwissenschaften, Band 10(2):S. 46–65.
- Tollmien, W. (1929): Über die Entstehung der Turbulenz. 1. Mitteilung. In: Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse, S. 21–44.
- TOP500.Org (2011): *Top 500 Supercomputer Sites - HLRN RRZN Hannover*. <http://www.top500.org/site/history/2145>. Zuletzt abgerufen am 02.11.2011.
- Treuren, K. W. V.; Simon, T.; von Koller, M.; Byerley, A. R.; Baughn, J. W. und Rivir, R. (2002): Measurements in a Turbine Cascade Flow Under Ultra Low Reynolds Number Conditions. In: Journal of Turbomachinery, Band 124(1):S. 100–106.
- Tyagi, M. und Acharya, S. (2003): Large Eddy Simulation of Film Cooling Flow From an Inclined Cylindrical Jet. In: Journal of Turbomachinery, Band 125(4):S. 734–742.
- Van Albada, G. D.; Van Leer, B. und Roberts, W. W. (1982): A comparative study of computational methods in cosmic gas dynamics. In: Astronomy and Astrophysics, Band 108(1):S. 76–84.

Literaturverzeichnis

- van Ingen, J. (1956): A Suggested Semi-Empirical Method for the Calculation of the Boundary-Layer Transition Region. Technischer Bericht VTH-74, Technische Universität Delft, Delft, Niederlande.
- Vásquez, R.; Cadrecha, D. und Torre, D. (2003): High Stage Loading Low Pressure Turbine: A New Proposal For An Efficient Chart. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Atlanta, Georgia, USA, GT2003-38374.
- Vera, M.; de la Rosa Blanco, E.; Hodson, H. und Vazquez, R. (2009): Endwall Boundary Layer Development in an Engine Representative Four-Stage Low Pressure Turbine Rig. In: Journal of Turbomachinery, Band 131(1):S. 011017.
- Vera, M.; Zhang, X. F.; Hodson, H. und Harvey, N. (2007): Separation and Transition Control on an Aft-Loaded Ultra-High-Lift LP Turbine Blade at Low Reynolds Numbers: High-Speed Validation. In: Journal of Turbomachinery, Band 129(2):S. 340–347.
- Verstraete, T.; Alsalihi, Z. und Van den Braembussche, R. A. (2010): Multidisciplinary Optimization of a Radial Compressor for Microgas Turbine Applications. In: Journal of Turbomachinery, Band 132(3):S. 031004.
- Volino, R. J. (2003a): Passive Flow Control on Low-Pressure Turbine Airfoils. In: Journal of Turbomachinery, Band 125(4):S. 754–764.
- Volino, R. J. (2003b): Separation Control on Low-Pressure Turbine Airfoils using Synthetic Jet Vortex Generator Jets. In: Journal of Turbomachinery, Band 2003(125):S. 765–777.
- Volino, R. J.; Kartuzova, O. und Ibrahim, M. B. (2009): Experimental and Computational Investigations of Low-Pressure Turbine Separation Control Using Vortex Generator Jets. In: Proceedings of ASME Turbo Expo. Orlando, Florida, USA, GT2009-59983.
- Volino, R. J.; Kartuzova, O. und Ibrahim, M. B. (2011): Separation Control on a Very High Lift Low Pressure Turbine Airfoils Using Pulses Jet Vortex Generator Jets. In: Journal of Turbomachinery, Band 133(4):S. 041021–1.
- Vorreiter, A.; Fischer, S.; Saathoff, H.; Radespiel, R. und Seume, J. R. (2012): Numerical Investigations of the Efficiency of Circulation Control in a Compressor Stator. In: Journal of Turbomachinery, Band 134(2):S. 021012.
- Walters, D. K. und Lylek, J. H. (2004): A New Model for Boundary Layer Transition Using a Single-Point RANS Approach. In: Journal of Turbomachinery, Band 126(1):S. 193–202.
- Walthers, D. und Lylek, J. H. (2000): A Detailed Analysis of Film Cooling Physics: Part I - Streamwise Injection with Cylindrical Holes. In: Journal of Turbomachinery, Band 122(1):S. 102–112.

- Wang, L.; Fu, S.; Carnarius, A.; Mockett, C. und Thiele, F. (2010): A Modular RANS Approach for Modelling Turbomachinery Flow Transition. In: Proceedings of the 8th International Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements – ETMM8. Marseille, Frankreich.
- Watanabe, Y.; Misaka, T.; Obayashi, S.; Arima, T. und Yamaguchi, Y. (2009): Application of Crossflow Transition Criteria to Local Correlation- Based Transition Model . In: 47th Aerospace Sciences Meeting And Exhibit. Orlando, Florida, USA, AIAA-2009-1145.
- Wilcox, D. C. (1988): Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models. In: AIAA Journal, Band 26(11):S. 1299–1310.
- Wilcox, D. C. (1992): The remarkable ability of turbulence model equations to describe transition. In: The Fifth Symposium on Numerical and Physical Aspects of Aerodynamic Flows. California State University, USA.
- Wilcox, D. C. (2001): Turbulence Modelling: An Overview. In: 39th Aerospace Sciences Meeting And Exhibit. Reno, Nevada, USA, AIAA 2001-0724.
- Wilcox, D. C. (2006): Turbulence Modelling for CFD. DCW Industries, dritte Auflage.
- Wilson, D. und Korakianitis, T. (1998): The design of high-efficiency turbomachinery and gas turbines. Prentice Hall.
- Winstroth, J. (2011): Numerische Modellierung und Validierung des turbulenten Spektrums eines generischen Jet in Crossflow Testfalls. Diplomarbeit, Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik, Leibniz Universität Hannover, Hannover, Deutschland.
- Wissink, J. G. und Rodi, W. (2006): Direct Numerical Simulations of Transitional Flow in Turbomachinery. In: Journal of Turbomachinery, Band 128(4):S. 668–678.
- Wissink, J. G.; Rodi, W. und Hodson, H. P. (2006): The influence of disturbances carried by periodically incoming wakes on the separating flow around a turbine blade. In: International Journal of Heat and Fluid Flow, Band 27(4):S. 721 – 729.
- Woods, N.; Sondergaard, R.; McQuilling, M. und Wolff, M. (2007): Study of the Effecty of the Blowing Ratio of Vortex Generator Jets in a Low Pressure Turbine. In: 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit. Cincinnati, Ohio, USA, AIAA-2007-5102.
- Wu, X. und Durbin, P. A. (2001): Evidence of longitudinal vortices evolved from distorted wakes in a turbine passage. In: Journal of Fluid Mechanics, Band 446:S. 199–228.
- Wu, X.; Jacobs, R. G.; Hunt, J. C. R. und Durbin, P. A. (1999): Simulation of boundary layer transition induced by periodically passing wakes. In: Journal of Fluid Mechanics, Band 398:S. 109–153.

- Yang, H.; Nuernberger, D. und Kersken, H.-P. (2006): Toward Excellence in Turbomachinery Computational Fluid Dynamics: A Hybrid Structured-Unstructured Reynolds-Averaged Navier-Stokes Solver. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 128(2):S. 390–402.
- Yang, H.; Nuernberger, D.; Nicke, E. und Weber, A. (2003): Numerical Investigation of Casing Treatment Mechanisms With a Conservative Mixed-Cell Approach. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*. Atlanta, GT-2003-38483.
- Yurchenko, N. und Rivir, R. (2000): Optimization of Turbine Blade Performance by Active Control of Vortex Dynamics. In: *RTO AVT Symposium on Active Control Technology for Enhanced Performance Operational Capabilities of Military Aircraft, Land Vehicles and Sea Vehicles*. Braunschweig, Deutschland.
- Zaki, T.; Durbin, P.; Wissink, J. und Rodi, W. (2006): Direct Numerical Simulation of By-Pass and Separation-Induced Transition in a Linear Compressor Cascade. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*. Barcelona, Spanien, GT2006-90885.
- Zhang, Q.; O’Dowd, D. O.; He, L.; Oldfield, M. L. G. und Ligrani, P. M. (2011): Transonic Turbine Blade Tip Aerothermal Performance With Different Tip Gaps—Part I: Tip Heat Transfer. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 133(4):S. 041027.
- Zhang, X. F. und Hodson, H. (2005): Combined Effects of Surface Trips and Unsteady Wakes on the Boundary Layer Development of an Ultra-High-Lift LP Turbine Blade. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 127(3):S. 479–488.
- Zhang, X. F.; Vera, M.; Hodson, H. und Harvey, N. (2006): Separation and Transition Control on an Aft-Loaded Ultra-High-Lift LP Turbine Blade at Low Reynolds Numbers: Low-Speed Investigation. In: *Journal of Turbomachinery*, Band 128(3):S. 517–527.
- Zoric, T.; Popovic, I.; Sjolander, S.; Praisner, T. und Grover, E. (2007): Comparative Investigation of Three Highly Loaded LP Turbine Airfoils: Part I - Measured Profile and Secondary Losses at Design Incidences. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo*. Montreal, Kanada, GT2007-27537.

A Anhang Literaturüberblick zu VGJ in Niederdruckturbinen

A.1 Untersuchte Schaufelprofile

Tabelle A.1: Kenndaten der in der Literatur untersuchten Schaufelprofile mit VGJ

Profil	Quelle	Z_w [-]	t_P/l_{ax} [-]	t_P/l [-]
L1A	Ibrahim et al. (2010)	1,23	1,01	0,93
L1M	Ibrahim et al. (2010)	1,23	1,01	0,93
NMT	Schumann et al. (2006)	1,46	1,39	1,02
Pack-B	McAuliffe und Sjolander (2004)	1,08	0,89	0,80
T106C	Himmel und Hodson (2009)	1,30	1,12	0,96
T107A	Hoheisel (1985)	1,12	1,00	0,873
T161	Ludewig (2011)	1,19		0,96
T165	Ludewig (2011)	1,00		0,84
U2	Zhang et al. (2006)	1,22	1,16	1,00

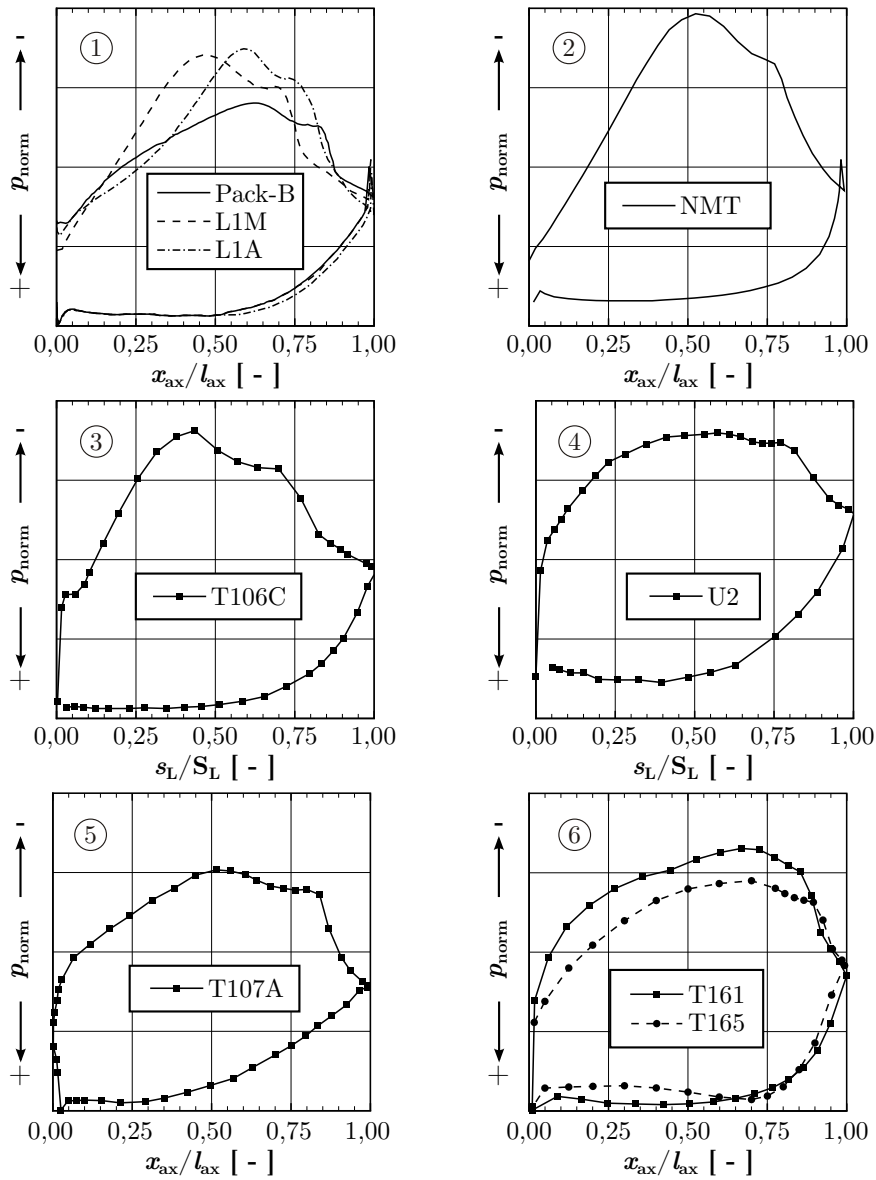


Abbildung A.1: Profildruckverteilungen der in der Literatur untersuchten Schaufelprofile mit VGJ: (1) nach Bons et al. (2012), (2) nach Schumann et al. (2008), (3) nach Himmel und Hodson (2009), (4) nach Zhang et al. (2006), (5) nach Hoheisel (1985) und (6) nach Ludewig (2011)

A.2 Tabellarischer Überblick

Tabelle A.2: Abkürzungslegende zu Tabelle A.3

Spalte	Abkürzung	Bedeutung
Alle	k.A.	keine Angaben
Alle	-	Angabe nicht möglich
Typ	S	stationäre Ausblasung
	S-D	stationäre Durchblasung
	P	gepulste Ausblasung
	SJ	synthetic jet Ausblasung
Tu _E [%]	+ Nlf.	mit Nachläufen
Methode	E	experimentell
	N	numerische Strömungssimulation

Tabelle A.3: Geometrie- und Betriebspunktparameter von Untersuchungen zu VGJ in Niederdruckturbinen

Literaturstelle	Profil	Position	θ [°]	ϕ [°]	D/l_{ax} [-]	J/D [-]	Typ	B [-]	Re [-]	Typ [%]	Methode
Heisehl (1985)	T107A	$0,62 x_{ax}/l_{ax}$	0	90	0,0040	8,57 & 17,14	S-D	-	70.000...700.000	4	E
Bons et al. (1999)	Pack-B	$0,73 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,0056	10	S	0...4	50.000...100.000	1...4	E
Bons et al. (2001)	Pack-B	$0,45 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,0056	10	S & P	0...4	25.000	1	E
Bons et al. (2002)	Pack-B	$0,63 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,0056	10	S & P	0...4	25.000	1	E
Garg (2002)	Pack-B	$0,73 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,0056	10	P	2	25.000	1	E
Sondergaard et al. (2002a)	Pack-B	$0,45 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,0111	10	S	1...2	25.000...100.000	1	N
Sondergaard et al. (2002b)	Pack-B	$0,63 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,0111	10	S	0...4	25.000...75.000	1,0	E
Volino (2003b)	Pack-B	$0,45...0,83 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,0056	10	S	0...4	25.000	1	E
Eldredge und Bons (2004)	Pack-B	$0,514 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,0035	10,625	S	0...10	25.000	0,5	E
Postl et al. (2004)	Platte ohne dp/dx	$0,59 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,01083	10	S	0 / 2 / 4	25.000	0,8	E
	Platte mit dp/dx	$0,59 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,01083	10	S	0 / 2 / 4	25.000	0,8	E
	Platte ohne dp/dx	$0,59 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,01083	10	S	0 / 2 / 4	25.000	0,8	E
	Platte mit dp/dx	$0,59 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,01083	6	S & P	0,32...2	25.000	0	N
McQuilling und Jacob (2004)	Pack-B	$0,69 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	-	6	S & P	0,32...2	25.000	0	N
	Pack-B	$0,105 st/L$	90	30	0,0089	k.A.	P	k.A.	k.A.	k.A.	N
	Pack-B	$0,105 st/L$	90	30	0,0111	k.A.	S	4,6...37,1	30.000	0,6	E
McAuliffe und Sjolander (2004)	Pack-B Schlitz	$0,45 \& 0,63 x_{ax}/l_{ax}$	90	38	0,00398	-	S	4,6...34,2	25.000 & 50.000	0,4 & 4	E
Rivir et al. (2004)	Pack-B	$0,64 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,0056	10	S & P	0...4	25.000...100.000	1 & 4	E
Gross und Fasel (2005)	Pack-B	$0,59 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,01083	10	P	k.A.	k.A.	k.A.	N
Olson et al. (2005)	Platte mit dp/dx	$0,59 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	-	10	S	0/2/4	25.000	0,4...10	E
Postl (2005)	Platte mit dp/dx	$0,59 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	-	-	S	0,28...1,0	25.000	0	N
Rizsetta und Vishal (2006)	Pack-B	$0,44 st/L$	90	30	0,0056	10	S & P	0...4,5	50.000	k.A.	N
Schumann et al. (2006)	U2	$0,64 st/L$	0	20	0,0116 & 0,0349	2,33 & 10	S-D	0...2,4	17.000	k.A.	E
Zhang et al. (2006)	Pack-B	$0,59$	30	90	0,0109	2,73	P	2,1	100.000...210.000	0,5	E
Reinmann et al. (2007)	L1M	$0,50$	30	30	0,0105	10	P	1,8	20.000	3	E
Woods et al. (2007)	Pack-B	$0,45 \& 0,63 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,00556	10	P	0,5...2,0	25.000	0,6	E
Fasel et al. (2008)	Platte mit dp/dx	$0,45 \& 0,63 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	-	2 & 6	S & P	1...2	k.A.	k.A.	N
	Pack-B	$0,45 \& 0,63 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	-	2 & 6	S & P	1...2	k.A.	k.A.	N
Memory et al. (2008)	Platte ohne dp/dx	$0,45 \& 0,63 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	-	k.A.	S & P	0,23...2	k.A.	k.A.	N
	Platte mit dp/dx	$0,45 \& 0,63 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	-	k.A.	S & P	0,23...2	k.A.	k.A.	N
Schumann et al. (2008)	NMT	$0,6 x_{ax}/l_{ax}$	0	45	0,0363	10	S	0...2,5	50.000	0,5	E & N
	NMT	$0,55 x_{ax}/l_{ax}$	0	90	0,0363	10	S-D	-	67.000	4,5	E
	NMT	$0,59 x_{ax}/l_{ax}$	0	90	0,0109	10	P	1,7 & 2,5	50.000	3 + NH	E
Bloxham et al. (2009)	Pack-B	$0,465 st/L$	90	30	0,01165	2,5...10	S-D	-	50.000...150.000	0,4...4,0	E
Himmel und Hodson (2009)	T106C	$0,62 x_{ax}/l_{ax}$	90	22	0,00597	10,6	P	0,5...1,5	25.000...100.000	0,6	E & N
Volino et al. (2009)	L1A	$0,63 x_{ax}/l_{ax}$	0	45	0,0172	10	S	0,5...1,0	50.000...400.000	4	N
Herbst et al. (2010)	T161	$0,63 x_{ax}/l_{ax}$	0	45	0,0172	10	S	0,4...2,4	50.000...400.000	4,0	E
	L1A	$0,69 x_{ax}/l_{ax}$	0	45	0,0172	10	S	0,4...2,8	70.000...400.000	4,0	E
Ibrahim et al. (2010)	L1A	$0,62 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	0,00597	10,6	P	0,25...1,0	25.000...100.000	0,6	N
Memory et al. (2010)	L1A	$0,59 \& 0,72 x_{ax}/l_{ax}$	90	30	k.A.	10	S & P	0,4...2,8	20.000	k.A.	E & N
Schumann (2010)	NMT	$0,55 x_{ax}/l_{ax}$	0	45	0,0363	10	S	0...2,5	67.000	4,7	E
	NMT	$0,6 x_{ax}/l_{ax}$	0	45	0,0363	10	S	0...2,5	67.000	4,7	E
	NMT	$0,55 x_{ax}/l_{ax}$	0	90	0,0363	10	S	0...2,5	67.000	4,7	E
Herbst et al. (2011b)	T161	$0,63 x_{ax}/l_{ax}$	0	45	0,0172	10	S-D	-	50.000...400.000	4	N
	T161	$0,69 x_{ax}/l_{ax}$	0	45	0,0172	10	S	0,5...1,5	50.000...400.000	4	N
Ludewig et al. (2011)	T165	$0,63 \& 0,69 x_{ax}/l_{ax}$	0	45	0,0172	10	S	0,5...1,0	50.000...400.000	4	N
Ludewig (2011)	T165	$0,75 x_{ax}/l_{ax}$	90	35	0,033	5	S-D	-	70.000...400.000	4,0	E
(beinhaltet zusätzlich T161)	T165	$0,75 x_{ax}/l_{ax}$	0	35	0,033	5	S-D	-	70.000...400.000	4,0	E
Volino et al. (2011)	L1A	$0,62 x_{ax}/l_{ax}$	30	90	0,00597	10,6	S & P	0...2,0	25.000 & 50.000	4	E
Bons et al. (2012)	L1A	$0,59 \& 0,72 x_{ax}/l_{ax}$	30	90	0,0181	10	P	1,6 & 1,3	20.000	3	E & N

