

# Numerische Untersuchung turbulenter, dreidimensionaler Strömungen in Aus- und Abblasesystemen von Turbomaschinen

Dipl.–Ing. Holger Brandt

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

Doktors der Ingenieurwissenschaften

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender : Univ. Prof. Dr.–Ing. Helmut Rapp  
1. Berichterstatter : Univ. Prof. Dr.–Ing. Reinhard Niehuis  
2. Berichterstatter : Univ. Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner

Die Dissertation wurde am 12.04.2013 bei der Universität der Bundeswehr München eingereicht und durch die Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik am 13.02.2014 angenommen. Die mündliche Prüfung fand am 28.03.2014 statt.

*... a numerical procedure without a turbulence model stands in the same relation to a complete calculation method as an ox does to a bull.*

P. Bradshaw, 6. Reynolds–Prandtl Vorlesung, München 1972

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München. Mein ganz besonderer Dank und Respekt gilt daher auch dem leider viel zu früh verstorbenen ehemaligen Leiter des Instituts Prof. Dr.–Ing. Leonhard Fottner, der mir die notwendige wissenschaftliche Anleitung und auch Freiräume gewährte, die maßgeblich für das Gelingen meiner Arbeit waren. In der Zeit des Übergangs übernahm Prof. Dr.–Ing. Werner Staudacher die kommissarische Leitung des Instituts. Seine Leitung ermöglichte die erfolgreiche Organisation und notwendige personelle Verstärkung des Instituts, so dass auch in dieser Zeit das wissenschaftliche Leben und die Zusammenarbeit mit nationalen, wie internationalen Institutionen in vollem Umfang aufrecht erhalten werden konnten.

Meinen ganz persönlichen Dank möchte ich dem jetzigen Institutsleiter Herrn Prof. Dr.–Ing. Reinhard Niehuis aussprechen. Seine tatkräftige Unterstützung hat ganz wesentlich dazu beigetragen, dass diese Arbeit auch mit einigem Abstand zu meinem Ausscheiden aus dem Institut noch einen erfolgreichen Abschluss fand. Auch für die Übernahme der Aufgabe des ersten Berichterstatters möchte ich mich ganz herzlich bedanken. Herrn Prof. Dr. rer. nat. Michael Pfitzner vom Institut für Thermodynamik danke ich für seine Tätigkeit als zweiter Berichterstatter, seinem großen Interesse am Gelingen der wissenschaftlichen Arbeit und den zahlreichen fachlichen Diskussionen. Für die freundliche Durchführung des Vorsitzes des Prüfungsausschuss gilt Herrn Prof. Dr.–Ing. Rapp ebenfalls mein Dank.

Ich danke allen Kollegen und Angehörigen des Instituts für Strahlantriebe für ihre fortwährende Hilfsbereitschaft und das unvergessliche Arbeitsklima. Ganz besonders möchte ich mich bei meinem *ehemaligen* Büronachbarn Herrn Dr. Carsten Schwarz für das gute persönliche Verhältnis und den Spass am gemeinsamen Arbeiten an wissenschaftlichen Projekten bedanken. Meinen ehemaligen Institutskollegen Dr. Pasquale Cardamone, Dr. Lothar Hilgenfeld, Dr. Marc Nagel und Dr. Stefan Wolff danke ich für ihre fachliche und freundschaftliche Verbundenheit auch nach der Zeit am Institut. Nicht unerwähnt lassen möchte ich auch Dr. Müller. Mit seiner steten Mahnung *Sehen sie zu, dass sie fertig werden !* hatte er jedes Mal den Nagel auf dem Kopf getroffen. Ebenso richtet sich mein Dank an all jene, die es sich nicht nehmen ließen, mich stets in diesem Sinne daran zu erinnern, dass ich noch eine Arbeit fertig zu stellen hatte. Ein schöner Spass war das.

München im Juli 2014

Holger Brandt

# Abstract

This thesis presents numerical investigations of suction side film cooling on a highly loaded turbine cascade out of fan-shaped holes with laid-back and a continuous compressor bleed slot configuration with four extraction ports which are arranged on a connecting passage. The simulations are carried out under conditions that are typically found in turbomachineries. They are validated and compared to existing high resolution experimental data. A detailed knowledge of the fluid flow of these injection and bleeding configurations is of particular importance because the generated aerodynamical losses are directly linked to the individual blowing and bleeding ratio. The developing turbulent and three-dimensional vortex flows are also responsible for the fluid flow behavior and loss generation in the vicinity of these positions. The characteristic vortex flow of the suction side film cooling at moderate blowing ratio develops completely within the boundary layer. In contrast to that a huge helical vortex system that spreads over the whole cross section of the connecting passage develops due to the slot bleeding within the air system.

For the simulations several modern turbulence models are employed for turbulence closure, a  $k - \omega$  model with extensions for effects of rotation, the SST turbulence model and a Reynolds-stress transport model based on the  $\omega$  equation. The dynamic of the vortex flows and occurring local loss processes are analyzed and discussed by evaluating the most important terms of the vorticity equation and the transport equation of the mean kinetic energy for turbulent flows. Although in the case of film cooling the development of the vortex flow is dominated by turbulent interactions and the kinetic energy budget is characterized by laminar loss mechanisms, non-turbulent processes are responsible for the vortex dynamics within the passage of the bleed air system. However, the loss production mechanisms in this case are driven by turbulent effects. Furthermore it is shown that it is very important to capture the separating flow due to the turning of the flow at the sharp edges of inflow and outflow regions as these flow separations highly influence the resulting vortex flows. The detailed flow analysis of the selected applications typical of turbomachineries finally allows some conclusions on the capabilities and prediction accuracy of the chosen turbulence models for simulating flows within complex geometries. All in all it can be stated that neither the two eddy-viscosity models nor the Reynolds-stress transport model are able to reproduce the different vortex flows and the flow separations at the sharp edges adequately. Especially the calculations with Reynolds-stress transport model show no significantly improved results applied to examined complex flows.

# Übersicht

Dem Verständnis der Strömung in Aus- und Abblasesystemen in Turbomaschinen kommt eine besondere Bedeutung zu, da an diesen Stellen die erzeugten aerodynamischen Verluste und Strömungsbeeinflussungen direkt von der Aus- bzw. Abblaserate abhängig sind. Die auftretenden turbulenten, dreidimensionalen Wirbelströmungen bestimmen das resultierende Strömungsverhalten und die Verlustentstehung. In der vorliegenden Arbeit werden zwei turbomaschinen-typische Aus- und Abblasekonfigurationen, eine saugseitige Filmkühlausblasung an einem hochbelasteten Turbinengitter mit konturierten Fan-Shaped Bohrungen und Laid-Back und eine gehäuseseitige, kontinuierliche Verdichter-Luftabblausung mit vier Entnahmestellen an einem ringförmig umlaufenden Verteilerkanal numerisch untersucht. Die saugseitige Filmkühlausblasung zeichnet sich dabei bei moderater Ausblaserate durch eine sich vollständig innerhalb der Profilhrenzschicht entwickelnde, charakteristische Wirbelströmung aus. Im Verteilerkanal des Abblase-Luftsystems entwickelt sich dagegen infolge der kontinuierlichen Schlitzabblausung ein den gesamten Strömungsquerschnitt ausfüllendes, spiralförmig umlaufendes Wirbelsystem. Die numerischen Simulationen werden mit detaillierten experimentellen Ergebnissen validiert und anschließend verglichen.

Für die numerischen Simulationen werden zur Berücksichtigung der Turbulenz ein um Rotationseffekte erweitertes  $k - \omega$  Modell, das SST Modell und ein auf der  $\omega$ -Gleichung basierendes Reynoldsspannungsmodell eingesetzt. Zur Analyse der Entwicklungsdynamik und der auftretenden Verlustprozesse werden für die Wirbelströmungen die wichtigsten Terme der Wirbelgleichung und der Energiegleichung der mittleren Strömung ausgewertet und diskutiert. Während bei der Filmkühlausblasung innerhalb der Profilhrenzschicht die Wirbeldynamik durch turbulente Interaktionen bestimmt wird und in der Energiebilanz laminare Verlustprozesse dominieren, bestimmen nicht-turbulente Prozesse die Wirbeldynamik im Verteilerkanal des Abblasesystems. Die Verlustproduktion ist hier hingegen durch turbulente Prozesse geprägt. Neben der Analyse der Wirbelströmungen konnte gezeigt werden, dass bei der Simulation von Aus- und Abblasesystemen die korrekte Berechnung der Strömungsablösungen infolge starker Umlenkungen an den Ein- und Austrittskanten wesentlichen Einfluß auf die sich ausbildenden Wirbelströmungen besitzen. Die detaillierten Analysen der turbomaschinen-typischen Problemstellungen ermöglichen zudem Aussagen zur Leistungsfähigkeit und Vorhersagegüte der gewählten Turbulenzmodelle bei der Anwendung auf komplexe Innenströmungen. Sowohl die Wirbelviskositätsmodelle als auch das Reynoldsspannungsmodell konnten die Entwicklung der unterschiedlichen Wirbelströmungen sowie das Ablöseverhalten an den scharfkantigen Umlenkungen nur unzureichend wiedergeben, wobei durch den Einsatz des Reynoldsspannungsmodells keine signifikant verbesserten Ergebnisse erzielt werden konnten.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Nomenklatur</b>	<b>vi</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Problemstellung . . . . .	1
<b>2 Strömungsmechanische Grundlagen</b>	<b>6</b>
2.1 Aerodynamik der Filmkühlung . . . . .	6
2.1.1 Topologie des Filmkühlstrahls . . . . .	7
2.1.2 Numerische Untersuchungen zur Filmkühlung . . . . .	11
2.2 Aerodynamik der Verdichter–Luftabblasung . . . . .	15
2.2.1 Aerodynamik von Strömungsverzweigungen . . . . .	16
2.2.2 Numerische Untersuchungen zum Abblase–Luftsystem . . . . .	18
<b>3 Mathematisch–physikalisches Modell</b>	<b>24</b>
3.1 Turbulente Strömungen . . . . .	24
3.1.1 Turbulente Energiekaskade . . . . .	25
3.1.2 Navier–Stokes Gleichungen . . . . .	27
3.1.3 Reynoldsmittelung und Wirbelviskositätsprinzip . . . . .	28
3.2 Turbulenzmodellierung . . . . .	32
3.2.1 Wirbelviskositätsmodelle . . . . .	32
3.2.2 Reynoldsspannungsmodelle . . . . .	36
<b>4 Numerische Simulation</b>	<b>41</b>
4.1 Rechenverfahren . . . . .	42
4.1.1 TRACE–S . . . . .	42
4.1.2 CFX–5.7 . . . . .	43
4.1.3 Zielsetzung . . . . .	43
4.2 Auswertemethoden . . . . .	44
4.2.1 Aerodynamische Beurteilungsparameter . . . . .	44
4.2.2 Sekundärströmung und Verlustproduktion . . . . .	45
<b>5 Ergebnisse</b>	<b>48</b>
5.1 Vorbemerkung . . . . .	48
5.2 Validierung der Rechenverfahren . . . . .	49

5.3	Saugseitige Filmkühlausblausung . . . . .	51
5.3.1	Vergleich mit dem Experiment . . . . .	51
5.3.2	Verlustmechanismen am Filmkühlstrahl . . . . .	62
5.3.3	Zusammenfassung und Schlussfolgerung . . . . .	75
5.4	Abblase-Luftsystem . . . . .	79
5.4.1	Vergleich mit dem Experiment . . . . .	80
5.4.2	Verifikation der Zuströmbedingungen und Komponentenverluste . . . . .	88
5.4.3	Strömung im Verteilerkanal . . . . .	90
5.4.4	Verlustmechanismen im Verteilerkanal . . . . .	97
5.4.5	Zusammenfassung und Schlussfolgerung . . . . .	101
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>105</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>109</b>
<b>A</b>	<b>Filmkühlausblausung</b>	<b>120</b>
A.1	Messstrecke im HGK . . . . .	120
A.2	Turbinengitter T106-300-4 . . . . .	122
A.3	Rechennetz . . . . .	124
<b>B</b>	<b>Abblase-Luftsystem</b>	<b>125</b>
B.1	Modellaufbau Abblase-Luftsystem . . . . .	125
B.2	Rechennetz . . . . .	127
B.3	1-D Strömungsanalyse . . . . .	128
B.3.1	Ableitung der Druckverhältnisse der Zuströmung . . . . .	128
<b>C</b>	<b>Zuströmturbulenz</b>	<b>130</b>
C.1	Windkanalturbulenz im HGK . . . . .	130
C.2	Geschlossener Modellwindkanal . . . . .	133

# Nomenklatur

## Formelzeichen

$a_{ij}$		Anisotropietensor
$A$		Oberfläche
$b$		Breite
$C_p$	$\frac{p_1 - p}{p_{t1} - p_1}$	Druckbeiwert
$C_d$		Durchflußkoeffizient
$C_D$	$\frac{\dot{m}}{\dot{m}_{id}}$	Durchflußkoeffizient in Abb. 2.11
$C_D$		Cross-Diffusion-Term
$D_{ij}$		Diffusionsterm
$DAB$	$\frac{p_{t1} - p_2}{p_{t1} - p_1}$	Strömungsparameter in Abb. 2.11
$d_H$		Bohrungsdurchmesser
$d_h$	$\frac{2bh}{b+h}$	hydraulischer Durchmesser
$E(\kappa, t)$		Energiespektralfunktion
$\overline{\overline{F}}$		Flussdichtetensor
$F$		Reibungsterm
$F_1, F_2$		Übergangsfunktionen im SST Turbulenzmodell
$G$	$\sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$	Geschwindigkeit
$\vec{G}$		Geschwindigkeitsvektor
$h$		Höhe
$h$		Enthalpie
$h_t$		Totalenthalpie
$I$		Impulsrate
$\overline{\overline{I}}$		Einheitstensor
$K$		kinetische Energie
$Kn$		Knudsen-Zahl
$k$		turbulente kinetische Energie
$\ell$		Sehnenlänge
$\ell_t$		turbulentes Längenmaß
$l_H$		Bohrungslänge
$M$		Ausblaserate
$M_t$		turbulente Machzahl



$\dot{m}$		Massenstrom
$Ma$	$\frac{G}{\sqrt{\kappa RT}}$	Machzahl
$\vec{n}$		Normaleneinheitsvektor
$p$		statischer Druck
$p'$		Druckschwankungen
$P_{ij}$		Produktionsterm
$p_K$		Kammerdruck HGK
$P_k$		Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie
$\Delta p$	$p_1 - p$	statische Druckdifferenz
$p_t$		Totaldruck
$q$		Staudruck
$\dot{q}$		Wärmestrom
$\dot{q}_j$		turbulent schwankender Wärmestrom
$\vec{Q}$		Erhaltungsvektor
$r$		Radius
$R$		Gaskonstante
$Re$	$\frac{G\ell}{\nu}$	Reynoldszahl mit Basis Sehnenlänge
$s$		Profilauflänge
$\overline{S}$		Tensor der Verformungsgeschwindigkeiten
$S_{ij}$		Scherrate der mittleren Strömung
$t$		Zeit
$t_H$		Bohrungsteilung
$T$		Temperatur
$T_{AW}$		adiabate Wandtemperatur
$Tu$		Turbulenzgrad
$u, v, w$		Geschwindigkeitskomponenten
$U, V, W$		Komponenten der mittleren Geschwindigkeit
$u', v', w'$		Komponenten der Schwankungsgeschwindigkeit
$u_K$		Kolmogorov–Geschwindigkeitsmaß
$u_\tau$		Wandschubspannungsgeschwindigkeit
$V$		Volumen
$W_{BD}$		barokline Drallproduktion
$x, y, z$		kartesisches Koordinatensystem
$\vec{x}$		Ortsvektor
$y^+$		dimensionsloser Wandabstand
$\alpha$		Wärmeübergangskoeffizient
$\beta$		Strömungswinkel
$\Delta\beta$		Umlenkung
$\delta$		Grenzschichtdicke
$\overline{\delta}$		Kronecker–Einheitstensor
$\delta_{ij}$		Kronecker–Einheitstensor
$\epsilon$		turbulente Dissipationsrate

$\epsilon_{ij}$		turbulenter Dissipationsterm
$\epsilon_k$		Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie
$\epsilon_{ijk}$		Levi–Civita–Symbol
$\eta$		Kühleffektivität
$\eta$		Wandabstand
$\gamma_{ax}$		axialer Anstellwinkel Bohrung zu Querströmung
$\gamma_s$		Bohrungswinkel
$\kappa$		Isentropenexponent
$\kappa$		Wellenzahl
$\Lambda$		Integrallängenmaß
$\lambda_K$		Kolmogorov–Längenmaß
$\mu$		Viskosität
$\mu_t$		Wirbelviskosität
$\nu$		kinematische Viskosität
$\nu_t$		kinematische Wirbelviskosität
$\Omega$		Rotation
$\Omega_{ij}$		Rotationstensor
$\Omega$	$\frac{p_{t1} - p_{t2}}{p_{t1} - p_1}$	Totaldruckverlustbeiwert in Abb. 2.11
$\omega$		spezifische Dissipationsrate
$\Phi_{ij}$		Druck–Scher–Korrelationsterm
$\rho$		Dichte
$\tau$		Zeitmaß
$\tau_K$		Kolmogorov–Zeitmaß
$\bar{\tau}$		Schubspannungstensor
$\bar{\tau}'$		Reynolds–Spannungstensor
$\tau'_{ij}$		Reynolds–Spannungstensor
$\zeta$	$\frac{p_{t1} - p_{t2}}{p_{t1} - p_1}$	Totaldruckverlustbeiwert

## Indizes

<i>A</i>	Absolutgröße
<i>bez</i>	Bezugsgröße
<i>BL</i>	Grenzschicht
<i>c</i>	Kühlluft
<i>d</i>	Dissipationsbereich
<i>e</i>	Energiebereich
<i>eff</i>	effektiv
<i>G</i>	Gehäuse
<i>ges</i>	gesamt
<i>H</i>	Bohrung
<i>HS</i>	Hufeisenwirbel
<i>hom</i>	homogen

$i, j, k$	Richtungsindizes
$K$	Druckkammer
$K$	Kolmogorov-Maß
$l$	laminar
$N$	Nabe
$p$	Druckschwankungen
$S$	Abblaseschlitz
$sek$	Sekundärströmung
$St$	Entnahmestutzen
$t$	turbulent
$V$	Verteilerkanal
$W$	Wand
$id$	theoretisch
$th$	isentrop
$turb$	turbulent
$v$	viskos
$x$	axiale Strömungsrichtung
1	Zuströmung
2	Abströmung
1, 2, 3	Strömungsrichtung

### Abkürzungen

AGS	Transitionskriterium nach Abu-Ghannam und Shaw [1], [35]
BD	barokline Drallproduktion
CFD	Computational Fluid Dynamic
CGNS	CFD General Notation System
DES	Detached-Eddy Simulation
DNS	Direkte Numerische Simulation
FEM	Finite-Elemente Methode
HGK	Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal
ILU	Incomplete LU Zerlegung
LES	Large Eddy Simulation
LRR	Launder, Reece und Rodi
MUSCL	Monotonic Upstream-centered Scheme for Conservation Law
QI	Quasi Isotropic
RSM	Reynoldsspannungsmodell
SP	Sattelpunkt
SST	Shear Stress Transport Modell

# Kapitel 1

## Einleitung

### 1.1 Problemstellung

Die Entwicklung von Fluggasturbinen hat seit ihrer Erfindung in den 30'iger Jahren des letzten Jahrhunderts große Fortschritte erzielt. Angetrieben von sich stetig ändernden Rahmenbedingungen und neuen Möglichkeiten des technischen Fortschritts, veränderten sich auch die Auslegungsziele von Fluggasturbinen. Wurde anfangs das Ziel verfolgt, Leistung und Leistungsdichte erheblich zu steigern, rückte zur Zeit der Ölkrise in den 70'iger Jahren des letzten Jahrhunderts die Reduzierung des Brennstoffverbrauchs als Entwicklungsziel in den Fokus. Dies führte zu Triebwerkskonzepten mit wesentlich höherem Gesamtwirkungsgrad, erzielt vor allem durch Steigerung der Nebenstromverhältnisse, Erhöhung der Druckverhältnisse und Turbineneintrittstemperaturen sowie verbesserten Komponentenwirkungsgraden. Mit anwachsendem Luftverkehrsaufkommen trat dann zunehmend die Umweltverträglichkeit in den Vordergrund, d.h. weitere drastische Reduktion von Brennstoffverbrauch, Lärm- und Schadstoffemission. In den letzten Jahren sind dann in der Luftfahrtindustrie die Kosten mit Abstand zum wichtigsten Faktor aller Entscheidungen aufgestiegen. Um den daraus resultierenden ökonomischen und technologischen Ansprüchen gerecht werden zu können, müssen bei der Entwicklung neuer Fluggasturbinen durch den Einsatz fortschrittlicher Auslegungswerkzeuge und –prozesse die Betriebs-, Entwicklungs- und Herstellungskosten ohne Qualitätseinbußen stetig reduziert werden.

Die Auslegung einer Fluggasturbine ist ein multidisziplinärer Prozess. Verschiedene, spezialisierte Auslegungswerkzeuge für die Bereiche Aerodynamik, Verbrennung, thermische und mechanische Bauteilbeanspruchung inklusive dem Sekundärluftsystem müssen zu einer Prozesskette verknüpft werden. Erst die Fortschritte im Bereich der numerischen Methoden sowie die kontinuierliche Steigerung der Rechenleistung haben Simulationsverfahren als bewährte und robuste Werkzeuge etabliert. Voraussetzung für den interdisziplinären Ansatz auf Basis von Fundamentalgleichungen ist die detaillierte Modellierung der jeweiligen physikalischen Phänomene. Heute liegt z.B. im Bereich Aerodynamik die Vorhersagegenauigkeit numerischer Verfahren bei der Entwicklung moderner Verdichter etwa bei  $\pm 1.5\%$  im Wirkungsgrad,  $\pm 3\%$  im Durchsatz und  $-5\%$  bis  $+10\%$  Stabilitätsabstand (Abb. 1.1) [130]. Die teilweise relativ hohe Ungenauigkeit in der aerodynamischen Vorhersagegenauigkeit ist auf die immer noch unzureichende,

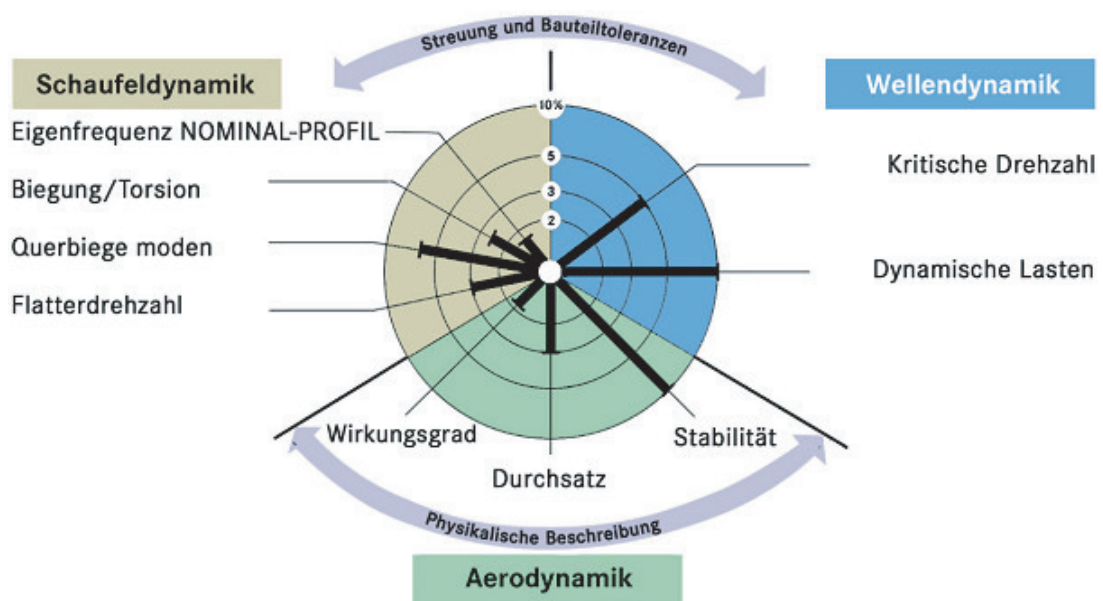


Abbildung 1.1: Genauigkeit des Auslegungsprozesses, Quelle: MTU [130]

physikalische Beschreibung der äußerst komplexen Strömungsvorgänge in den Lösungsverfahren zurückzuführen. Insbesondere die Unzulänglichkeiten der verwendeten Turbulenzmodelle führt häufig zu erheblichen Fehlberechnungen. Trotz der bestehenden Defizite haben sich numerische Strömungslöser aufgrund ihres flexiblen und kostengünstigen Einsatzes im Auslegungsprozeß durchgesetzt. Durch die Möglichkeit zunehmend komplexere Strömungsvorgänge in hoher Auflösung simulieren zu können, kann verstärkt auf Korrelationen zur Beschreibung von Detailphänomenen verzichtet werden. Vereinfachende Methoden wie etwa Euler–Grenzschicht Rechenverfahren werden so zunehmend durch 3D Navier–Stokes Rechenverfahren ersetzt. Einzelnd sind bereits vollständig parametrisierte, dreidimensionale Entwürfe des beschaufelten Ringraums Realität geworden [98]. Die abschließende Verifikation der Zuverlässigkeit und physikalischen Güte der Simulationsergebnisse im Versuch ist und bleibt jedoch weiterhin unverzichtbar.

Ein Großteil der an Fluggasturbinen gestellten Anforderungen sind direkt an den Gesamtwirkungsgrad gekoppelt. Es ist deshalb erforderlich, die einzelnen Komponentenwirkungsgrade wie auch den thermodynamische Wirkungsgrad des Gesamtsystems weiter zu optimieren. Letzteren zu erhöhen, ist über eine Steigerung des Druckverhältnisses und der Turbineneintrittstemperatur möglich. Höhere Kompressions– und Expansionsverhältnisse bedeuten jedoch eine Zunahme der Verluste in Verdichter und Turbine. Nur die gleichzeitige Erhöhung der Prozesstemperatur macht daher den Vorteil höherer Druckverhältnisse nutzbar. Der Gesamtwirkungsgrad einer Gasturbine ist damit eng an die realisierbaren Turbineneintrittstemperaturen gekoppelt.