B Anhang Numerische Strömungssimulation

B.1 Abschätzung einer DNS für eine NDT-Kaskade

Für die T161 Niederdruck-Turbinenkaskade (siehe Abschnitt 6.1) ergibt bei der Auslegungs-Reynolds-Zahl von $Re = 200 \cdot 10^3$ und der Profilsehnenlänge als charakteristische Länge eine abgeschätzte Kolmogorov-Länge nach Gl. 3.13

$$l_K = \frac{l}{Re^{\frac{3}{4}} \epsilon^{\frac{1}{4}}} \approx \frac{l}{Re^{\frac{3}{4}}} \approx 7,4 \cdot 10^{-6} \text{ m.}$$

Wird für die Diskretisierung der Gradienten einer DNS eine Auflösung der kleinsten Wirbel mit vier Rechennetzknotten in jede Richtung angenommen (Wilcox 2006), folgt eine äquidistante Netzmaschenweite von $\Delta x \approx 1.85 \cdot 10^{-6}$ m und so eine Gesamtknotenzahl von $N = 3,27 \cdot 10^{14}$ bei Annahme des gleichen Rechengebietes wie in Abschnitt 6.3.2. Mit einer turbulenten Courant-Friedrichs-Levy-Zahl von

$$CFL_T = \frac{\sqrt{k} \Delta t}{\Delta x} = \frac{1}{20} \quad (\text{B.1})$$

und der Annahme einer Gesamtsimulationsdauer von viermal der turbulenten Zeitskala $\tau = k/\epsilon$ (Pope 2011) ergibt sich eine Gesamtzahl von bis zur Konvergenz zu rechnenden Zeitschritten von

$$M = \frac{4k}{\epsilon \Delta t} = 80 \frac{l}{\Delta x} \approx 3 \cdot 10^6. \quad (\text{B.2})$$

Bei der Annahme von 1000 Rechenoperationen pro Zeitschritt pro Netzzelle folgt eine Gesamtanzahl von Gleitkommaoperationen von

$$F = N \cdot M \cdot 1000 \approx 9,9 \cdot 10^{23} \text{ flops.} \quad (\text{B.3})$$

Legt man die Leistung des Clusters des Norddeutschen Verbunds für Hoch- und Höchstleistungsrechnen (HLRN) im Juni 2011 mit $1,21 \cdot 10^{14}$ flops zugrunde (TOP500.Org 2011), hätte dies eine Gesamtrechnzeit von ca. 260 Jahren zur Folge. Vor dem Hintergrund, dass in industriellen Anwendungen Ergebnisse "über Nacht" mithin also in 12 Stunden benötigt werden, ist sie somit aktuell keine Alternative. Unter Beibehaltung der Moore'schen Abschätzung (Moore 1995), dass sich die Rechenleistung alle zwei Jahre verdoppelt, wäre auf Grundlage der aktuellen HLRN Leistung eine DNS der betrachteten Kaskade frühestens in ca. 35 Jahren mit einer Rechenzeit von 12 Stunden möglich.

B.2 Netzkonvergenzindex

B.2.1 Grundgleichungen

Das Ziel einer Netzkonvergenzstudie ist es einerseits nachzuweisen, dass die (räumliche) Konvergenz mit den verwendeten Netzen gewährleistet ist und andererseits, den Grad der Netzkonvergenz zu bestimmen. Den Ausgangspunkt hierfür stellt eine Taylor-Reihenentwicklung dar, mittels der gezeigt werden kann, dass sich die Beziehung des iterativ berechneten Wertes f_c einer beliebigen Größe f zum exakten Wert der Lösung der Differentialgleichung f_e durch die Gleichung

$$f_e = f_c + c \cdot h^p + \text{H.O.T.} \quad (\text{B.4})$$

beschreiben lässt. Die repräsentative Zellgröße h kann für dreidimensionale Netz hierbei durch die Gleichung

$$h = \left[\left(\sum_{i=1}^N \Delta V_i \right) / N \right]^{1/3} \quad (\text{B.5})$$

aus der Zellanzahl N und der Summe der Volumen der einzelnen Zellen ΔV_i bestimmt werden (ASME V & V 20 Committee 2009). Die (scheinbare bzw. tatsächliche) Ordnung des Lösungsverfahrens geht durch p in Gl. (B.4) ein und c ist eine von h und p unabhängige Konstante. Für ausreichend kleine h sind die Terme höherer Ordnung H.O.T. (engl. **H**igher **O**rders **T**erms) gegenüber h^p zu vernachlässigen, so dass die exakte Lösung f_e mit dem Ansatz

$$f_e \approx f_c + c \cdot h^p \quad (\text{B.6})$$

abgeschätzt werden kann. Trifft dies zu, befindet sich die Lösung im asymptotischen Bereich und die räumliche Konvergenz ist für die untersuchten Netze gewährleistet.

Werden Lösungen der Größe $f_{c,i}$ auf drei systematisch verfeinerten (oder vergrößerten) Netzen mit den repräsentativen Zellgrößen $h_1 < h_2 < h_3$ berechnet, kann das sich aus Gl. (B.6) ergebene Gleichungssystem nach den drei Unbekannten c , p und f_e gelöst werden, wobei insbesondere die beiden letztgenannten von Interesse sind. Durch diese sogenannte Richardson Extrapolation ergibt sich der exakte Wert der Lösung durch

$$f_e = f_{c,1} + \frac{f_{c,1} - f_{c,2}}{r_{21}^p - 1}, \quad (\text{B.7})$$

wobei die Netzverfeinerungsrate des feinen Netzes r_{21} mit

$$r_{21} = \frac{h_2}{h_1} \quad (\text{B.8})$$

berechnet wird. Der zweite Summand der rechten Seite in Gl. (B.7) stellt hierbei einen Fehlerschätzer für die Lösung des feinen Netzes $f_{c,1}$ dar, aus dem ein abgeschätzter relativer Fehler bestimmt werden kann

$$E_{21} = \frac{\epsilon_{21}}{r_{21}^p - 1} \quad (\text{B.9})$$

mit

$$\epsilon_{21} = \frac{f_{c,2} - f_{c,1}}{f_{c,1}} \quad (\text{B.10})$$

Damit der für eindimensionale Probleme definierte grundlegende Ansatz in Gl. (B.4) hierbei auf mehrdimensionale Fälle übertragen werden kann, muss die Netzverfeinerungsrate in alle Raumrichtungen gleich sein, so dass die Seitenverhältnisse der Zellen bei der Verfeinerung konstant bleiben (Salas 2006, ASME V & V 20 Committee 2009). Darüber hinaus muss die Ordnung p in alle Raumrichtungen konstant sein.

Wird die Lösung auf dem größten Netz $f_{c,3}$ mit einbezogen, kann die Ordnung p durch

$$p = \left[\ln \left(\frac{f_{c,3} - f_{c,2}}{f_{c,2} - f_{c,1}} \right) + q(p) \right] / \ln(r_{21}) \quad (\text{B.11})$$

mit

$$q(p) = \ln \left(\frac{r_{21}^p - s}{r_{32}^p - s} \right) \quad (\text{B.12})$$

und

$$s = 1 \cdot \text{sgn} \left(\frac{\epsilon_{32}}{\epsilon_{21}} \right) \quad (\text{B.13})$$

berechnet werden, wobei $q(p) = 0$ für $r_{21} = r_{32}$. Hierbei sind die Netzverfeinerungsrate

$$r_{32} = \frac{h_3}{h_2} \quad (\text{B.14})$$

und der relative Fehler

$$\epsilon_{32} = \frac{f_{c,3} - f_{c,2}}{f_{c,2}} \quad (\text{B.15})$$

des mittleren Netzes analog zum feinen Netz definiert.

Nach Roache (1998) kann aufbauend auf diesen Überlegungen der sogenannte Netzkonvergenzindex GCI (**Grid Convergence Index**) für eine Größe der Lösung definiert werden. Für das feine Netz ist der GCI definiert als

$$\text{GCI}_1 = F_s \frac{|\epsilon_{21}|}{r_{21}^p - 1}, \quad (\text{B.16})$$

für das mittlere Netz als

$$\text{GCI}_2 = F_s \frac{|\epsilon_{32}|}{r_{32}^p - 1} \quad (\text{B.17})$$

und für das grobe Netz als

$$\text{GCI}_3 = \text{GCI}_2 r_{32}^p. \quad (\text{B.18})$$

Der Sicherheitsfaktor F_s nimmt nach ASME V & V 20 Committee (2009) für Netzkonvergenzstudien mit zwei Netzen den Wert $F_s = 3$ und für Netzkonvergenzstudien mit drei Netzen den Wert $F_s = 1,25$ an.

B.2.2 GCI der Validierungsnetze

Um die Diskretisierungsfehler der in Kapitel 6 im Rahmen der Modellvalidierung verwendeten Rechenetze abzuschätzen, wird der GCI dieser Netze jeweils in einem repräsentativen Betriebspunkt für zwei repräsentative integrale Größen bestimmt. Dies ist zum einen der integrale Totaldruckverlust über das gesamte Rechengebiet

$$\zeta_m^* = \frac{p_{t,1,m} - p_{t,2,m}^*}{p_{t,1,m} - p_{2,m}^*} \quad (\text{B.19})$$

als Maß für die Verluste der Strömung sowie zum anderen der integrale Abströmwinkel in der Austrittsebene des Rechengebiets $\beta_{2,m}^*$ als Maß für die Auftriebsleistung des Profils. Rechenetz 3 der GCI-Studie weist hierbei jeweils die in den Validierungsrechnungen in Kapitel 6 verwendete Netzauflösung auf, so dass in den folgenden Tabellen jeweils nur für diese Netze der GCI angegeben wird. Die Netze 2 und 1 sind dabei in alle Raumrichtungen gleichmäßig verfeinerte Varianten des Netz 3. Neben dem mit der berechneten scheinbaren Konvergenzordnung p bestimmten GCI, wird, den Empfehlungen von ASME V & V 20 Committee (2009) folgend, der GCI auch jeweils mit der Ordnung $p = 1$ als konservativer Vergleichswert bestimmt. Dieser $\text{GCI}_{3,p=1}$ entspricht dabei den in Kapitel 6 angegebenen Werten.

Tabelle B.1: GCI-Studie des T161-Netz ohne Ausblasung nach Abschnitt 6.1.2 für $\text{Re}_{2,\text{is}} = 200 \cdot 10^3$

Variable	Wert bzgl. ζ_m^*	Wert bzgl. $\beta_{2,m}^*$
r_{32}	2	2
r_{21}	2	2
$f_{c,3}/f_{\text{ref}}$	1,0046	0,9268
$f_{c,2}/f_{\text{ref}}$	0,9792	0,9229
$f_{c,1}/f_{\text{ref}}$	0,9725	0,9224
p	1,94	2,81
f_e/f_{ref}	0,9688	0,9222
F_s	1,25	1,25
GCI_3	4,40%	0,62%
$f_{e,p=1}/f_{\text{ref}}$	0,9660	0,9218
$\text{GCI}_{3,p=1}$	6,50%	1,06%

Tabelle B.2: GCI-Studie des T161 Typ 1-Netz nach Abschnitt 6.1.3 mit $B = 0,5$ für $\text{Re}_{2,\text{is}} = 200 \cdot 10^3$

Variable	Wert bzgl. ζ_m^*	Wert bzgl. $\beta_{2,m}^*$
r_{32}	2	2
r_{21}	1,5	1,5
$f_{c,3}/f_{\text{ref}}$	1,0636	0,9296
$f_{c,2}/f_{\text{ref}}$	1,0419	0,9257
$f_{c,1}/f_{\text{ref}}$	1,0340	0,9253
p	0,85	2,98
f_e/f_{ref}	1,0148	0,9252
F_s	1,25	1,25
GCI_3	5,86%	0,60%
$f_{e,p=1}/f_{\text{ref}}$	1,0181	0,9245
$\text{GCI}_{3,p=1}$	5,23%	1,05%

Tabelle B.3: GCI-Studie des T161 Typ 2-Netz nach Abschnitt 6.1.3 mit $B = 0,5$ für $\text{Re}_{2,\text{is}} = 120 \cdot 10^3$

Variable	Wert bzgl. ζ_m^*	Wert bzgl. $\beta_{2,m}^*$
r_{32}	2	2
r_{21}	1,5	1,5
$f_{c,3}/f_{\text{ref}}$	1,4728	0,9382
$f_{c,2}/f_{\text{ref}}$	1,4116	0,9331
$f_{c,1}/f_{\text{ref}}$	1,4046	0,9326
p	2,79	2,85
f_e/f_{ref}	1,4012	0,9323
F_s	1,25	1,25
GCI_3	6,34%	0,79%
$f_{e,p=1}/f_{\text{ref}}$	1,3905	0,9314
$\text{GCI}_{3,p=1}$	10,85%	1,36%

Tabelle B.4: GCI-Studie des T165-Netz ohne Ausblasung nach Abschnitt 6.2.2 für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$

Variable	Wert bzgl. ζ_m^*	Wert bzgl. $\beta_{2,m}^*$
r_{32}	2	2
r_{21}	2	2
$f_{c,3}/f_{ref}$	1,0630	0,8266
$f_{c,2}/f_{ref}$	1,0322	0,8234
$f_{c,1}/f_{ref}$	1,0253	0,8229
p	2,16	2,60
f_e/f_{ref}	1,0233	0,8228
F_s	1,25	1,25
GCI_3	4,81%	0,59%
$f_{e,p=1}/f_{ref}$	1,0184	0,8223
$GCI_{3,p=1}$	7,47%	0,99%

Tabelle B.5: GCI-Studie des T165 Typ A-Netz nach Abschnitt 6.2.3 für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$

Variable	Wert bzgl. ζ_m^*	Wert bzgl. $\beta_{2,m}^*$
r_{32}	2	2
r_{21}	1,5	1,5
$f_{c,3}/f_{ref}$	1,4092	0,8356
$f_{c,2}/f_{ref}$	1,3586	0,8319
$f_{c,1}/f_{ref}$	1,3573	0,8313
p	5,10	2,29
f_e/f_{ref}	1,3571	0,8309
F_s	1,25	1,25
GCI_3	4,80%	0,69%
$f_{e,p=1}/f_{ref}$	1,3546	0,8302
$GCI_{3,p=1}$	9,31%	1,11%

Tabelle B.6: GCI-Studie des T165 Typ B-Netz nach Abschnitt 6.2.4 für $\text{Re}_{2,\text{is}} = 200 \cdot 10^3$

Variable	Wert bzgl. ζ_m^*	Wert bzgl. $\beta_{2,m}^*$
r_{32}	2	2
r_{21}	1,5	1,5
$f_{c,3}/f_{\text{ref}}$	1,3958	0,8393
$f_{c,2}/f_{\text{ref}}$	1,3745	0,8365
$f_{c,1}/f_{\text{ref}}$	1,3709	0,8362
p	2,13	2,95
f_e/f_{ref}	1,3682	0,8361
F_s	1,25	1,25
GCI_3	2,51%	0,47%
$f_{e,p=1}/f_{\text{ref}}$	1,3636	0,8356
$\text{GCI}_{3,p=1}$	3,88%	0,82%

Tabelle B.7: GCI-Studie des T161-Netz ohne Ausblasung mit Auflösung der Randzonen nach Abschnitt 6.3 für $\text{Re}_{2,\text{is}} = 200 \cdot 10^3$

Variable	Wert bzgl. ζ_m^*	Wert bzgl. $\beta_{2,m}^*$
r_{32}	2	2
r_{21}	2	2
$f_{c,3}/f_{\text{ref}}$	2,2381	0,9714
$f_{c,2}/f_{\text{ref}}$	2,2247	0,9720
$f_{c,1}/f_{\text{ref}}$	2,2053	0,9728
p	0,54	0,39
f_e/f_{ref}	2,1621	0,9755
F_s	1,25	1,25
GCI_3	2,43%	0,34%
$f_{e,p=1}/f_{\text{ref}}$	2,1859	0,9737
$\text{GCI}_{3,p=1}$	1,51%	0,16%

Tabelle B.8: GCI-Studie des T165-Netz ohne Ausblasung mit Auflösung der Randzonen nach Abschnitt 6.3 für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$

Variable	Wert bzgl. ζ_m^*	Wert bzgl. $\beta_{2,m}^*$
r_{32}	2	2
r_{21}	2	2
$f_{c,3}/f_{ref}$	2,4334	0,8646
$f_{c,2}/f_{ref}$	2,3696	0,8634
$f_{c,1}/f_{ref}$	2,3200	0,8618
p	0,37	0,51
f_e/f_{ref}	2,1485	0,8578
F_s	1,25	1,25
GCI_3	15,03%	0,57%
$f_{e,p=1}/f_{ref}$	2,2704	0,8601
$GCI_{3,p=1}$	6,74%	0,34%

B.3 Sensitivitätsstudie zu Unsicherheiten

Gegenstand der folgenden Sensitivitätsstudie ist die T161 NDT-Kaskade ohne Ausblausungen in der in Abschnitt 6.1.2 vorgestellten Konfiguration. Es wird systematisch der Einfluss von verschiedenen Unsicherheiten und Fehlern auf die Lösung von primären aerodynamischen Kenngrößen der Kaskade betrachtet:

1. Durch die Erhöhung der verwendeten Nachkommastellen bei der Umsetzung von Gleitkommaoperationen von einfacher (Single Precision) auf doppelte Genauigkeit (Double Precision) wird der Einfluss von Rundungsfehlern untersucht.
2. Um Unsicherheiten aus den am Ein- und Austritt vorgegebenen Druck- und Temperaturrandbedingungen abzuschätzen, werden diese im Rahmen ihrer experimentellen Genauigkeit variiert.
3. Um Unsicherheiten durch den am Eintrittsrand vorgegebenen Turbulenzgrad abzuschätzen, wird dieser gegenüber seinem Referenzwert um $\pm 10\%$ variiert.
4. Um Unsicherheiten durch das am Eintrittsrand vorgegebene turbulente Längenmaß abzuschätzen, wird dieses ebenfalls gegenüber seinem Referenzwert um $\pm 10\%$ variiert.

Rundungsfehler

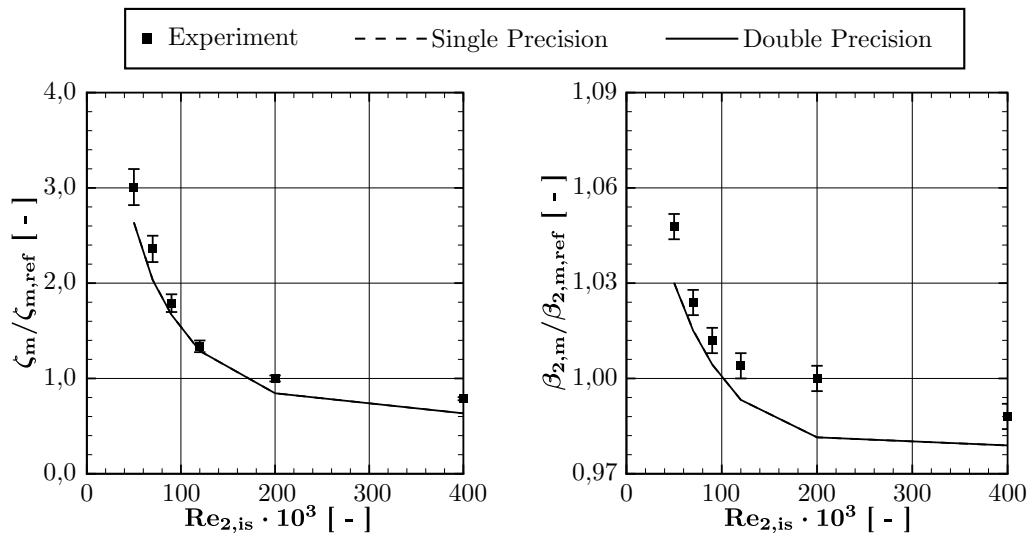


Abbildung B.1: Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m (links) und integraler Abströmwinkel $\beta_{2,m}$ (rechts) der T161-Kaskade ohne Ausblausung als Funktion der Reynolds-Zahl für zwei Rundungsgenauigkeiten

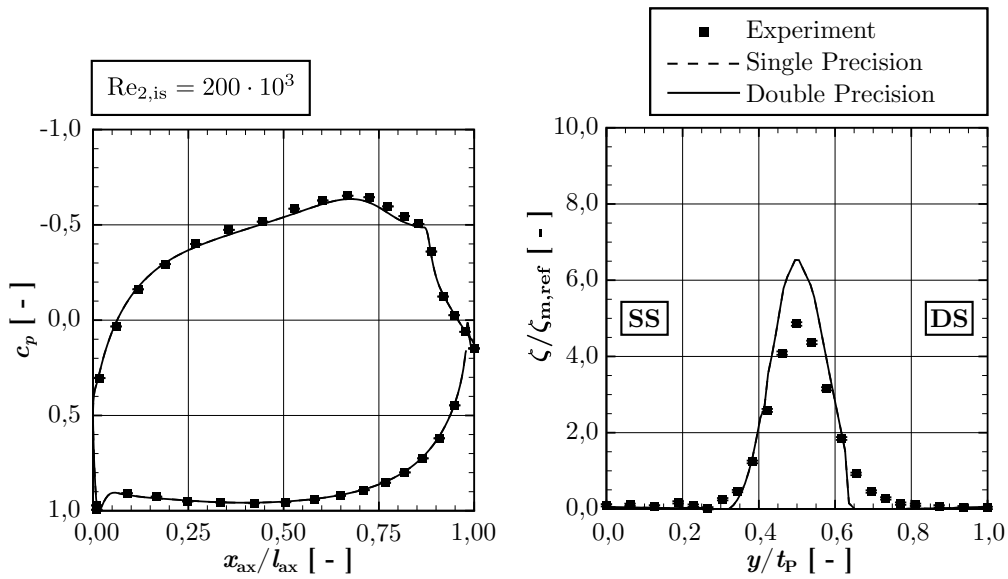


Abbildung B.2: Profildruckverteilung c_p (links) und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ (rechts) für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung für zwei Rundungsgenauigkeiten

Unsicherheiten aus Druck- und Temperatur-Randbedingungen

Die Variation von Druck- und Temperatur-Randbedingung erfolgt gleichzeitig, wobei basierend auf der experimentellen Messgenauigkeit die Totaltemperatur am Eintritt des Rechengebietes um $\Delta(T_{t,E})_{max}$ und der differentiell zum statischen Druck am Austritt bestimmte Totaldruck am Eintritt um $\Delta(p_{t,E} - p_A)_{max}$ variiert wird. Dabei ergibt sich eine von der Reynolds-Zahl $Re_{2,is}$ unabhängige relative Variation der Totaltemperatur ($\Delta(T_{t,E})_{max}/T_{t,E} = 0,066\%$) und eine Reynolds-Zahl abhängige Variation der Druckdifferenz. Diese schwankt zwischen $\Delta(p_{t,E} - p_A)_{max}/\Delta(p_{t,E} - p_A) = 1,22\%$ bei $Re_{2,is} = 50 \cdot 10^3$ und $0,155\%$ bei $Re_{2,is} = 400 \cdot 10^3$.

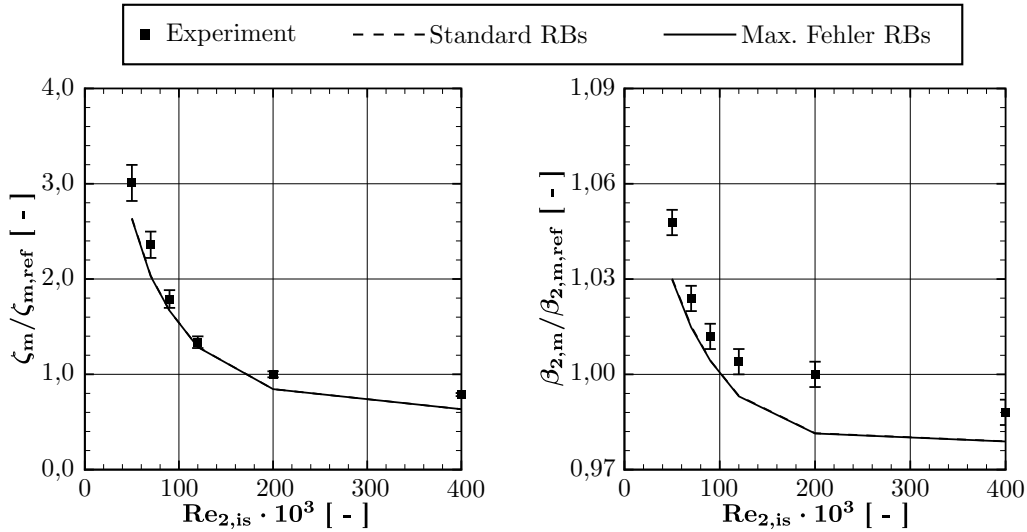


Abbildung B.3: Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m (links) und integraler Abströmwinkel $\beta_{2,m}$ (rechts) der T161-Kaskade ohne Ausblasung als Funktion der Reynolds-Zahl bei Variation der Druck- und Temperaturrandbedingungen

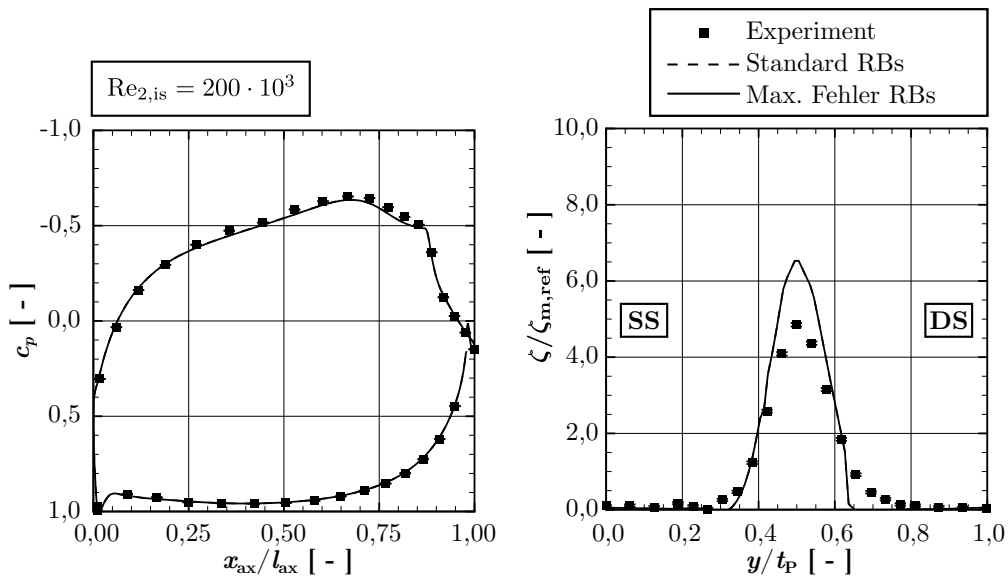


Abbildung B.4: Profildruckverteilung c_p (links) und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ (rechts) für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung bei Variation der Druck- und Temperaturrandbedingungen

Unsicherheiten aus der Turbulenzgrad-Randbedingungen

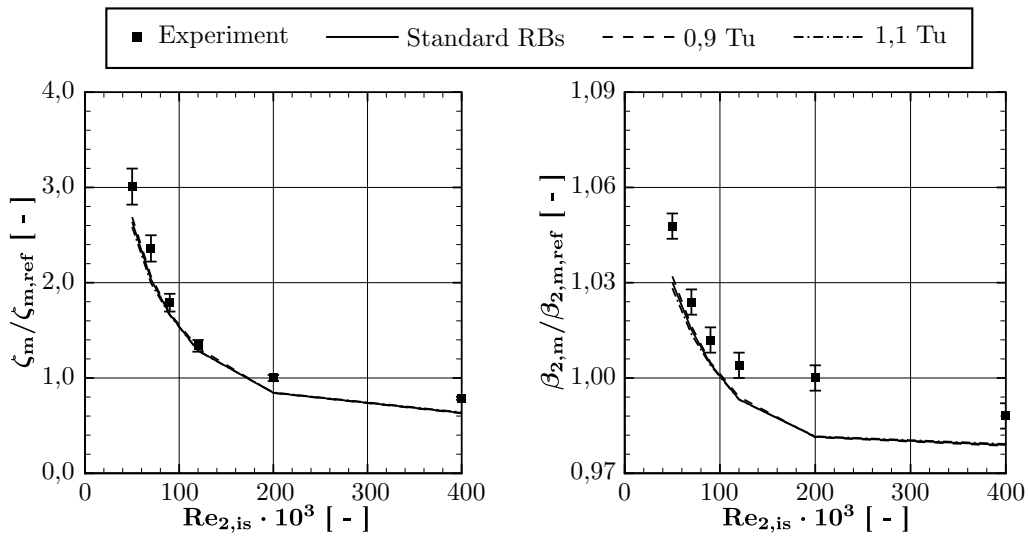


Abbildung B.5: Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m (links) und integraler Abström-
winkel $\beta_{2,m}$ (rechts) der T161-Kaskade ohne Ausblasung als Funktion
der Reynolds-Zahl bei Variation des Turbulenzgrads der Zuströmung

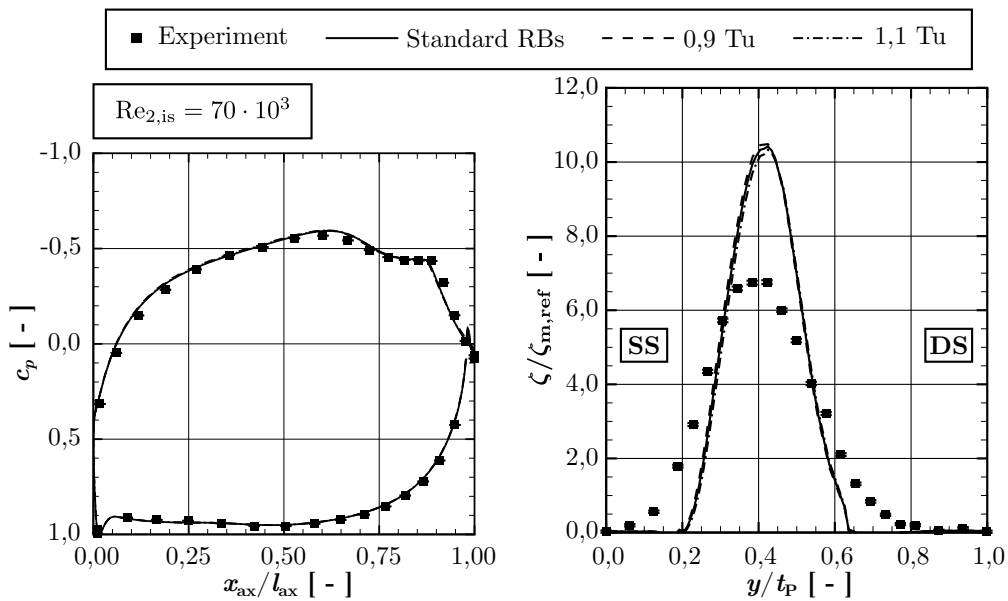


Abbildung B.6: Profildruckverteilung c_p (links) und Totaldruckverlust in Teilungs-
richtung ζ (rechts) für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung
bei Variation des Turbulenzgrads der Zuströmung

Unsicherheiten aus der Randbedingung des turbulenten Längenmaßes

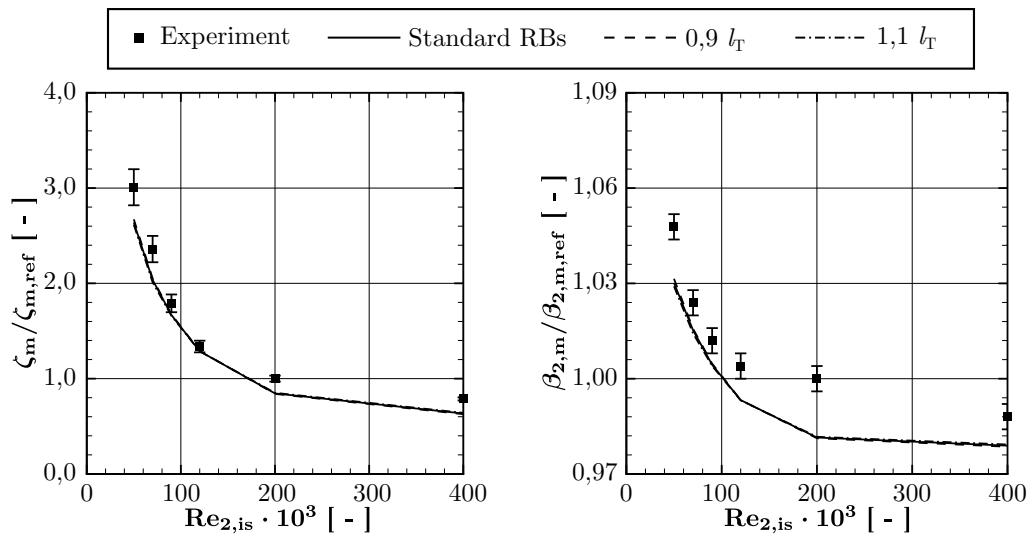


Abbildung B.7: Integraler Totaldruckverlustbeiwert ζ_m (links) und integraler Abström-
winkel $\beta_{2, m}$ (rechts) der T161-Kaskade ohne Ausblasung als Funktion
der Reynolds-Zahl bei Variation des turbulenten Längenmaß der Zu-
strömung

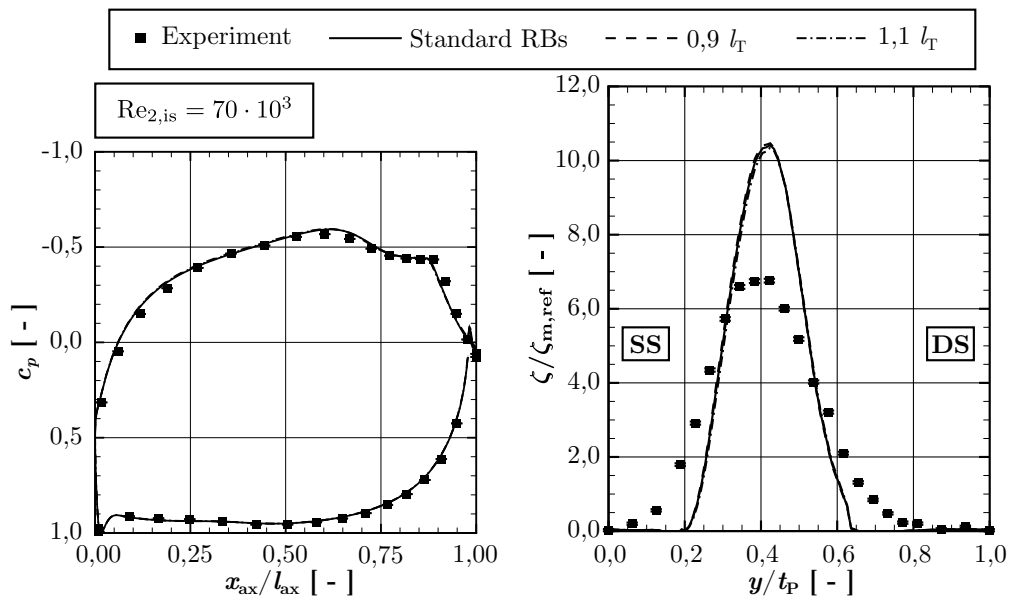


Abbildung B.8: Profildruckverteilung c_p (links) und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ (rechts) für $Re_{2, is} = 200 \cdot 10^3$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung bei Variation des turbulenten Längenmaß der Zuströmung

C Anhang Generische Testfälle

C.1 Zylinderumströmung

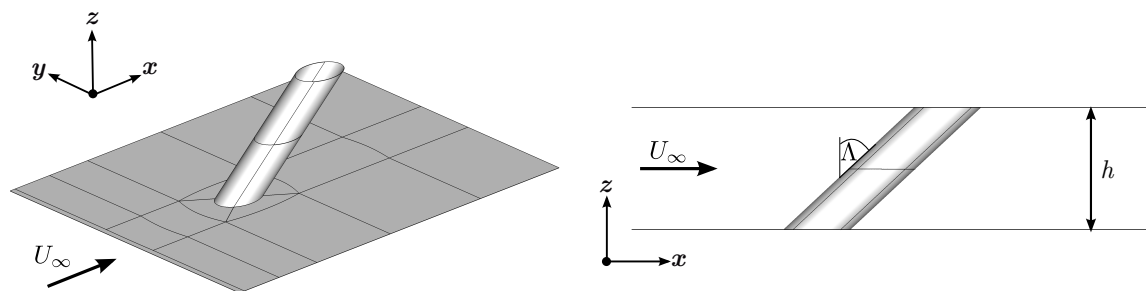


Abbildung C.1: Rechengebiet des schräg angeströmten Zylinders nach Kohama (1987)