Die zulässigen Materialtemperaturen heutiger Turbinenschaufelwerkstoffe liegen bei ca. 1300–1500 K, die Turbineneintrittstemperaturen moderner Fluggasturbinen liegen dagegen bei ca. 1800 K. Zur Überbrückung dieser Temperaturdifferenz müssen die Turbinenschaufeln gekühlt

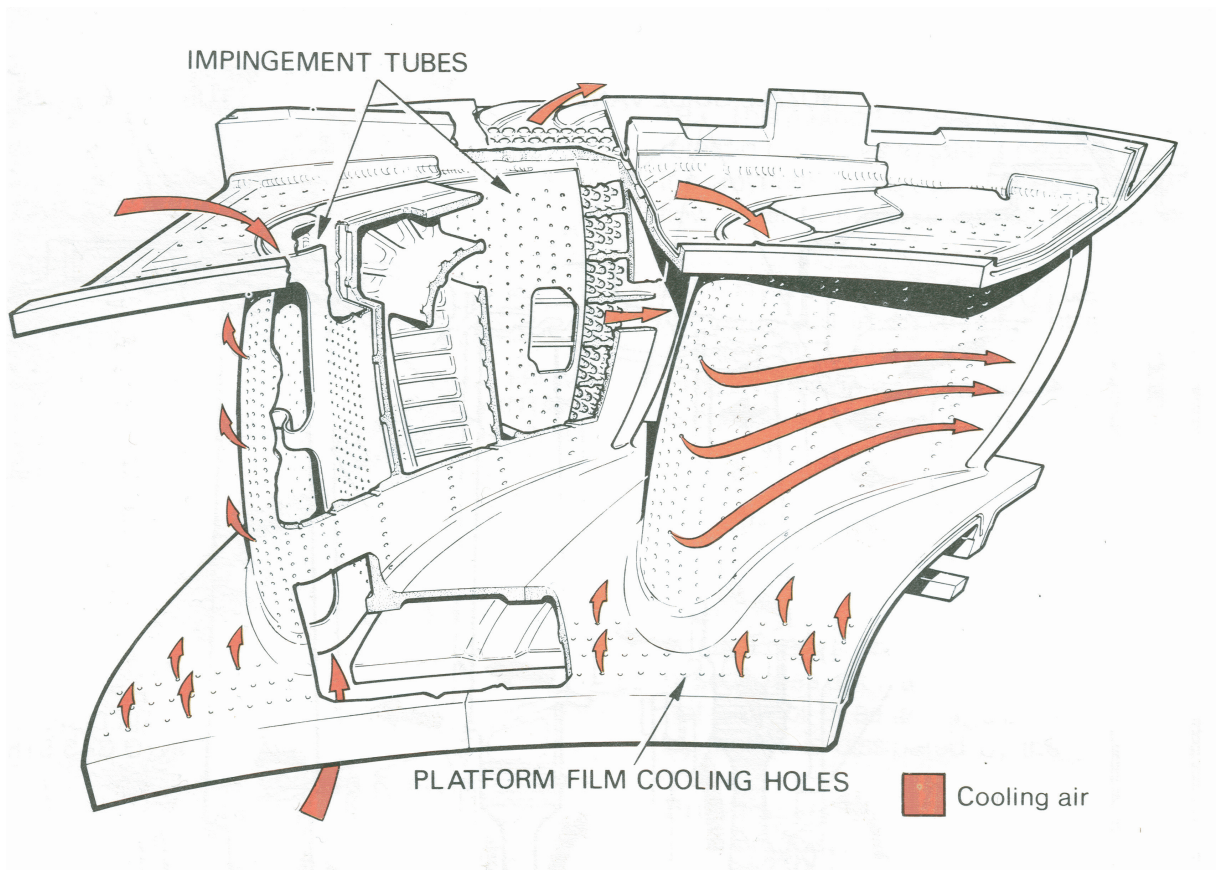


Abbildung 1.2: Gekühlte Statorreihe, Quelle: Rolls-Royce plc. [113]

werden. Dazu wird eine Kombination verschiedener Techniken eingesetzt. Abb. 1.2 zeigt die aufwendige Konstruktion einer gekühlten Hochdruckturbinen-Statorreihe. Im Schaufelinneren sollen spezielle Kühlkanäle eine möglichst effektive Prall- und Konvektionskühlung zur Absenkung der Materialtemperaturen realisieren. An besonders heißen Stellen auf der Schaufeloberfläche wird Kühlluft aus dem Schaufelinneren durch Bohrungen ausgeblasen. Bei dieser sog. Filmkühlung legt sich ein schützender Kühlfilm über die Schaufeloberfläche und reduziert die effektive Gastemperatur und somit den Wärmeeintrag in die Schaufel. Die Luft zur Kühlung muss zuvor aus dem Hochdruckverdichter abgezapft und an der Brennkammer vorbei zur Turbine geleitet werden. Die Rückführung der Kühlluft durch die Schaufel in die Turbinenkernströmung erzeugt jedoch noch zusätzliche aerodynamische Verluste, die zu einer Verschlechterung des Komponentenwirkungsgrads führen. Die zusätzlichen Verluste können dabei die Größenordnung der sonstigen aerodynamischen Verluste annehmen. Oft werden zudem die aerodynamischen Eigenschaften der Beschaukelung durch die Ausblasung negativ beeinflusst. Insgesamt wird daher geschätzt, dass bei der Filmkühlung noch ein Optimierungspotenzial von 50 – 60 % besteht [11].

In Fluggasturbinen moderner Bauart werden typischerweise etwa 30 % des Luftmassenstroms der Verdichterkernströmung abgezapft und somit kontraproduktiv aus dem Gasturbinen-Kreis-

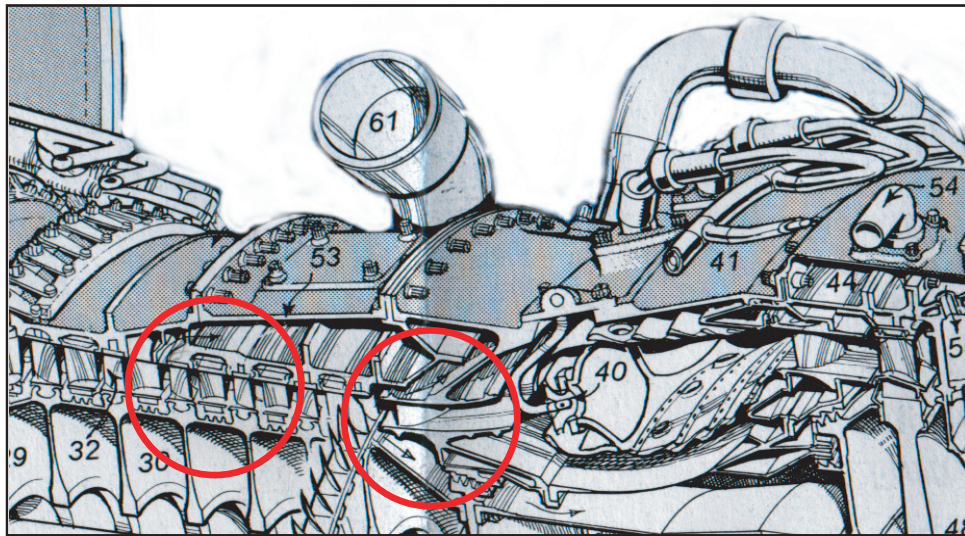


Abbildung 1.3: Abblase-Luftsystem im Triebwerk CFM56

prozess ausgekoppelt. Davon werden bis zu zweidrittel zur Kühlung der Turbinenbeschauung eingesetzt. Neben weiteren Aufgaben<sup>1</sup> übernimmt das sog. Sekundärluftsystem die Bereitstellung der Kühlluft. Eine Reduzierung des Sekundärluftbedarfs sowie die aerodynamisch optimierte Gestaltung des Luftsystems sind wichtige Zielsetzungen für die Entwicklung leistungsfähiger Gasturbinen, denn bereits eine Steigerung der Zapfluentnahme um 1 % kann in Abhängigkeit vom Druckniveau, bei dem die Luft abgezapft wird, einen Anstieg des spezifischen Treibstoffverbrauchs von 0.5 – 1.5 % ausmachen. Ein gebräuchliches Verfahren der Luftentnahme in Verdichtern stellt die Abblasung über einen im Gehäuse umlaufenden Entnahmeschlitz dar. Abb. 1.3 zeigt eine solche Abblasung, bei der die Luft in einen um den Triebwerkskern umlaufenden Verteilerkanal abgeblasen und anschließend über Entnahmeleitungen weitergeleitet wird.

Das Sekundärluftsystem ist ein komplexes Gebilde aus einer Vielzahl von Elementen, wie z.B. Leitungen, Verzweigungen, rotierende und nichtrotierende Bohrungen und Scheiben. Zur Charakterisierung des Durchfluß- und Wärmeübergangverhaltens werden gängigerweiser die Strömungselemente einzeln betrachtet und mittels definierter Zu- und Abströmbedingungen zu einem Gesamtsystem verbunden [43],[80]. Ursprünglich zwei- und dreidimensionale Strömungsvorgänge werden dabei durch eindimensionale Zusammenhänge abstrahiert und vereinfacht. Einem aerodynamisch günstig ausgelegten Luftsystem stehen in vielen Fällen allerdings konstruktive und fertigungstechnische Beschränkungen gegenüber, die zusätzliche, kontraproduktive Sekundärströmungen und Druckverluste hervorrufen können.

Defizite bei der Bauteilkühlung und der Sekundärluftversorgung können zu erheblichen Leistungseinbußen und zu Beeinträchtigungen der Betriebssicherheit einer Gasturbine führen. Bereits in der Auslegungsphase muss daher darauf geachtet werden, unnötige Verluste und betriebsgefährdende Situationen zu vermeiden. Aufgrund der Komplexität ist besonders das Ver-

<sup>1</sup>Bereitstellung von Sperrluft gegen Heißgaseinbruch, Axialschubausgleich, aktive Spaltweitenkontrolle, Ventilation von Hohlräumen und zellseitige Anforderungen

ständnis der Strömung in der Umgebung von Aus- und Abblasestellen im Kerntriebwerk extrem wichtig, da hier aerodynamische Verluste und Strömungsbeeinflussungen direkt von der Ab- bzw. Ausblaserate abhängig sind. Die hier auftretenden turbulenten, dreidimensionalen Wirbelströmungen bestimmen ganz wesentlich die resultierenden Strömungstopologien und somit auch die lokale, thermische Bauteilbeanspruchung. Zu deren besserem physikalischen Verständnis ist es nicht ausreichend, die Hauptströmungsmerkmale und die integralen Beurteilungsparameter mit guter Genauigkeit vorherzusagen, vielmehr kommt es hier auf die korrekte Wiedergabe des Strömungsgeschehens an. Dem Turbulenzmodell kommt daher in der numerischen Strömungssimulation solcher Problemstellungen eine herausragende Bedeutung zu. Nur mit Hilfe von Detailuntersuchungen können die notwendigen Erfahrungswerte und Auslegungskriterien gewonnen oder noch unverzichtbare Korrelationen weiterentwickelt werden. Da bis heute weder ein universelles Turbulenzmodell existiert, noch in Sicht ist und jeder Modellansatz seine Stärken und Schwächen aufweist, müssen Turbulenzmodelle für die verschiedenen Problemstellungen validiert und ihre Aussagefähigkeit jeweils nachgewiesen werden. Wandgebundene, turbulente Wirbelströmungen mit Mischungsvorgängen, wie sie bei der Filmkühlung und im Luftsystem einer Verdichterluftabblaseung auftreten, sind Vertreter solcher Problemstellungen.



# Kapitel 2

## Strömungsmechanische Grundlagen

### 2.1 Aerodynamik der Filmkühlung

Bei der Filmkühlung wird im Vergleich zur Hauptströmung kalte Luft durch Bohrungen in der Schaufelwand an thermisch hochbelasteten Stellen ausgeblasen. Der ausgeblasene Strahl bildet einen Schutzfilm zwischen der heißen Hauptströmung und der Schaufeloberfläche. Durch das Einblasen von Kühlluft wird das treibende Temperaturgefälle  $|T_G - T_W|$ , die Temperaturdifferenz zwischen Heißgasströmung und Wand, durch die Temperaturabsenkung auf Filmtemperatur in wandnähe  $T_F$  (eine Mischung aus Heißgas und Kühlluft) reduziert. Die Filmtemperatur entspricht dabei in guter Näherung der Temperatur  $T_{AW}$ , die eine adiabate Wand aufgrund des Kühlfilmeinflusses annehmen würde [47]. Der konvektive Wärmeübergang an einer filmgekühlten Schaufel ergibt sich dann zu

$$\dot{q}_W = \alpha (T_{AW} - T_W) \quad (2.1)$$

Da der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  von der turbulenten Mischung zwischen Kühlluftstrahl und Hauptströmung abhängig ist, er nimmt gewöhnlich mit zunehmender Turbulenz zu, muß das Temperaturverhältnis so klein wie möglich werden, um einen Vorteil aus der Filmkühlung zu gewinnen. Die adiabate Wandtemperatur  $T_{AW}$  wird häufig auch in dimensionloser Form als Kühleffektivität ausgedrückt.

$$\eta = \frac{T_G - T_{AW}}{T_G - T_c} \quad (2.2)$$

Die adiabate Filmkühleffektivität beschreibt die Absenkung der adiabaten Wandtemperatur durch die Filmkühlung als Verhältnis zum maximal möglichen Kühlpotential, das durch die Kühllufttemperatur  $T_c$  und der Heißgastemperatur  $T_G$  vorgegeben ist. Der Zielkonflikt bei der Filmkühlung besteht darin, den Wärmeeintrag in die Schaufel derart zu reduzieren, dass die zusätzlich erzeugten aerodynamischen Verluste den Gewinn im thermischen Wirkungsgrad infolge der erhöhten Turbineneintrittstemperatur nicht aufzehren.

Die Ausblaserate  $M$  bzw. Impulsrate  $I$  ist neben dem Ausblasewinkel  $\gamma_{ax}$  die ausschlaggebende Größe zur Kontrolle des Kühlluftstrahls [14].

$$M = \frac{\rho_c \cdot G_c}{\rho_1 \cdot G_1} \quad I = \frac{\rho_c \cdot G_c^2}{\rho_1 \cdot G_1^2} \quad (2.3)$$

Die Ausblaserate  $M$  gibt das Stromdichteverhältnis der Kühlluft (Index  $c$ ) zu den Zuströmgrößen vor der Schaufel an. Sie ist das Produkt aus Geschwindigkeits- und Dichteverhältnis und dient als Maß für die maximal mögliche Kühlwirkung. Aerodynamische Vorgänge sind hingegen in erster Linie vom Impulsverhältnis  $I$  abhängig. Es kann als indirektes Maß für den Widerstand des eingeblasenen Strahls gegen die Anpassung an die Hauptströmung angesehen werden. Pietrzyk et al. [104] kamen in ihren Untersuchungen zu dem Schluß, dass im Nahfeld der Bohrung das Strömungsfeld durch das Geschwindigkeitsverhältnis bestimmt wird, im Fernfeld jedoch die Ausblaserate der entscheidende Parameter ist. Das Impulsverhältnis korreliert mit dem Eindringverhalten des Strahls. Bei kleinen Kühlluftimpulsen orientiert sich die Richtung des Kühlluftstrahls schnell nach Verlassen der Austrittsöffnung in Richtung der Hauptströmung an. Der Strahl verbleibt so an oder nahe an der Profiloberfläche. Im Falle hoher Kühlluftimpulse kommt es nur zu einer graduellen Anpassung der Strömungsrichtung. Die Folge sind starke Scherungen mit hohen aerodynamischen Verlusten. Der negative Druckgradient einer Turbinenströmung verringert das Impulsverhältnis über der Lauflänge des Kühlluftstrahls und wirkt so einem Abheben des Filmkühlstrahls von der Schaufeloberfläche entgegen.

Die aerodynamischen Grundlagen der Filmkühlung, dem Einblasen und Mischen eines Fluidstrahls in eine Querströmung mit Druckgradient unter thermisch anspruchsvollen Randbedingungen, wurden in der Vergangenheit umfangreich experimentell und numerisch untersucht. Die relevanten Untersuchungen dazu verteilen sich im wesentlichen auf zwei Forschungszweige: der klassischen Disziplin „Jets in Crossflow“ (Andreopoulos und Rodi [5], Margason [91]) und dem Filmkühlen thermisch hochbelasteter Beschaukelungen (Goldstein [47] und LeGrives [86]). Beiden Forschungszweigen gemein sind ähnliche strömungsphysikalische Prozesse und Strömungstopologien. Bei der Übertragbarkeit der Erkenntnisse sind allerdings die turbomaschinentypischen Bedingungen einer realistischen Filmkühlausblasung zu berücksichtigen.

### 2.1.1 Topologie des Filmkühlstrahls

Die Aerodynamik der Filmkühlung ist von einer Vielzahl geometrischer und strömungsphysikalischer Einflußgrößen abhängig, deren Zusammenwirken äußerst komplex ist. Baldauf et al. [15] kommt daher auch in seinen Untersuchungen zu dem Schluß, dass es die Vielzahl der möglichen Parameter und Abhängigkeiten sind, die einem vollständigen, theoretischen Erfassen der Filmkühlung entgegen stehen. Einige grundlegende Eigenschaften der Wirbelentwicklung scheinen jedoch für die Filmkühlausblasung charakteristisch zu sein.

Die Strömungstopologie eines durch diskrete Bohrungen in eine Querströmung eingeblasenen Strahls ist beispielhaft in Abb. 2.1 dargestellt. Der Strahl wird hierzu in vielen Grundlagenuntersuchungen aus einem runden Bohrungskanal mit einem Anstellwinkel von  $\gamma_{ax} \leq 90^\circ$  zur Querströmung ausgeblasen<sup>1</sup> und ist unbeeinflusst von benachbarten Strahlen. Der austretende Strahl wird infolge der wirkenden viskosen Kräfte und der resultierenden Druckverteilung am Strahlrand – der Staudruck auf der Strahl-Leeseite ist geringer als der Staudruck auf der Luvseite – kontinuierlich in Richtung Hauptströmung umgelenkt. Im Gegensatz zum ungestörten Ausblasen aus einer Bohrung können bei der Filmkühlausblasung aus Bohrungsreihen die Ein-

<sup>1</sup>bei der Filmkühlung beträgt der axiale Anstellwinkel üblicherweise  $\gamma_{ax} = 30^\circ - 35^\circ$

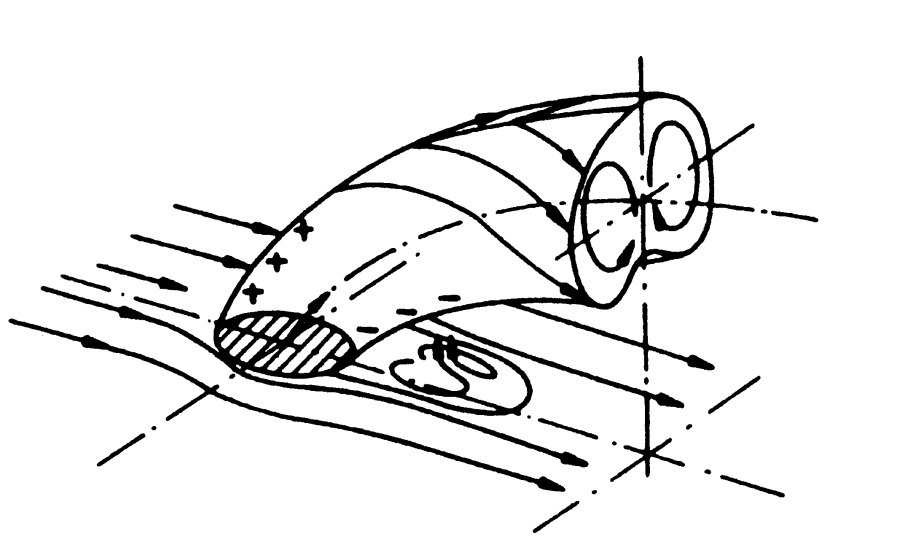


Abbildung 2.1: Hauptstruktur des Strahls in Verbindung mit „Jets in Crossflow“, aus Margason [91]

zelstrahlen stromab der Ausblasestelle miteinander interagieren und sich zu einer geschlossenen Wirbelschicht formieren.

Beim Ausblasen in eine Querströmung bilden sich im und am Strahl verschiedene Wirbelstrukturen aus (Perry et al. [102], Sgarzi et al. [122], Vogel [142]).<sup>2</sup> Der dominierende Wirbel ist der sog. Nierenwirbel (Abb. 2.1). Er entwickelt sich analog zum Rohrkrümmer aufgrund der Strömungsumlenkung. Am Rand des umgelenkten Strahls bewirken Druckkräfte eine Abwärtsdrift. Die Kontinuität erfordert dann eine Aufwärtsdrift im Strahlkern. Es entstehen zwei symmetrische, gegenläufig rotierende Wirbel. Die Drehrichtung des Nierenwirbelpaars hemmt dabei die laterale Ausbreitung des Strahls und fördert die Aufwärtsbewegung des Strahls von der Wand weg. Gleichzeitig wird Fluid aus der Querströmung unter und in den Strahl transportiert. Beide Effekte wirken einer effektiven Kühlwirkung entgegen. Im Nachlauf der Einblausung bildet sich unterhalb des Strahls ein Totwassergebiet mit einem Totwasserwirbel aus. Das Totwasser wird durch Fluid aus der Querströmung gespeist [122]. Mit steigender Ausblaserate nimmt auch die Ausdehnung des Totwassergebietes zu und es kann sich ein Nachlauf ähnlich der Kármánschen Wirbelstraße ausbilden.

Im Staubereich stromauf des Strahls löst die ankommende Grenzschicht aufgrund ihres Totdruckdefizits von der Wand ab. Entsprechend ihrer aus der Scherung resultierenden Rotation  $\Omega_{BL}$  rollt sich die Grenzschicht vor dem Strahl zum Hufeisenwirbel  $\Omega_{HS}$  ein, der zu beiden Seiten von der Strömung um den Strahl herum transportiert wird. Die Äste des Hufeisenwirbels rotieren gegensinnig zu den Ästen des Nierenwirbels  $\Omega_x$ . In Abb. 2.2 sind die Rotationshaupttrichtungen der wichtigsten Wirbelstrukturen im Nahfeld einer Filmkühlausblausung schematisch dargestellt. Neben Scherwirkung und Strahlumlenkung ist auch die Rotation

<sup>2</sup>Die Symmetrie der sich ausbildenden zusammenhängenden Wirbelstruktur geht bei lateraler Anstellung  $\gamma_{lat} \neq 0^\circ$  verloren. Die luvseitigen Wirbeläste werden unterdrückt und dissipieren sehr schnell [14],[45]

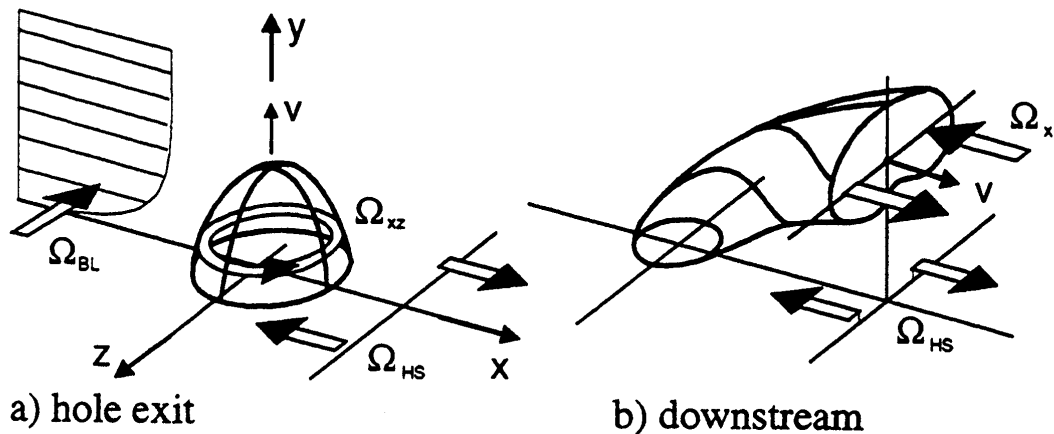


Abbildung 2.2: Rotationsrichtungen am Filmkühlstrahl, Baier et al. [14]

der Grenzschicht an der Bohrungswand mitverantwortlich für die Entstehung und Ausbildung des Nierenwirbels. Am Bohrungsaustritt führt die Rotation der Bohrungsgrenzschicht zur Ausbildung eines Ringwirbels [96]. Die Deformation des Ringwirbels bei der Interaktion mit der Querströmung und der Strahlumlenkung unterstützen die Ausbildung des Nierenwirbels. Nach Andreopoulos und Rodi [5] ist die relative Dominanz einer der beiden Entstehungsmechanismen vom Impulsverhältnis und dem Ausblasewinkel abhängig. Bei kleinen Impulsverhältnissen und kleinem Ausblasewinkel ist der Einfluß des Ringwirbels dominierend, da die Scherung hier innerhalb der Grenzschicht der Querströmung stattfindet [63],[143]. Im folgenden werden die einzelnen Wirbelstrukturen entsprechend der Nomenklatur von Vogel [142], wie in Abb. 2.4 aufgeführt, benannt.

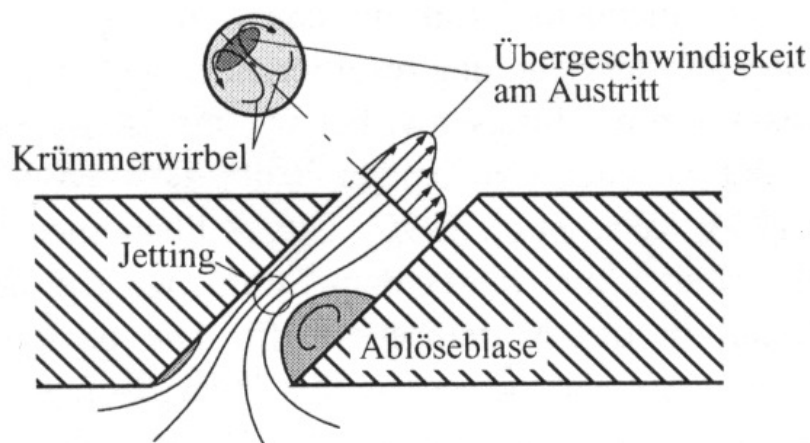


Abbildung 2.3: „Jetting-Effect“ in Filmkühlbohrung, Baldauf et al. [15]

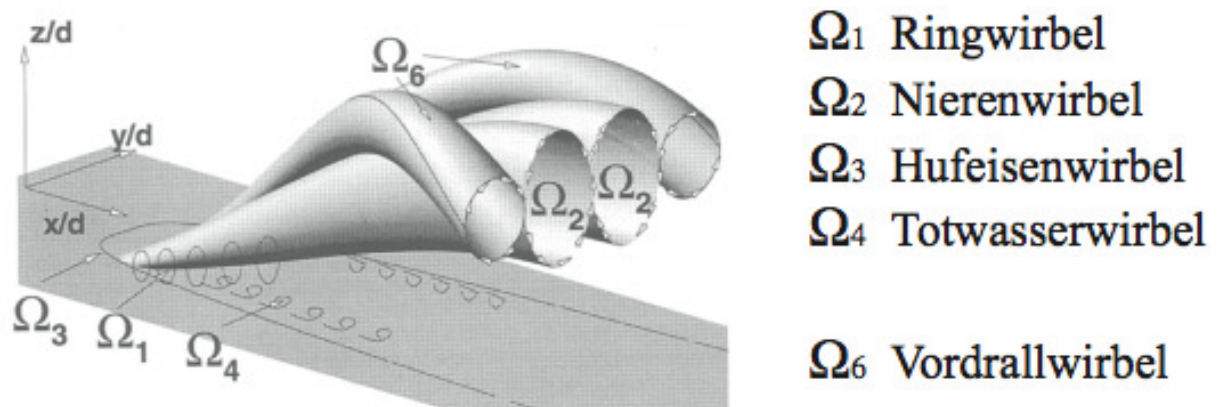


Abbildung 2.4: Filmkühlstrahl mit Vordrall, Vogel [142]

Leylek und Zerkle [89] konnten, basierend auf den experimentellen Ergebnissen von Pietrzyk [103],[104], in numerischen Untersuchungen zeigen, dass das Strömungsprofil aus runden Bohrungen mit kleinem Länge-zu-Durchmesser Verhältnis  $l_H/d_H$ , wie sie bei der Filmkühlung üblich sind, nicht dem Profil einer ausgebildeten Rohrströmung entspricht (Abb. 2.3). Am Eintritt geneigter Bohrungen bildet sich aufgrund der scharfen Umlenkung an der stromabgelegenen Wand eine Ablöseblase aus. Die teilweise Versperrung des Bohrungsquerschnitts führt zu Übergeschwindigkeiten an der gegenüberliegenden Wand („Jetting-Effect“), die den effektiven Ausblaseimpuls erhöhen. Erst bei längeren Bohrungen kann sich das asymmetrische Geschwindigkeitsprofil wieder homogenisieren. Ebenfalls infolge der scharfen Umlenkung kommt es in der Bohrung zur Ausbildung eines gegenläufig rotierenden Sekundärwirbelpaars. Die Drehrichtung des Sekundärwirbels kann dabei der des Nierenwirbels gleich- oder entgegengerichtet sein und geht in diesen über. Abhängig von der Einströmrichtung in die Bohrung kann sich zusätzlich ein gegenläufig rotierendes Wirbelpaar in der Bohrung ausbilden [142]. Dieser Vordrallwirbel ( $\Omega_6$ -Struktur) kann wesentlichen Einfluß auf den Kühlfilm nehmen. Abb. 2.4 zeigt den Verlauf des Vordrallwirbels für eine linksgekrümmte Bohrung. Er legt sich über den Nierenwirbel, drückt diesen auseinander und behindert das Abheben des Strahls von der Oberfläche. Die Erkenntnisse von Vogel [142] zur Entstehung des Vordrallwirbels konnten von Kügeler [78] weiter konkretisiert werden, dass ein Vordrallwirbel auch durch Umorientierung der Rotation der Bohrungsgrenzschicht an der Bohrungsvorderkante bei der Mischung von Hauptströmung und Kühlluft entstehen kann. Eine andere Möglichkeit, das Abheben des Filmkühlstrahls zu unterbinden, beschreiben Kusterer et al. [79] mit dem sog. „Double-Jet Film Cooling“. Aus einer zusätzlichen Bohrung wird ein gegenläufig rotierender Nierenwirbel erzeugt, der sich dann oberhalb des eigentlichen Nierenwirbels des Filmkühlstrahls anordnet.

In modernen Turbinenbeschaukelungen werden heute neben runden vielfach Fan-Shaped Bohrungen bei der Filmkühlung eingesetzt. Diese Bohrungsform zeichnet sich durch einen diffusorartigen, lateral erweiterten Bohrungsaustritt aus, um das Impulsverhältnis zwischen eingblasener Kühlluft und Heißgasströmung weiter zu reduzieren. So wird ein tiefes Eindringen der Kühlluft in die Hauptströmung, wie es bei einfachen, runden Bohrungen auftritt, verhindert. Die laterale Divergenz bei Diffusorbohrungen wirkt der Entwicklung des Nierenwirbels ( $\Omega_2$ -Struk-

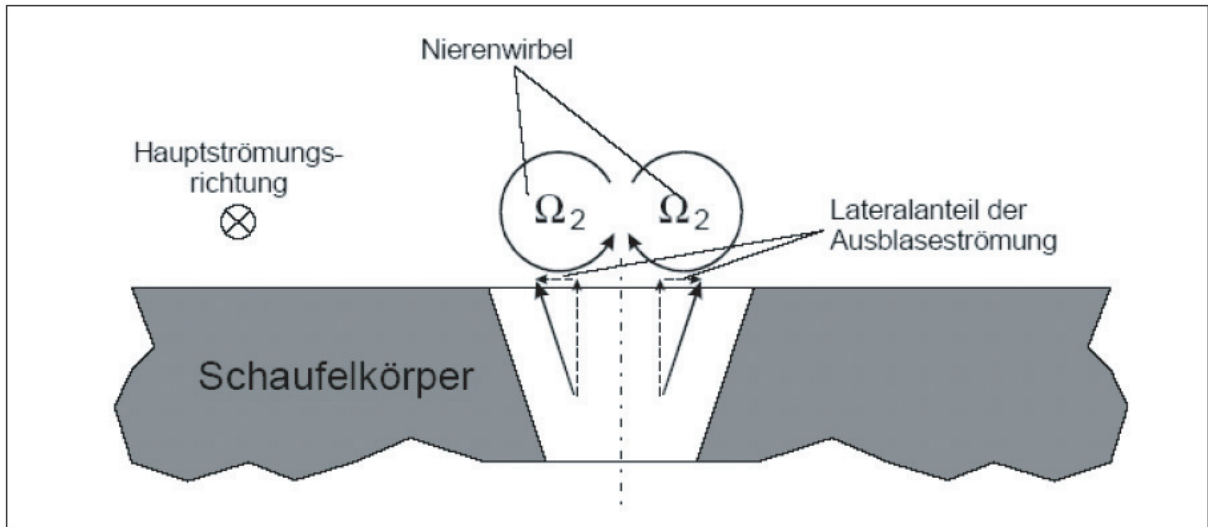


Abbildung 2.5: Ausblaseströmung Fan-Shape Bohrung, Ganzert [45]

tur) normal zur Schaufeloberfläche entgegen. Der Lateralanteil der Strömungsgeschwindigkeit vom Nierenwirbel wird durch die Diffusorbohrung zudem reduziert und begünstigt damit das Auseinanderdriften der Nierenwirbeläste. Eine weitere Optimierung der Bohrungsform stellt die Fan-Shaped Bohrung mit Laid-Back dar (s. Abb. A.2). Bei ihr wird zusätzlich zur lateralen Divergenz der Winkel zwischen Bohrung und Schaufeloberfläche durch das Laid-Back verkleinert. Neben eines reduzierten Eintrittswinkels des Filmkühlstrahls in die Hauptströmung soll dadurch ein direktes Anlegen des Strahls an die Oberfläche erreicht werden.

## 2.1.2 Numerische Untersuchungen zur Filmkühlung

Die Filmkühlung ist ein turbulentes, dreidimensionales Problem, dessen numerische Simulation eine belastbare und hinreichend genaue Vorhersage der auftretenden komplexen Wirbelstrukturen und Mischungsprozesse erfordert. Frühe numerische Untersuchungen einer diskreten Strahleinblasung in eine Querströmung gehen auf Bergeles et al. [16] zurück. Die Simulationen demonstrierten den anisotropen Charakter der Turbulenz bei der Strahlausblasung. Andreopoulos und Rodi [5] folgerten aus ihren experimentellen Untersuchungen zur Strahleinblasung, dass Wirbelviskositätsmodelle theoretisch in der Lage sein sollten, die Reynoldsspannungen bis auf den Term, der für die laterale Strahlaufweitung verantwortlich ist, korrekt zu berechnen. Zur numerischen Simulation der Filmkühlung selbst finden sich in der veröffentlichten Literatur eine Vielzahl von Publikationen, in denen etablierte Testfälle zur Validierung der Rechenverfahren genutzt werden. Einen weit verbreiteten, numerischen Testfall stellen die experimentellen Untersuchungen von Pietryzk et al. [103], [104] dar. Sie untersuchten die Filmkühlung an einer ebenen Plattenkonfiguration aus angestellten zylindrischen Bohrungen variabler Länge bei verschiedenen Ausblaseraten und Dichteverhältnissen. Leylek und Zerkle [89] nutzten diesen Testfall zur Validierung eines dreidimensionalen, elliptischen RANS Verfahrens mit  $k - \epsilon$  Turbulenzmodell in Verbindung mit Wandfunktion. Im konturan-

gepaßten, strukturierten Rechenetz bezogen sie Bohrung und Plenum mit in die Simulationen ein. Die Untersuchungen zeigten, dass die komplexen Strömungsverhältnisse innerhalb der Bohrung nicht vernachlässigt werden dürfen, da sie die Strahlaustrittsbedingungen und somit Strahlentwicklung stromab der Ausblasebohrung beeinflussen. Die fehlende Berücksichtigung anisotroper Turbulenzeffekte sowie die mangelhafte Auflösung der wandnahen Strömung führten zu verminderter lateraler Strahlaufweitung und einer fehlerhaften Vorhersage der Strahlablösung in unmittelbarer Nähe des Bohrungsaustritts. Walters et al. [143] beschrieben auf Basis desselben Rechenmodells eine systematische Methodik zur numerischen Simulation der Filmkühlausblasung. Die Methodik beschreibt vier kritische Probleme bei der Simulation der Filmkühlung, das zugrundeliegende numerische Modell, die genaue Wiedergabe der Geometrie durch hochauflösende Rechenetze, die Wahl von Diskretisierungsschemata höherer Ordnung und die effektive Turbulenzmodellierung. Ziel der Methodik ist, die vorhandenen numerischen Möglichkeiten derart einzusetzen, dass die Qualität der Ergebnisse reproduzierbar nur von der eingesetzten Turbulenzmodellierung abhängt. Kampe et al. [10] setzen das SST Turbulenzmodell mit Wiederanlege-Modifikation für die Berechnung der Filmkühlausblasung aus zylindrischen und Diffusorbohrungen an einer ebenen Platte ein. Die Strömung in Plenum und Ausblasebohrung wurden dabei in der Simulation einbezogen. Während die Filmkühlung aus zylindrischen Bohrungen sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt, zeigte die Filmkühlung aus den Diffusorbohrungen lediglich qualitativ gute Ergebnisse. Besonders innerhalb der Diffusorbohrung wurde die Ablösung zu stark bestimmt. Auch die Strahlaufweitung infolge der turbulenten, lateralen Diffusion und die Turbulenzverteilung im Filmkühlstrahl weicht deutlich von den Messergebnissen ab. Zudem zeigt der simulierte Filmkühlstrahl eine asymmetrische Geschwindigkeitsverteilung. Lakehal et al. [81] und Theodoridis et al. [134] simulierten die Vorderkanten-Filmkühlausblasung unter turbomaschinen-typischen Bedingungen basierend auf den experimentellen Untersuchungen am AGTB-Turbinengitter [7], [151] mit einem um anisotrope eddy-viscosity / diffusivity Korrekturen nach Bergeles et al. [16] modifizierten  $k - \epsilon$  Modell. Vogel [142] und Kügeler [76], [78] setzten ein um Rotationseffekte erweitertes  $k - \omega$  Turbulenzmodell zur Berechnung der saugseitigen Filmkühlausblasung am Turbinengitter T106-300 aus runden und Fan-Shaped Bohrungen (s. Brandt et al. [22]) ein. In den Rechnungen mit turbomaschinen-ähnlichem Charakter wurden sowohl die Auflösung der Grenzschicht, als auch der Zuluftführungen gewährleistet und Low-Reynolds Formulierungen der Wirbelviskositätsmodelle eingesetzt. Das anisotrope Verhalten der Turbulenz konnte trotz der spezifischen Modellerweiterungen nicht korrekt wiedergegeben werden. So wurde die Turbulenzproduktion besonders in den Ablösungen stromab der Ausblasung und an den Scherschichträndern überinterpretiert sowie die Strahlausbreitung und das turbulente Mischungsverhalten mit starken Abweichungen zu den experimentellen Ergebnissen vorhergesagt. Hoda et al. [59] kamen bei ihren Vergleichsrechnungen mit linearen und nichtlinearen Wirbelviskositätsmodellen zu ähnlichen Erkenntnissen. Da die turbulente Diffusion, bezogen auf die Strahltrajektorie, sehr viel stärker in Normalenrichtung als in Strömungsrichtung ist, müssen isotrope Wirbelviskositätsmodelle bei der Berechnung der Strahlausbreitung stets fehlen. Weiterführende numerische Untersuchungen mit Low-Reynolds Reynoldsspannungsmodellen basierend auf der  $\epsilon$ -Skalengleichung lieferten gegenüber den Wirbelviskositätsmodellen keine wesentlichen Ergebnisverbesserungen [60]. Die Rechnungen zeigten eine starke Abhängigkeit der resultie-

renden Reynoldsspannungsverläufe von der Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie und der Druck–Scher–Korrelation auf. Die Modellierungen der Druck–Scher–Korrelation in den verwendeten Reynoldsspannungsmodellen, besonders des schnellen  $\Omega_{ij,2}$ -Terms, sind für die unzureichende Vorhersage der Reynoldsspannungsverläufe und der Verteilung der turbulenten kinetischen Energie entlang der Strahlentwicklung verantwortlich. Die Autoren kommen zu dem Schluß, dass nicht die Anisotropie der Turbulenz an sich, sondern die mangelnde Berücksichtigung der instationären Effekte der großskaligen, kohärenten Wirbelstrukturen in den Reynoldsspannungsmodellen für die schlechte Übereinstimmung verantwortlich sind. Die Dynamik der großskaligen, anisotropen Wirbelstrukturen bestimmen den Mischungsprozeß am Filmkühlstrahl und dessen Ausbreitung. Eine genaue Vorhersage der Filmkühlung macht es also erforderlich, das Strömungsfeld räumlich und temporär genau zu modellieren. So konnten, verglichen mit den experimentellen Daten, erst mit Large–Eddy Simulationen (LES) konsistente Ergebnisse erzielt werden [2], [65], [107]. Bei der LES werden die großskaligen Strukturen der turbulenten Strömung direkt berechnet und nur die kleinsten, annähernd isotropen Wirbelstrukturen mit sog. subgrid–scale Modellen modelliert.

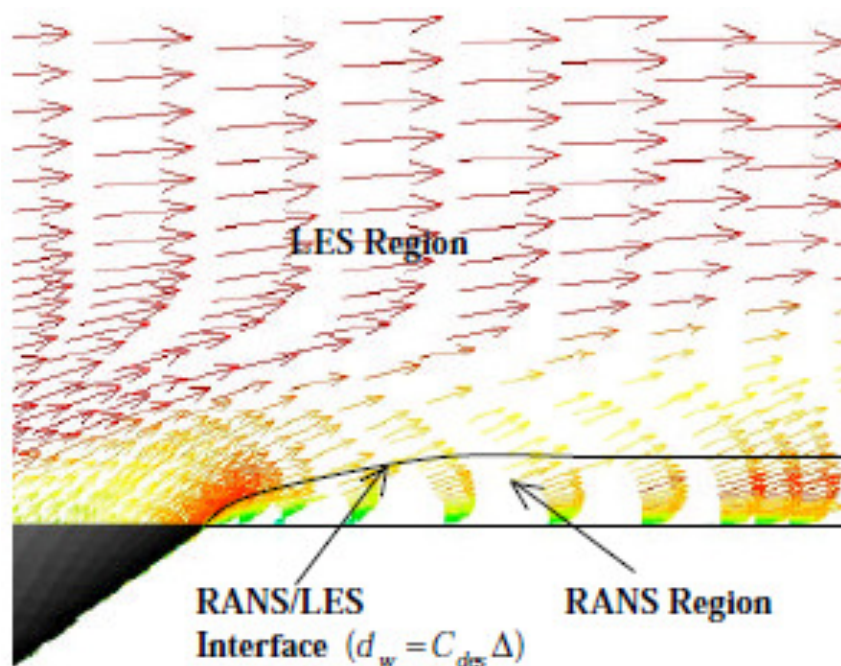


Abbildung 2.6: Filmkühlung mit DES Simulation (RANS / LES Interface), [67]

Eine Alternative, die den geringen Ressourcenverbrauch von RANS Simulationen mit der numerischen Genauigkeit von LES verbinden soll, bieten Detached–Eddy Simulationen (DES) [127]. Hierbei handelt es sich um eine hybride Modellierung, die in Abhängigkeit von der Auflösung des Rechnetzes entweder LES Methoden oder RANS basierte Turbulenzmodelle nutzt. Typischerweise wird die Turbulenzmodellierung in dünnen Scherschichten und LES für Wirbelfelder und große Ablösegebiete eingesetzt. Kapadia et al. [67] simulierten die Filmkühlung an einer ebenen Plattenkonfiguration aus zylindrischen Bohrungen und 35° Anstellung



mit DES basierend auf dem Spalart–Allmaras Turbulenzmodell (Abb. 2.6). Sie berichten von zufriedenstellenden Ergebnissen, allerdings skalierten sie den Modellaufbau nach unten, um bei gleicher Reynoldszahl die Machzahl nicht größer als  $Ma = 0.3$  werden zu lassen. Takahashi et al. [132] simulierten ein halbrundes Vorderkantenmodell mit Filmkühlausblasung aus runden Bohrungen mit DES, ebenfalls basierend auf dem Spalart–Almaras Modell und konnten die Effekte der instationären Interaktionen der großen Wirbelpaare gut nachvollziehen. Aktuell sind auch vereinzelnde Bemühungen veröffentlicht, die Filmkühlung unter vereinfachten Randbedingungen mit vollständiger Skalenauflösung mittels Direkter Numerischer Simulation (DNS) zu simulieren, s. u.a. Sizov [124].

## 2.2 Aerodynamik der Verdichter–Luftabblasing

Die Verdichter–Luftabblasing ist Teil des Sekundärluftsystems einer Gasturbine. Arbeitsluft wird in den mittleren bzw. hinteren Stufen des Axialverdichters der Kernströmung entnommen, um sie anschließend je nach Druckbedarf zielgerichtet etwaigen Verbrauchern zur Verfügung zu stellen. Das Sekundärluftsystem erfüllt in diesem Zusammenhang eine Vielzahl von Aufgaben, wie z.B. der Luftleitung zu internen wie externen Verbrauchern, der Kühlung von Strukturbauteilen, der Abdichtung bzw. Einstellung des Lagerschubs sowie der Spaltkontrolle und liefert somit einen wesentlichen Beitrag zum sicheren Betrieb von Gasturbinen. Abb. 2.7 zeigt schematisch am Beispiel einer Fluggasturbine die dafür erforderlichen, aufwendigen Luftpfade im Sekundärluftsystem.

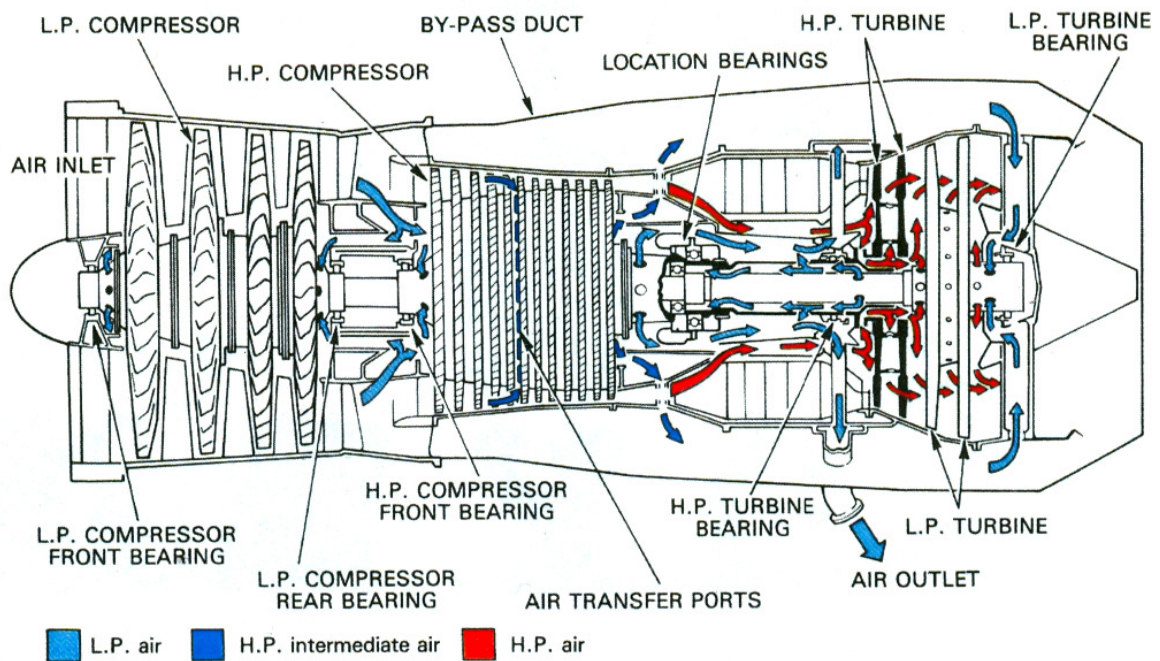


Abbildung 2.7: Luftfad im Sekundärluftsystem einer Fluggasturbine, Quelle: Rolls Royce plc. [113]

Generell sind zwei Formen der Verdichter–Luftabblasing stromab den Leitschaufelreihen vorstellbar, am Verdichtergehäuse oder an der Verdichternabe. Die Luftentnahme kann dabei entweder kontinuierlich über einen umlaufenden Schlitz oder diskret über Bohrungen bzw. begrenzte Schlitz erfolgen. Bei der Abblasing am Verdichtergehäuse wird die Luft durch ein stationäres Kanalsystem, das zwischen dem Verdichtergehäuse und dem Gehäuse der Gasturbine angeordnet ist, zu den Entnahmestellen der Verbraucher geleitet. Wird die Luft an der Verdichternabe abgezapft, findet die Weiterleitung im Inneren der Gasturbine zwischen dem Gasturbinenkern und der rotierenden Welle statt. Dazu muss die Luft durch Bohrungen in ste-

henden und rotierenden Bauteilen geführt werden.

Die geometrische Komplexität des Sekundärluftsystems erschwert die aerodynamische Auslegung als durchgängigen Luftpfad, der lediglich über Entnahme– bzw. Ausblaseschnittstellen mit dem Hauptluftpfad gekoppelt ist. Vielmehr setzt sich das Luftsystem aus einzelnen Innenströmungselementen mit spezifischen Widerstandscharakteristiken zusammen. Beispiele sind Leitungen, Verzweigungen, Düsen, Diffusoren, rotierende und nichtrotierende Bohrungen, Schlitze, Dichtungen, Drallerzeuger, Strömungsgleichrichter, Verzweigungen oder Kavitäten in rotierenden und stationären Systemen. Wichtigstes, aerodynamisches Gütesiegel sind dabei das Durchflußverhalten und die realisierten Druckverluste, deren Bestimmung gewöhnlich auf experimentell ermittelten, empirischen Korrelationen basiert. Umfangreiche Kataloge zur Korrelation der Durchfluß– und Widerstandscharakteristik verschiedener Innenströmungselemente sind von Idelchik [64] und Miller [94] veröffentlicht worden. Spezifischere Untersuchungen und Korrelationen zur Aerodynamik des Luftsystems von Gasturbinen werden in Zimmermann et al. [154], [114] diskutiert.

Die Auswirkungen des Sekundärluftsystems auf das Betriebsverhalten und den Gesamtwirkungsgrad einer Gasturbine wird mit Hilfe von Leistungssyntheserechnungen abgeschätzt [38], [43], [129]. Hierzu wird die gesamte Gasturbine als thermodynamisches Modell abgebildet. Leistungssyntheserechnungen geben jedoch keinen Aufschluß über das Strömungsverhalten innerhalb des Luftsystems oder zur aerodynamischen Interaktion an den Schnittstellen zur Kernströmung bei der Ab– bzw. Ausblasung. Einen umfangreichen Überblick über Methoden zur Leistungssyntheserechnung liefert der RTO Technical Report [114]. Um detailliertere Einblicke in das aerodynamische Strömungsverhalten des Luftsystems zu erhalten, haben Schwarz [121] und Gomes et al. [48], [49] in aufwendigen Forschungsarbeiten<sup>3</sup> eine typische, permanente, gehäuseseitige Verdichter–Luftabblasekonfiguration inklusive angeschlossenem Luftführungssystem mehrstufiger Axialverdichter experimentell untersucht. Im Rahmen ihrer Untersuchungen variierten sie dazu für verschiedene Abblaseraten die geometrischen Parameter des Luftsystems, die Geometrie der verdichterseitigen Schlitzabblase sowie die Anordnung der Entnahmestutzen. Ihre Arbeiten stellen eine experimentelle Datenbasis zur weiteren Verbesserung von Korrelationen der Durchflußcharakteristik sowie zur Validierung numerischer Rechenverfahren zur Verfügung.

### **2.2.1 Aerodynamik von Strömungsverzweigungen**

Bei einer Verdichter–Luftabblase treten stets Wechselwirkungen zwischen der Hauptströmung und der verzweigenden Abblase auf [39], [54]. Stromab der Abblasestelle expandiert die Hauptströmung bei gleichbleibendem Strömungsquerschnitt aufgrund sich ändernder Druckgradienten in Richtung Wand. Hauptströmung und Fluidentnahme sind durch eine Anlegelinie getrennt. An der Eintrittskante der Abblase neigt die Strömung in Abhängigkeit von Eintrittsradius und Umlenkwinkel zur Ablösung, so dass sich eine düsenartige Strömung innerhalb der Abblase ausbildet. Der resultierende Druckabfall am Eintritt kann dabei in die Hauptströmung hineinwirken. Der effektive Abblasewinkel und das Durchflußverhalten ei-

---

<sup>3</sup>FVV Forschungsvorhaben Nr. 757 „Abblase–Luftsystem“

ner geraden Schlitzabbläsung sind von der Kanallänge und -form abhängig. Mit zunehmender Kanallänge nähert sich der Abblasewinkel dem Anstellwinkel der Abbläsung an. Bei divergenten Kanalformen wird die Ablöseung unterstützt und das Wiederanlegen der abgelösten Strömung behindert. Konvergente Kanalformen dagegen reduzieren die Druckverluste und unterstützen ein Wiederanlegen der abgelösten Strömung [17]. Zimmermann et al. [154] untersuchten den Einfluß des treibenden Druckverhältnis auf die Durchströmung einer Schlitzabbläsung. So führen steigende Druckverhältnisse zu einem verbesserten Durchströmverhalten. Bleibt die Abblaserate gering, wird hauptsächlich Grenzschichtströmung in die Abbläsung eingezogen. Mit steigender Abblaserate strömt zunehmend auch energiereicheres Fluid aus der Hauptströmung in die Abbläsung und erhöht zusätzlich bis zur Erreichung von  $Ma = 1$  im engsten Querschnitt den Durchflußkoeffizienten über den Schlitz. Die Druckverluste einer permanenten Schlitzabbläsung lassen sich ausserdem durch Eintrittslippen und abgerundete Eintrittskanten weiter reduzieren [49], [144].

Khalidi [70] untersuchte den Einfluß des Kantenradius am Ein- und Austritt von Bohrungen, wobei abgerundete Eintrittskanten im Gegensatz zu abgerundeten Austrittskanten signifikante Verbesserungen des Durchströmverhaltens zeigten. Weissert [144] und Brillert [26] führten numerische Untersuchungen an rotierenden Wellen- und Scheibenbohrungen, mit dem Ziel vereinfachte Korrelationen für das Strömungsverhalten aufzustellen, durch. Dabei verändert sich das strömungsphysikalische Verhalten über rotierenden und nichtrotierenden Bohrungen in Abhängigkeit der Bohrungslänge ( $l/d$ ). Bei kurzen Bohrungen bestimmen die Eintrittsbedingungen die Durchflußmenge und die Verluste am Austritt, da die am Eintritt abgelöste Strömung nicht wieder anlegen kann und die in der Ablösung gebundene kinetische Energie vollständig dissipiert. In langen Bohrungen ist die Strömung in der Bohrung infolge des Reibungseinflusses hinreichend ausgebildet, sodass die Austrittsverluste unabhängig von den Eintrittsbedingungen werden. Durch das Wiederanlegen der Strömung innerhalb der Bohrung findet eine Druckrückgewinnung statt, die die Verluste reduziert. Kurze Bohrungen werden daher über Durchflußkoeffizienten korreliert, lange Bohrungen dagegen zusätzlich über Totaldruckverluste. Brillert [26] beschreibt zudem einen Ansatz auf Basis der kinetischen Energie, mit dem sowohl lange, als auch kurze Bohrungen in Abhängigkeit der Bohrungslänge, dem Eintrittsradius und der asymmetrischen Anströmung beschrieben werden können.

Ablösungen in Strömungsverzweigungen können großen Einfluß auf die Druckverteilung und Strömungsführung im Gesamtsystem haben. Deren Beherrschung ist daher von zentraler Bedeutung für die Simulation von Luftsystemen. Durch die Strömungsumlenkung z.B. in einen Rohrflansch oder einen Schlitz bildet sich an der innenliegenden Kante ein Gebiet überhöhter Geschwindigkeit aus (Abb. 2.8). Reibungskräfte und ggf. zusätzliche Sekundärströmungen führen in einiger Entfernung zur Eintrittskante zu einem Strömungsausgleich und nahezu ausgeglichenen Druckverhältnissen. Der Ausgleichsprozeß führt an der außenliegenden Berandung zu einem Druckabfall  $\partial p/\partial s < 0$  und zu einem Druckanstieg an der innenliegenden Berandung  $\partial p/\partial s > 0$ . Bei scharfen Umlenkungen kann der Druckanstieg so groß werden, dass die Strömungsverzögerung zu einer innenliegenden Ablösung führt. Auftreten und Größe der Ablösung hängt wesentlich vom Radius der Eintrittskante und dem Eintrittswinkel ab. Die Ablöseung kann durch zusätzliche Umfangskomponenten in der Hauptströmung noch verstärkt werden, da hier eine zusätzliche Umlenkung der Strömung am Eintritt notwendig ist.