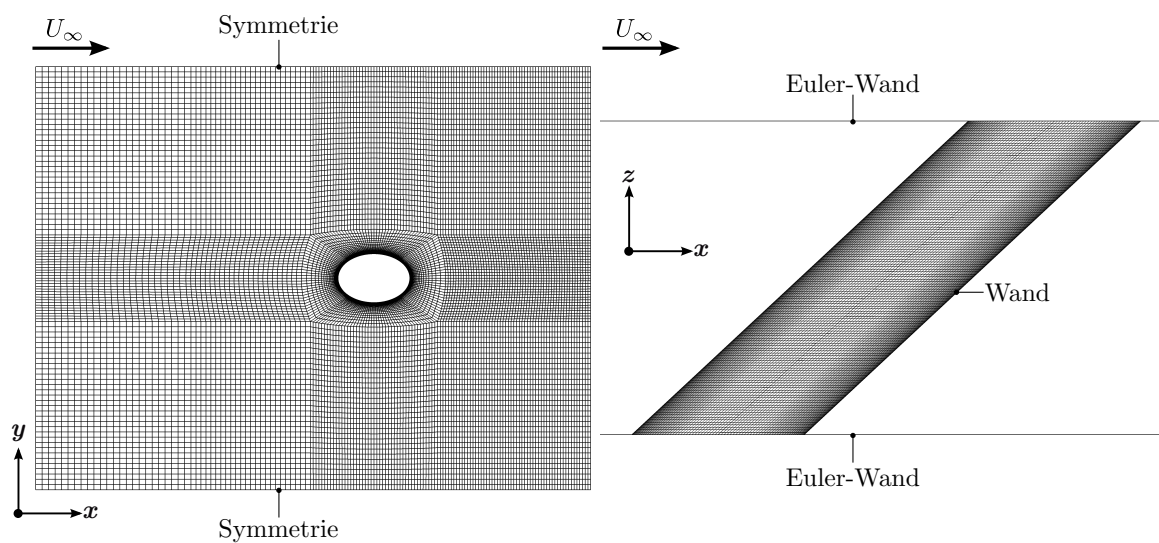


Abbildung C.2: Draufsicht (links) und Oberflächenansicht (rechts) des Rechennetzes des schräg angeströmten Zylinders mit Randbedingungen

Tabelle C.1: Charakteristische Daten der Simulationen des schräg angeströmten Zylinders nach Kohama (1987)

Name	Variable	Wert
Durchmesser Zylinder	d	150 mm
Höhe Rechengebiet	h	400 mm
Pfeilungswinkel Zylinder	Λ	47°
Zuströmgeschwindigkeit	U_∞	20 m/s
Anzahl Knoten des Rechnernetzes		2.474.976
Wandabstand erster Knoten	n^+	≈ 1

C.2 Flache Platte ohne Druckgradient

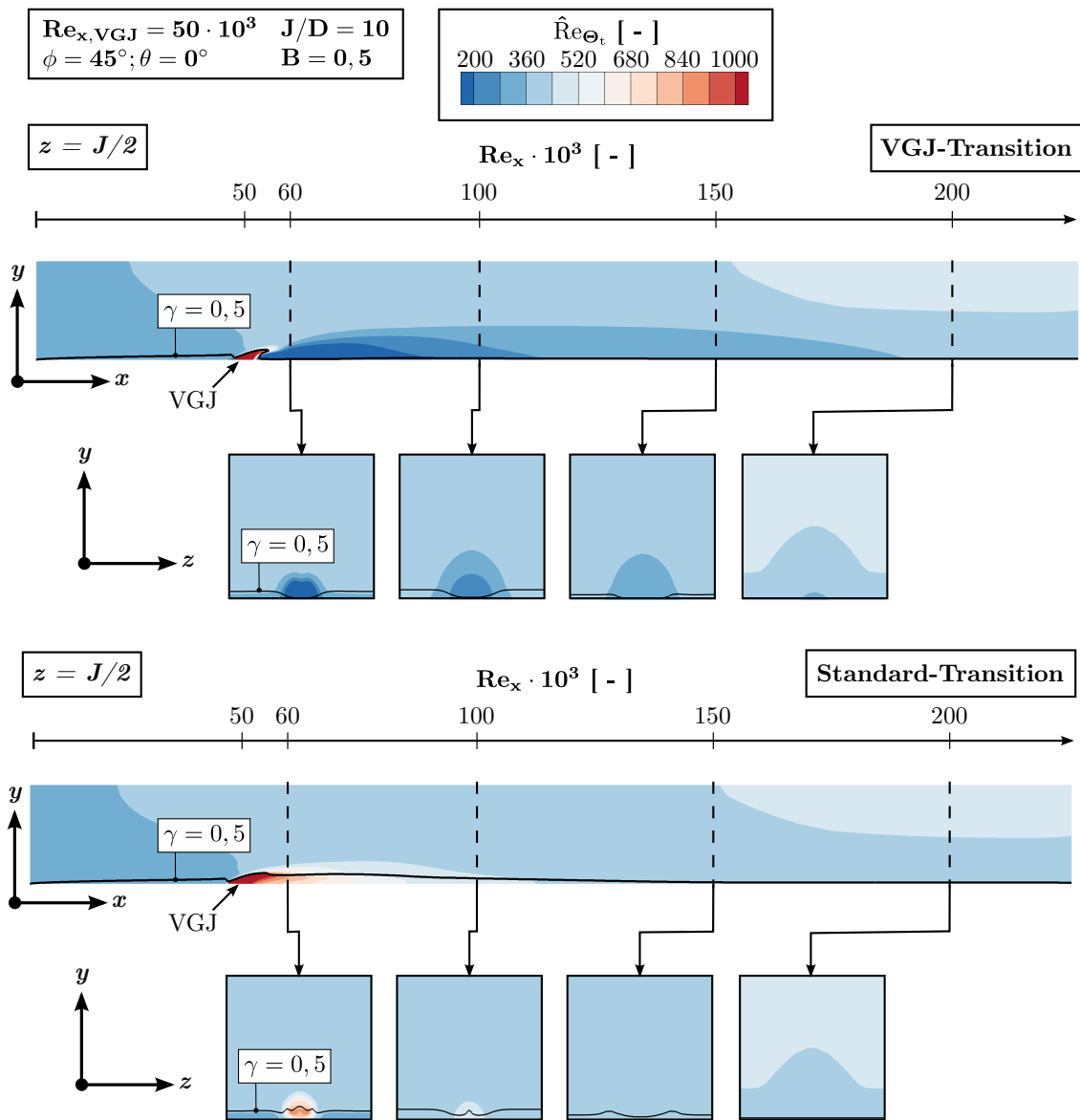


Abbildung C.3: $\hat{\text{Re}}_{\Theta_t}$ der flachen Platte ohne Druckgradient mit dem VGJ-Modell (oben) und ohne (unten) in Plattenmitte und an vier axialen Positionen

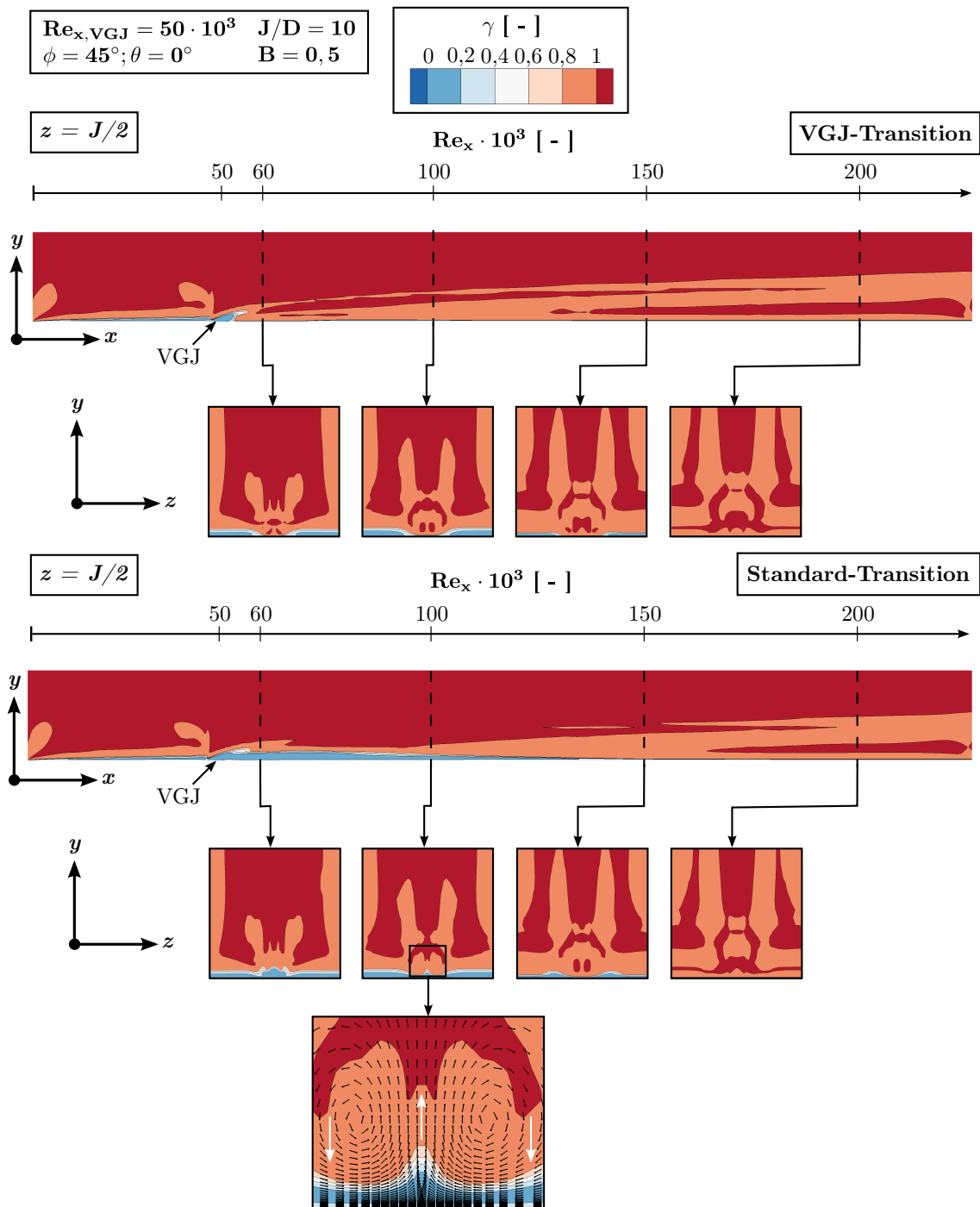


Abbildung C.4: Intermittenz γ der flachen Platte ohne Druckgradient mit VGJ-Modell (oben) und ohne (unten) in Plattenmitte und an vier axialen Positionen

C.3 Flache Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten

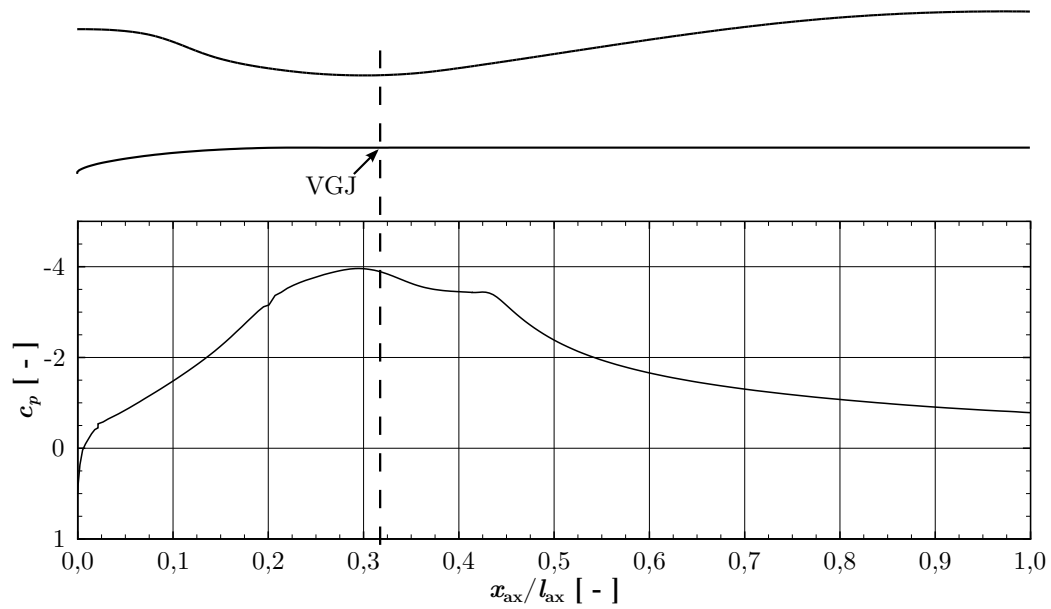


Abbildung C.5: Druckverteilung der flachen Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten und VGJ (VGJ-Positionen markiert)

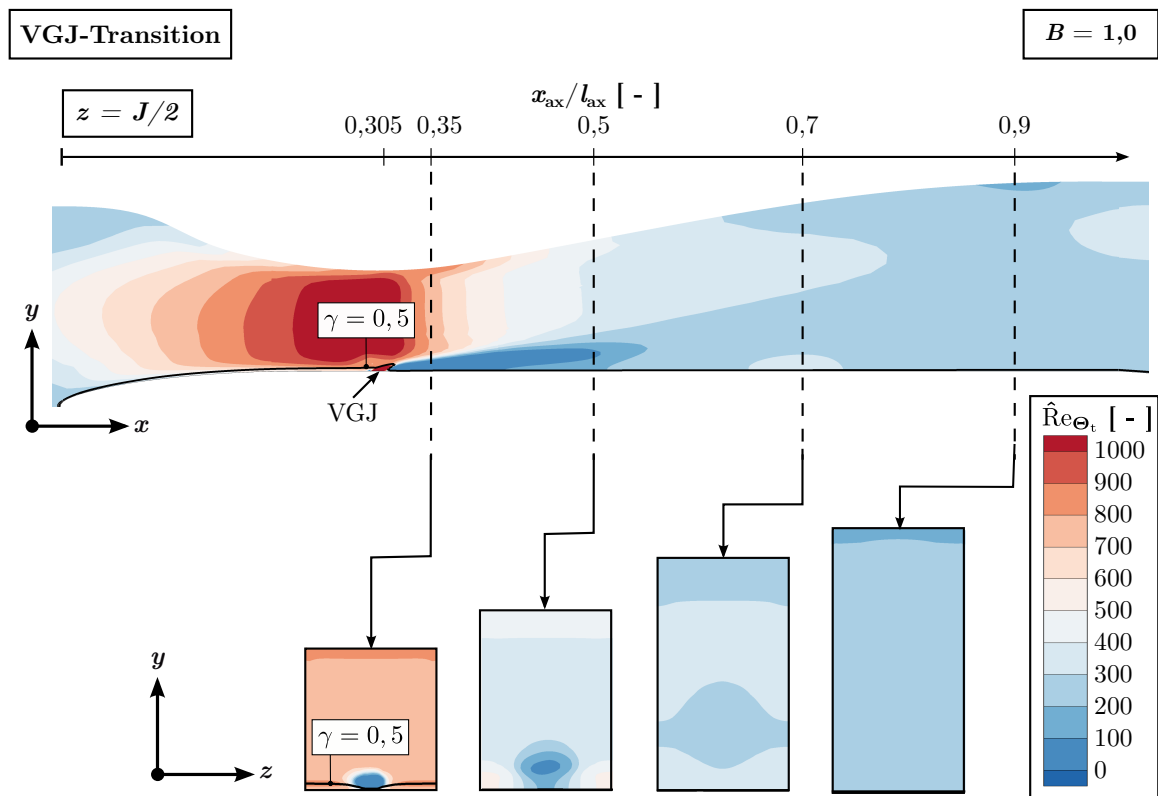


Abbildung C.6: \hat{Re}_{θ_t} der flachen Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten für $B = 1,0$ in Plattenmitte (oben) und an vier axialen Positionen (unten) des Testfalls mit dem VGJ-Modell

C.3 Flache Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten

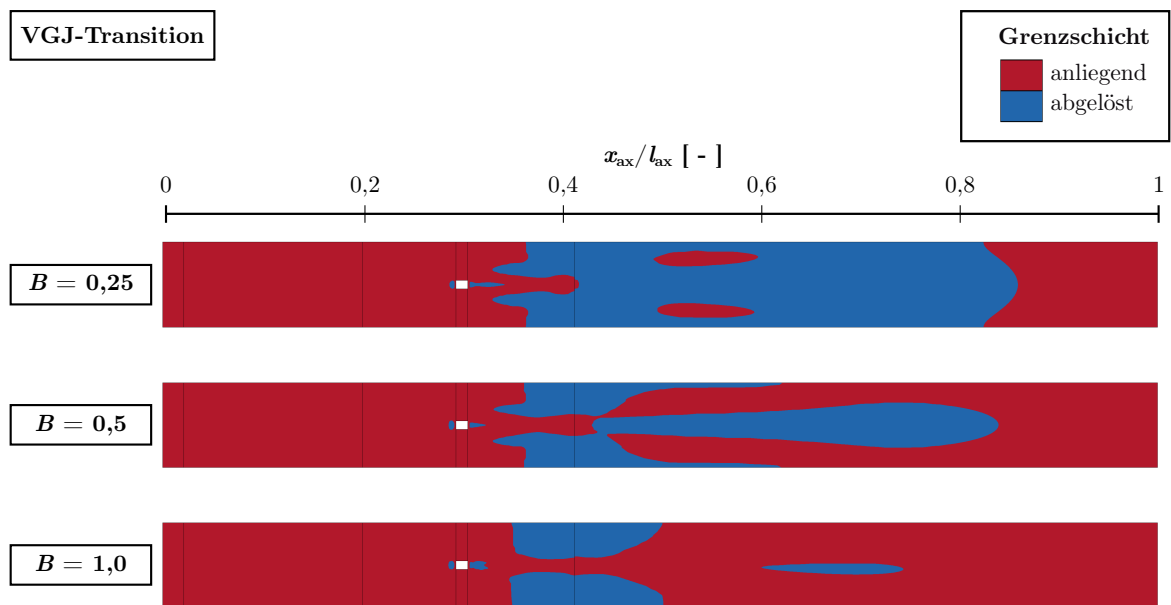


Abbildung C.7: Grenzschichtzustand (abgeleitet aus τ_w) der flachen Platte mit entgegengesetztem Druckgradienten mit dem VGJ-Modell in Abhängigkeit der Blasrate

D Anhang Validierung des Transitionsmodells

D.1 T161-Kaskade

D.1.1 Ergebnisse unter stationärer Zuströmung mit Ausblasung

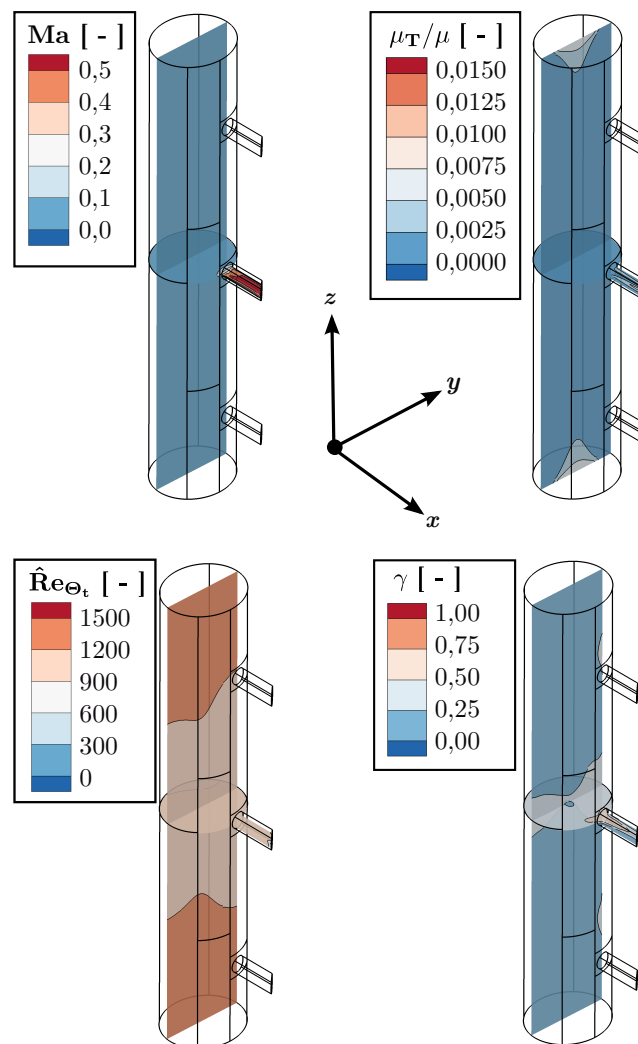


Abbildung D.1: Mach-Zahl (links oben), bezogene Wirbelviskosität μ_T/μ (rechts oben) sowie \hat{Re}_{θ_t} (links unten) und γ (rechts unten) des γ - Re_{θ} -Transitionsmodells im Plenum für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ (Geometrie verzerrt)