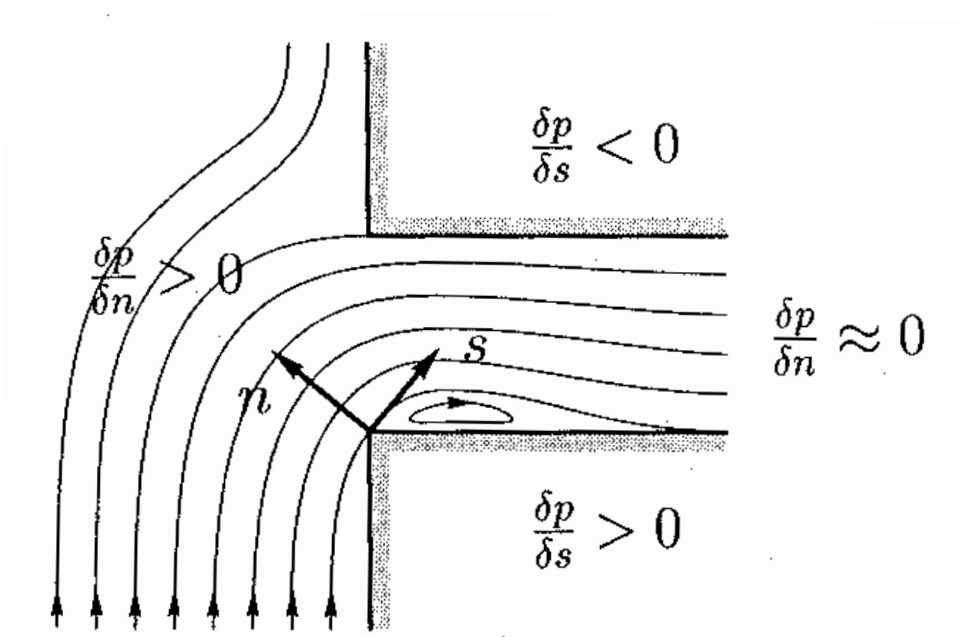


Abbildung 2.8: Strömungsverluste im Eintrittsbereich von Strömungselementen aus Brillert [26]

Die am Eintritt auftretenden, starken Strömungsgradienten befördern zudem die Anisotropie der Turbulenz. Bei kurzen Lauflängen besteht dabei die Gefahr, dass die Einlaufstörungen bis zum Austritt aus dem Strömungselement nicht wieder abgeklingen, wodurch eine Kopplung zwischen Ein- und Austritt entsteht. Sousek [126] untersuchte experimentell und numerisch das Durchflußverhalten nach innen gerichteter Radialbohrungen mit und ohne Querströmung bzw. Vordrall an verschiedenen Bohrungskonfigurationen und unterschiedlichen Betriebsbedingungen. Das Durchflußverhalten korrelierte dabei sehr gut mit dem Geschwindigkeitsverhältnis zwischen der Relativgeschwindigkeit in der Bohrung und der idealen Geschwindigkeit durch die Bohrung sowie dem Einfallswinkel. Die zusätzlichen numerischen Simulationen mit dem RNG  $k - \epsilon$  Turbulenzmodell zeigten eine gute Übereinstimmung beim Durchflußverhalten über scharfkantige Bohrungen mit starker Ablösung. Keine gute Nachbildung des Durchflußverhaltens konnte dagegen bei abgerundeten Bohrungen und hohen Geschwindigkeitsverhältnissen erzielt werden. Hier wurde die Ablösung innerhalb der Bohrungen zu gering vorhergesagt.

## 2.2.2 Numerische Untersuchungen zum Abblase-Luftsystem

Bei der Auslegung einer Verdichter-Luftabblase sind im wesentlichen zwei Randbedingungen von Interesse, der bereitzustellende statische Druck und die Interaktion der Luftabblase mit der Verdichterströmung. Die Positionierung der Abblase, deren geometrische Ausgestaltung sowie die geforderte Abblaserate stehen daher im Vordergrund. Druckverluste über der Luftabblase und Rückwirkungen auf die Verdichterströmung sollten dabei gering sein, so

dass die Gesamtverluste niedrig und der Druckanstieg in der Schaufelpassage hoch bleiben. In numerischen Verdichtersimulationen werden Abblasestellen meistens jedoch nicht explizit modelliert, sondern durch vereinfachte Abblasegeometrien [37] oder als Austrittsrandbedingungen an den Seitenwänden [32] berücksichtigt. Typischerweise werden dabei der Abblasemassenstrom oder der statische Druck über der definierten Abblasefläche vorgegeben.

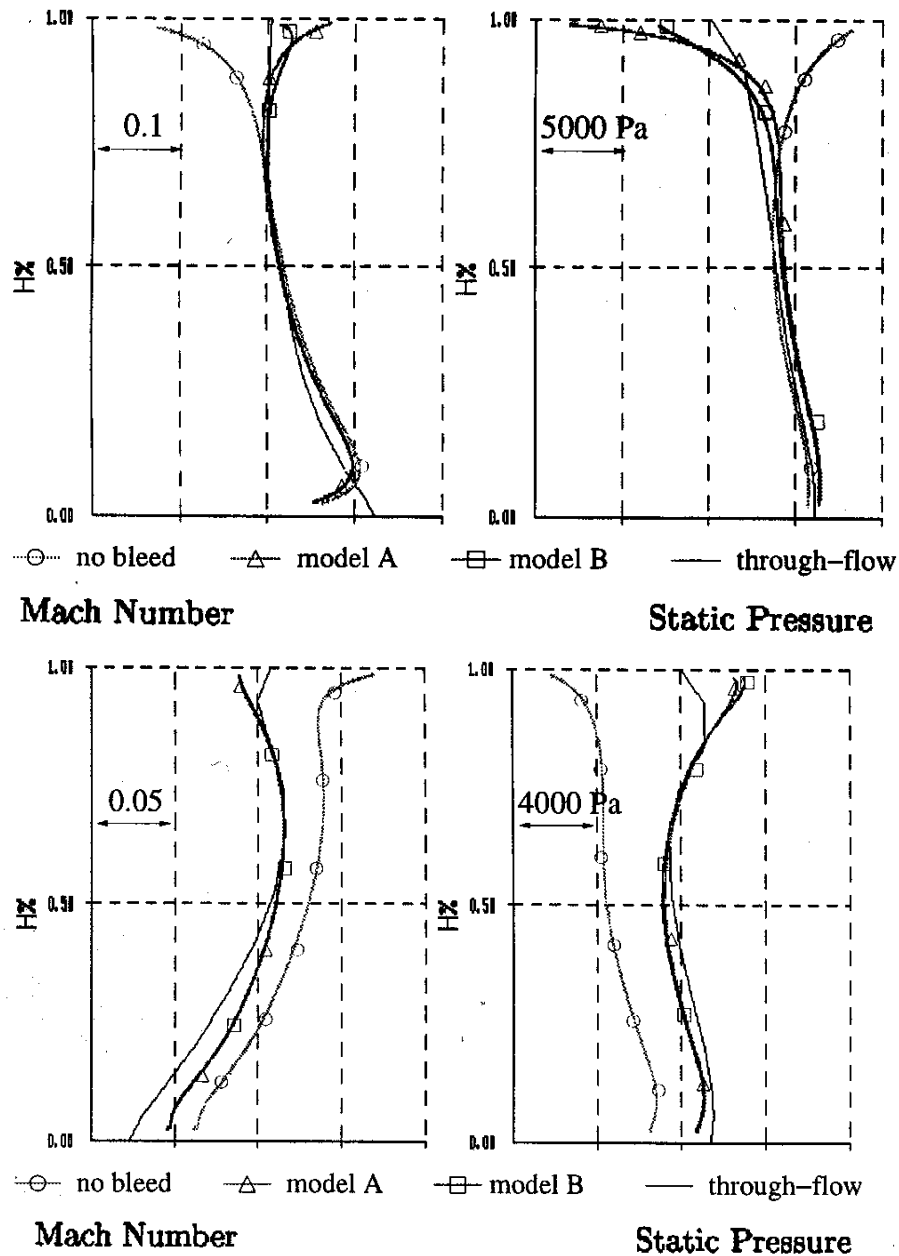


Abbildung 2.9: Geschwindigkeits- und Druckverteilung stromauf (oben) und stromab (unten) einer gehäuseseitigen Schlitzabblase, Conan et al. [32]

Conan et al. [32] führten stationäre, dreidimensionale Navier–Stokes Rechnungen einer Hochdruck–Verdichterstufe durch, um die lokalen Effekte der gehäuseseitigen Luftabbläsung auf die Druck– und Geschwindigkeitsverteilung im Verdichter zu untersuchen. Zwei Abblasekonfigurationen im subsonischen Bereich stromab einer Statorreihe wurden für eine Abblaserate von 8 % untersucht – periodisch angeordnete elliptische Bohrungen und ein durchgehender Abblaseschlitz. Die Ergebnisse legen nahe, dass die Strömungsbeeinflussung gehäusenah auf ca. 30 % Spannweite begrenzt ist (Abb. 2.9). In Abhängigkeit von der Lage der Abblasestelle kann niederenergetisches Fluid von der Statorsaugseite in die Abbläsung angesaugt werden und so die saugseitige Strömungsablösung an der Statorbeschaufelung verstärken. Stromab der Abbläsung expandiert die Strömung wieder und höherenergetisches Fluid von niedrigeren Radien wird in Richtung Gehäuse umgelenkt. Eine Rückkopplung aus der Abbläsung in die Verdichterströmung trat jedoch nicht auf. Zu vergleichbaren Ergebnissen kamen auch Elmendorf et al. [37]. Sie simulierten einen 15–stufigen Axialverdichter mit einer gehäuseseitigen Luftabbläsung hinter der dreizehnten Stufe. Für die Turbulenzmodellierung setzten sie das Standard  $k - \epsilon$  Modell mit Wandfunktionen ein. Trotz abgerundeter Eintrittskante traten ausgeprägten Strömungsablösungen an der stromaufwärtigen Schlitzwand auf.

Wellborn et al. [145] verglichen die Vorhersagegenauigkeit einfacher Randbedingungsmodelle mit vollständig dreidimensional modellierten Abblasegeometrien. Sie kamen zu dem Schluß, dass die einfachen Randbedingungsmodelle nicht in der Lage sind, die komplexen Strömungsstrukturen innerhalb der Abbläsung und deren Wechselwirkung mit der Hauptströmung wiederzugeben. Ferner stellten sie fest, dass Abbläsungen aus Schlitzen außerhalb der Schaufelpassagen Vorteile im Verdichterwirkungsgrad gegenüber Abbläsungen innerhalb von Schaufelpassagen aufweisen.

Leishman et al. [87], [88] führten experimentelle und numerische Untersuchungen zur Verdichter–Luftabbläsung aus Bohrungen an verschiedenen Positionen im Schaufelkanal sowie Abblaseschlitzen mit scharfer und konturierter Einlasskante an einem linearen Schaufelgitter bei subsonischer Strömung ( $Re = 230000$ ) und Abblaseraten bis zu 10 % durch. Unter der Annahme, dass die Strömung bei der Verdichterluftabbläsung reibungslos und druckgetrieben ist, wurde ein Turbulenzgrad von ca. 1 % gewählt. Wechselwirkungen zwischen Schaufelreihen und der Einfluß dicker, verdrehter Seitenwandgrenzschichten, wie sie in realen Verdichtern auftreten, wurden nicht berücksichtigt.

Die stationären, numerischen Simulationen mit dem Standard  $k - \epsilon$  Turbulenzmodell und vollständiger Auflösung der verschiedenen Abblasekonfigurationen konnten das Strömungsverhalten zufriedenstellend wiedergeben (Abb. 2.10). Aufgrund der ungenügenden Vorhersage der Strömungsablösung und Verblockung im Abblaseschlitz wurden die Abblasedrücke besonders bei der Konfiguration mit scharfer Eintrittskante zu hoch berechnet. Ihre Ergebnisse zeigen, dass bei Luftabbläsungen innerhalb des Schaufelkanals und kleinen Abblaseraten eine Abbläsung nahe der Schaufeldruckseite die höchsten Abblasedrücke bei gleichzeitig geringsten Strömungsverlusten in der Hauptströmung ermöglicht. Mit steigender Abblaserate ist dagegen eine Abbläsung im Schaufelkanal nahe der Schaufelsaugseite vorteilhaft. Eine Abbläsung aus umlaufenden Schlitzen stromab der Schaufelreihe generiert zwar nur vergleichsweise niedrige Abblasedrücke, erzeugt aber die geringsten Strömungsverluste. Konturierte Eintrittskanten ermöglichen gegenüber scharfen Eintrittskanten höhere Abblasedrücke, da sie die Verblockung

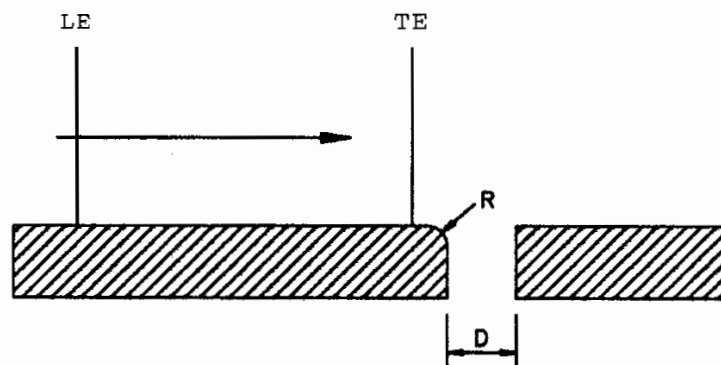
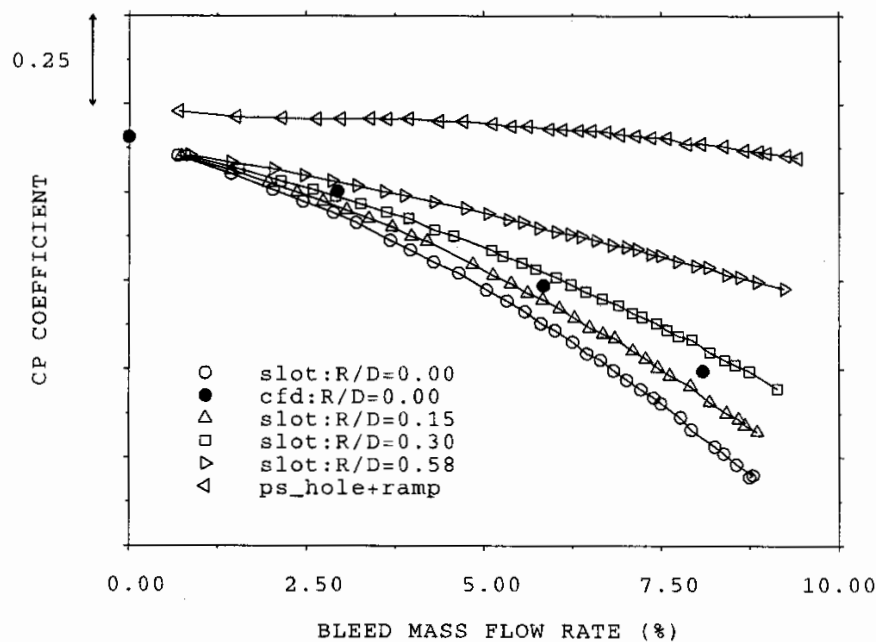


Abbildung 2.10: Variation der Abblasedrücke bei Schlitzabbläsung stromab der Schaufelreihe, Leishman et al. [88]

und die Geschwindigkeit innerhalb der Abbläsung verringern.

Gerade in der frühen Phase der Auslegung, wenn noch keine geometrischen Modelle vorliegen, ist es erforderlich, das Durchfluß- und Verlustverhalten des Luftsystems zu beschreiben. Diese und weitere Daten dienen als Randbedingungen für andere Auslegungswerkzeuge und zur iterativen Optimierung des Luftsystems selbst. Gängigerweise wird dazu der Strömungspfad als Netzwerk aus miteinander verknüpften Innenströmungselementen zusammengesetzt [26], [36], [80] und mit sog. Netzwerklösern auf Basis der eindimensionalen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie simuliert. Einen Schritt weiter ging Müller [97], in dem er die Interaktion zwischen thermomechanischem Strukturverhalten und dem strömungsmechanischen Durchflußverhalten in gekoppelten Rechnungen aus einem Netzwerklöser und einem



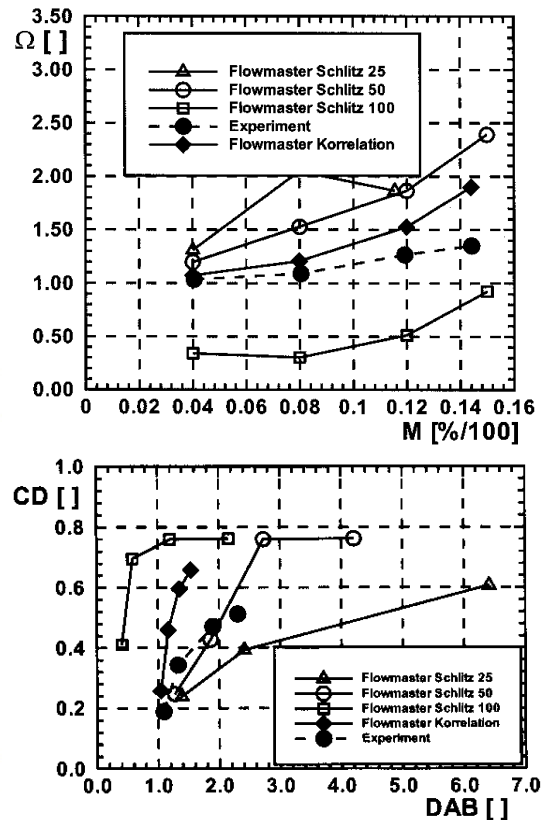
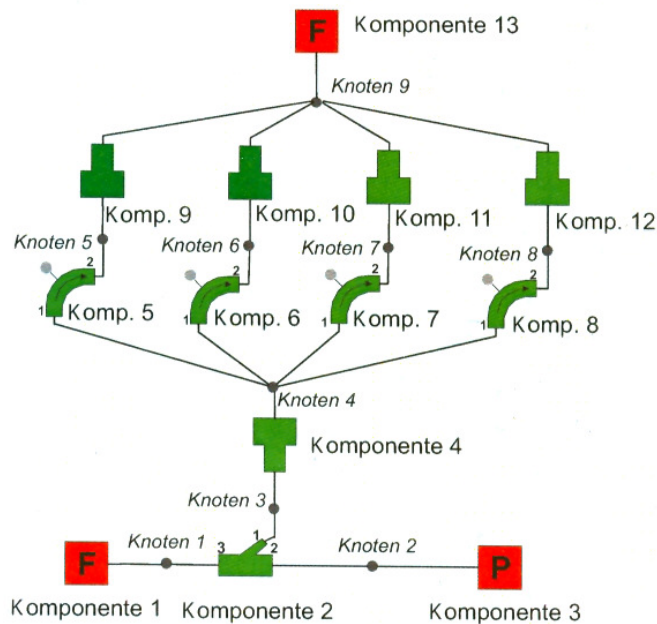


Abbildung 2.11: 1–D Simulation des Ablase–Luftsystem mit FLOWMASTER, Schwarz [121]

FEM–Verfahren simulierte.

Abb. 2.11 zeigt das von Schwarz [121] entwickelte Netzwerkmodell zur Simulation des gehäuseseitigen Ablase–Luftsystem mehrstufiger Axialverdichter. Nicht berücksichtigt in dem Netzwerkmodell ist die drallbehaftete Strömung im Axialkanal stromab der Statorreihe sowie deren Fortpflanzung im Ablase–Luftsystem. Die Verluste der Verdichter–Luftabblasing konnten durch Vorgabe der effektiv durchströmten Schlitzquerschnittsfläche von 50 % des geometrischen Schlitzquerschnittes in guter Übereinstimmung mit dem Experiment bestimmt werden. Das Durchflussverhalten des Gesamtsystems ist dagegen aufgrund der fehlenden Verblockung bei der Einströmung in die Entnahmestutzen zu positiv berechnet. Während die aerodynamischen Verluste durch die hohen Strömungsgeschwindigkeiten über der Schlitzabblasing begründet sind, wird die Durchflußcharakteristik vom Strömungsverhalten in den Entnahmestutzen geprägt.

In begleitenden, dreidimensionalen numerischen Simulationen konnten Brandt et al. [24] in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen zeigen, dass sich der induzierte Drall einer Schaufelabströmung durch den Abblaseschlitz im Verteilerkanal fortsetzt (Abb. 2.12). Die drallbeaufschlagte Strömung der Schlitzausblasing bewirkt, dass ein Großteil des eingeblasenen Fluids im Verteilerkanal nicht auf kürzestem Weg durch den nächstgelegenen Entnahmestutzen ausströmt, sondern durchaus ein oder mehrere Male im Verteilerkanal umlaufen kann.

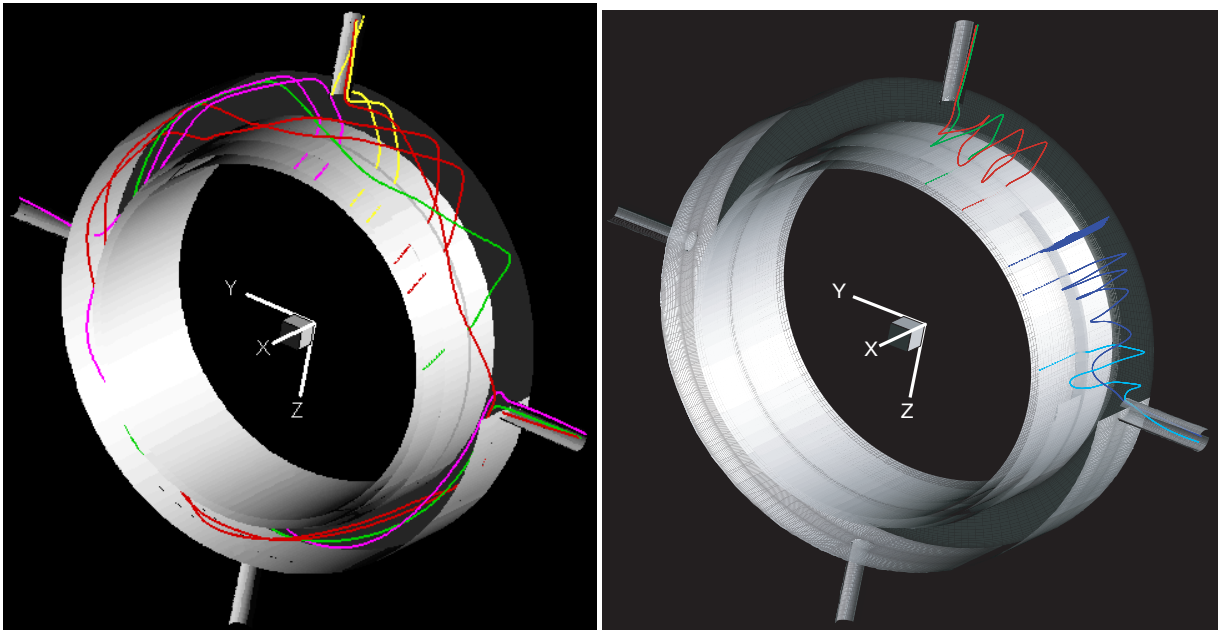


Abbildung 2.12: Durchströmung Abblase-Luftsystem mit (links) und ohne (rechts) Drall, Brandt et al. [24]

In einer drallfreien Schaufelabströmung dagegen würde sich die Strömung im Verteilerkanal paritätisch aufteilen und entsprechend der Anordnung und der eingestellten Entnahmedrücke in rotierenden Bewegungen durch den nächstgelegene Entnahmestutzen auströmen.

# Kapitel 3

## Mathematisch–physikalisches Modell

In diesem Kapitel werden die Grundgleichungen zur mathematischen Beschreibung von Strömungen in Turbomaschinen und die theoretischen Grundlagen ausgebildeter Turbulenz vorgestellt. Zunächst werden in Kap. 3.1 die wesentlichen Merkmale turbulenter Strömungen sowie deren Energiehaushalt (Kap. 3.1.1) kurz erläutert. Anschließend werden in Kap. 3.1.2 die Erhaltungsgleichungen für dreidimensionale, reibungsbehaftete Strömungen im raumfesten Absolutsystem formuliert und in Kap. 3.1.3 auf deren zeitliche Mittelung sowie das Prinzip der Wirbelviskosität als Basis der Turbulenzmodellierung eingegangen. Ansätze zur mathematischen Beschreibung der Turbulenz und die eingesetzten Turbulenzmodelle werden dann abschließend in Kap. 3.2 vorgestellt.

### 3.1 Turbulente Strömungen

Turbulenz ist ein Phänomen von Strömungen großer Reynoldszahlen  $Re = G L/\nu$ , gebildet aus den charakteristischen Geschwindigkeits- und Längenmaßen des Strömungsproblems  $G$  und  $L$  und der fluidspezifischen kinematischen Zähigkeit  $\nu$ . Turbulente Strömungen sind gekennzeichnet durch stochastisch fluktuierende Fluidbewegungen und sind somit stets dreidimensional und instationär. Betrachtet man den Zeitverlauf der Geschwindigkeit an einem festen Ort, kann die Fluidbewegung qualitativ als chaotische Bewegungen verschiedener Skalen, den Turbulenzballen, aufgefaßt werden, die einer mittleren Bewegung überlagert sind. Die tatsächliche Geschwindigkeit läßt sich demnach additiv aus den zeitlichen Mittelwerten der Geschwindigkeitskomponenten  $U, V, W$  und den augenblicklichen Abweichungen von den Mittelwerten  $u', v', w'$  zusammensetzen.

$$\mathbf{u}(\vec{x}, t) = U(\vec{x}) + u'(\vec{x}, t) \quad (3.1)$$

Als Maß für die Intensität der turbulenten Schwankungsbewegungen wird üblicherweise der Turbulenzgrad angegeben.

$$Tu = \sqrt{\frac{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})}{G^2}} \quad (3.2)$$

Die Schwankungsenergie, die turbulente kinetische Energie, ist definiert zu:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.3)$$

Liegen isotrope Turbulenzverhältnisse vor, besitzt die turbulente Bewegung keine Vorzugsrichtung, d.h. die quadratischen Mittelwerte der Schwankungsbewegungen sind gleich groß.

$$\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2} \quad (3.4)$$

Ohne dass bis heute eine vollständige quantitative Theorie der ausgebildeten Turbulenz existiert, ist es allgemein akzeptiert, dass turbulente Strömungen durch die Navier–Stokes Gleichung vollständig beschrieben sind. Im folgenden wird daher auf die notwendigen Grundlagen der Turbulenz, die zur Beschreibung der untersuchten Strömungen und zur Lösung der Navier–Stokes–Gleichungen von Interesse sind, kurz eingegangen. Weitergehende Erläuterungen zur Physik der Turbulenz sind u.a. in Davidson [33], Hinze [57], Pope [105] und Tennekes und Lumley [133] zu finden.

### 3.1.1 Turbulente Energiekaskade

Wesentliches Merkmal turbulenter Strömungen ist der intensive Transport von kinetischer Energie. Voraussetzung für diese Transporteigenschaft ist, dass eine Vielzahl von Turbulenzballen existieren, die alle Wirbelcharakter besitzen [82]. In einer turbulenten Strömung wird turbulente kinetische Energie sowohl produziert als auch dissipiert. Der Transferprozeß aus der Interaktion des turbulenten Impulsaustauschs mit den Gradienten des zeitlich mittleren Strömungsfeldes (Produktion) auf die molekulare Ebene der inneren Energie (Dissipation) wird als turbulente Energiekaskade bezeichnet [33], [82]. Betrachtet man die Turbulenzballen als kohärente Wirbelstrukturen wird die Energie durch Zerfallsprozesse infolge der Trägheit von großen Wirbeln auf kleinere übertragen. Dies geschieht solange nahezu reibungsfrei bis die Viskosität bei den kleinsten Wirbeln überwiegt und die turbulente kinetische Energie in innere Energie dissipiert. Im gesamten turbulenten Energiespektrum müssen folglich eine Vielzahl verschiedener Längen– und Zeitskalen gleichzeitig auftreten, die an bestimmte turbulente Prozesse gebunden sind. Abb. 3.1 zeigt den kaskadenartigen Prozeß, dargestellt im kontinuierlichen Energiespektrum. Aufgetragen ist die Verteilung der Energiespektralfunktion  $E(\kappa, t)$  über der Wellenzahl  $\kappa$ , dem Kehrwert der Längenskalen  $\ell_t$ , einem Maß für die Größe der Turbulenzballen.  $E(\kappa, t) d\kappa$  ist der Energieinhalt, der in den Schwankungsbewegungen in einem gegebenen Intervall  $d\kappa$  enthalten ist. Die Integration ergibt den jeweiligen Beitrag zur turbulenten kinetischen Energie.

$$k = \int_0^\infty E(\kappa, t) d\kappa \quad (3.5)$$

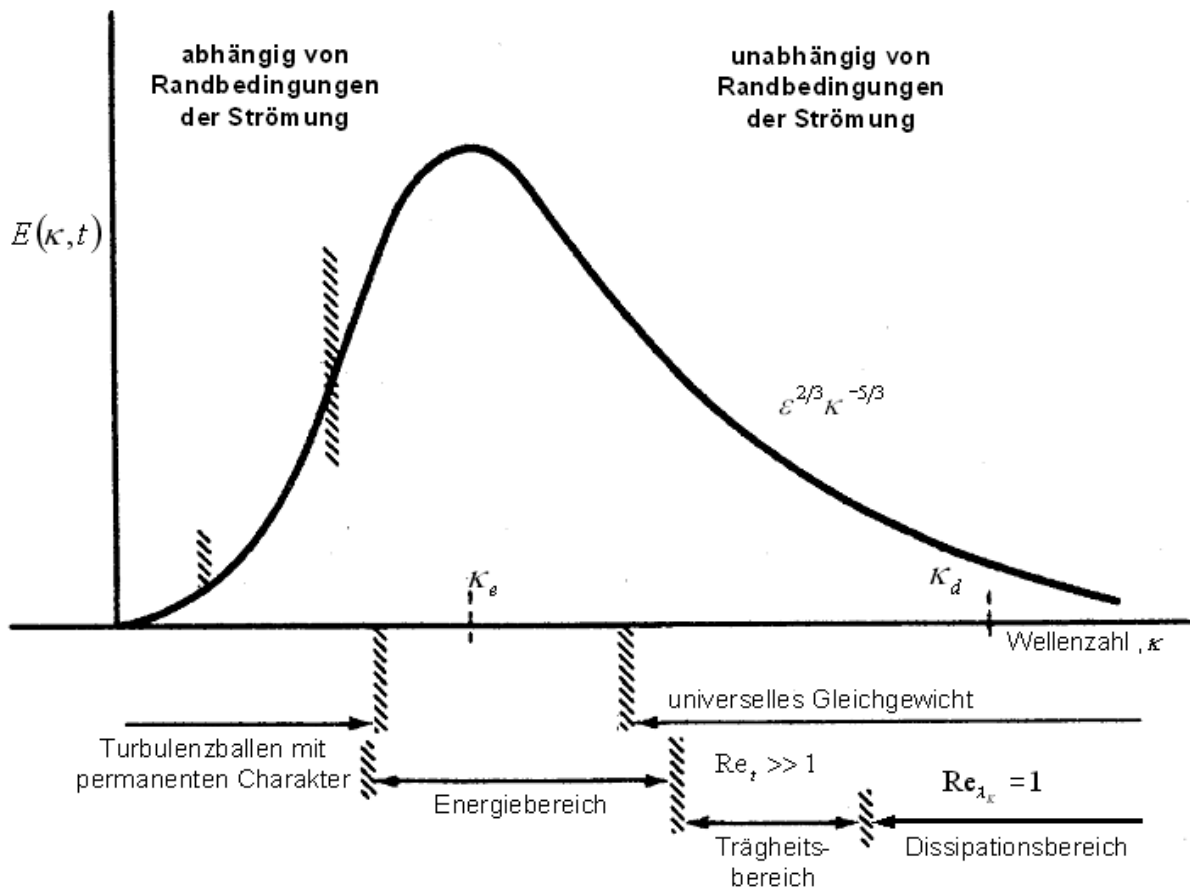


Abbildung 3.1: Energiespektrum der Turbulenz (Energiekaskade)

Die charakteristischen Abmessungen des Strömungsfeldes  $L$  legen die obere Grenze des Spektrums der Längenmaße fest<sup>1</sup>. Die Abmessungen der größeren, energietragenden Turbulenzballen werden durch das sog. Integral- bzw. Makro-Längenmaß  $\Lambda = 1/\kappa_e$  repräsentiert (Energiebereich). In diesem Bereich findet der überwiegende Teil der Turbulenzproduktion statt. Die turbulente Reynoldszahl  $Re_\Lambda$  ist sehr viel größer als eins, d.h. die turbulenten Prozesse verlaufen hier nahezu ohne Energiedissipation ab.

Die Wellenzahl  $\kappa_d = \frac{1}{\lambda_K}$  kennzeichnet den Dissipationsbereich am unteren Ende der Längenskalen ( $\lambda_k \ll \Lambda$ ). Die charakteristischen Maße der kleinsten auftretenden Turbulenzballen werden auch Kolmogorov-Maße genannt.

$$\lambda_K = \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\epsilon}}, \quad u_K = \sqrt[4]{\nu \epsilon}, \quad \tau_K = \sqrt{\frac{\nu}{\epsilon}} = \frac{\lambda_K}{u_K} \quad (3.6)$$

<sup>1</sup>In Wirklichkeit sind die Abmessungen der großen Turbulenzballen offensichtlich einige Male kleiner als  $L$  [82].

Die turbulenten Prozesse unterliegen hier dem Reibungseinfluß,  $Re_K \approx 1$ , so dass die kinetische Energie der Turbulenz in Wärme dissipiert wird. In statistisch stationärer Turbulenz muss dabei die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie  $\epsilon$  gleich der Rate des Energie-transfers sein.

$$\epsilon \sim \frac{dk}{dt} \sim \frac{u_\Lambda^3}{\Lambda} = \frac{u_\Lambda^2}{\tau_\Lambda} \quad (3.7)$$

Darin bezeichnet  $\tau_\Lambda = \Lambda/u_\Lambda$  das charakteristische Zeitmaß der energietragenden Turbulenzballen. Es gilt  $\tau_K \ll \tau_\Lambda$ . Nach Kolmogorov sind die kleinsten Wirbel statistisch isotrop (lokale Isotropie). Die Verhältnisse der kleinsten zu den größten Skalen lassen sich zusammenfassen zu:

$$\frac{u_K}{u_\Lambda} \sim Re_\Lambda^{-\frac{1}{4}}, \quad \frac{\lambda_K}{\Lambda} \sim Re_\Lambda^{-\frac{3}{4}}, \quad \frac{\tau_K}{\tau_\Lambda} \sim Re_\Lambda^{-\frac{1}{2}} \quad (3.8)$$

Bei genügend großer Reynoldszahl liegt zwischen Energie- und Dissipationsbereich der sog. Trägheitsbereich ( $\Lambda \gg \ell_t \gg \lambda_K$ ). Die Energieverteilungsprozesse sind hier unabhängig vom Bereich der energietragenden Turbulenzballen und vom direkten Einfluß der molekularen Viskosität. Es überwiegen Trägheitseffekte beim Energietransfer,  $Re_t \gg 1$ . Aufgrund der Skalentrennung erscheint es sinnvoll anzunehmen, dass die kleinen Turbulenzballen unabhängig von der Anisotropie und Instationarität der energietragenden Turbulenzballen sind. Entsprechend Gl. (3.7) befinden sie sich annähernd in einem statistischen Gleichgewicht mit den großen Turbulenzballen und sind mehr oder weniger isotrop (universelles Gleichgewicht). Geht man von statistisch isotroper Turbulenz aus, folgt aus einer Dimensionsanalyse das Kolmogorov  $-\frac{5}{3}$  Gesetz für den Trägheitsbereich.<sup>2</sup>

$$E(\kappa, t) \sim \epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}} \quad (3.9)$$

### 3.1.2 Navier–Stokes Gleichungen

Beliebige instationäre, dreidimensionale Strömung können durch die Erhaltungssätze von Masse, Impuls und Energie vollständig beschrieben werden. Wird das Fluid dazu als Kontinuum angesehen, d.h. als ein von Masse stetig erfüllter Raum<sup>3</sup> und sind die Bedingungen unverdünnter, isotroper Newton'scher Fluide erfüllt, lassen sich die Erhaltungsgleichungen an einem beliebigen, raumfesten Volumenelement in einem ebenfalls raumfesten Koordinatensystem herleiten. Unter Vernachlässigung aller äußeren Volumenkräfte und Wärmestrahlung können sie in kon-

<sup>2</sup>Das Kolmogorov  $-\frac{5}{3}$  Gesetz konnte in einer Vielzahl von Untersuchungen bestätigt werden.

<sup>3</sup>Die Volumenabmessungen des betrachteten Fluidelements  $\ell_V$  sind groß gegenüber der durchschnittlichen freien Weglänge der Fluidmoleküle  $\ell_M$ , d.h.  $Kn = \ell_M/\ell_V \ll 1$ . Innerhalb des Fluidelements werden die physikalischen Größen als konstant angesehen. Ferner zeigt der Vergleich des kleinsten turbulenten Längenmaßes mit der molekularen mittleren freien Weglänge, dass  $\lambda_K \gg \ell_M$  gilt (vgl. Gl. (3.6)). Die Annahme einer Kontinuumströmung ist demnach auch für turbulenten Längenmaße gut erfüllt.

servativer Integralform<sup>4</sup> zusammengefaßt werden zu [44],[58]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \vec{Q} dV + \oint_A \overline{\overline{F}} \vec{n} dA = 0 \quad (3.10)$$

Das dargestellte Gleichungssystem (3.10) wird auch als die vollständigen Navier–Stokes Gleichungen bezeichnet. Es besagt, dass die zeitliche Änderung der Erhaltungsgrößen, zusammengefaßt im Erhaltungsvektor  $\vec{Q}$ , in einem Volumenelement  $V$  dem konvektiven und diffusiven Transport dieser Größen, beschrieben durch den Flußtensor  $\overline{\overline{F}}$ , über die Berandung  $A$  entsprechen muss.

$$\vec{Q} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho \vec{G} \\ \rho e_t \end{bmatrix}, \quad \overline{\overline{F}} = \underbrace{\begin{bmatrix} (\rho \vec{G})^T \\ (\rho \vec{G} \cdot \vec{G}^T + p \cdot \overline{\overline{I}})^T \\ (\rho h_t \vec{G})^T \end{bmatrix}}_{\overline{\overline{F}}_k} - \underbrace{\begin{bmatrix} (\vec{0})^T \\ (\overline{\overline{\tau}}_l)^T \\ (\overline{\overline{\tau}}_l \cdot \vec{G} - \vec{q})^T \end{bmatrix}}_{\overline{\overline{F}}_v} \quad (3.11)$$

Der viskose Spannungstensor ist bestimmt durch

$$\overline{\overline{\tau}}_l = \mu_l \left( 2 \overline{\overline{S}} - \frac{2}{3} \overline{\overline{\delta}} \operatorname{div} \vec{G} \right) \quad (3.12)$$

dabei ist  $\overline{\overline{S}}$  der Tensor der Verformungsgeschwindigkeiten und  $\overline{\overline{\delta}}$  der Kronecker–Einheitstensor. Geschlossen wird das Gleichungssystem durch weitere Bestimmungsgleichungen, siehe dazu [29], [44], [58], [142].

### 3.1.3 Reynoldsmittelung und Wirbelviskositätsprinzip

Für viele technisch relevanten Fragestellungen ist eine vollständige zeitliche und räumliche Auflösung aller turbulenten Schwankungsgrößen nicht von Interesse und mit zu hohem Aufwand verbunden. Durch eine zeitliche Mittelung der turbulenten Instationaritäten wird nur der mittlere Einfluß der turbulenten Fluktuationen auf die Strömung berücksichtigt, ohne dabei aber die zeitliche Abhängigkeit anderer Strömungsphänomene mit einem differierenden Zeitmaß zu tangieren. Die gebräuchlichste Methode dazu ist die sog. Reynoldsmittelung [42], [58]. Hier wird die momentan fluktuierende Größe  $\phi$  als Superposition aus einem zeitlich konstanten Mittelwert  $\overline{\phi}$  und einem fluktuierenden Anteil  $\phi'$  ausgedrückt.

$$\begin{aligned} \phi &= \overline{\phi} + \phi' \\ \overline{\phi} &= \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi dt \quad \text{mit} \quad \overline{\phi'} = 0 \end{aligned} \quad (3.13)$$

<sup>4</sup>Die Integralform der Navier–Stokes Gleichungen, Gl. (3.10), ist mathematisch gleichbedeutend mit der Differentialform, s. dazu Hirsch [58]. Beide führen jedoch zu unterschiedlichen Diskretisierungsverfahren. Aus der Integralform folgt direkt die Finite–Volumen Diskretisierung.

Das Zeitintervall der Mittelung  $\Delta t$  muss dabei groß im Vergleich zum typischen Zeitmaß der Turbulenz  $\tau$  gewählt werden ( $\tau \ll \Delta t$ ), so dass  $\overline{\phi'} = 0$  erfüllt ist.<sup>5</sup> Während durch die Mittelung alle linear auftretenden Fluktuationsterme entfallen, bleiben die quadratischen Fluktuationsterme  $\overline{\phi'_i \phi'_j} \neq 0$  als zusätzliche Terme in den Erhaltungsgleichungen erhalten. In den Impulsgleichungen sind dies die sog. Reynoldsspannungen  $\overline{u'_i u'_j}$ .<sup>6</sup> Sie lassen sich im symmetrischen Reynoldsspannungstensor zusammenfassen.

$$\tau'_{ij} = -\overline{\rho u'_i u'_j} \quad (3.14)$$

In der Energiegleichung führt die Mittelung zu zusätzlichen Termen turbulent schwankender Wärmeströme.<sup>7</sup>

$$\dot{q}'_j = -\overline{\rho u'_j h'} \quad (3.15)$$

Der Mittelungsansatz nach Gl. (3.13) würde in den kompressiblen Navier–Stokes Gleichungen zu Produkten mit Dichtefluktuationen  $\rho'$  führen. Um dies zu vermeiden, werden alle Produkte mit der Dichte als konservative Variable nach einem Ansatz von Favre massengewichtet gemittelt [44], [58]. Die Dichte wird jedoch ausschliesslich Reynolds–gemittelt.

Nach der Hypothese von Morkovin [148] können Kompressibilitätseinflüsse<sup>8</sup> auf die Turbulenz bis zu einer Machzahl von etwa 5 vernachlässigt werden, sofern die Dichtefluktuationen klein gegenüber der mittleren Dichte sind. Die exakte Transportgleichung für die Reynoldsspannungen  $\tau'_{ij}$  läßt sich so aus den Reynolds–gemittelten Navier–Stokes Gleichungen ableiten, siehe dazu [53], [148]. Sie lautet in einem raumfesten Koordinatensystem:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial t} + U_k \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial x_k} &= - \underbrace{\left( \overline{\rho u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{\rho u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij}} \\ &+ \underbrace{p' \left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{\Phi_{ij}} - \underbrace{2\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}}_{\epsilon_{ij}} \\ &+ \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left( \underbrace{\mu \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k}}_{D_{ij}^v} - \underbrace{\overline{\rho u'_i u'_j u'_k}}_{D_{ij}^{urb}} - \underbrace{p' (u'_i \delta_{jk} + u'_j \delta_{ik})}_{D_{ij}^p} \right)}_{D_{ij}} \end{aligned} \quad (3.16)$$

<sup>5</sup>Für instationäre Strömungen muss das Zeitintervall genügend klein im Vergleich zum Zeitmaß der instationären Strömungsphänomene gewählt werden.

<sup>6</sup>Eine physikalische Interpretation dieser scheinbaren Schubspannungen der turbulenten Strömung wird in Schlichting [117] und Davidson [33] gegeben.

<sup>7</sup>Der turbulente Energieaustausch wird analog zum Boussinesq'schen Austauschansatz über das Fourier'sche Wärmeleitungsgesetz in Beziehung gesetzt.

<sup>8</sup>Kompressible Strömungen sind Strömungen mit signifikanten Dichteänderungen, auch wenn die Druckänderungen gering sind.



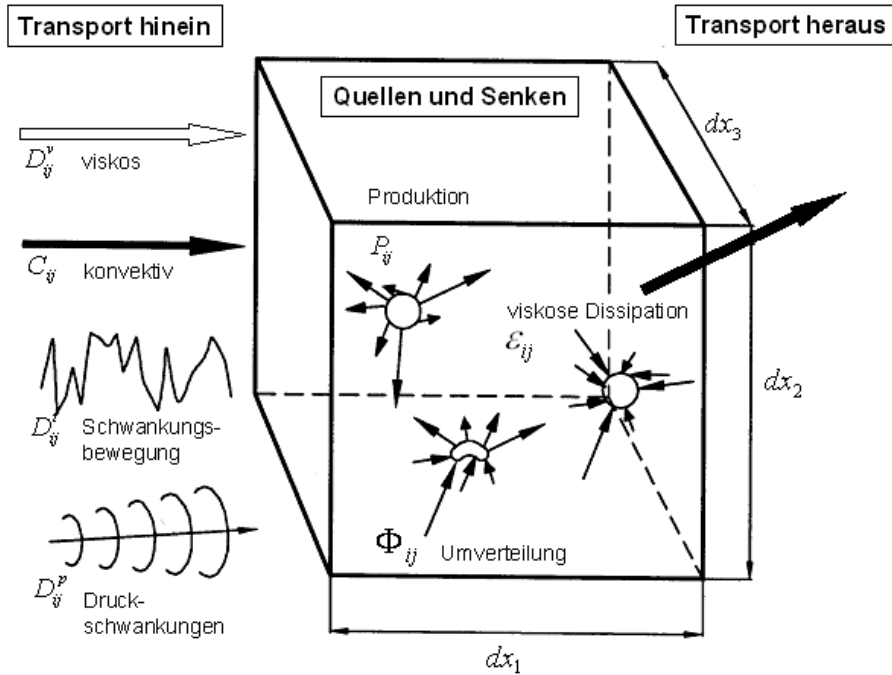


Abbildung 3.2: Transportterme der Reynoldsspannungen, aus Bradshaw [20]

Die Terme auf der linken Seite beschreiben die lokale, zeitliche Änderung und den konvektiven Transport der Reynoldsspannungen. Auf der rechten Seite kennzeichnet  $P_{ij}$  den Produktions-term infolge von Deformationen der mittleren Strömung,  $\Phi_{ij}$  den Umverteilungsprozess infolge von Druckschwankungen (Druck–Scher–Term),  $\epsilon_{ij}$  die turbulente, viskose Dissipation und  $D_{ij}$  den Diffusionsterm. Der Diffusionsterm untergliedert sich weiter in  $D_{ij}^v$ , den viskosen Transportanteil,  $D_{ij}^{turb}$ , den Anteil infolge der Schwankungsbewegungen und  $D_{ij}^p$ , den Anteil infolge der Druckschwankungen.

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \underbrace{-\rho \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{P_k} - \underbrace{\mu \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k}}_{\epsilon_k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \underbrace{\mu \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{D_k^v} - \underbrace{\frac{\rho}{2} \overline{u'_i u'_i u'_j}}_{D_k^{turb}} - \underbrace{\overline{p' u'_j}}_{D_k^p} \right) \quad (3.17)$$

Gl. (3.17) ist die exakte Transportgleichung für die turbulente kinetische Energie  $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}$ . Sie ist aus Gl.(3.16) abgeleitet ( $i = j$ ) [105], [148]. Die Bezeichnungen ihrer Terme sind analog zu denen der Reynoldsspannungs–Gleichung.<sup>9</sup> Von einem lokalen Gleichgewicht der Turbulenz spricht man, wenn die Produktions– und Dissipationsrate turbulenter kinetischer Energie gleich

<sup>9</sup>  $\epsilon_k$  in Gl. (3.17) beschreibt die turbulente Dissipation bei homogener Turbulenz. Die wahre turbulente Dissipation ergibt sich zu  $\epsilon = \epsilon_{k,hom} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_i}}{\partial x_k \partial x_i}$ . In nahezu allen Fällen ist der zusätzliche Term klein und vernachlässigbar [105],[148].

groß sind ( $P_k \approx \epsilon$ ).

Die Reynoldsspannungen Gl. (3.14) können entweder durch Modellierung der unbekanntenen Terme der Reynoldsspannungs–Gleichung (3.16) bestimmt werden oder indem die Reynoldsspannungen direkt mit bekannten Größen des Strömungsfeldes in Beziehung gesetzt werden. Letzteres ist die Basis des Austauschansatzes nach Boussinesq [105], [148]. Analog zum Newton’schen Schubspannungsansatz wird hierzu ein linearer Zusammenhang zwischen den Reynoldsspannungen und den lokalen Gradienten des mittleren Geschwindigkeitsfeldes angenommen.<sup>10</sup>

$$\tau'_{ij} = \mu_t \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.18)$$

Der Austauschansatz nach Boussinesq beruht auf der Annahme, dass auf makroskopischer Ebene die Turbulenzballen einen vergleichbaren viskosen Effekt wie die Moleküle auf mikroskopischer Ebene ausüben. Allerdings ist im Gegensatz zur Viskosität  $\mu$  die Wirbelviskosität  $\mu_t$  keine Stoffgröße, sondern ein lokaler, isotroper Skalar. Die Wirbelviskositätshypothese muss daher bei starker Anisotropie des Turbulenzfeldes versagen<sup>11</sup>, zudem berücksichtigt der lokale Ansatz nicht die Vorgeschichte der Scherung des mittleren Strömungsfeldes. So ist es offensichtlich, dass Gl. (3.18) im Fall verschwindender Scherrate  $S_{ij} = 0$  unverzüglich isotrope Turbulenzverhältnisse ( $a_{11} = a_{22} = a_{33} = 0$ ) vorhersagt.  $a_{ij}$  bezeichnet den Anisotropietensor der Reynoldsspannungen [105]

$$a_{ij} = \frac{\overline{u'_i u'_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij}}{k} \quad \rightarrow \quad -2 \frac{\nu_t}{k} S_{ij} \quad (3.19)$$

wobei  $\frac{2}{3} k \delta_{ij}$  den isotropen Spannungsanteil und  $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$  die Scherrate der mittleren Strömung darstellen. Aufgrund der linearen Formulierung des Boussinesq–Ansatzes können auch zusätzlich auftretende Scherraten und Effekte von Stromlinienkrümmung, wie sie z.B. in rotierenden Systemen vorkommen, von Wirbelviskositätsmodellen nicht berücksichtigt werden. Stromlinienkrümmungen bewirken eine Stabilisierung (konvexe Krümmung) bzw. Destabilisierung (konkave Krümmung) des Strömungsfeldes [20]. Abb. 3.3 zeigt die stabilisierende Wirkung der Stromlinienkrümmung auf das Geschwindigkeitsfeld einer turbulenten Strömung in einem um seine Mittelachse rotierenden Rohr. Während die Rechnungen mit den Reynoldsspannungsmodellen (LRR–IP, SSG) die Wirkung korrekt wiedergeben, wird das vollturbulente Axialgeschwindigkeitsprofil in der Rechnung mit dem Wirbelviskositätsmodell ( $k - \epsilon$  Turbulenzmodell) beibehalten und die Umfangsgeschwindigkeitsverteilung entspricht der einer Starrkörperrotation. Wirbelviskositätsmodelle erzeugen infolge der durch Stromlinienkrümmung auftretenden Geschwindigkeitsgradienten  $\partial U_i / \partial x_j$  zusätzliche turbulente Viskosität (vgl. Gl. 3.18). Erst mit einer Krümmungskorrektur (KK) verbessert sich die Übereinstimmung der Ergebnisse des Wirbelviskositätsmodells mit den experimentellen Werten.

<sup>10</sup>Der letzte Term auf der rechten Seite von Gleichung (3.18) sorgt dafür, dass der modellierte Spannungstensor die gleiche Diagonalsumme wie der exakte Reynoldsspannungstensor besitzt. Im Fall konstanter Stoffeigenschaften

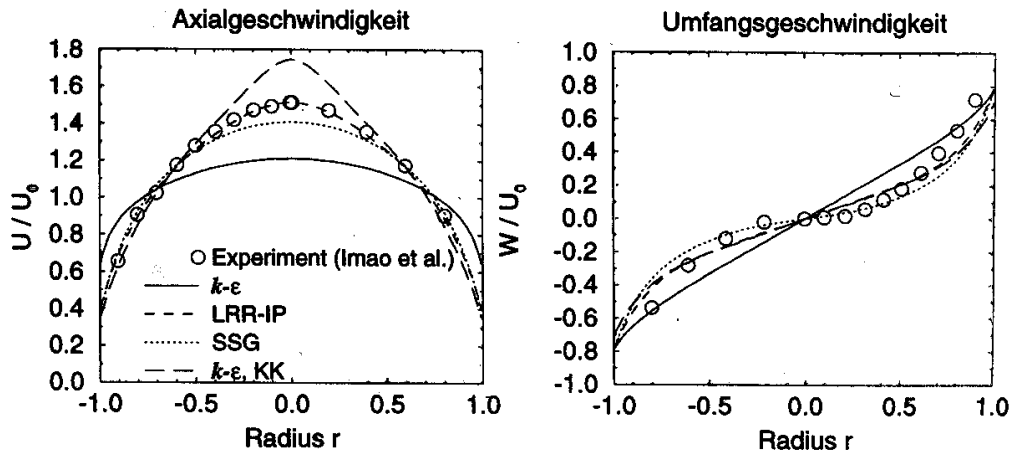


Abbildung 3.3: Geschwindigkeitsprofile in einem um seine Mittelachse rotierenden Rohr, Grotjans [52]

Weitere ausführliche Diskussionen zu den Schwächen des Boussinesq-Ansatzes in der Turbulenzmodellierung sind in der Literatur umfangreich dokumentiert, siehe z.B. Pope [105], Tennekes und Lumley [133] und Wilcox [148].

## 3.2 Turbulenzmodellierung

Im Rahmen dieser Arbeit werden zur Berechnung turbomaschinen-typischer Wirbelströmungen ein Reynoldsspannungsmodell (RSM) und zwei verschiedene Wirbelviskositätsmodelle auf Basis des  $k - \omega$  Zweigleichungsmodells von Wilcox [147] eingesetzt. Im einzelnen handelt es sich bei den Turbulenzmodellen um ein um Rotationseffekte erweitertes  $k - \omega$  Modell, im weiteren als  $k - \omega^+$  bezeichnet, das SST<sup>12</sup> Modell und ein auf der  $\omega$ -Gleichung basierendes Reynoldsspannungsmodell  $\omega$ RSM.

### 3.2.1 Wirbelviskositätsmodelle

Es liegt nahe, die Wirbelviskosität  $\mu_t$  durch die charakteristischen Skalen der energietragenden Turbulenzballen auszudrücken, da diese im Wesentlichen die Eigenschaften der Turbulenz bestimmen. Aus der Dimensionsanalyse folgt dann:

$$\mu_t \sim u_\Lambda^2 \tau_\Lambda \sim u_\Lambda \Lambda$$

Aus physikalische Erwägungen, dass eine höhere Energie der Turbulenz auch einen erhöhten turbulenten Impulsaustausch hervorruft, ist es üblich, die Wirbelviskosität in Abhängigkeit von

ten ( $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ ) ist aus Kontinuitätsgründen der Term  $\frac{\partial U_k}{\partial x_k} \delta_{ij} = 0$

<sup>11</sup>Tatsächlich zeigen Untersuchungen, dass die Wirbelviskosität eigentlich einen anisotropen Tensor darstellen müsste [30], [73].