D Anhang Validierung des Transitionsmodells

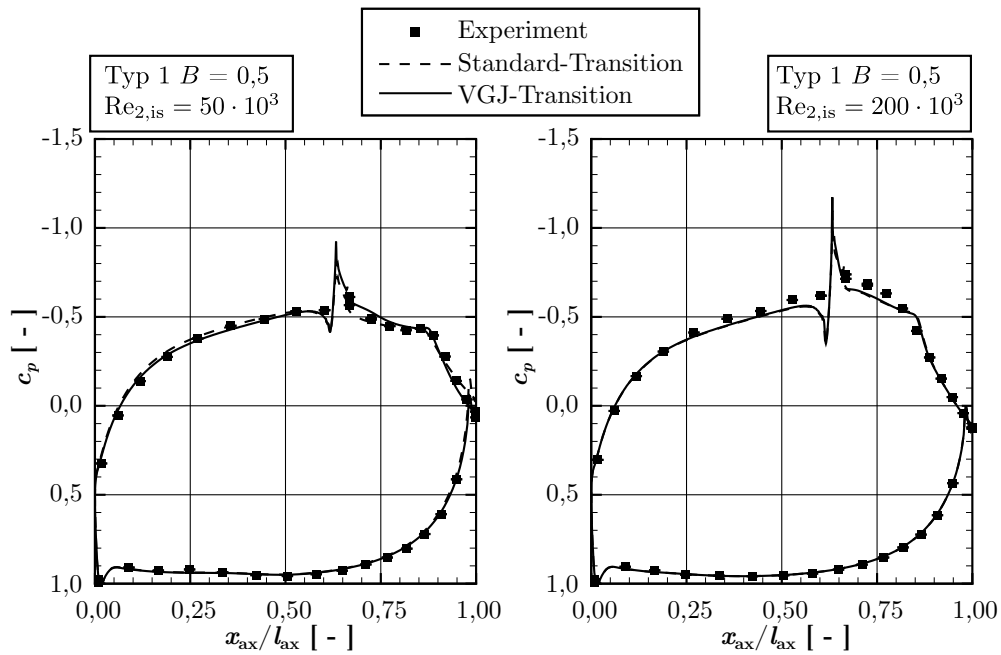


Abbildung D.2: Profildruckverteilung c_p für $Re_{2, is} = 50 \cdot 10^3$ (links) und $200 \cdot 10^3$ (rechts), Typ 1-Ausbläsung mit $B = 0,5$

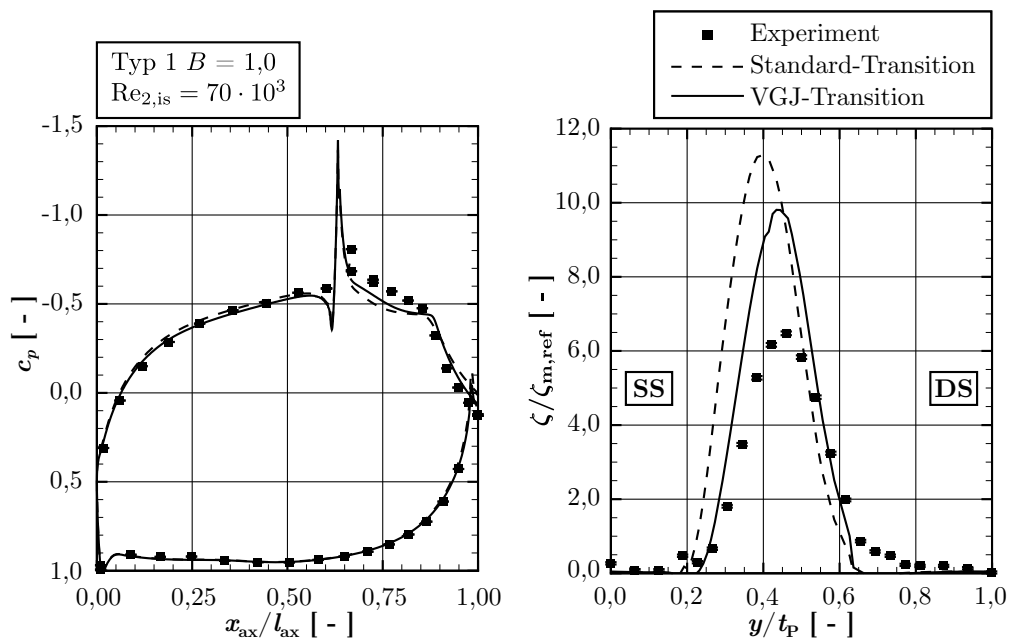


Abbildung D.3: Profildruckverteilung c_p (links) und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ (rechts) für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausbläsung mit $B = 1,0$

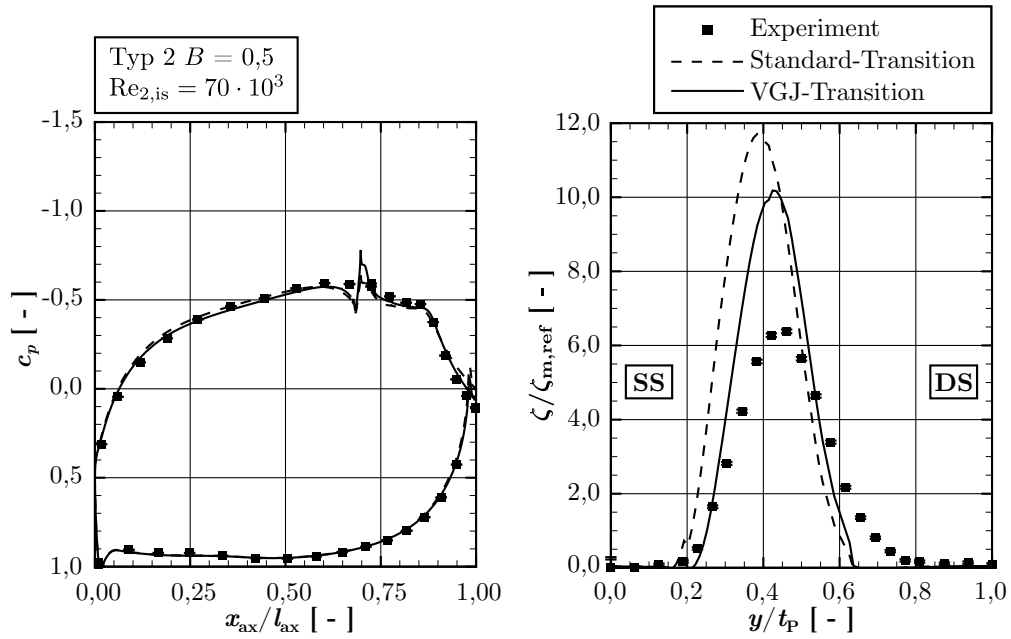


Abbildung D.4: Profildruckverteilung c_p (links) und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ (rechts) für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 2-Ausblasung $B = 0,5$

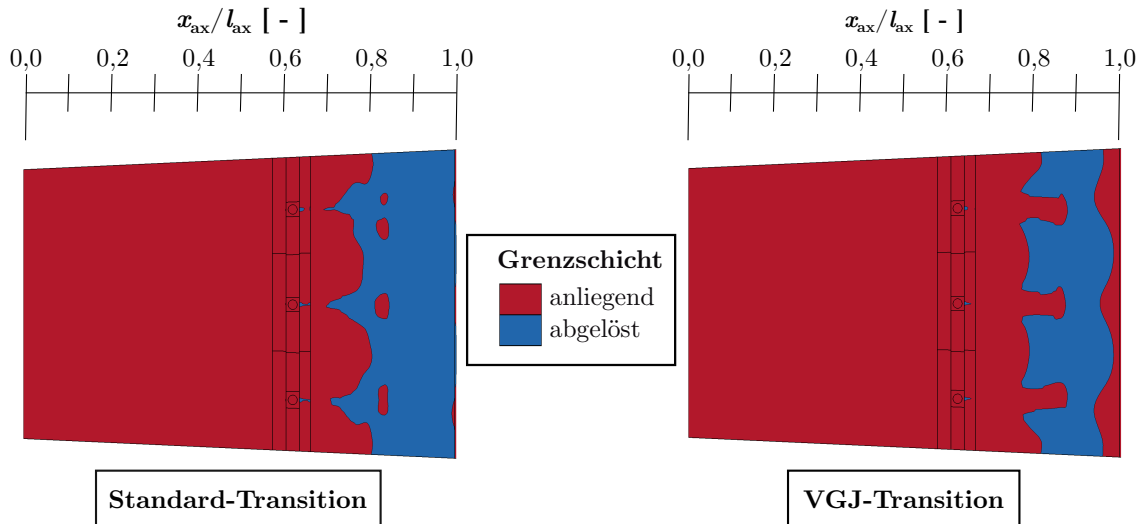


Abbildung D.5: Grenzschichtzustand (abgeleitet aus τ_w) der Profilsaugseite ohne (links) und mit dem VGJ-Modell (rechts) für $Re_{2, is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ (Geometrie verzerrt)

D Anhang Validierung des Transitionsmodells

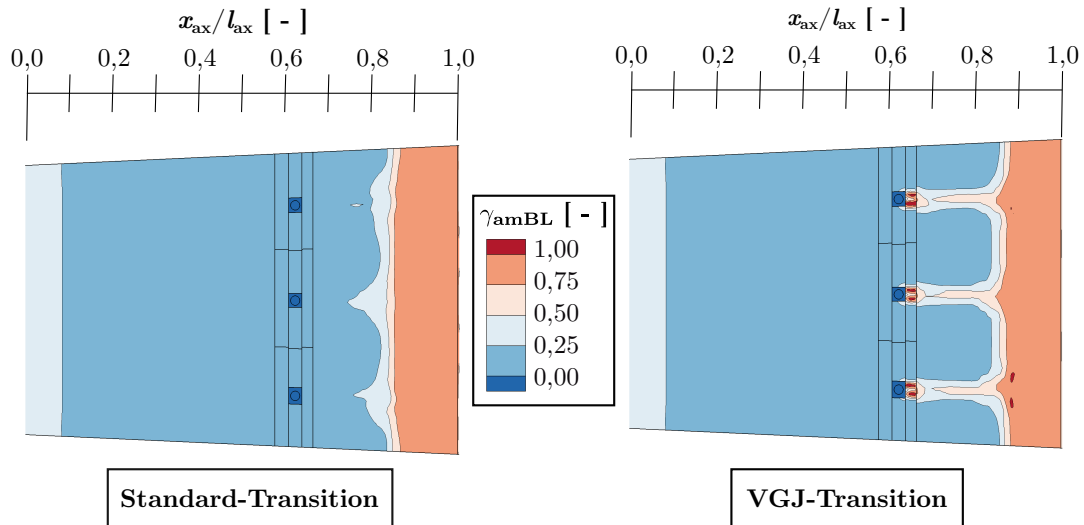


Abbildung D.6: Mittlere Intermittenz Grenzschicht γ_{amBL} der Profilsaugseite ohne (links) und mit dem VGJ-Modell (rechts) für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ (Geometrie verzerrt)

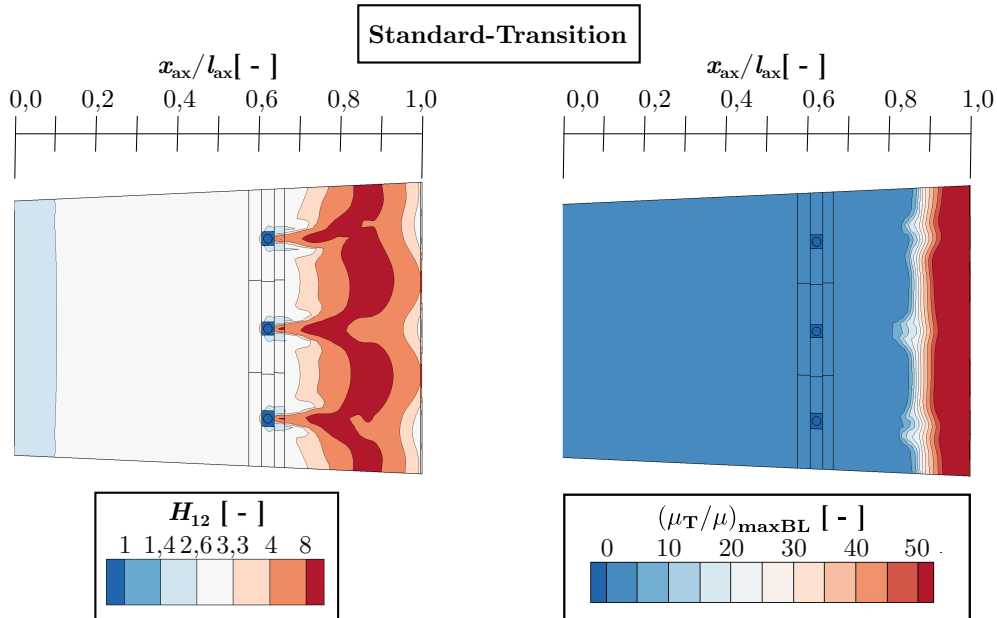


Abbildung D.7: Formfaktor H_{12} (links) und maximale bezogene Wirbelviskosität in der Grenzschicht $(\mu_T/\mu)_{maxBL}$ (rechts) der Profilsaugseite für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$ (Geometrie verzerrt)

D.1.2 Ergebnisse unter instationärer Zuströmung mit Ausblasung

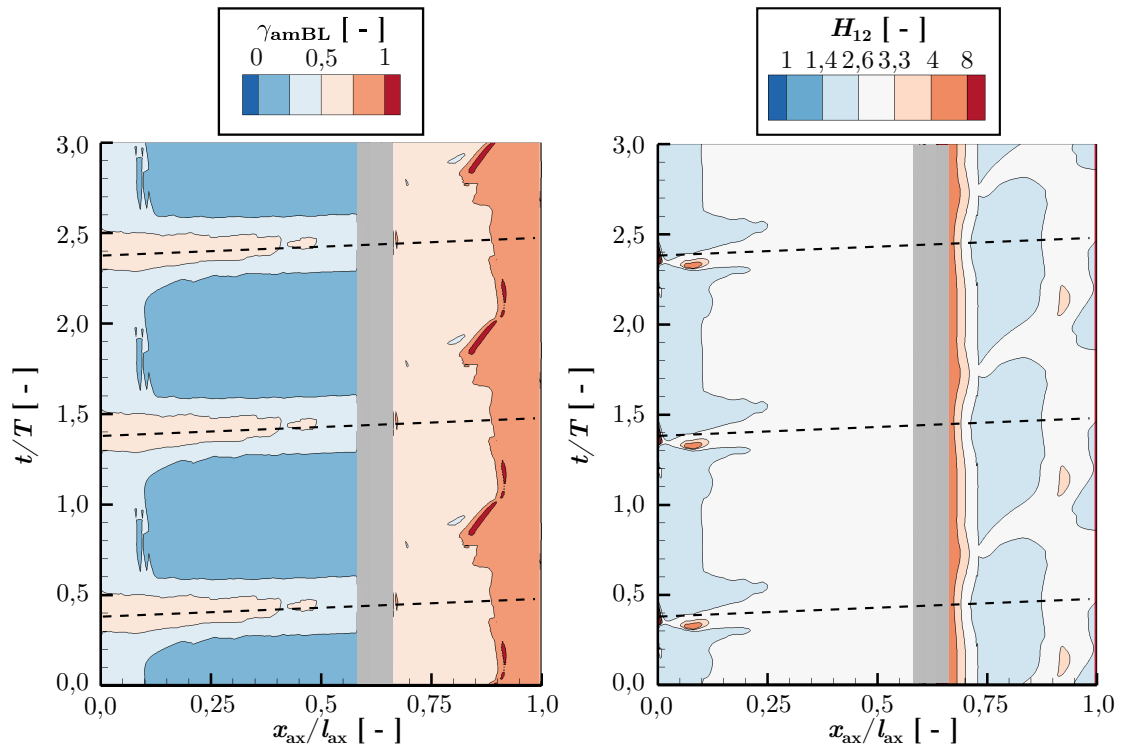


Abbildung D.8: Weg-Zeit-Diagramme der mittleren Intermittenz der Grenzschicht γ_{amBL} (links) und des Formfaktors H_{12} (rechts) der Profilsaugseite bei $z = z_{T1}$ für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ 1-Ausblasung mit $B = 0,5$

D Anhang Validierung des Transitionsmodells

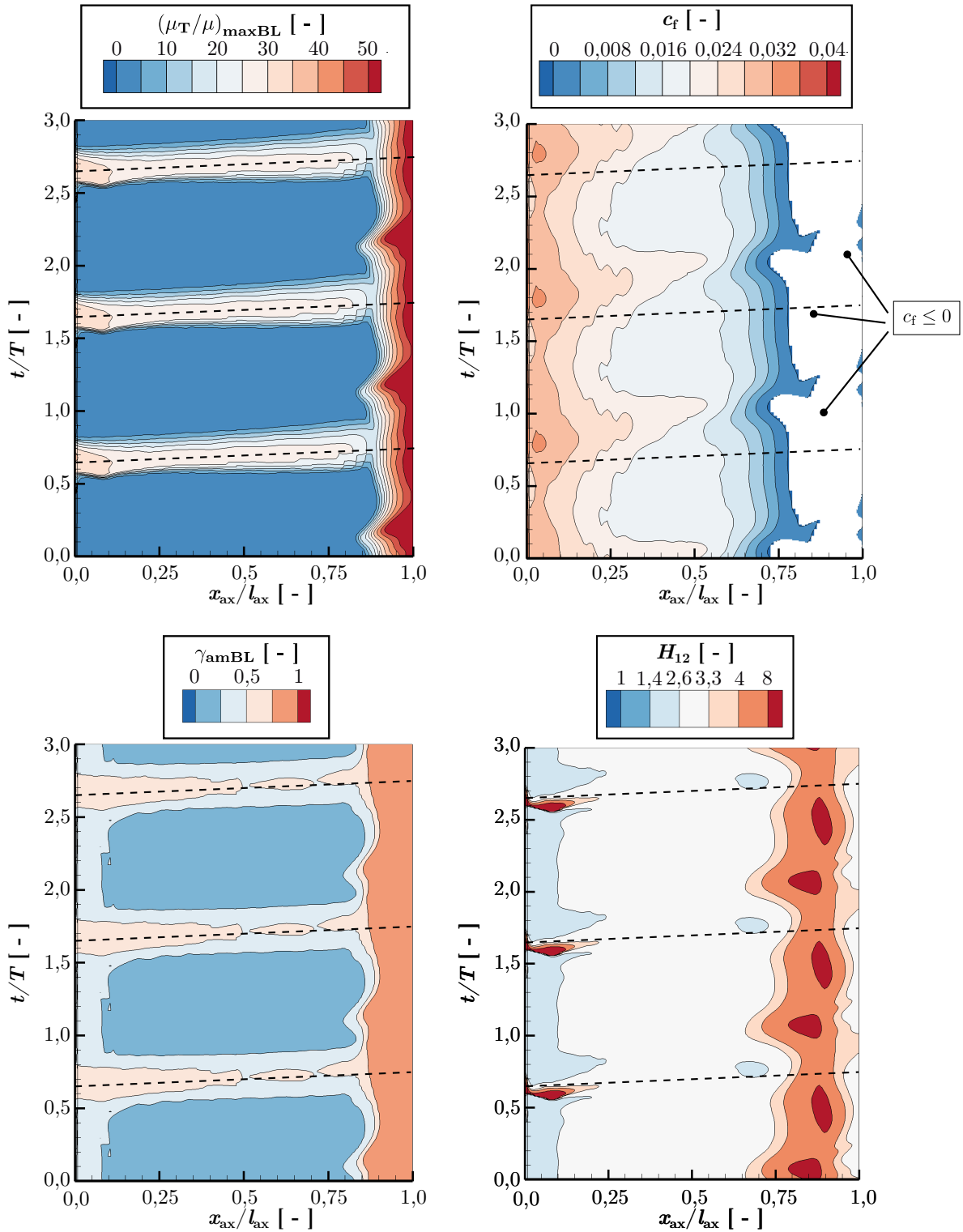


Abbildung D.9: Weg-Zeit-Diagramme der maximalen bezogenen Wirbelviskosität in der Grenzschicht $(\mu_T/\mu)_{maxBL}$ (links oben), des Wandschubspannungsbeiwerts c_f (rechts oben), der mittleren Intermittenz der Grenzschicht γ_{amBL} (links unten) und des Formfaktors H_{12} (rechts unten) der Profilsaugseite bei $z = z_{T1}$ der T161-Kaskade ohne Ausblasung für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$