<sup>12</sup>Shear Stress Transport

der turbulenten kinetischen Energie auszudrücken. Im weit verbreiteten  $k - \omega$  Turbulenzmodell von Wilcox [147] wird als zusätzlich benötigte Variable die spezifische Dissipationsrate  $\omega$  zur Bestimmung des turbulenten Zeitmaßes gewählt.

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega}, \quad \omega = \frac{\epsilon}{C_\mu k} \quad \text{mit: } C_\mu = 0.09 \quad (3.20)$$

Neben der Definitionsgleichung der Wirbelviskosität (3.18) werden nun zwei Modelltransportgleichungen für  $k$  und  $\omega$  benötigt. Sie lauten für das Standard- $k - \omega$  Modell [147]:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + U_j \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = \underbrace{\tau'_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{P_k} - \underbrace{\beta^* \rho k \omega}_{\epsilon_k} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]}_{D_k} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_j} = \underbrace{\alpha \frac{\omega}{k} \tau'_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{P_\omega} - \underbrace{\beta \rho \omega^2}_{\epsilon_\omega} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]}_{D_\omega} \quad (3.22)$$

$\alpha$	$\beta$	$\beta^*$	$\sigma_k$	$\sigma_\omega$
$\frac{5}{9}$	$\frac{3}{40}$	0.09	2.0	2.0

Tabelle 3.1: Koeffizienten  $k - \omega$  Turbulenzmodell

Die  $k$ -Gleichung (3.21) besitzt einen analogen Aufbau wie die exakte Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie (3.17). Der instationäre und konvektive Transportterm sowie der viskose Diffusionsterm  $D_k^v$  sind weiterhin exakt. Die verbleibenden turbulenten Diffusionsterme werden zusammengefasst<sup>13</sup> und als diffusiver Transportprozeß entlang des Gradienten von  $k$  approximiert (Gradienten-Diffusionsansatz).

$$- (D_k^{turb} - D_k^v) \approx \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j} \quad (3.23)$$

Der Produktionsterm  $P_k$  lautet nach Einsetzen des Wirbelviskositätsansatzes nach Gl. (3.18):

$$P_k = 2\mu_t S_{ij} S_{ij} - \frac{2}{3} (\mu_t S_{kk} + \rho k) S_{kk} \quad (3.24)$$

Der Dissipationsterm  $\epsilon_k$  wird aus der  $\omega$ -Gleichung (3.22) bestimmt. Sie ist als Skalengleichung definiert und stellt eine reine Modellgleichung ohne konkreten physikalischen Hintergrund dar. Die Verwendung der spezifischen Dissipationsrate  $\omega$  als zusätzliche Modellgröße bietet im Gegensatz zur Verwendung der turbulenten Dissipationsrate  $\epsilon$  den Vorteil, dass das  $k - \omega$  Modell bis in die viskose Unterschicht der Grenzschicht gültig ist und so die wandgebundene Strömung ohne zusätzliche Terme besser wiedergegeben werden kann. Zu den bekannten Schwächen des Standard- $k - \omega$  Modell zählen allerdings die erhöhte Turbulenzproduktion an Staupunkten, die Abhängigkeit von  $\omega$ -Werten am Freistromrand von Scherschichten und die Unempfindlichkeit gegenüber Stromlinienkrümmung und Rotation.

<sup>13</sup>Die durch Druckschwankungen bedingte Diffusion  $D_k^p$  ist klein und wird vernachlässigt.

$k - \omega^+$  **Modell** Beim  $k - \omega^+$  benannten Turbulenzmodell handelt es sich um eine Erweiterung des Standard- $k - \omega$  Modells nach Gl. (3.21) – (3.22).

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + U_j \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = \hat{P}_k - \hat{\epsilon}_k + D_k \quad (3.25)$$

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_j} = \hat{P}_\omega - \hat{\epsilon}_\omega + D_\omega \quad (3.26)$$

Die erweiterten Produktions- und Dissipationsterme lauten:

$$\begin{aligned} \hat{P}_k &= (1 - \alpha_1 M_t^2) \cdot P_k \\ \hat{\epsilon}_k &= (1 + \alpha_3 f(M_t) - \alpha_2 M_t^2) \cdot \epsilon_k \\ \hat{P}_\omega &= (C_{\epsilon 1} - 1 + \alpha_1 M_t^2) \frac{\omega}{k} \cdot P_k \\ \hat{\epsilon}_\omega &= (C_{\epsilon 2} - 1 - \alpha_3 f(M_t) + \alpha_2 M_t^2) \cdot \epsilon_\omega \\ &\quad + (C_{\epsilon 2} - 1) \beta^* |\Omega| \rho \omega \quad \text{mit} \quad \Omega = \Omega_{ij} + \epsilon_{ijk} \Omega_{rot} \\ M_t &= \frac{\sqrt{2k}}{\sqrt{\kappa RT}}, f(M_t) = \max(M_t^2 - \frac{1}{16}, 0) \end{aligned} \quad (3.27)$$

$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$	$\beta^*$	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	$\sigma_k$	$\sigma_\omega$
0.4	0.2	1.5	0.09	1.56	1.83	2.0	2.0

Tabelle 3.2: Koeffizienten  $k - \omega^+$  Turbulenzmodell

Kompressibilitätseffekte werden durch zusätzliche Terme für Druckdilatation und –diffusion [115] sowie Anpassungen der Koeffizienten für kompressible Mischungsschichten [148] berücksichtigt. Der Rotationseinfluß wird durch einen zusätzlichen Destruktionsterm nach Bardina et al. [12] im  $\hat{\epsilon}_\omega$ -Term der  $\omega$ -Gleichung modelliert. Dadurch wird die turbulente Dissipationsrate gedämpft, mit der Folge, dass die Turbulenz langsamer abklingt, wenn die Rotation zunimmt.

$$(C_{\epsilon 2} - 1) \beta^* |\Omega| \rho \omega$$

Die Koeffizienten des eingesetzten  $k - \omega^+$  Turbulenzmodells sind in Tab. 3.2 zusammengefasst. Eine alternative Formulierung des Produktionsterms der turbulenten kinetischen Energie (3.24) nach Kato und Launder [69] berücksichtigt die Tatsache, dass die Deformation in Staupunktströmungen nahezu rotationsfrei ist ( $\Omega = 0$ ), während in einfachen Scherströmungen die lokale Scherrate  $S_{ij}$  gleich dem lokalen Wirbeltensor  $\Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$  ist.

$$P_k : \quad 2\mu_t S_{ij} S_{ij} \longrightarrow 2\mu_t \sqrt{S_{ij}^2} \sqrt{\Omega_{ij}^2} \quad (3.28)$$

An festen Wänden müssen die turbulente kinetische Energie  $k = 0$  und die konvektiven Flüsse von  $k$  und  $\omega$  ebenfalls Null sein. In Wandnähe wird die Lösung der  $\omega$ -Gleichung zudem durch eine Asymptote ersetzt.

$$\omega = \frac{6 \mu_W}{(C_{\epsilon 2} - 1) \beta^* \rho y_W^2} \quad (3.29)$$

**SST Modell** Menter [92] entwickelte das Shear Stress Transport (SST) Modell vor dem Hintergrund, die positiven Eigenschaften des  $k - \epsilon$  von Launder und Sharma [85] und des  $k - \omega$  Modells von Wilcox [147] in einem Turbulenzmodell unter zusätzlicher Berücksichtigung des Transports der dominanten turbulenten Schubspannungen zu vereinen. Das  $k - \epsilon$  Modell wird dazu in eine  $k - \omega$  Formulierung transformiert.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + U_j \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = P_k - \epsilon_k + D_{k1,2} \quad (3.30)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + U_j \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_j} = P_{\omega 1,2} - \epsilon_{\omega 1,2} + D_{\omega 1,2} + \underbrace{(1 - F_1) 2 \rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}}_{C_D} \quad (3.31)$$

Der zusätzlich auftretende Cross-Diffusion Term  $C_D$  reduziert die Modellsensitivität am Freistromrand von Grenzschichten, besonders bei kleinen Vorgabewerten von  $k$  und  $\omega$  als Eintrittsrandbedingungen. Die Übergangsfunktion  $F_1$  definiert den Wechsel zwischen den beiden Modellansätzen in wandgebundenen Grenzschichten.

$$F_1 = \tanh \left[ \left( \min \left( \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y_W}, \frac{500 \nu}{y_W^2 \omega} \right), \frac{4 \rho k}{C D_{k\omega} \sigma_{\omega 2} y_W^2} \right) \right)^4 \right]$$

$$C D_{k\omega} = \max \left( 2 \rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-10} \right) \quad (3.32)$$

Die Transformationsvorschrift für die Koeffizienten in Gleichung (3.30) und (3.31) lautet:

$$\varphi_{1,2} = F_1 \cdot \varphi_1 + (1 - F_1) \cdot \varphi_2 \quad (3.33)$$

	$\alpha_{1,2}$	$\beta_{1,2}$	$\beta^*$	$\sigma_{k1,2}$	$\sigma_{\omega 1,2}$
1:	5/9	0.075	0.09	2.0	2.0
2:	0.44	0.0828	0.09	1.0	1/0.856

Tabelle 3.3: Koeffizienten SST Modell

wobei der Konstantensatz 1 das  $k - \omega$  Modell und der Konstantensatz 2 das  $k - \epsilon$  Modell repräsentieren (s. Tab. 3.3). Dieser Teil des SST-Modells wird auch als Baseline Modell (BSL) bezeichnet.

Die eigentliche SST-Modifikation soll den korrekten Transport der turbulenten Schubspannungen in wandgebundenen Grenzschichten berücksichtigen. Sie basiert auf der Beobachtung von Bradshaw et al. [18], [117], dass sich in der Überlappungsschicht einer zweidimensionalen Grenzschicht bei negativen Druckgradienten die Schubspannung proportional zur turbulenten kinetische Energie verhält.

$$-\overline{u'v'} = a_1 k \quad \text{mit:} \quad \frac{-\overline{u'v'}}{k} < 0.3$$

Turbulenzmodelle mit der Definition der Wirbelviskosität nach Gl. (3.20) überinterpretieren i.a. in diesem Gebiet die turbulenten Schubspannungen. Die SST-Modifikation führt somit zu einer Limitierung der Wirbelviskosität in Grenzschichten.

$$\mu_t = \rho \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} F_2)} \quad \text{mit} \quad a_1 = 0.31 \quad (3.34)$$

Die Übergangsfunktion  $F_2$  begrenzt die SST-Modifikation auf wandgebundene Grenzschichten.

$$F_2 = \tanh \left[ \left( \max \left( \frac{2 \sqrt{k}}{\beta^* \omega y_W}, \frac{500 \nu}{y_W^2 \omega} \right) \right)^2 \right]$$

Die Überproduktion turbulenter kinetischer Energie in Staupunktnähe wird durch eine Limiter-Funktion unterdrückt [29].

$$P_k \quad \longrightarrow \quad \tilde{P}_k = \min(P_k, 10 \cdot \epsilon_k) \quad (3.35)$$

In unmittelbarer Wandnähe wird die Lösung der  $\omega$ -Gleichung durch das 'Automatic Near-Wall Treatment'<sup>14</sup> ersetzt. In Abhängigkeit von der Netzauflösung an der Wand  $y_W$  wird ein gradueller Übergang zwischen der analytischen Formulierung für  $\omega$  in der viskosen Unterschicht und der logarithmischen Schicht realisiert [29].

$$\omega = \omega_s \sqrt{1 + \left( \frac{\omega_l}{\omega_s} \right)^2} \quad (3.36)$$

$$\omega_l = \frac{[\max(\sqrt{a_1 k}, u_\tau)]}{a_1 \kappa y_W}, \quad \omega_s = \frac{6 \nu}{\beta^* (y_W)^2}$$

$$\text{mit: } u_\tau = \sqrt{\nu \left| \frac{\Delta U}{\Delta y} \right|}$$

### 3.2.2 Reynoldsspannungsmodelle

Anders als bei Wirbelviskositätsmodellen werden in Reynoldsspannungs-Turbulenzmodellen Transportgleichungen für jede der sechs unbekanntenen Reynoldsspannungen  $\overline{u'_i u'_j}$  sowie eine zusätzliche Transportgleichung für die Skalen der Turbulenz, meist für die Dissipationsrate  $\epsilon$ , aufgestellt.

$$\frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial t} + U_k \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} = P_{ij} + \Phi_{ij} - \epsilon_{ij} + D_{ij}$$

Theoretisch sollten Reynoldsspannungsmodelle daher in der Lage sein, turbulente Effekte in komplexen Strömungen korrekt vorherzusagen. Einschränkungen ergeben sich allerdings bzgl.

---

<sup>14</sup>CFX

der Formulierung der zusätzlichen Skalengleichung und der Notwendigkeit verschiedene Terme der exakten Transportgleichungen für die Reynoldsspannungen (3.16) modellieren zu müssen. So sind nur der Produktionsterm  $P_{ij}$  und der molekulare Diffusionsterm  $D_{ij}^v$  exakt behandelbar. Die verbleibenden Terme auf der rechten Seite müssen durch bekannte Größen approximiert werden [53].

Die am häufigsten verwendete Formulierung des Dissipationstensors  $\epsilon_{ij}$  beruht auf Kolmogorov's Hypothese von der lokalen Isotropie der dissipativen Turbulenzballen.

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \epsilon \delta_{ij} \quad (3.37)$$

Da die Annahme eines isotropen Dissipationstensors in der Nähe fester Wände keine Gültigkeit besitzt, wird dieses Defizit häufig in der Druck–Scher–Korrelation  $\Phi_{ij}$  ausgeglichen. Die Dissipationsrate  $\epsilon$  selbst ergibt sich aus der zusätzlichen Transportgleichung.<sup>15</sup>

Der Anteil der Druckschwankungen an der turbulenten Diffusion  $D_{ij}^p$  ist gewöhnlich sehr klein, bei isotroper Turbulenz sogar exakt Null. Im Diffusionsmodell werden die Druckschwankungen daher i.a. nur durch Koeffizientenanpassung mitberücksichtigt. Nach einem Vorschlag von Daly und Harlow wird der Transportprozeß der Reynoldsspannungen durch die Geschwindigkeitsschwankungen als Gradienten–Diffusionsmodell ausgedrückt [53], [66].

$$-D_{ij}^{turb} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \left( C_s \frac{k}{\epsilon} \overline{u'_k u'_l} \right) \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} \right] \quad (3.38)$$

Eine vereinfachte Modellvariante beruht auf der Annahme eines isotropen Diffusionskoeffizienten  $C'_s k^2/\epsilon$

$$-D_{ij}^{turb} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \left( C'_s \frac{2}{3} \frac{k^2}{\epsilon} \right) \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right] = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \frac{\mu_t}{\sigma^*} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right] \quad (3.39)$$

wobei  $\mu_t$  die Wirbelviskosität nach Gl. (3.20) darstellt. Da kein Modell vollständig überzeugt, wird meistens die einfachere Modellierung (3.39) bevorzugt.

Der Druck–Scher–Korrelationstensor  $\Phi_{ij}$  beschreibt den Umverteilungsprozeß der Turbulenzenergie unter den einzelnen Spannungskomponenten, im Extremfall bis zum Zustand isotroper Turbulenz. Er kann ähnlich große Werte wie der Produktionsterm  $P_{ij}$  annehmen und ist deshalb von besonderer Bedeutung. Reynoldsspannungs–Turbulenzmodelle unterscheiden sich gewöhnlich in der Modellierung dieses Tensors. Ausgehend von der Poisson–Gleichung für  $p'$  kann gezeigt werden, dass sich der Umverteilungsprozeß unter Vernachlässigung der Volumenkraft aus drei Teilen zusammensetzt [53], [66].

$$\Phi_{ij} = \Phi_{ij,1} + \Phi_{ij,2} + \Phi_{ij}^w \quad (3.40)$$

$\Phi_{ij,1}$  (*slow term*) wirkt unabhängig von der Art der Turbulenzerzeugung in Richtung einer Isotropisierung des nicht isotropen Turbulenzzustandes; Return–to–Isotropy. Dieser Term beinhaltet ausschließlich turbulente Schwankungsgrößen.

<sup>15</sup>Die Ableitung der exakten Transportgleichung für  $\epsilon$  und deren Modellierung sind ausführlich in [53], [66] und [105] beschrieben.



$\Phi_{ij,2}$  (*rapid term*) beschreibt die Umverteilung unter den turbulenten Spannungskomponenten durch die Wechselwirkungen zwischen dem turbulenten Feld und den Gradienten der mittleren Strömung; Isotropisierung des Prozesses der Turbulenzproduktion. Dieser Term beinhaltet die Scherrate  $S_{ij}$ .

$\Phi_{ij}^w$  bezeichnet den sog. Wandreflektionsterm. Anders als die Geschwindigkeitsschwankungen, die verschwinden, werden die Druckschwankungen an Wänden reflektiert. Als Folge werden die Geschwindigkeitsschwankungen in Wandnormalenrichtung gedämpft, was zu einer Erhöhung der Anisotropie führt. Auf diesen Term wird im folgenden allerdings nicht mehr weiter eingegangen.

Für die Druck–Scher–Korrelation haben sich heute lineare und quadratische Modellierungsansätze durchgesetzt. Die bekanntesten Ansätze stammen von Launder, Reece und Rodi [84] (LRR) und Speziale, Sakar und Gatski [128] (SSG). Ohne tiefer ins Detail zu gehen, kann die Druck–Scher–Korrelation in Abhängigkeit vom Anisotropietensor  $a_{ij}$ , der Scherrate  $S_{ij}$  und der Rotation  $\Omega_{ij}$  in verallgemeinerter Form dargestellt werden [66]:

$$\Phi_{ij,1} = -\epsilon \left[ \underbrace{c_{s1} a_{ij}}_{\text{linear}} + \underbrace{c_{s2} \left( a_{ik} a_{kj} - \frac{1}{3} a_{ij} a_{ji} \delta_{ij} \right)}_{\text{quadratisch}} \right] \quad (3.41)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{ij,2} = & \underbrace{-c_{r1} P_k a_{ij}}_{\text{quasi-linear}} + \underbrace{c_{r2} k S_{ij}}_{\text{linear}} - \underbrace{c_{r3} k S_{ij} \sqrt{a_{ij} a_{ji}}}_{\text{quadratisch}} \\ & + \underbrace{c_{r4} k \left( a_{ik} S_{jk} + a_{jk} S_{ik} - \frac{2}{3} a_{kl} S_{kl} \delta_{ij} \right)}_{\text{linear}} \\ & + \underbrace{c_{r5} k (a_{ik} \Omega_{jk} + a_{jk} \Omega_{ik})}_{\text{linear}} \end{aligned} \quad (3.42)$$

$$\text{mit } S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right), \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)$$

	$c_{s1}$	$c_{s2}$	$c_{r1}$	$c_{r2}$	$c_{r3}$	$c_{r4}$	$c_{r5}$
LRR–QI	1.8	0.0	0.0	0.8	0.0	0.873	0.655
LRR–IP	1.8	0.0	0.0	0.8	0.0	0.6	0.6
SSG	1.7	-1.05	0.9	0.8	0.65	0.625	0.2

Tabelle 3.4: Koeffizienten RSM Modelle

$P_k = \frac{1}{2} P_{ii}$  bezeichnet darin die Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie, vgl. Gl. (3.17). Der einfache, lineare Zusammenhang zwischen Anisotropie und langsamen Term  $\Phi_{ij,1}$  wurde erstmals von Rotta (1951) in seinem Return-to-Isotropy Modell aufgestellt. Heute ist

dieser Ansatz Bestandteil beinahe aller Reynoldsspannungsmodelle. Während der LRR–Modellansatz ebenfalls eine lineare Proportionalität zwischen Anisotropietensor und schnellem Term  $\Phi_{ij,2}$  aufbaut, ist der SSG–Ansatz ein quadratisches Modell. Wie in Tab. 3.4 ersichtlich unterscheiden sich die QI–Variante (*Quasi Isotropic*) und die IP–Variante des LRR Modells dagegen lediglich in der Wahl der Konstanten  $c_{r4}$  und  $c_{r5}$  im schnellen Term. Bei der IP–Variante sind sie identisch. Die Einflüsse von Scherrate  $S_{ij}$  und Rotation  $\Omega_{ij}$  werden also gleich gewichtet, was in Strömungen, in denen einer der beiden Einflüsse dominiert, zu erheblichen Ungenauigkeiten führen kann. Im quadratischen SSG–Modell sind die Koeffizienten der quasi–linearen und quadratischen Terme ( $c_{s2}$ ,  $c_{r1}$ ,  $c_{r3}$ ) von Null verschieden. Die Koeffizienten der linearen Modellterme sind entsprechend der gewünschten Genauigkeit und Rechenbarkeit kalibriert.

**$\omega$ –Reynoldsspannungsmodell** Das  $\omega$ –Reynoldsspannungsmodell ( $\omega$ RSM) wurde von Wilcox [148] entwickelt. Das Modell setzt auf dem LRR–QI Modell von Launder et al. [84] auf. Als zusätzliche Transportgleichung wird jedoch die  $\omega$ –Gleichung verwendet, s. Gl. (3.22). Die Modellgleichung für die Reynoldsspannungen lautet [29]:

$$\frac{\partial(\rho \overline{u'_i u'_j})}{\partial t} + U_k \frac{\partial(\rho \overline{u'_i u'_j})}{\partial x_k} = \rho P_{ij} - \underbrace{\frac{2}{3} \beta^* \rho \omega k \delta_{ij}}_{\rho \epsilon_{ij}} + \rho \Phi_{ij} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma^*} \right) \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_k} \right]}_{\rho D_{ij}} \quad (3.43)$$

$$\text{mit: } \epsilon = \beta^* \omega k \text{ und } \mu_t = \rho \frac{k}{\omega}$$

Neben dem Dissipations– ist hier auch der Diffusionsterm isotrop formuliert, vgl. Gl. (3.37) und (3.39). Die Druck–Scher–Korrelation  $\Phi_{ij}$  lautet mit einer kompakteren Formulierung des  $\Phi_{ij,2}$ –Terms nach Launder et al. [84]:

$$\Phi_{ij} = \underbrace{-\beta^* C_1 k \omega a_{ij}}_{\Phi_{ij,1}} - \hat{\alpha} \left( P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) - \hat{\beta} \left( R_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) - \hat{\gamma} k \left( S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) \quad (3.44)$$

mit

$$P_{ij} = - \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right), \quad R_{ij} = - \left( \overline{u'_i u'_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial U_k}{\partial x_i} \right)$$

$$\hat{\alpha} = (8 + C_2) / 11 \quad \hat{\beta} = (8 C_2 - 2) / 11 \quad \hat{\gamma} = (60 C_2 - 4) / 55$$

$\beta^*$	$\sigma^*$	$C_1$	$C_2$
0.09	2.0	1.8	0.52

Tabelle 3.5: Koeffizienten  $\omega$ RSM Turbulenzmodell

Durch die Verwendung der  $\omega$ -Gleichung sind die Koeffizienten  $C_1$  und  $C_2$  im Vergleich zum original LRR-QI Ansatz speziell angepaßt (s. Tab. 3.5).

Auf den Wandreflektionsterm  $\Phi_{ij}^w$  in der Druck-Scher-Korrelation wird verzichtet, da nach Wilcox [148] der modellierte Wandreflektionsterm im LRR Modell eher die Mängel der  $\epsilon$ -Gleichung in wandnähe kompensiert, als dass dieser den physikalischen Prozeß der Reflexionen von Druckschwankungen korrekt wiedergibt. Im vorliegenden  $\omega$ RSM Modell wird deshalb eine rekaliibrierte Variante des Automatic Near-Wall Treatments<sup>16</sup> (3.36) verwendet [29].

---

<sup>16</sup>CFX

# Kapitel 4

## Numerische Simulation

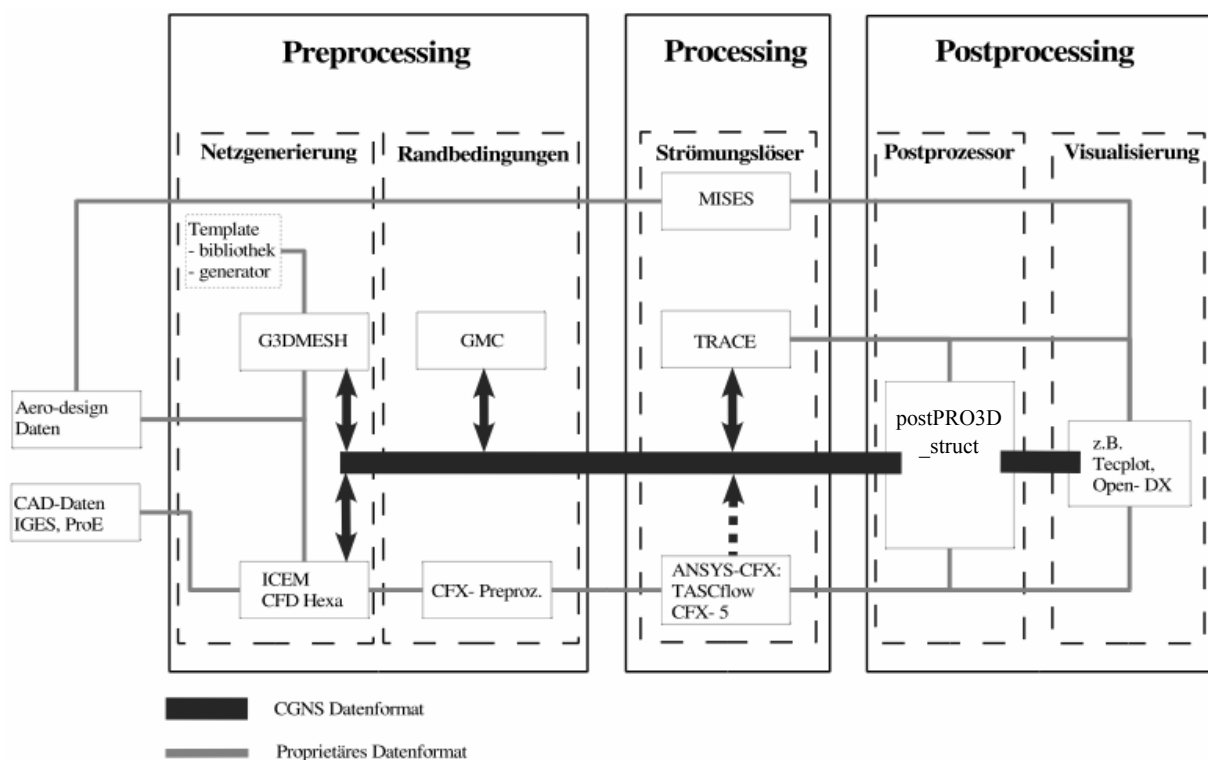


Abbildung 4.1: Simulationsumgebung am Institut für Strahlantriebe, UniBw München

Am Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München ist eine Umgebung zur numerischen Strömungssimulation mit verschiedenen Rechenverfahren aufgebaut worden (Abb. 4.1). Die Simulationsumgebung orientiert sich dabei an der generellen Untergliederung einer Simulation in Preprocessing, Processing und Postprocessing. Mit Ausnahme der Generierung von Entwurfs- bzw. Konstruktionsdaten erfolgt der gesamte Datenaustausch durchgängig über alle Arbeitsschritte hinweg auf Basis des offenen und quasi Standard-Datenformats CGNS<sup>1</sup> [101]. Die Verknüpfung der einzelnen Softwaremodule auf Basis eines Datenformates ermög-

<sup>1</sup><http://www.cgns.org>

licht es, verschiedene Navier–Stokes Rechenverfahren in einer zusammenhängenden Prozeßkette betreiben zu können. Dabei handelt es sich sowohl um strukturierte, als auch unstrukturierte Strömungslöser. Arbeitsgrundlage für die Strömungssimulationen ist stets ein strukturiertes Master–Rechennetz aus Hexaeder–Elementen. Unstrukturierte Rechenergebnisse werden mit Hilfe des strukturierten Masternetzes wieder in ein Format überführt, das ein gemeinsames, automatisiertes Postprocessing ermöglicht.