D.2 T165-Kaskade

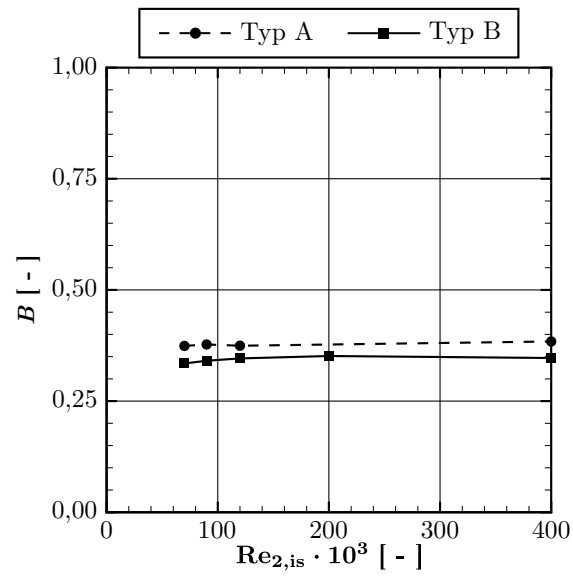


Abbildung D.10: Blasraten B der Typ A- und Typ B-Durchblasungskonfigurationen als Funktion der Reynolds-Zahl (Simulationsergebnis)

D.2.1 Typ A-Durchblasung

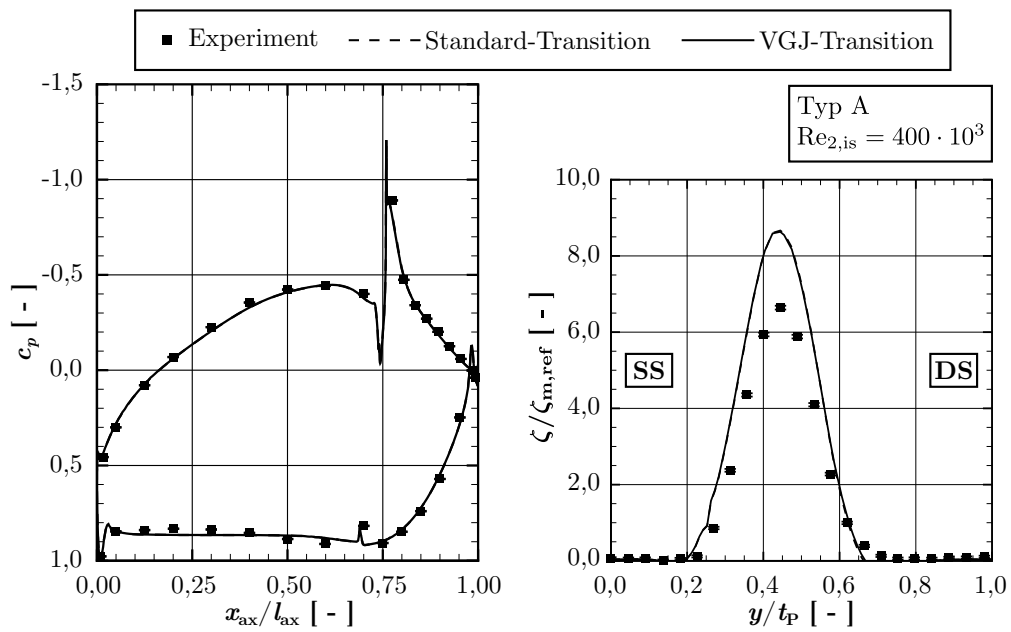


Abbildung D.11: Profildruckverteilung c_p (links) und Totaldruckverlust in Teilungsrichtung ζ (rechts) für $Re_{2,is} = 400 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung

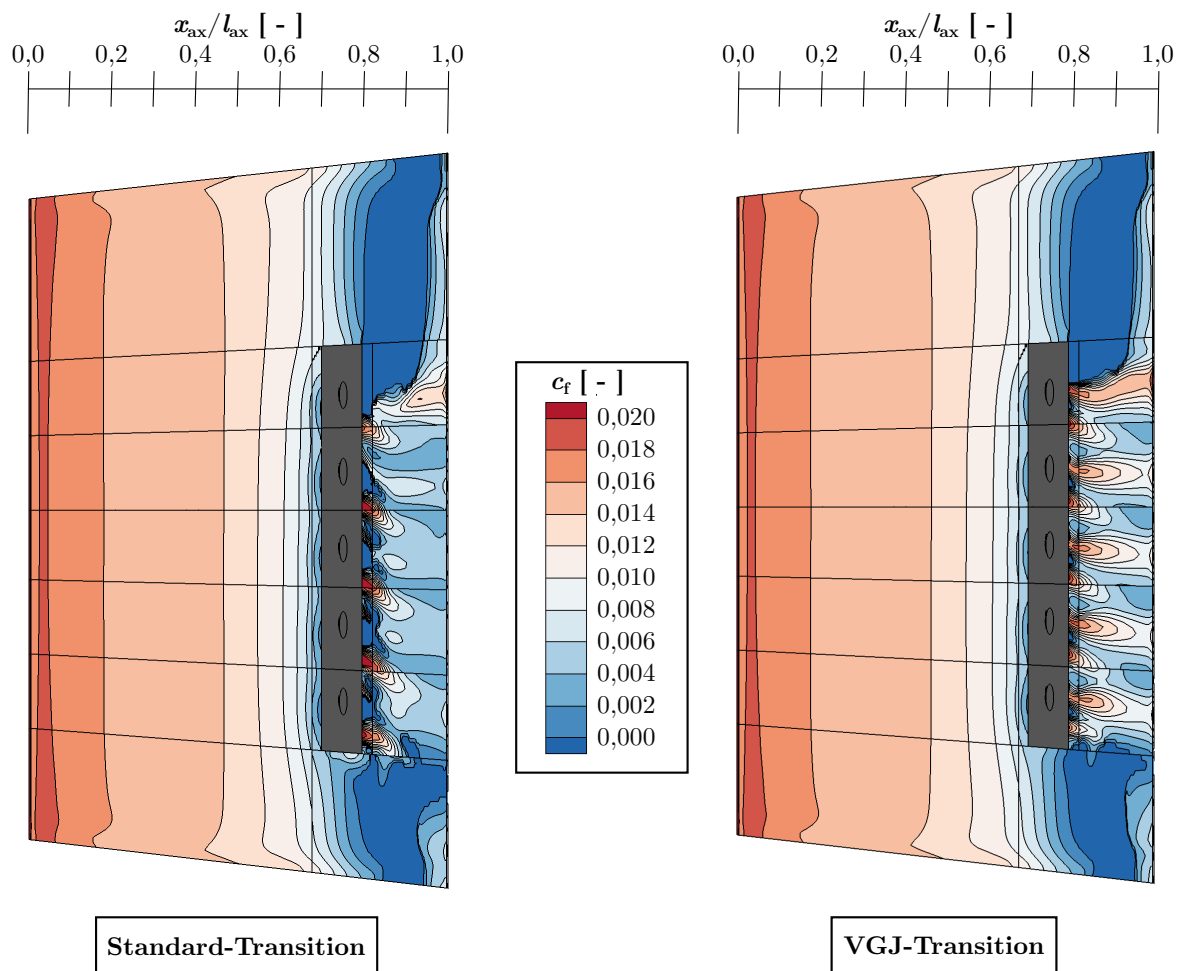


Abbildung D.12: Wandschubspannungsbeiwert c_f der Profilsaugseite ohne (links) und mit VGJ-Transitionsmodell (rechts) für $Re_{2, is} = 120 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung (Bereiche ungültiger Werte ausgegraut, Geometrie verzerrt)

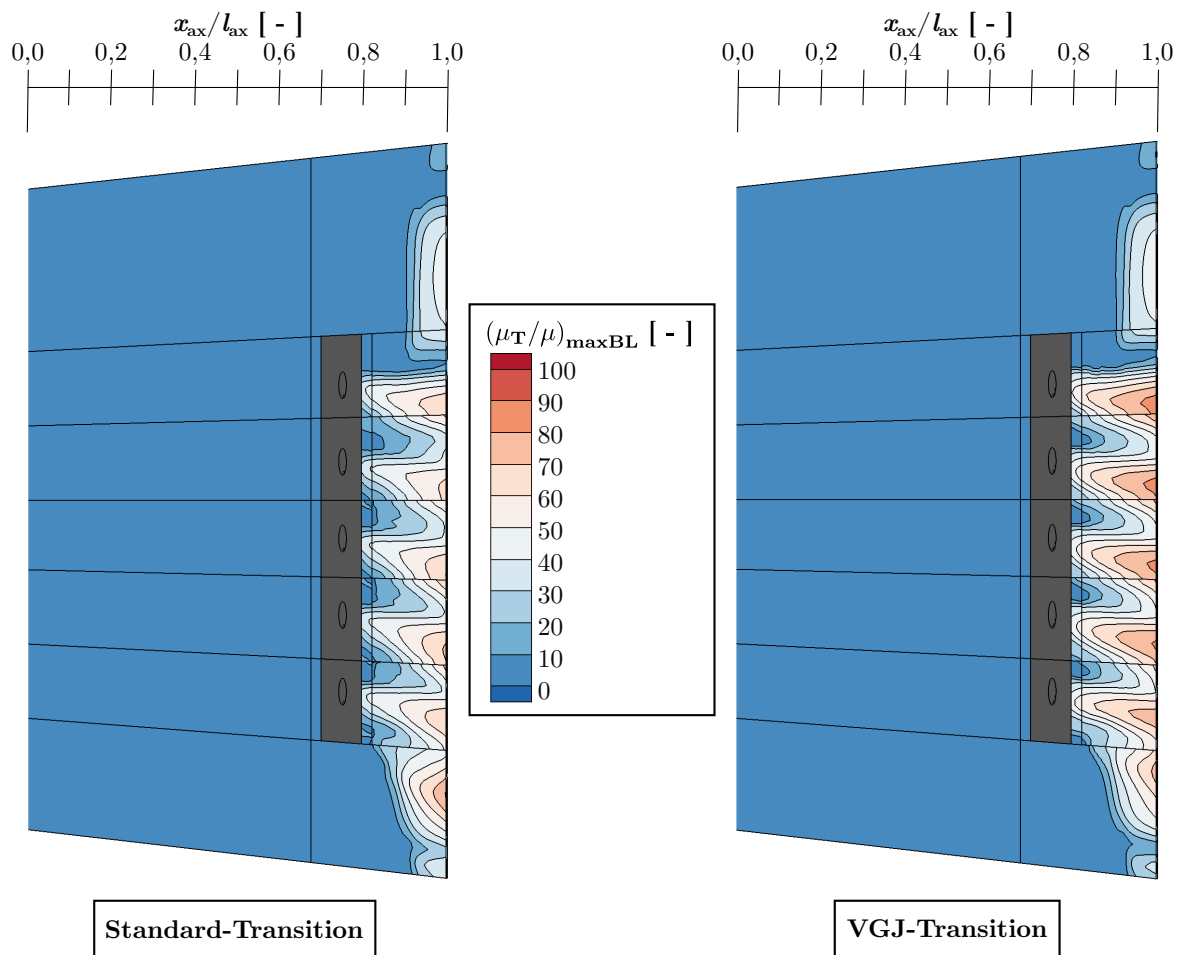


Abbildung D.13: Maximale bezogene Wirbelviskosität in der Grenzschicht $(\mu_T/\mu)_{maxBL}$ der Profilsaugseite ohne (links) und mit dem VGJ-Transitionsmodell (rechts) für $Re_{2,is} = 120 \cdot 10^3$, Typ A-Durchblasung (Bereiche ungültiger Werte ausgegraut, Geometrie verzerrt)

D.2.2 Typ B-Durchblasung

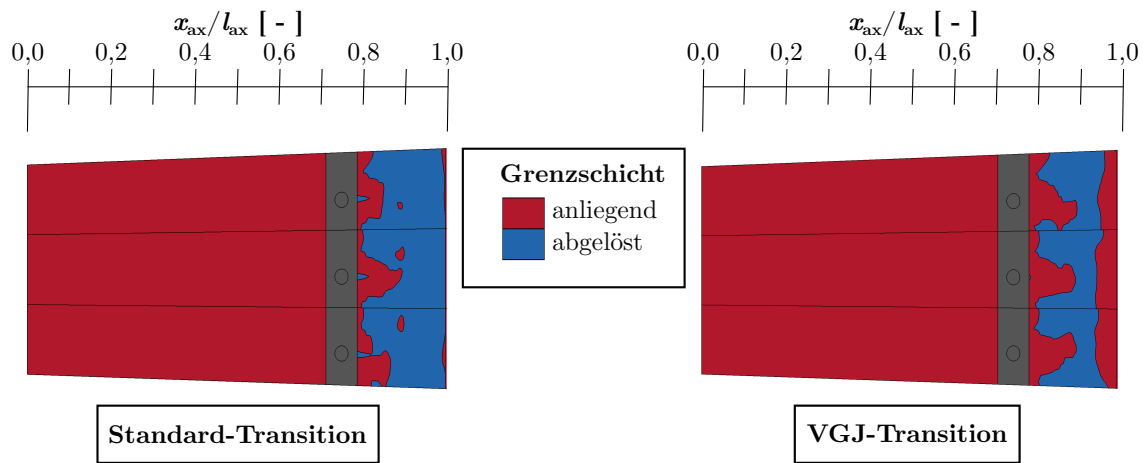


Abbildung D.14: Grenzschichtzustand (abgeleitet aus τ_w) der Profilsaugseite ohne (links) und mit dem VGJ-Transitionsmodell (rechts) für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ B-Durchblasung (Bereiche ungültiger Werte ausgegraut, Geometrie verzerrt)

D Anhang Validierung des Transitionsmodells

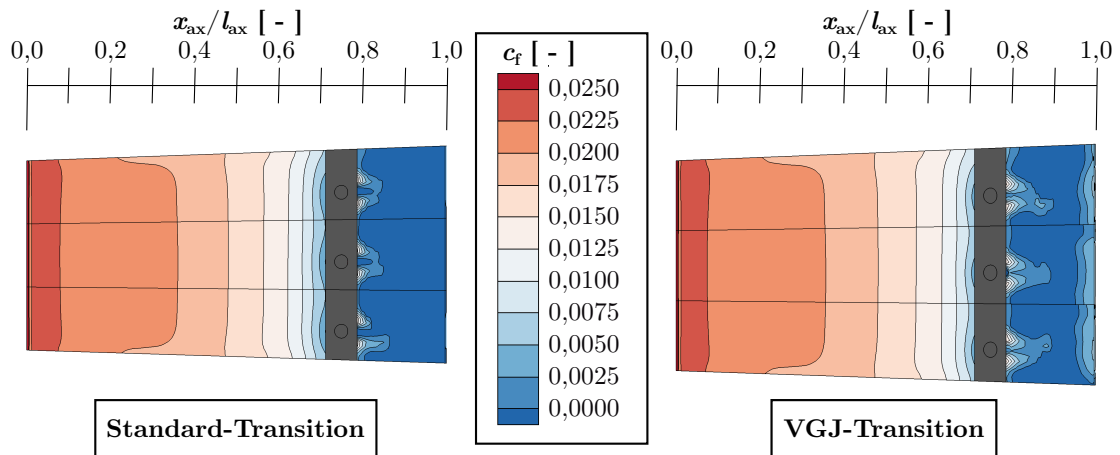


Abbildung D.15: Wandschubspannsbeiwert c_f der Profilsaugseite ohne (links) und mit VGJ-Transitionsmodell (rechts) für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ B-Durchblasung (Bereiche ungültiger Werte ausgegraut, Geometrie verzerrt)

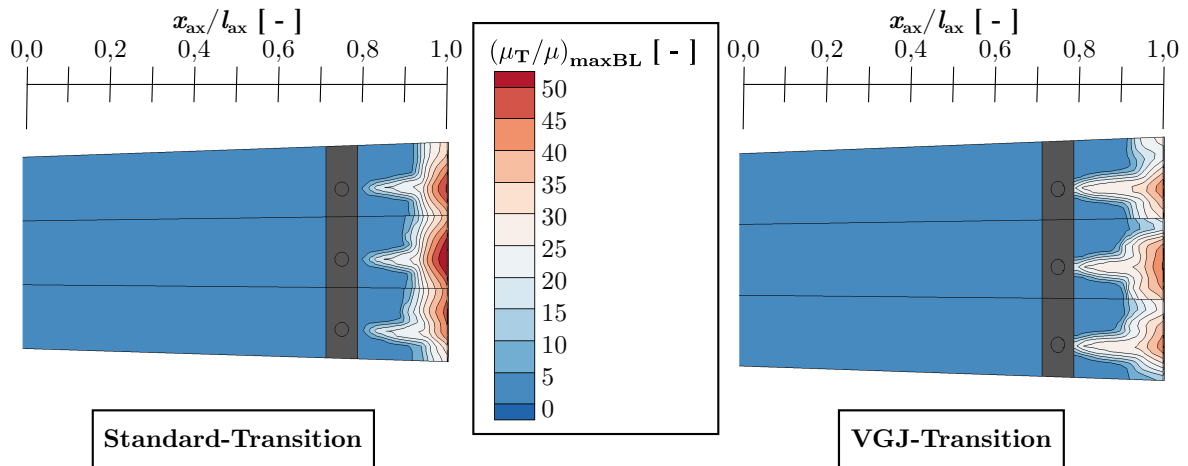


Abbildung D.16: Maximale bezogene Wirbelviskosität in der Grenzschicht $(\mu_T/\mu)_{maxBL}$ der Profilsaugseite ohne (links) und mit dem VGJ-Transitionsmodell (rechts) für $Re_{2,is} = 70 \cdot 10^3$, Typ B-Durchblasung (Bereiche ungültiger Werte ausgegraut, Geometrie verzerrt)

D.3 Randzonenströmungen

D.3.1 T161

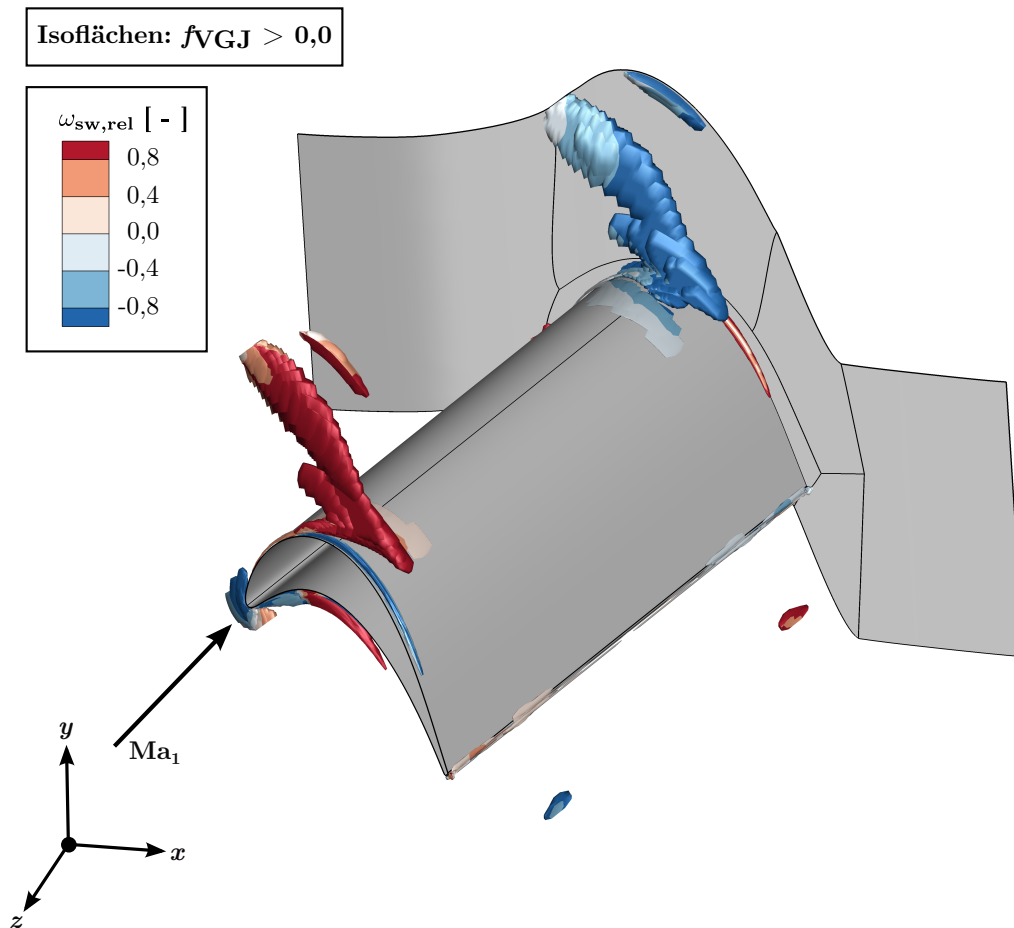


Abbildung D.17: Transitionorte des VGJ-Modells in Randzone der T161-Kaskade mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw,rel}$ für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ (Geometrie verzerrt)

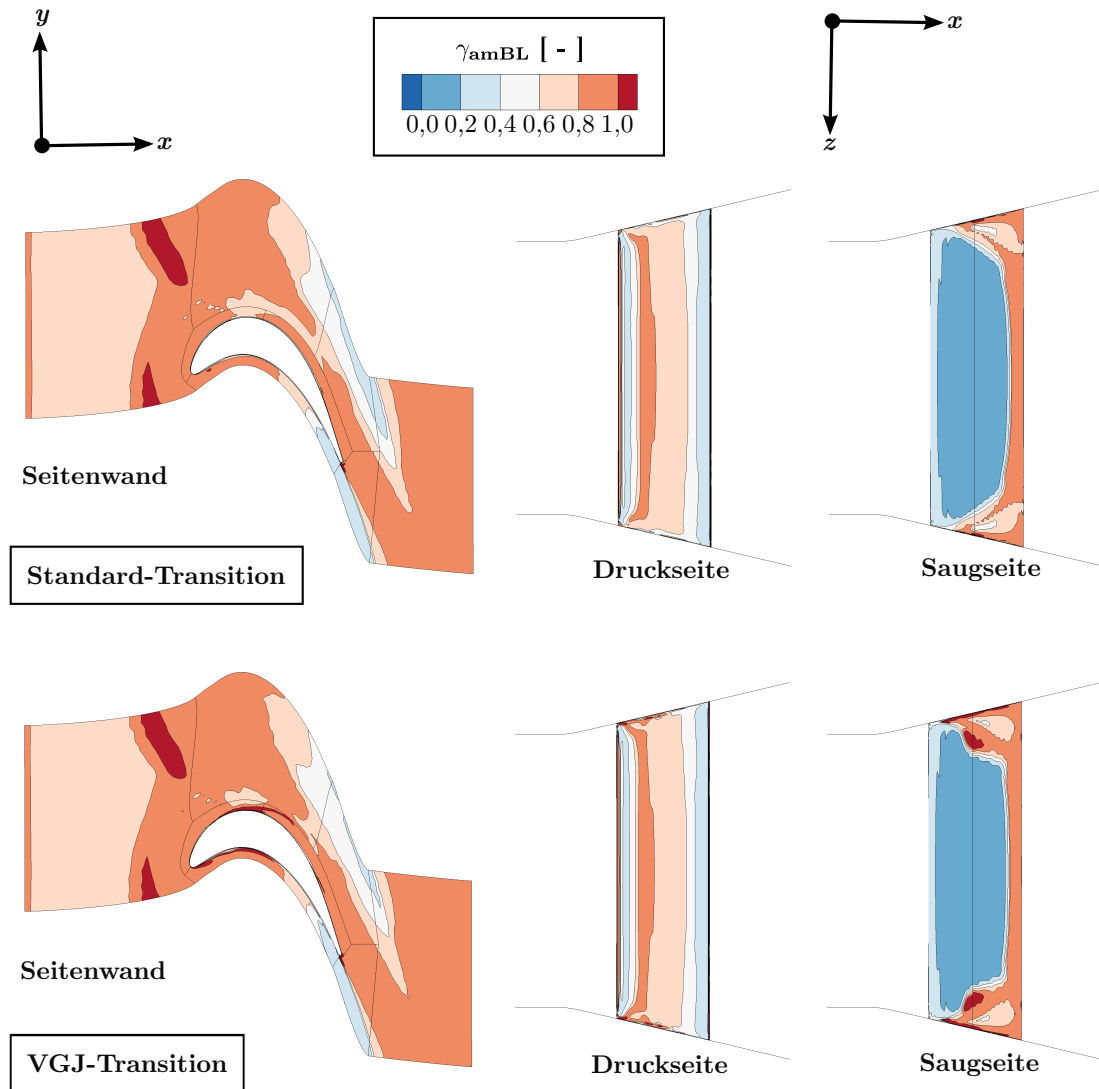


Abbildung D.18: Kontur der mittleren Intermittenz der Grenzschicht γ_{amBL} auf Seitenwänden (links) und Schaufeloberflächen (Mitte und rechts) der T161-Kaskade für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ ohne (oben) und mit (unten) VGJ-Modell (Geometrie verzerrt)

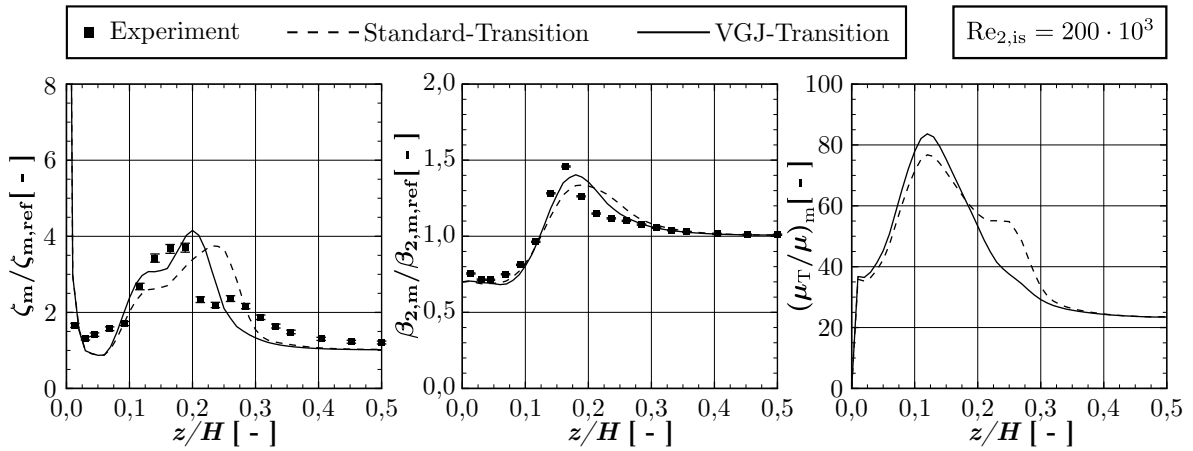


Abbildung D.19: In Teilungsrichtung gemittelte Verteilungen in Schaufelhöhenrichtung des integralen Totaldruckverlustbeiwerts ζ_m , des Abströmungswinkels $\beta_{2,m}$ und der bezogenen Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_m$ in der Auswertungsebene 2 für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$

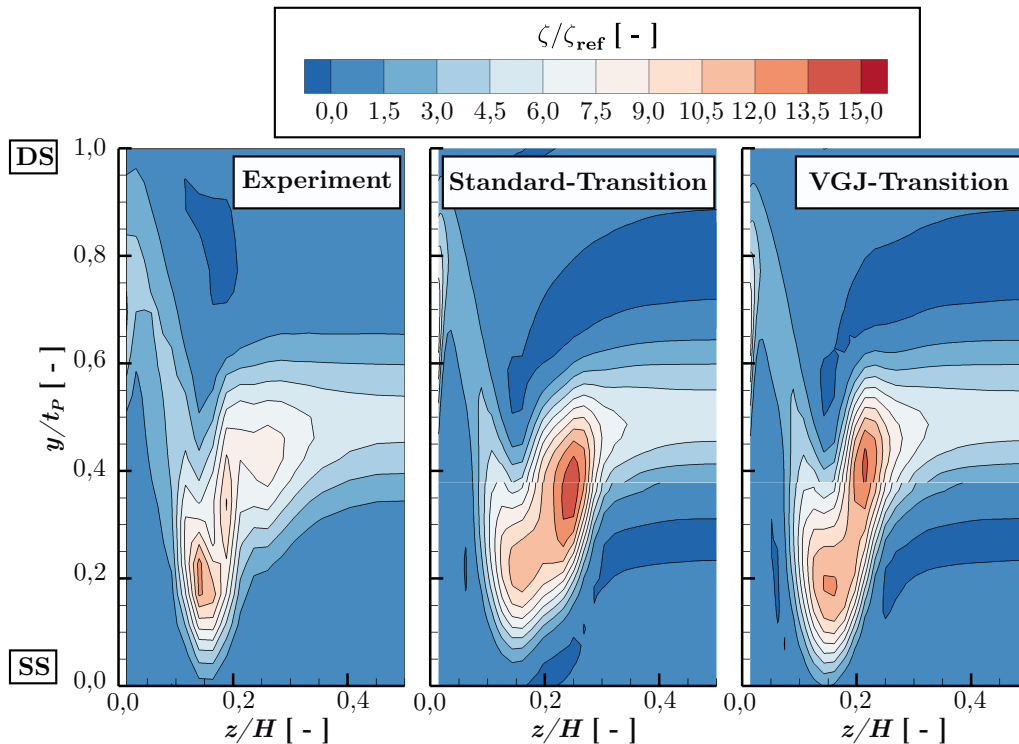


Abbildung D.20: Kontur des lokalen Totaldruckverlustbeiwertes ζ in der Auswertungsebene 2 der T161-Kaskade für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$

D.3.2 T165

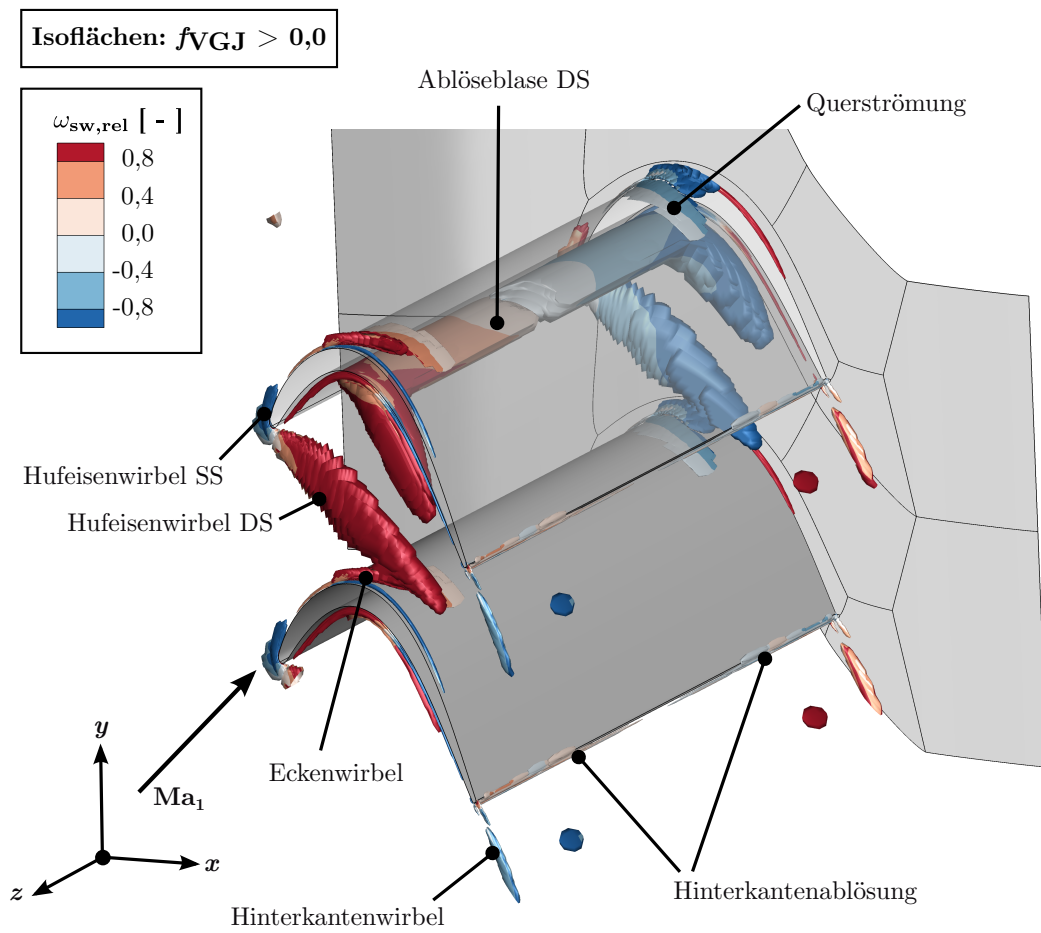


Abbildung D.21: Transitionsorte des VGJ-Modells in Randzone der T165-Kaskade mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw,rel}$ für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ (Geometrie verzerrt)

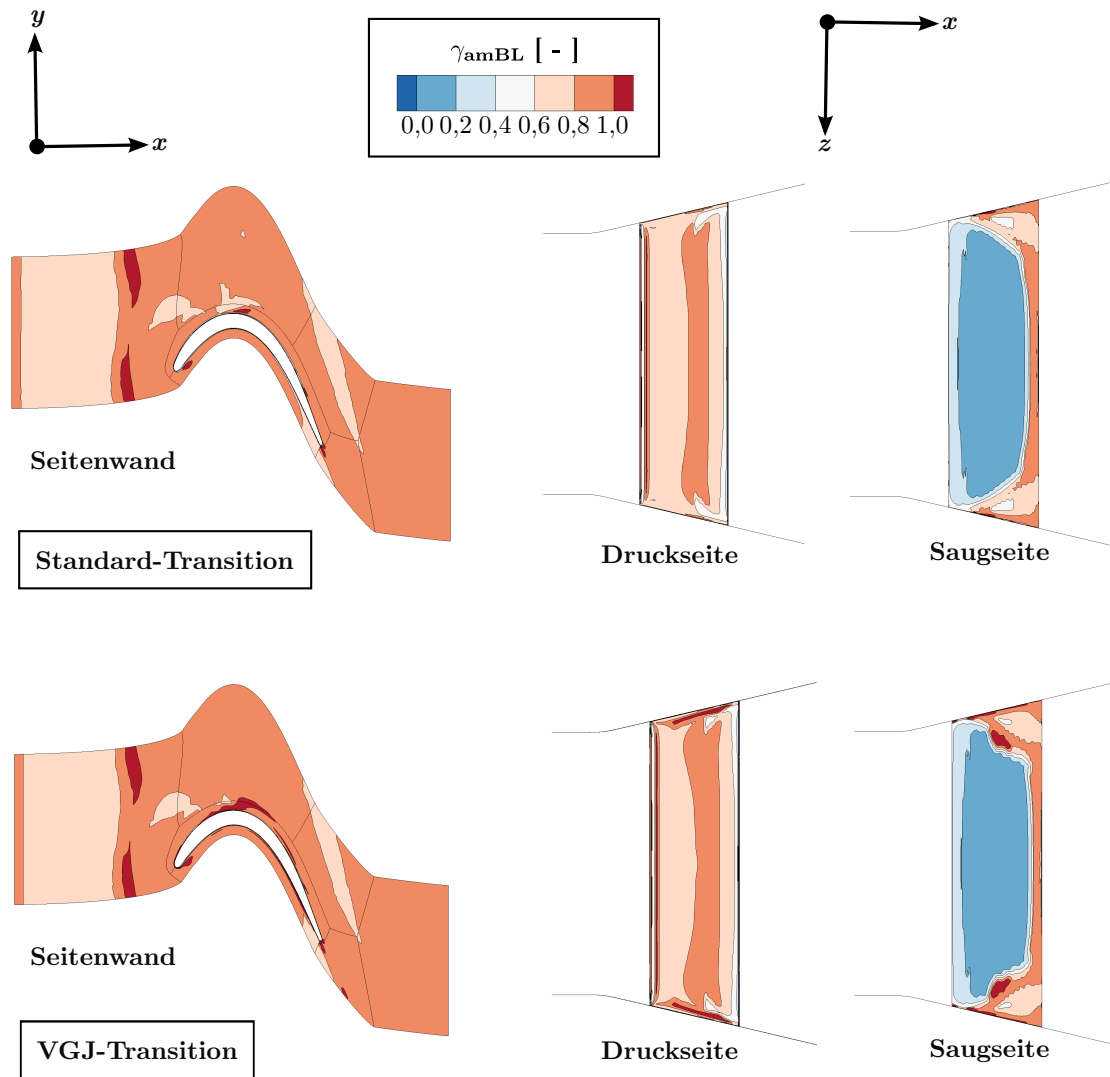


Abbildung D.22: Kontur der mittleren Intermittenz der Grenzschicht γ_{amBL} auf Seitenwänden (links) und Schaufeloberflächen (Mitte und rechts) der T165-Kaskade für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$ ohne (oben) und mit (unten) VGJ-Modell (Geometrie verzerrt)