## 4.1 Rechenverfahren

Im Rahmen dieser Arbeit werden für die stationären, numerischen Strömungsfeldsimulationen (CFD) zwei verschiedene Rechenverfahren eingesetzt, TRACE–S (Kap. 4.1.1) und CFX–5.7 (Kap. 4.1.2). In ihnen sind unterschiedliche Ansätze zur Turbulenzmodellierung implementiert, deren spezifisches Leistungsvermögen in turbomaschinen–typischen Wirbelströmungen untersucht werden soll.

### 4.1.1 TRACE–S

TRACE<sup>2</sup>–S ist ein Verfahren, das am Institut für Antriebstechnik des DLR<sup>3</sup> von Vogel [142] und Kügeler [78] mit dem Fokus auf die Berechnung von stationären Turbomaschinenströmungen entwickelt wurde. Es ist ein kompressibles, dreidimensionales, zellzentriert diskretisiertes, implizites Zeitschrittverfahren zur Lösung der Reynoldsgemittelten Navier–Stokes Gleichungen. Die Transformation der Gleichungen aus dem raumfesten Bezugssystem in krummlinige Koordinaten ist dabei derart formuliert, dass die Absolutgeschwindigkeiten im Erhaltungsvektor erhalten bleiben [44]. Die Erhaltungsgleichungen werden auf körperangepaßten, strukturierten Multiblock–Rechennetzen mit lokalen Variablen gelöst [141]. Als Turbulenzmodell wird das korrigierte  $k$ – $\omega$ <sup>+</sup> Modell eingesetzt.

Die integralen, Reynoldsgemittelten Navier–Stokes Gleichungen werden nach dem zellmittelpunktorientierten Finite–Volumen Ansatz auf körperangepaßten Koordinaten diskretisiert [58]. Zur Berechnung der reibungsfreien Flüsse wird ein approximativer Riemann–Löser nach Roe [111] in Verbindung mit einer MUSCL–Extrapolation der Zustandsgrößen nach van Leer [139] und einer Entropiekorrektur nach Harten [55] eingesetzt. Die Approximation der viskosen Flüsse erfolgt mit der Zentralfindendifferenzmethode. Die Diskretisierung der Flußterme ist somit zweiter Ordnung genau im Raum, siehe auch Toro [135]. Die implizite Zeitintegration erfolgt nach einem Euler–Rückwärts–Verfahren zusammen mit einem Prediktor–Korrektor Schema. Da die Stabilität und Genauigkeit des kompressiblen Strömungslösers stark mit abnehmender Mach–Zahl absinkt, wird das zu lösende Gleichungssystem, angelehnt an das Verfahren von Turkel [137], präkonditioniert. Die resultierende Lösungsmatrix wird anschließend einer ILU–Zerlegung unterzogen. Die Gleichungen des  $k$ – $\omega$ <sup>+</sup> Turbulenzmodells werden in einem punktimpliziten Verfahren nach Patankar [100] diskretisiert und von den restlichen Erhaltungsgleichungen entkoppelt berechnet.

---

<sup>2</sup>Turbomachinery Research Application Computational Environment

<sup>3</sup>Deutsches Zentrum für Luft– und Raumfahrt

## 4.1.2 CFX-5.7

Das kommerzielle Programmpaket CFX-5.7<sup>4</sup> ist ein integriertes Softwarepaket zur Analyse inkompressibler und kompressibler strömungsmechanischer Problemstellungen, bestehend aus einem Pre- bzw. Post-Prozessor und dem eigentlichen Strömungslöser. Der Strömungslöser löst die dreidimensionalen, instationären Reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen auf unstrukturierten Rechennetzen (nähere Details, siehe [28], [29]). Es ist ein implizites, gekoppeltes, Druck-basiertes Rechenverfahren mit einer Druck-Geschwindigkeits-Kopplung nach Rhie und Chow [109]. Eine besondere Präkonditionierung des Gleichungssystems für Strömungen geringer Mach-Zahlen ist somit nicht notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit werden zur Turbulenzmodellierung das SST-Modell und das  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodell ausgewählt.

Die Reynoldsgemittelten Navier-Stokes Gleichungen werden mittels einem Finite-Elemente basierten Finite-Volumen Ansatz räumlich diskretisiert, s. Raw et al. [106]. Für die Diskretisierung der konvektiven Terme in den Impulsgleichungen bietet CFX-5.7 verschiedene Schemata unterschiedlicher Genauigkeit und Robustheit an. Für die vorliegenden Untersuchungen wird das lokal bis zweiter Ordnung genaue 'High Resolution'-Schema (Upwind Differencing Scheme + Numerical Advection Correction Scheme) [13] verwendet. Das aufgestellte lineare Gleichungssystem wird durch ein iteratives ILU-Verfahren in Verbindung mit einem algebraischen Mehrgitterverfahren [62] zur Konvergenzbeschleunigung gelöst. Die Transportgleichungen der Turbulenzmodelle werden durch ein erster Ordnung genaues Upwind-Verfahren diskretisiert und getrennt gelöst.

## 4.1.3 Zielsetzung

In der vorliegenden Arbeit werden dreidimensionale Wirbelströmungen ohne Einfluß einer Systemrotation in subsonischen, turbomaschinen-typischen Anwendungen simuliert, um Aussagen zum Leistungsvermögen und der Vorhersagegüte der Turbulenzmodellierung ableiten zu können. Zum Einsatz kommen ausschliesslich Turbulenzmodelle, die auf der  $\omega$ -Skalengleichung basieren, um den Einfluß der Transportgleichung in wandgebundenen Strömungen zu minimieren. Die gewählten Turbulenzmodelle repräsentieren den aktuellen Stand der Technik allgemeingültiger Modellierungsansätze für Strömungen in Turbomaschinen. Im Einzelnen sind dies das um Rotationseffekte erweiterte  $k$ - $\omega^+$  und das SST Modell als Vertreter der Wirbelviskositätsmodelle (vgl. Kap. 3.2.1) sowie das  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodell (vgl. Kap. 3.2.2). Dabei ist das  $k$ - $\omega^+$  Turbulenzmodell im für stark subsonische Strömungen präkonditionierten, Dichte-basierten Strömungslöser TRACE-S implementiert. Das SST und  $\omega$ RSM Turbulenzmodell sind im druck-basierten Strömungslöser CFX-5.7 mit Druck-Geschwindigkeitskopplung implementiert. Ergebnisse beider Strömungslöser werden nur im Anwendungsfall der saugseitigen Filmkühlausblasung miteinander verglichen. Bei der Verdichter-Luftabblasung wird lediglich der Strömungslöser CFX-5.7 eingesetzt, da hier in weiten Bereichen die mittlere Strömungsgeschwindigkeit sehr gering ist und der Anwendungsfall ausserhalb des validierten Entwicklungshorizonts des Strömungslösers TRACE-S liegt.

---

<sup>4</sup>Fa. ANSYS, <http://www.ansys.com/cfx>

## 4.2 Auswertemethoden

### 4.2.1 Aerodynamische Beurteilungsparameter

**Isentrope Machzahl** Ein lokales Geschwindigkeitsmaß zur Beurteilung der Gitterbelastung

$$Ma_{is} = \sqrt{\frac{2}{\kappa - 1} \cdot \left[ \left( \frac{p_{t1}}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right]} \quad (4.1)$$

**Aerodynamische Umlenkung**

$$\Delta \beta = \beta_1 - \beta_2 \quad (4.2)$$

**Statische Druckumsetzung**

$$\Delta p = p_1 - p_2 \quad (4.3)$$

**Durchflusskoeffizient** Ein Maß zur Bewertung der Durchströmung eines Strömungselements [149],[154]

$$C_d = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{id}} \quad (4.4)$$
$$\dot{m}_{id} = \frac{p_{t1} A}{\sqrt{RT_{t1}}} \left( \frac{p_2}{p_{t1}} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_{t1}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}$$

Der Durchflusskoeffizient ist definiert als Verhältnis des tatsächlichen Massenstroms  $\dot{m}$  zum theoretisch durchsetzbaren Massenstrom  $\dot{m}_{id}$  und berücksichtigt alle Verluste, die beim Durchströmen eines Strömungselements auftreten. Der theoretisch durchsetzbare Massenstrom lässt sich dazu analytisch ableiten, wobei der statische Druck am Austritt  $p_2$  und der Totalzustand am Eintritt des Strömungselementes  $p_{t1}, T_{t1}$  bekannt sein müssen.

**Primärer Totaldruckverlustbeiwert** Ein Maß für die aerodynamischen Gesamtverluste innerhalb der Bilanzierungsgrenzen

$$\zeta = \frac{p_{t1} - p_{t2}}{q_{bez}} \quad (4.5)$$

Der primäre Totaldruckverlustbeiwert wird bei Turbinengittern auf die Abströmung bezogen  $q_{bez} = p_{t1} - p_K$ . Bei der Filmkühlblasung ist zu beachten, dass hier der zusätzliche Energieeintrag durch die Kühlluft nicht in der Formulierung des primären Totaldruckverlustbeiwerts berücksichtigt wird. Im Fall der Verdichter-Luftabbläsung wird auf die Zuströmung bezogen  $q_{bez} = p_{t1} - p_1$ .

## 4.2.2 Sekundärströmung und Verlustproduktion

Unter dem Begriff Sekundärströmung in dreidimensionalen Strömungen werden gemeinhin alle Formen von Querströmungen  $U_2$ ,  $U_3$ , die normal zu einer idealen Hauptströmungsrichtung  $U_1$  ausgerichtet sind, zusammengefasst [83]. Es sind meist komplexe, dreidimensionale Strömungsphänomene, die infolge der Wirkung von Druck- bzw. Trägheitskräften (Sekundärströmungen nach Prandtl erster Art) oder Gradienten der Reynoldsspannungen bzw. Anisotropie der Turbulenz (Sekundärströmungen nach Prandtl zweiter Art) hervorgerufen werden können. Bradshaw [20], Denton [34], Greitzer et al. [50] und Sieverding [123] geben hierzu einen weiten Überblick zu den Entstehungs- und Verlustmechanismen von Sekundärströmungen in Turbo-maschinen.

In diesem Zusammenhang konzentrieren sich die weiteren Analysen in dieser Arbeit auf Wirbelströmungen mit longitudinaler Ausrichtung, d.h. Wirbelbewegungen in Hauptströmungsrichtung. Unter einem Wirbel ist dabei die Ansammlung von Stromlinien zu verstehen, die sich spiralförmig um ein Zentrum bewegen. Es sind verlustbehaftete Strömungen, die bei Durchströmungsproblemen häufig mit anderen verlustbehafteten Strömungen interagieren, wie z.B. Grenz- und Scherschichten, Verdichtungsstößen oder der Mischung mehrerer Fluidströme.

$$\Omega_i = \epsilon_{ijk} \frac{\partial U_k}{\partial x_j} \quad (4.6)$$

Wirbelbewegungen eines Fluids liegen vor, wenn der Rotations- oder Wirbelvektor  $\Omega_i$  nicht verschwindet. Die Auswertung der Rotation normal zur Durchströmebene ist ein Hilfsmittel zur Identifikation von longitudinalen Wirbelsystemen, die aufgrund von Stromlinienkrümmung oder sonstiger Einflüsse anhand von Strömungsvektoren nicht eindeutig lokalisierbar sind. Die Dynamik longitudinaler Wirbel, charakterisiert durch die Wirbelstärke in Hauptströmungsrichtung  $\Omega_1$ , lässt sich nach Hanjalic et al. [53] durch die Wirbelgleichung beschreiben. Sie lautet nach Bradshaw [21] für inkompressible Strömungen in einem kartesischen Koordinatensystem:

$$\underbrace{U_1 \frac{\partial \Omega_1}{\partial x_1} + U_2 \frac{\partial \Omega_1}{\partial x_2} + U_3 \frac{\partial \Omega_1}{\partial x_3}}_{W_c} = \underbrace{\Omega_1 \frac{\partial U_1}{\partial x_1}}_{W_1} + \underbrace{\Omega_2 \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + \Omega_3 \frac{\partial U_1}{\partial x_3}}_{W_2} - \underbrace{\frac{\partial^2 \overline{u'_2 u'_3}}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \overline{u'_2 u'_3}}{\partial x_3^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2 \partial x_3} (\overline{u'^2} - \overline{u'^3})}_{W_3} + \nu \underbrace{\left( \frac{\partial^2 \Omega_1}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \Omega_1}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2 \Omega_1}{\partial x_3^2} \right)}_{W_4} \quad (4.7)$$

Die linke Seite von Gl. (4.7) repräsentiert die Konvektion der Wirbelstärke in Hauptströmungsrichtung  $\Omega_1$ . Auf der rechten Seite beschreiben die beiden ersten Terme die Änderung der Wirbelstärke, die durch Strecken, Stauchen  $W_1$  und Krümmung  $W_2$  eines Wirbelfadens entsteht. Hierbei handelt es sich um reibungslose Prozesse, die Druck- bzw. Trägheits-getrieben sind. Der Term  $W_3$  beinhaltet Gradienten der turbulenten Reynoldsspannungen. Anisotropie im



Reynoldsspannungsfeld kann Turbulenz-getriebenen Wirbelstärke induzieren. Die Diffusion der Wirbelstärke infolge der Viskosität ist in Term  $W_4$  zusammengefaßt. Im Vergleich zu den durch reibungslose Deformation der Hauptströmung hervorgerufenen Sekundärströmungen ( $W_1$ - und  $W_2$ -Term) sind die durch Inhomoginitäten der turbulenten Reynoldsspannungen induzierten Sekundärströmungen ( $W_3$ -Term) gewöhnlich klein. Sie sind aber dennoch wichtig für den turbulenten Transport in der Strömung.

Im Vergleich zur kompressiblen Wirbelgleichung fehlt in Gl. (4.7) die sog. barokline Drallproduktion  $\frac{1}{\rho^2} \epsilon_{ijk} \frac{\partial p}{\partial x_j} \frac{\partial \rho}{\partial x_k}$  für Strömungen, in denen die Dichte  $\rho = \rho(T, p)$  von der Temperatur  $T$  und dem Druck  $p$  abhängig ist. In Hauptströmungsrichtung  $x_1$  lautet der Term der baroklinen Drallproduktion:

$$W_{BD} = \frac{1}{\rho^2} \left( \frac{\partial p}{\partial x_2} \frac{\partial \rho}{\partial x_3} - \frac{\partial p}{\partial x_3} \frac{\partial \rho}{\partial x_2} \right) \quad (4.8)$$

Für isotherme und barotrope Strömungen, in denen die Dichte  $\rho = \rho(p)$  ausschliesslich eine Funktion des Druckes ist, verschwindet der Anteil der baroklinen Drallproduktion. Drall und damit Wirbelstärke wird nur erzeugt, sofern Dichte- und Druckgradienten nicht kollinear sind. Ein Beispiele dafür ist die geschichtete Strömung hinter einer Brennkammer. In einer gegendruckbeaufschlagte Grenzschichtströmung über eine adiabate Wand erzeugt die barokline Drallproduktion Wirbelstärke senkrecht zur Grenzschichtströmung und sorgt so für ein Aufdicken der Grenzschicht. Da im Rahmen dieser Arbeit subsonische Gleichtemperaturprobleme ohne Wärmeübergang untersucht werden, wird die barokline Drallerzeugung bei den Analysen longitudinaler Wirbel in Hauptströmungsrichtung nicht ausgewertet.

Die Bewegungsenergie oder auch kinetische Energie eines Fluids  $\mathbf{K} = \frac{1}{2} \mathbf{U}_i \mathbf{U}_i$  läßt sich in zwei Bestandteile aufteilen:

$$\mathbf{K} = \overline{\mathbf{K}} + k \quad (4.9)$$

der kinetischen Energie der mittleren Strömung  $\overline{\mathbf{K}}$  und der turbulenten kinetischen Energie  $k$ . Wie die  $k$ -Gleichung (3.17) die Beiträge zum Energiehaushalt der turbulenten Schwankungsbewegungen bilanziert, beschreibt die Gleichung für  $\overline{\mathbf{K}}$  die Energiebilanz der mittleren Strömung und deren Prozesse zur Verlustproduktion. Für stationäre, turbulente Strömungen lautet sie [57], [95]:

$$\begin{aligned} \zeta_K^* &= D_K + F_{v,K} - P_k + \epsilon_K \\ \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} U_j \left( p + \frac{1}{2} \rho U_i U_i \right)}_{\zeta_K^*} &= \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\rho u'_i u'_j} U_i}_{D_K} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \mu U_i \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)}_{F_{v,K}} \\ &\quad + \underbrace{\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{-P_k} - \underbrace{\mu \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{\epsilon_K} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Gleichung (4.10) bilanziert die Beiträge von turbulenten und laminaren Mechanismen bei der Entstehung von Totaldruckverlusten. Sie trägt somit zum vertieften Verständnis der Verlustproduktion in dreidimensionalen Strömungen bei. In stationären, inkompressiblen Strömungen ruhender Systeme und gleichbleibender Totaltemperatur ist der Totaldruckverlust gleichbedeutend mit den aerodynamischen Verlusten [34]. So repräsentiert die linke Seite von Gl. (4.10) den konvektiven Transport des Totaldruckes  $\zeta_K^*$ . Der ersten beiden Terme auf der rechten Seite sind Transportterme. Sie beschreiben die Diffusion kinetischer Energie durch turbulente Fluktuationen  $D_K$  und den Transport kinetischer Energie durch Reibung  $F_{v,K}$ . Beides sind Terme, die Energie lediglich umverteilen. Die beiden letzten Terme repräsentieren die Mechanismen, durch die der mittleren Strömung kinetische Energie entzogen werden kann. Es sind die Produktion turbulenter kinetischer Energie  $P_k$ <sup>5</sup> und die direkte Dissipation  $\epsilon_K$ . Während die Produktion turbulenter kinetischer Energie auch negative Vorzeichen annehmen kann, der mittleren Strömung also Energie zugeführt, ist die direkte Dissipation stets kleiner oder gleich Null ( $S_{ij}S_{ij} \geq 0$ ), fungiert demnach als Senke in der Energiegleichung. Die allgemeine Dissipationsfunktion lautet [117]:<sup>6</sup>

$$\epsilon_K = \mu \left[ \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \right] \quad (4.11)$$

wobei der zweite Term auf der rechten Seite von Gl. (4.11) für inkompressible Strömungen zu Null wird. In Gebieten hoher lokaler Reynoldszahlen  $Re = \frac{UL}{\nu}$  ist die direkte Dissipation vernachlässigbar klein und ein kaskadenartiger Energietransfer von der mittleren Strömung in Richtung Turbulenz findet statt.

$$\frac{\epsilon_K}{P_k}, \frac{F_{v,K}}{D_K} \sim \frac{\nu \left(\frac{U}{L}\right)^2}{U^2 \left(\frac{U}{L}\right)} \sim \frac{\nu}{UL} \sim \frac{1}{Re} \quad (4.12)$$

Der Größenvergleich zeigt gleichfalls, dass in Grenzschichtströmungen, in denen die Reynoldszahlen klein sind, die viskosen Terme  $\epsilon_K$  und  $F_{v,K}$  nicht vernachlässigbar sind und vielmehr gegenüber den turbulenten Termen der Energiegleichung einen größeren Einfluß auf den Energiehaushalt und damit die Verlusten ausüben können.

Die Umwandlung kinetischer Energie in Wärme geht in turbulenten Strömungen, sofern sie nicht direkt dissipiert wird, stufenweise vonstatten. Die in Richtung Turbulenz transferierte Energie, ausgedrückt durch  $P_k$ , wird in der letzten Stufe durch turbulente Energiedissipation in Wärme umgesetzt. Mit Ausnahme nahe fester Wände und bei kleinen Reynoldszahlen kann die turbulente Dissipation  $\epsilon$  bedeutend größer sein als die direkte Dissipation  $\epsilon_K$ . Die Gesamtdissipationsrate bildet sich entsprechend aus den beiden Summanden.

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_K + \epsilon = -\mu \left[ \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \overline{\left( \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} \right] \quad (4.13)$$

<sup>5</sup>In der  $k$ -Gleichung (3.17) tritt der Produktionsterm  $P_k$  mit umgekehrten Vorzeichen wie in Gl. 4.10 auf.

<sup>6</sup>Viskosität nach Sutherland:  $\mu(T) = -\mu_0 \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_0+S_0}{T+S_0}$ , mit der Bezugstemperatur  $T_0 = 273.15 \text{ K}$ , der Sutherland-Konstante  $S_0 = 110.0 \text{ K}$  und der dynamischen Viskosität bei Bezugstemperatur  $\mu_0 = 1.717 \times 10^{-5} \text{ kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$

# Kapitel 5

## Ergebnisse

Anhand der Ergebnisse aus den numerischen Berechnungen mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen und detaillierten Messergebnissen werden Aussagen zur Vorhersagegenauigkeit und den Grenzen der eingesetzten Modellierungsansätze erarbeitet. Besonders die Fähigkeit, Strömungen mit anisotroper Turbulenz und starken Druckgradienten unter turbomaschinen-typischen Bedingungen zu simulieren, soll untersucht werden. Im einzelnen werden stationäre Strömungssimulationen zur Filmkühlung auf der Saugseite eines Turbinengitters sowie einer typischen Verdichter-Luftabblausung mit vier Entnahmestutzen durchgeführt und analysiert. Für die numerischen Simulationen wird dabei ein anwendungsorientierter Ansatz verfolgt, bei dem die wichtigsten Zu- und Abströmbedingungen sowie die Massenstromverhältnisse vorgegeben sind. Nur die turbulenten Vorgabewerte sind zuvor gesondert abgeschätzt worden.

### 5.1 Vorbemerkung

Die Berechnungen werden mit den in Kap. 3.2 vorgestellten Turbulenzmodellen, ein zur Berücksichtigung von Rotationseffekten nach Bardina et al. [12] erweitertes  $k-\omega$  Modell ( $k-\omega^+$ ), dem SST Modell von Menter [92] und dem auf der  $\omega$ -Gleichung basierten Reynoldsspannungsmodell ( $\omega$ RSM) nach Wilcox [148], durchgeführt. In allen Strömungsfällen ist die wandnahe Strömung aufgelöst und wird durch Low-Re Formulierungen in der Turbulenzmodellierung berücksichtigt. Da alle Turbulenzmodelle auf der  $\omega$ -Transportgleichung basieren, erfüllen die Rechennetze in unmittelbarer Wandnähe eine Auflösung von mindestens  $y^+ \leq 1.5$  mit einem Streckungsverhältnis von 1.3 in Wandnormalenrichtung. Die Rechennetze basieren auf einer strukturierten Multi-Block Strategie aus Hexaederzellen. Für jeden Strömungsfall werden die Berechnungen vollturbulent, ohne explizite Transitionsmodellierung auf identischen Rechennetzen und übereinstimmenden Randwertvorgaben durchgeführt. Bei der Simulation der saugseitigen Filmkühlung werden die Strömungslöser TRACE-S in Verbindung mit dem  $k-\omega^+$  Turbulenzmodell und CFX-5.7 in Verbindung mit dem SST und  $\omega$ RSM Modell eingesetzt. Die Verdichter-Luftabblausung wird dagegen lediglich mit dem Strömungslöser CFX-5.7 und den beiden Turbulenzmodellen SST und  $\omega$ RSM simuliert. Zur Validierung der beiden Strömungslöser TRACE-S und CFX-5.7 werden zunächst Vergleichsrechnungen am subsoni-

schen Turbinengitter T106–300 als Grundlage für die Simulation der saugseitigen Filmkühl-  
 blasung durchgeführt.

## 5.2 Validierung der Rechenverfahren

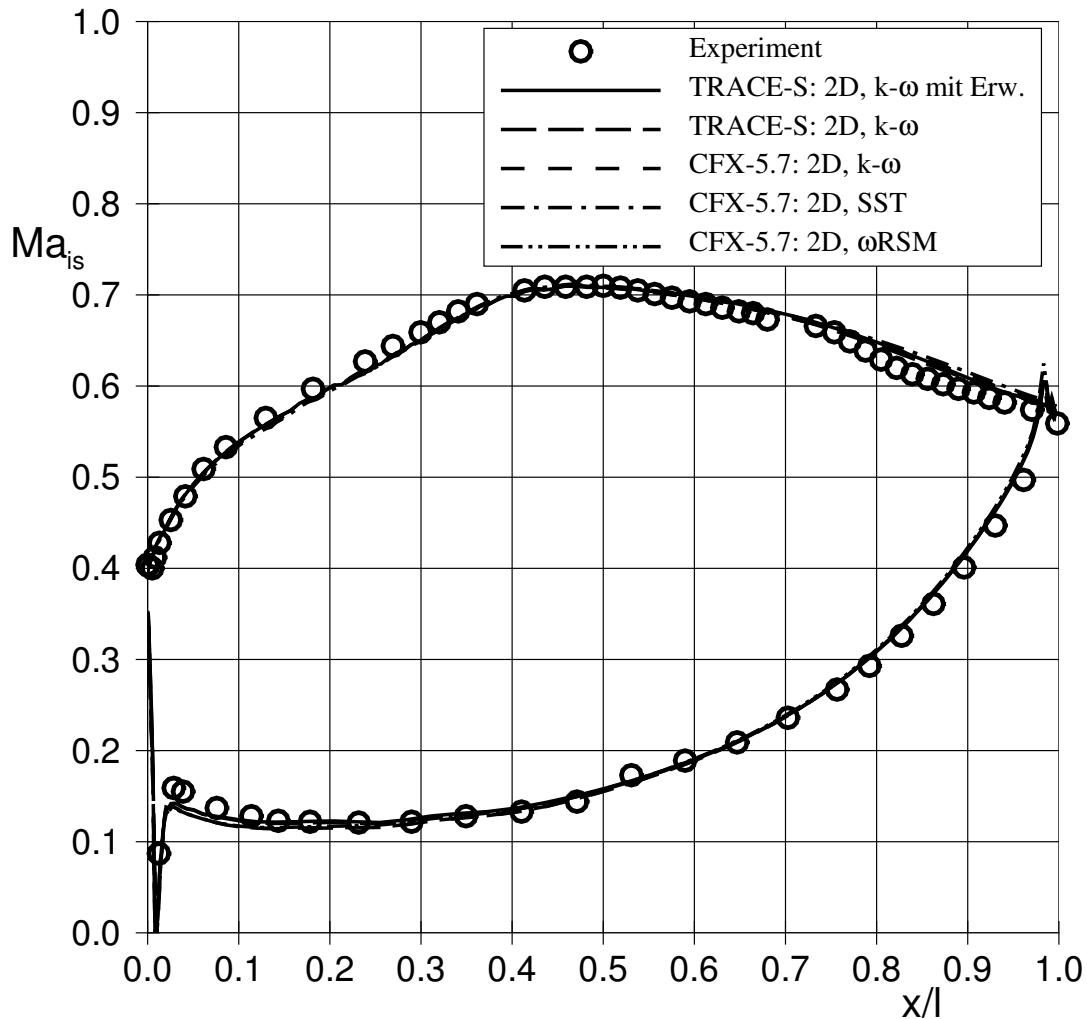


Abbildung 5.1: Isentrope Profil-Machzahl-Verteilungen aus 2D-Vergleichsrechnungen T106-  
 300 (ohne Filmkühl-  
 blasung)

Zur Validierung der Strömungslöser TRACE-S und CFX-5.7 wurden Rechnungen mit dem  $k - \omega$  Standardmodell im Mittelschnitt des subsonischen Turbinengitters T106-300 ohne Filmkühl-  
 ausblasung durchgeführt. Beim T106–300 handelt es sich um das Basisgitter für die in dieser  
 Arbeit simulierten saugseitigen Filmkühl-  
 ausblasung. Das Multi-Block Hexaeder-Rechennetz  
 ist vom Rechennetz der Filmkühl-  
 ausblasung abgeleitet, indem die Bohrungsblöcke entfernt  
 wurden (vgl. Abb. A.3). Die Randbedingungen wurden in dreidimensionalen Voruntersuchun-  
 gen bestimmt, s. Kap. C.1, und sind in Tab. 5.2 zusammengefasst.