D Anhang Validierung des Transitionsmodells

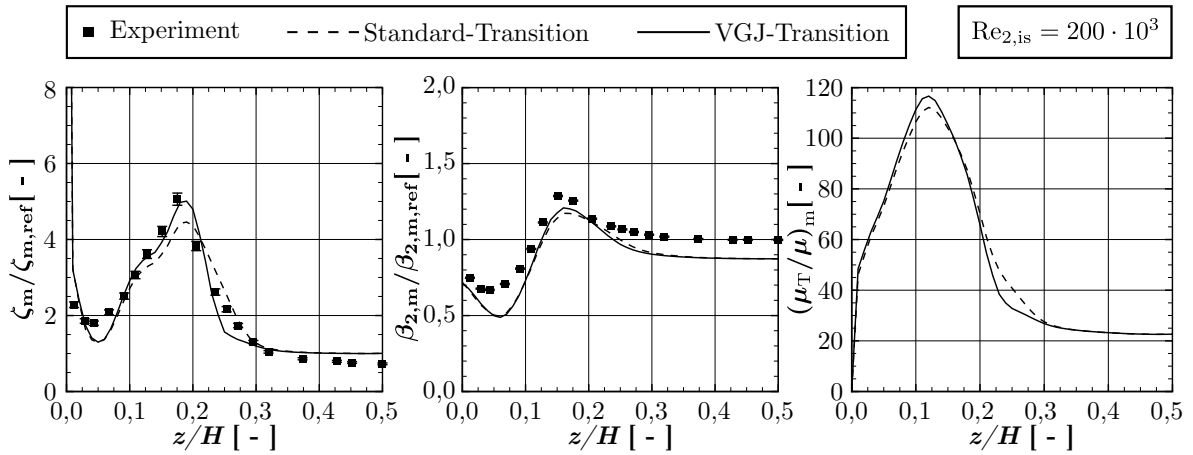


Abbildung D.23: In Teilungsrichtung des T165 gemittelte Verteilungen in Schaufelhöhenrichtung des integralen Totaldruckverlustbeiwerts ζ_m , des Abströmungswinkels $\beta_{2,m}$ und der bezogenen Wirbelviskosität $(\mu_T/\mu)_m$ in der Auswertungsebene 2 für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$

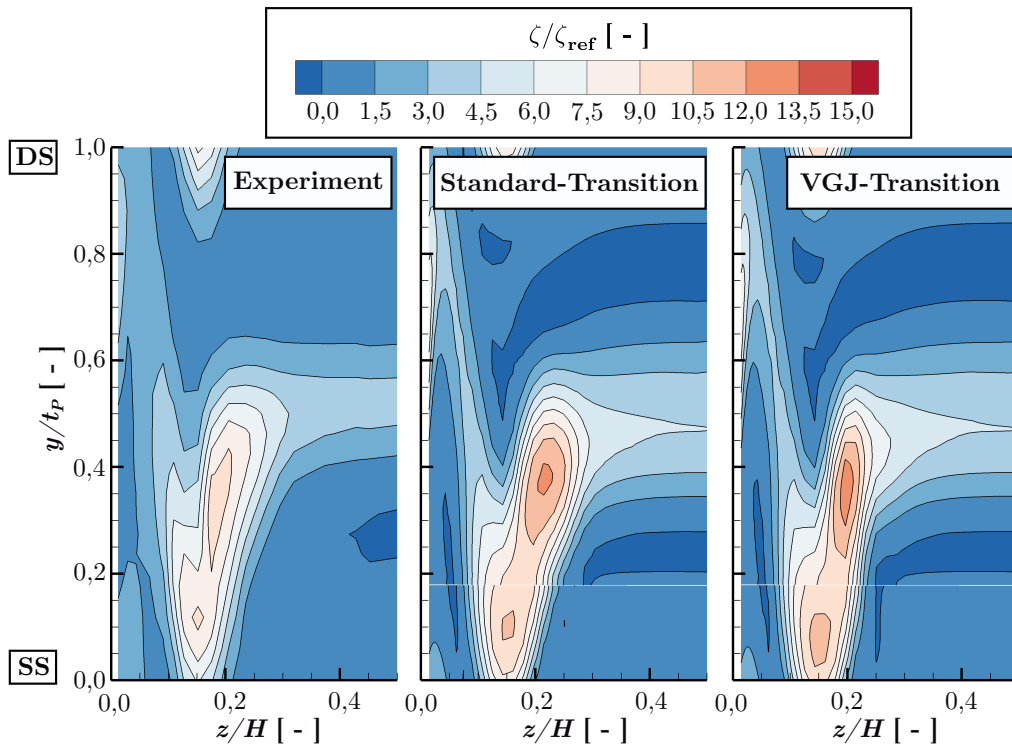


Abbildung D.24: Kontur des lokalen Totaldruckverlustbeiwertes ζ in der Auswertungsebene 2 der T165-Kaskade für $Re_{2,is} = 200 \cdot 10^3$

D.4 Eineinhalb-stufige Turbine

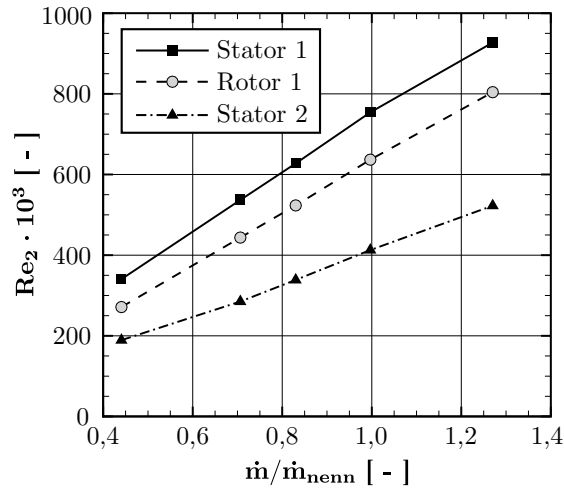


Abbildung D.25: Reynolds-Zahlen der Schaufelreihen als Funktion des Massenstroms für die Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$

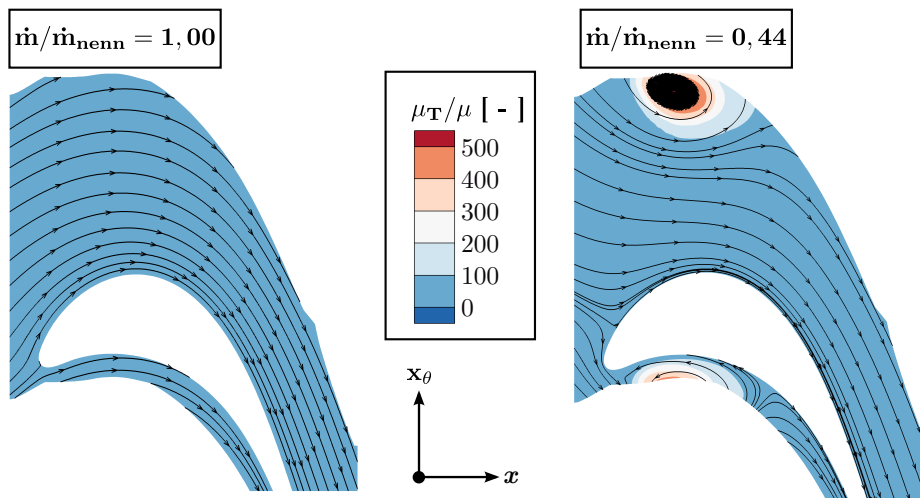


Abbildung D.26: Anströmung des Rotor 1 im Mittenschnitt für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 1,0$ (links) und für $\dot{m}/\dot{m}_{\text{nenn}} = 0,44$ (rechts) für die Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$ (Geometrie verzerrt)

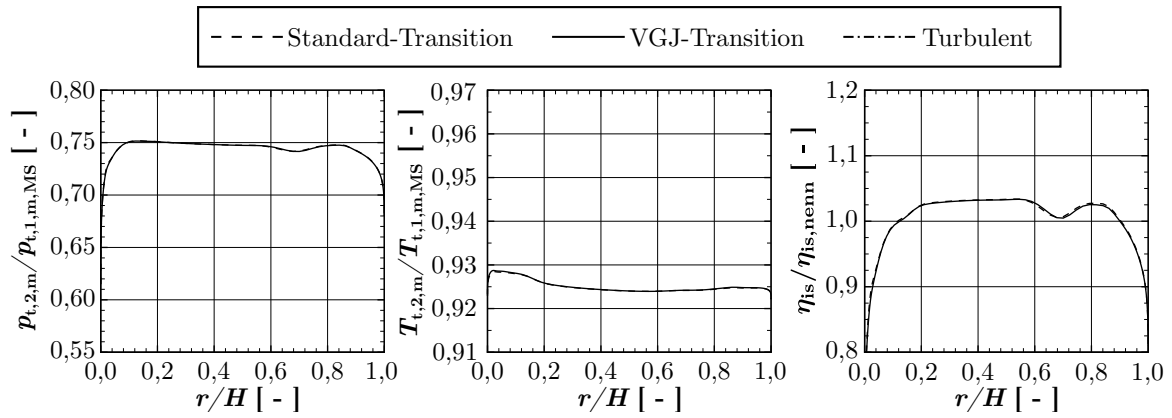


Abbildung D.27: Radiale Verteilung des in Umfangsrichtung massenstromgewichteten gemittelten Totaldrucks (links), der Totaltemperatur (Mitte) und des isentropen Wirkungsgrads (rechts) am Turbinenaustrittsrand für $\dot{m}/\dot{m}_{nenn} = 0,84$

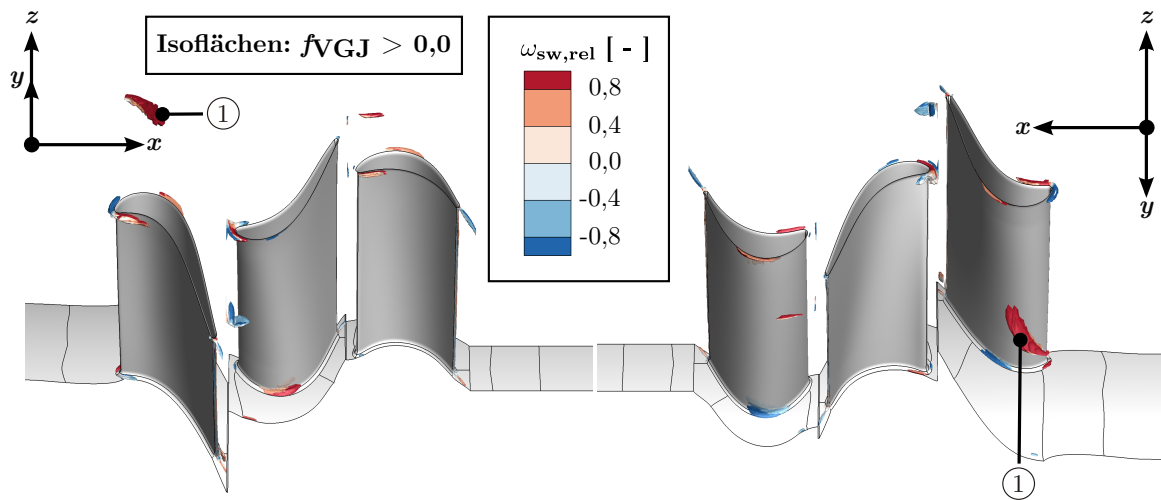


Abbildung D.28: Transitionsorte des VGJ-Modells mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw,rel}$ für $\dot{m}/\dot{m}_{nenn} = 1,00$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$ (Geometrie verzerrt)

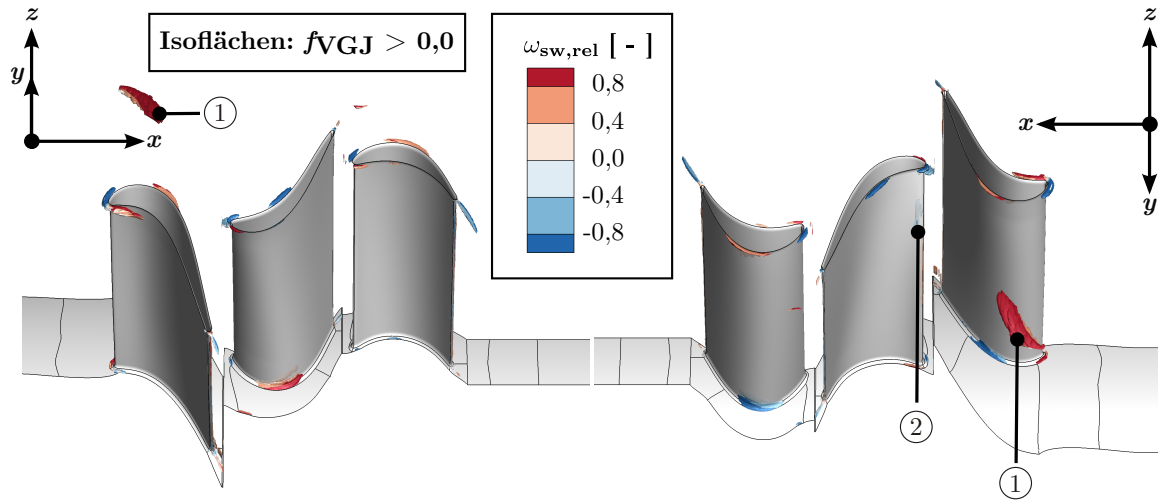


Abbildung D.29: Transitionsorte des VGJ-Modells mit Farbkontur der relativen Streamwise Vorticity $\omega_{sw,rel}$ für $\dot{m}/\dot{m}_{nenn} = 0,84$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$ (Geometrie verzerrt)

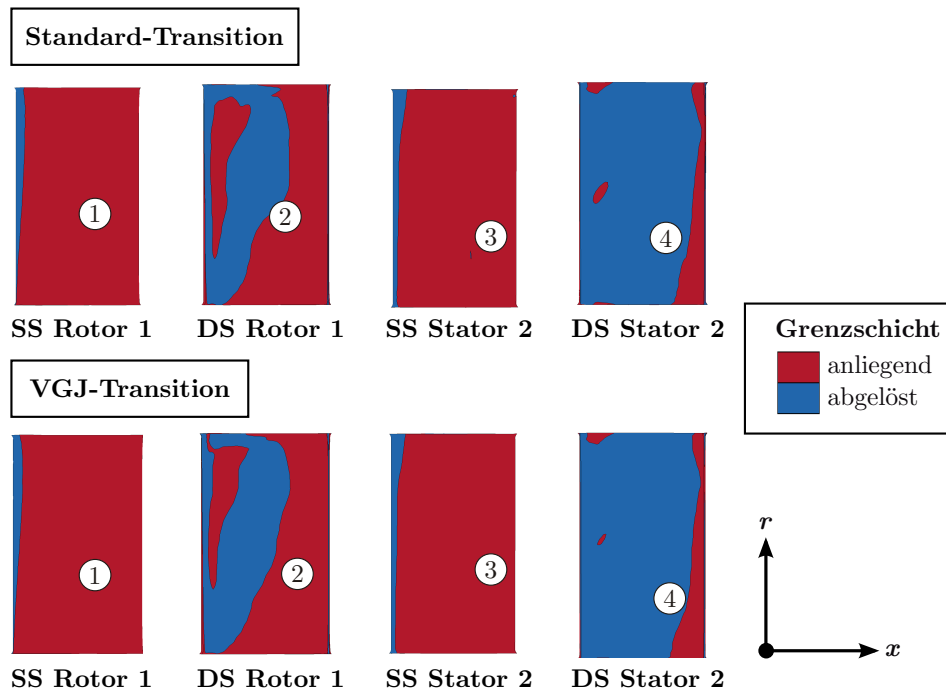


Abbildung D.30: Grenzschichtzustand (abgeleitet aus τ_w) auf den Schaufeloberflächen von Rotor 1 und Stator 2 ohne (oben) und mit dem VGJ-Modell (unten) für $\dot{m}/\dot{m}_{nenn} = 0,44$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$ (Geometrie verzerrt)

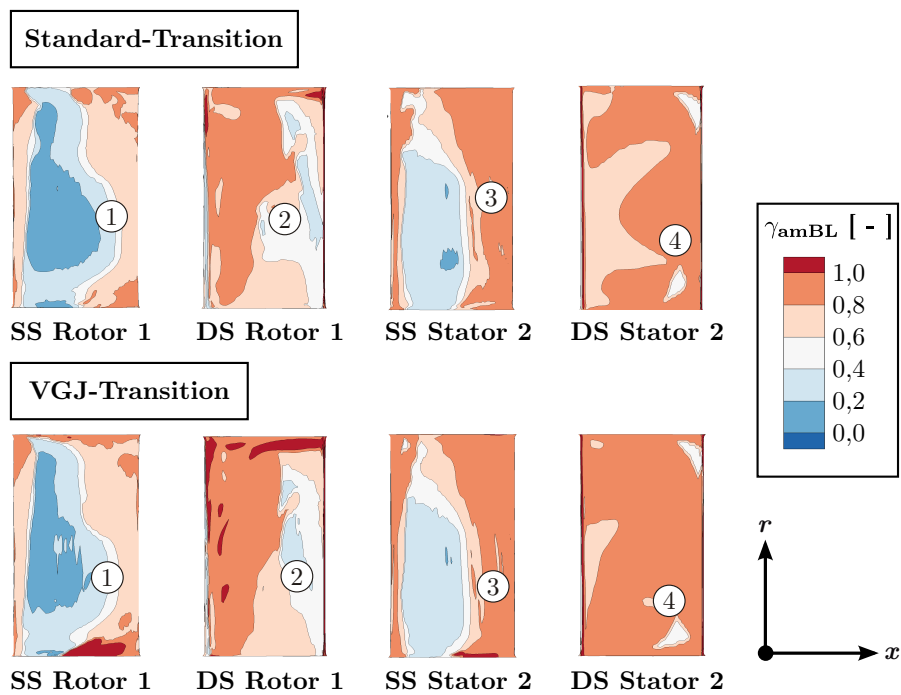


Abbildung D.31: Mittlere Intermittenz der Grenzschicht γ_{amBL} auf den Schaufeloberflächen von Rotor 1 und Stator 2 ohne (oben) und mit dem VGJ-Modell (unten) für $\dot{m}/\dot{m}_{nenn} = 0,44$ und Nenndrehzahl $n = 7000 \text{ min}^{-1}$ (Geometrie verzerrt)

Wissenschaftlicher Werdegang

Persönliche Daten

Name	Florian Herbst
Geburtsdatum	1. September 1980
Geburtsort	Northeim
Familienstand	ledig

Schulbildung

1987 - 1991	Schule am Sultmer Northeim, Grundschule
1991 - 1993	Gerhart-Hauptmann-Schule Northeim, Orientierungsstufe
1993 - 2000	Gymnasium Corvinianum Northeim Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Wehrdienst

2000 - 2001	3./Instandsetzungsbataillon 71 Stadtoldendorf
-------------	---

Studium

2001 - 2003	Technische Universität Hamburg-Harburg Abschluss: Vordiplom Maschinenbau
2003 - 2007	Leibniz Universität Hannover Abschluss: Diplom Maschinenbau
2005 - 2006	Aristoteles Universität Thessaloniki, Griechenland Auslandssemester
seit 2007	Leibniz Universität Hannover Promotionsstudium Maschinenbau

Berufstätigkeit

seit 2007	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Turbomaschinen und Fluid-Dynamik der Leibniz Universität Hannover
-----------	--

Hannover, im März 2013