Abb. 5.1 zeigt die isentropen Profil-Machzahlverteilungen der Mittelschnittsrechnungen zusammen mit den experimentell ermittelten Werten von Wunderwald [153]. Die Machzahlverteilungen der beiden  $k - \omega$  Rechnungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung. Zusätzlich zu den Validierungsrechnungen wurden auch Rechnungen mit den Turbulenzmodellen  $k - \omega^+$  (TRACE-S), SST (CFX-5.7) und  $\omega$ RSM (CFX-5.7) durchgeführt. Insgesamt liegen alle gerechneten Profil-Machzahlverteilungen in guter Übereinstimmung zu den Messwerten. Da kein einheitliches Transitionskriterium in den Rechenverfahren implementiert ist, wurden die Rechnungen vollturbulent ohne Transitionsmodellierung durchgeführt, so dass die laminare Ablöseblase auf der Saugseite bei  $x/\ell \approx 0.65 - 0.75$  und der Abfall der isentropen Machzahl stromab des Wiederanlegepunktes in den Recheneregebnissen nicht nachvollzogen werden kann (vgl. dazu auch Abb. C.2). Ebenso ist die beschleunigte Grenzschicht auf dem vorderen Teil der Saugseite in den Rechnungen turbulent. In Realität ist die Profilgrenzschicht bis zur laminaren Ablöseblase laminar. Der laminar-turbulente Umschlag findet erst innerhalb der Ablöseblase statt (s. Wunderwald [153]). Erwartungsgemäß sind somit auch die Totaldruckverluste im Vergleich zur Messung höher.

T106-300		$Re_{2th} = 5.0 \cdot 10^5, Ma_{2th} = 0.59$			
	$Ma_1$	$\beta_1$	$\Delta\beta$	$\zeta$	$\Delta p/q_{bez}$
Experiment	0.28	127.7°	100.5°	0.031	0.771
TRACE-S: 2D $k-\omega$	0.275	126.0°	99.31°	0.0389	0.7859
CFX-5.7: 2D $k-\omega$	0.275	126.0°	99.29°	0.0388	0.7741
TRACE-S: 2D $k-\omega^+$	0.275	126.0°	99.40°	0.0363	0.7888
CFX-5.7: 2D SST	0.275	126.0°	99.35°	0.0359	0.7652
CFX-5.7: 2D $\omega$ RSM	0.275	126.0°	99.37°	0.0335	0.7647

Tabelle 5.1: Integrale Beurteilungsparameter im Mittelschnitt des T106-300 (ohne Filmkühl- ausblasung)

Die sehr gute Übereinstimmung zwischen der TRACE-S und der CFX-5.7 Rechnung mit dem  $k - \omega$  Standardmodell wird auch in Tab. 5.1 bei den integralen Beurteilungsparametern deutlich. Unter Verwendung identischer Randbedingungen und Rechenetzen sind bis auf leichte Unterschiede bei der statischen Druckumsetzung keine signifikanten Unterschiede zwischen den Rechnungen mit dem  $k - \omega$  Standardmodell erkennbar. Ein spezifischer Einfluß der unterschiedlichen numerischen Verfahren in den Strömungslösern TRACE-S und CFX-5.7 kann für den Anwendungsfall des subsonischen Turbinengitters T106-300 nicht festgestellt werden.

## 5.3 Saugseitige Filmkühlausblasung

Das Schaufelgitter T106–300–4 repräsentiert eine Filmkühlkonfiguration mit saugseitiger Ausblasung an einer hochbelasteten Turbine. Die Kühlluft wird aus einer Lochreihe konturierter Fan–Shaped Bohrungen mit Laid–Back, die mit  $\gamma_{ax} = 30^\circ$  axial gegen die Profilloberfläche angestellt sind (s. Abb. A.2), nahe dem Punkt maximaler Geschwindigkeit bei  $x/\ell = 0.4$  ausgeblasen. Die experimentellen Untersuchungen wurden von Ganzert [45] im HGK der Universität der Bundeswehr München durchgeführt (s. Abb. A.1) und von Brandt [22],[23] zu einem dokumentierten Testfall zusammengefasst. Es handelt sich um einen subsonischen Testcase mit Gleichtemperatúrausblasung bei einem Dichteverhältnis von  $DR \approx 1$ . Die Zu– und Abströmbedingungen sind in Tab. 5.2 aufgeführt. Die Ausblaserate beträgt  $M = 1.0$  bei einer Zuström–Reynoldszahl von  $Re_1 \approx 260000$  ( $Re_{2th} = 500000$ ).

	$p_{t1}$ [hPa]	$T_{t1}$ [K]	$\beta_1$ [°]	$\alpha_1$ [°]	$Tu_1$ [%]	$\ell_{t1}$ [m]	$p_K$ [hPa]
Experiment	152.0	303.0	127.7	0.0	3.5	–:–	120.0
Rechnung	152.0	303.15	126.0	0.0	2.5	0.0075	120.0

Tabelle 5.2: Randbedingungen Filmkühlung T106–300–4

In vielen numerischen Untersuchungen zur Filmkühlung wird die Komplexität der Simulation dadurch reduziert, dass in der Bohrungsmittellebene Symmetriebedingungen vorgegeben werden. So wird der Lösung bereits ein symmetrischer Ausblasestrahl aufgeprägt und eventuelle Schwächen bei der Berechnung der Strahlwechselwirkungen und dessen Entwicklung überdeckt. Grundlage der folgenden Ergebnisse bildet daher ein periodisches Rechennetz des geraden Schaufelgitters, das eine Bohrungsteilung inklusive einer vollständigen Bohrung am Mittelschnitt einer Schaufel umfaßt (s. Abb. A.3). Im Bereich des Mittelschnitts sind zweidimensionale Strömungsverhältnisse ohne aufgeprägte Druckgradienten in Schaufelhöhenrichtung angenommen. Die geringen Geschwindigkeiten innerhalb des Kühlluftplenums sowie das große Verhältnis von Plenums– zu Bohrungsquerschnitt dagegen ermöglichen es, lediglich einen Ausschnitt um den Bohrungseintritt mit Zuströmrandbedingungen an den axialen Begrenzungen und einer reibungsfreien Wand unterhalb der Bohrung zu modellieren. Ein Profilschnitt durch das Turbinengitter T106–300 mit Filmkühlausblasung in Abb. A.2 zeigt das vollständige Kühlluftplenum und den Ort des Bohrungseintritts. Die Rechnungen wurden mit den Strömungslösern TRACE–S und CFX–5.7 vollturbulent ohne Transistionsmodellierung durchgeführt. Alle Auslegungsdaten des Turbinengitters, die Bestimmung der Simulationsrandbedingungen in Voruntersuchungen sowie das Rechennetz des Turbinengitters sind in den Anhängen A und C.1 zusammengefaßt.

### 5.3.1 Vergleich mit dem Experiment

Abb. 5.2 zeigt die isentrope Profil–Machzahl–Verteilung am Turbinengitter T106–300–4 zwischen zwei Bohrungen bei einer Ausblaserate von  $M = 1.0$ . Alle Rechnungen liegen in sehr guter Übereinstimmung zu den experimentell ermittelten Werten. Der Effekt der Ausblasung ist

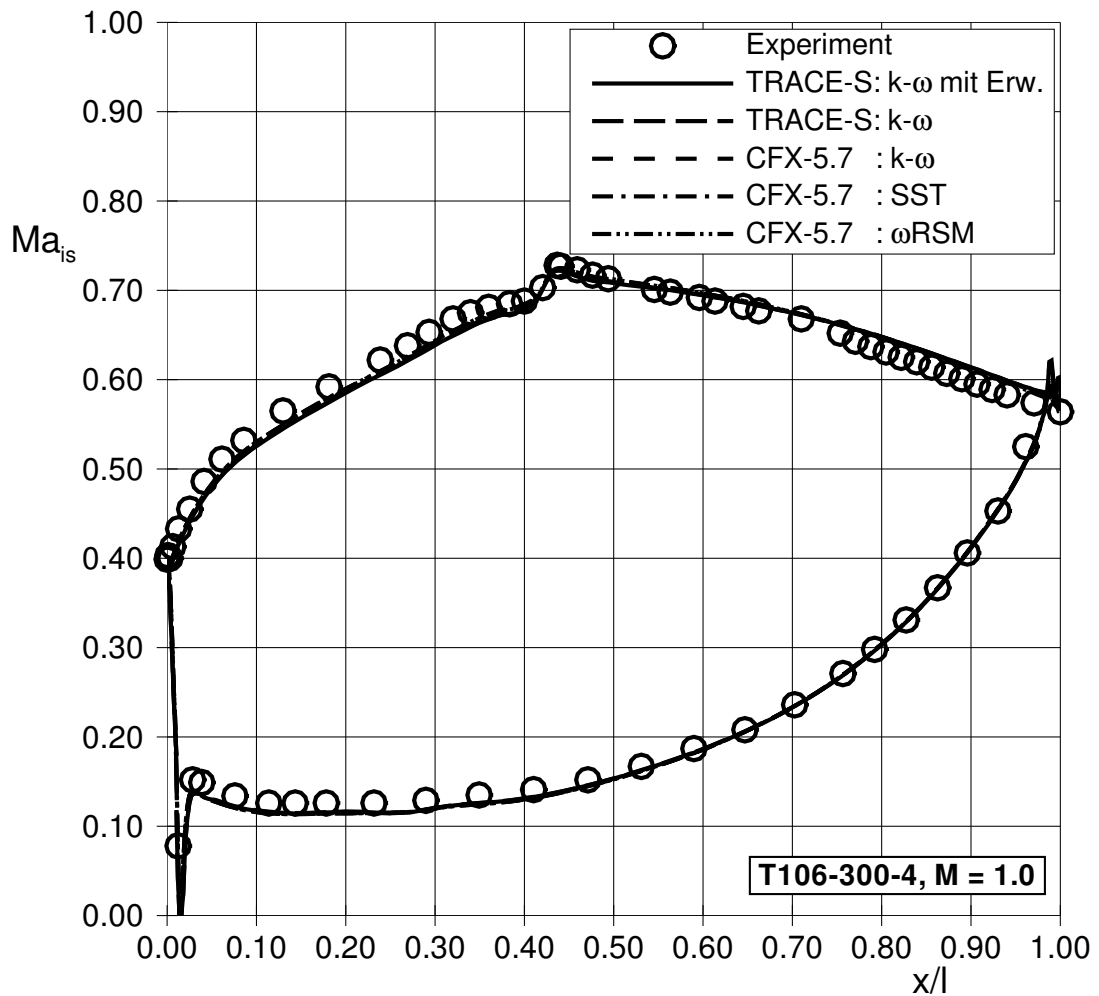


Abbildung 5.2: Isentrope Profil–Machzahl–Verteilung T106–300–4,  $M = 1.0$ ,  $z/t_H = 0.5$

deutlich erkennbar. Unmittelbar vor der Position der Ausblasung ( $x/\ell = 0.4$ ) wird die wandnahe Strömung zunächst leicht verzögert. Zwischen den Bohrungen erfolgt dann eine starke Beschleunigung mit anschließender kontinuierlicher Verzögerung auf dem rückwärtigen Teil der Saugseite. Die laminare Ablöseblase auf der Saugseite, wie sie am Turbinengitter T106–300 ohne Ausblasung auftritt (vgl. Abb. 5.1), ist verschwunden. Der laminar–turbulente Umschlag der Grenzschicht am Ort der Ausblasung wurde bereits von Wilfert [149] am T106–300 mit Ausblasung aus zylindrischen Bohrungen ( $x/\ell = 0.4$ ) gezeigt. Die im Vergleich zur Messung erhöhten Profil–Machzahlen auf der Saugseite ab  $x/\ell = 0.7$  sind auf leicht geringere Gegen drücke in der Abströmebene infolge der vollturbulenten Rechnungen zurückzuführen.

In den integralen Beurteilungsparametern (Tab. 5.3) spiegelt sich die gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen ebenfalls wider. Die errechneten Totaldruckverlustbeiwerte differieren absolut maximal um  $< 1\%$ . Bei der Druckumsetzung fallen die absoluten Abweichungen mit ca.  $3\%$  etwas höher aus. Ähnlich gute Übereinstimmungen bei den integralen Beurteilungsparametern wie in den Validierungsrechnungen am T106–300 ohne Ausbla-

T106-300-4		$Re_{2th} = 5.0 \cdot 10^5, Ma_{2th} = 0.59$			
	$M$	$\beta_1$	$\Delta\beta$	$\zeta$	$\Delta p/q_{bez}$
Experiment	1.0	127.7°	–:–	0.0377	0.736
TRACE-S: $k-\omega$		126.0°	99.30°	0.0440	0.7649
CFX-5.7: $k-\omega$		126.0°	99.39°	0.0423	0.7627
TRACE-S: $k-\omega^+$		126.0°	99.32°	0.0414	0.7654
CFX-5.7: SST		126.0°	99.40°	0.0319	0.7617
CFX-5.7: $\omega$ RSM		126.0°	99.44°	0.0291	0.7615

Tabelle 5.3: Integrale Beurteilungsparameter T106-300-4,  $M = 1.0$

sung zeigen die TRACE-S und CFX-5.7 Rechnungen mit dem  $k - \omega$  Standardmodell auch bei der Filmkühlausblasung. Sie sagen jedoch mit Abstand die höchsten Verluste voraus. Deutlich höhere Totaldruckverluste als in der Messung und den CFX-5.7 Rechnungen mit dem SST und  $\omega$ RSM Modell werden in der TRACE-S Rechnung mit dem um Rotationseffekte erweiterten  $k - \omega^+$  Modell bestimmt. Die niedrigsten Verluste und geringste Druckumsetzung ergeben sich dagegen aus der CFX-5.7 Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Modell. Auf Basis der guten Übereinstimmung der TRACE-S und CFX-5.7 Rechnungen mit dem Standard  $k - \omega$  Turbulenzmodell beim T106-300 mit und ohne Filmkühlausblasung wird im Folgenden unabhängig vom verwendeten Strömungslöser nur noch auf die Rechnung mit dem  $k - \omega^+$ , dem SST oder dem  $\omega$ RSM Modell referenziert.

Die höheren aerodynamischen Verluste in der  $k - \omega^+$ -Rechnung sind auch Folge einer wesentlich dicker vorhergesagten Zulaufgrenzschicht zur Filmkühlausblasung. Abb. 5.3 veranschaulicht die gerechneten Grenzschichtprofile stromauf der Ausblasebohrung bei  $x/\ell = 0.3$ .<sup>1</sup> Erwartungsgemäß besitzen die berechneten Grenzschichten stromauf der Ausblasebohrung zweidimensionalen Charakter und sind turbulent. In Realität sind hier die beschleunigten Profilm Grenzschichten dagegen laminar. Eine bekannte Schwäche des  $k - \omega$  Modells ist, dass es empfindlich auf die Vorgabewerte für  $k$  und  $\omega$  am Scherschichtrand reagiert [92],[148]. Gerade bei kleinen Vorgabewerten wird die Wirbelviskosität in Scherschichten zu groß berechnet, was zu künstlich aufgedickten Grenzschichten und zu überhöhter Turbulenz innerhalb der Grenzschicht führt. Die erhöhte Turbulenzproduktion ist auch an den vergleichsweise hohen  $\mu_t/\mu$ -Werten aus der  $k - \omega^+$  Rechnung abzulesen. Die Sensivität gegenüber den turbulenten Vorgabewerten wird beim SST Modell mit dem Cross-Diffusion Term  $C_D$  umgangen (s. Gl. (3.31)). Der Cross-Diffusion Term steigert in Scherschichten die Produktion von  $\omega$  und somit die Dissipation von  $k$ . Die SST-Modifikation, Gl. (3.34), limitiert die Wirbelviskosität innerhalb der Grenzschicht noch zusätzlich. Die reduzierte Turbulenzproduktion resultiert wiederum in einem geringeren Grenzschichtwachstum verglichen mit der  $k - \omega^+$  Rechnung. Das beobachtete Grenzschichtverhalten ist konsistent mit den Erkenntnissen aus den Validierungsrechnungen am T106-300 ohne Ausblasung (Kap. 5.2), in denen das geringere Wachstum der Profilm Grenzschicht beim SST Modell ebenfalls in geringeren Totaldruckverlusten resultiert. Auffallend ist die Übereinstim-

<sup>1</sup>Die Wirbelviskosität  $\mu_t$  beim  $\omega$ RSM Modell ist nach Gl. (3.20) berechnet.



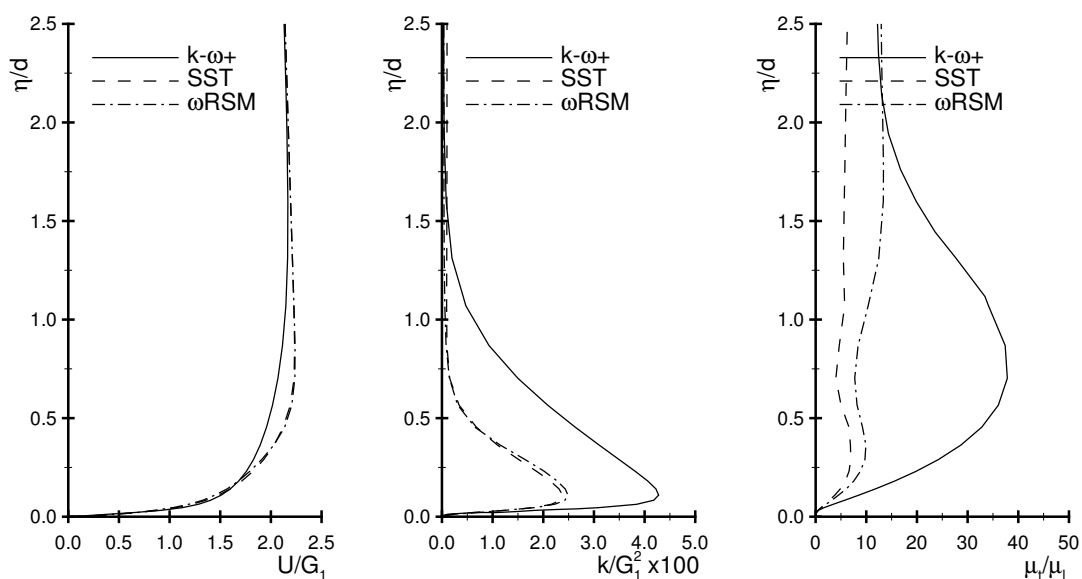


Abbildung 5.3: Berechnete Grenzschichtprofile stromauf der Ausblasestelle ( $x/\ell = 0.3$ ), T106–300–4

mung der berechneten Grenzschichtprofile zwischen den beiden CFX–5.7 Rechnungen mit dem SST und dem  $\omega$ RSM Turbulenzmodell. Beide Turbulenzmodelle basieren im wandnahen Bereich auf der  $\omega$ –Transportgleichung und einer ähnlichen Wandformulierung. Das  $\omega$ RSM Modell kommt jedoch ohne expliziten Cross–Diffusion Term und ohne SST–Modifikation aus. Die gute Übereinstimmung der beiden Modellrechnung deutet auf eine für Grenzschichtströmungen mit Gegendruck an das SST Modell angepasste Abstimmung der Koeffizienten vom  $\omega$ RSM Modell hin.

	Exp.	$k - \omega^+$	SST	$\omega$ RSM
$c_d$	0.6330	0.6155	0.6032	0.6010

Tabelle 5.4: Durchflußkoeffizienten T106–300–4,  $M = 1.0$

Innerhalb der Filmkühlbohrung dominiert der sog. “Jetting–Effect“<sup>2</sup> als Folge einer ausgeprägten Ablösung an der stromab gelegenen Bohrungswand, s. Abb. 5.4. Aufgrund des ausgehenden Ablösegebietes wird der Ausblasestrahle erst nahe der Bohrungsaustrittskante in Richtung der Profilmströmung umgelenkt. Zum Vergleich der Ergebnisse läßt sich die Durchströmung der Bohrungen mit Hilfe der Durchflußkoeffizienten nach Gl. (4.5) charakterisieren. Sie liegen in Experiment und Simulation in guter Übereinstimmung (Tab. 5.4). Die absoluten Abweichungen beim Durchflußkoeffizienten zwischen Rechnung und Experiment betragen maximal 3%. Der höhere Durchflußkoeffizient im Experiment zeigt, dass in den Simulationen die Ablösung innerhalb der Bohrung als Folge der scharfkantigen Umlenkung überinterpretiert wird.

<sup>2</sup>vgl. Kap. 2.1.1

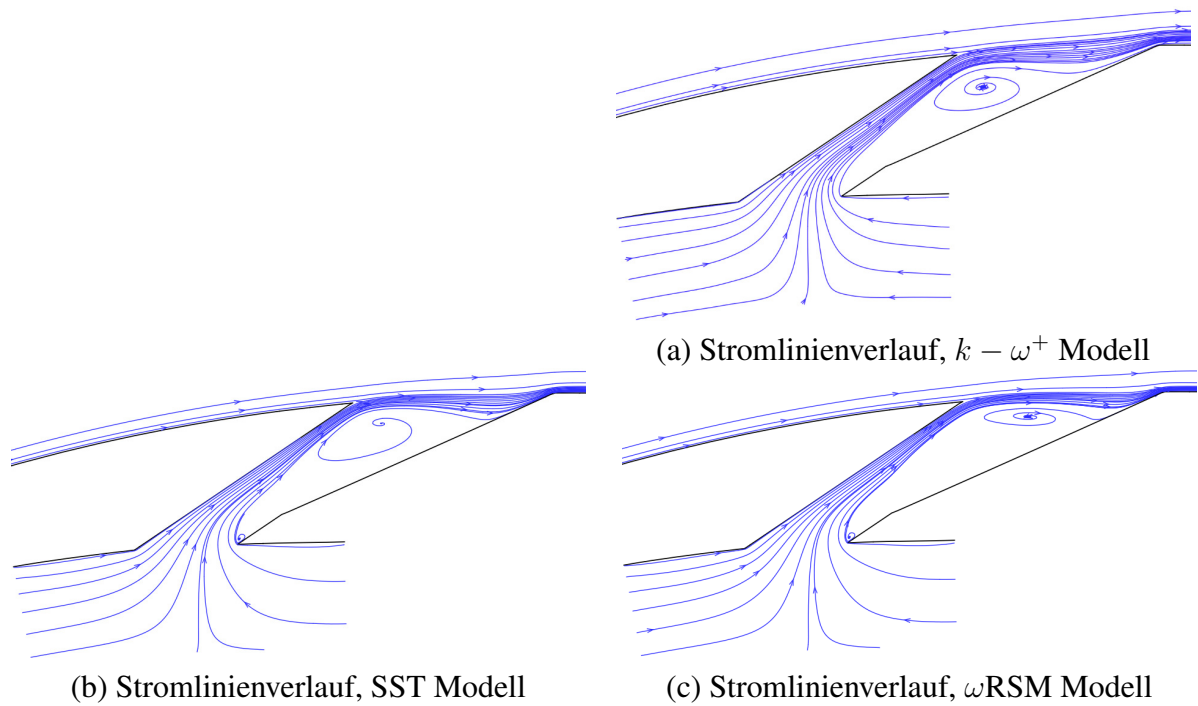


Abbildung 5.4: Stromlinienverläufe innerhalb der Bohrung,  $z_H/t_H = 0$ , T106-300-4,  $M = 1.0$

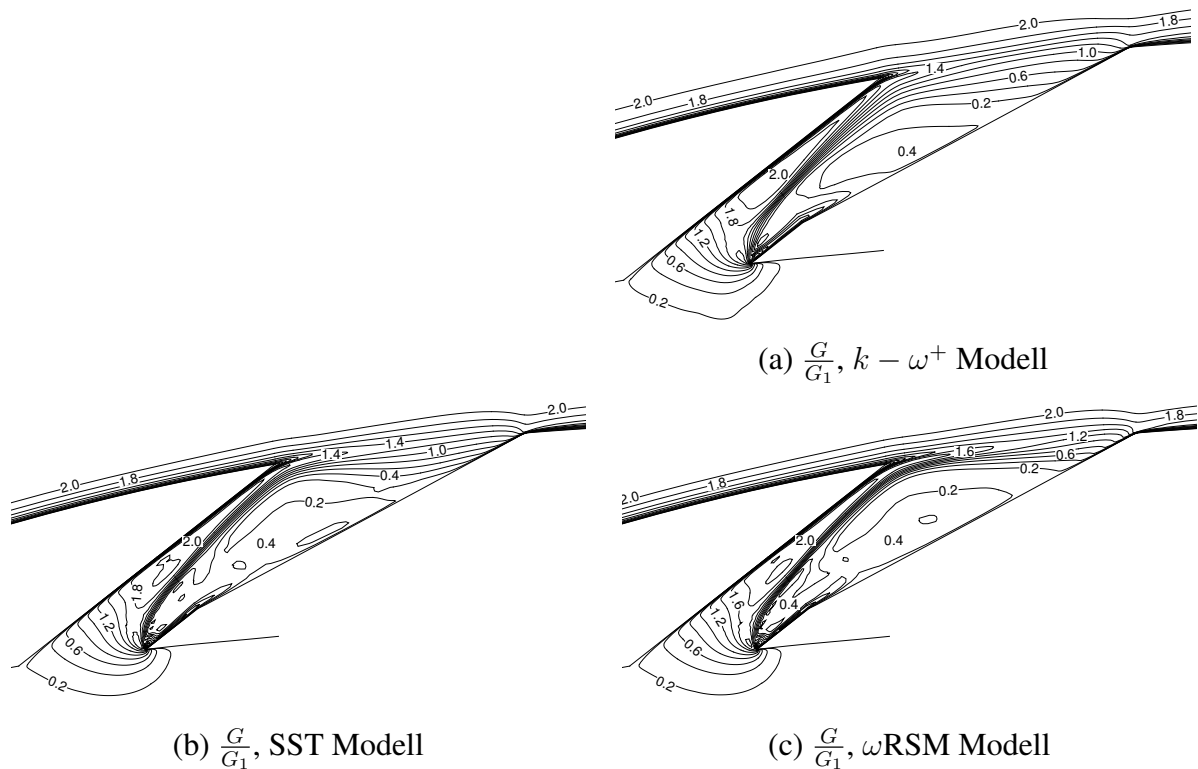
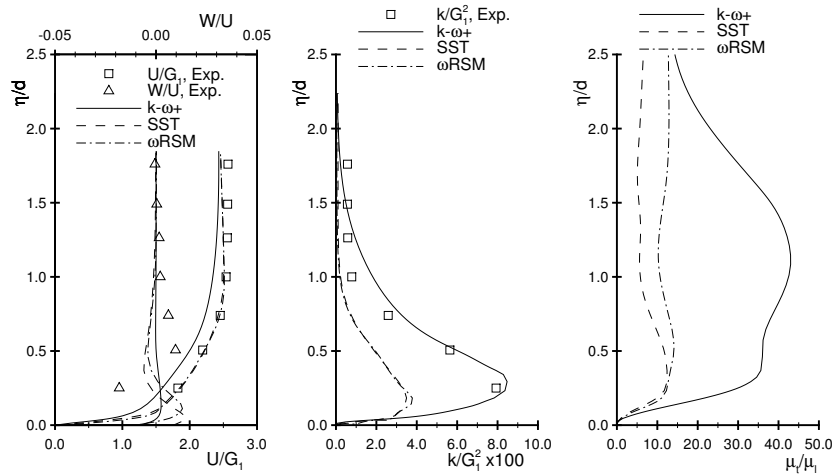
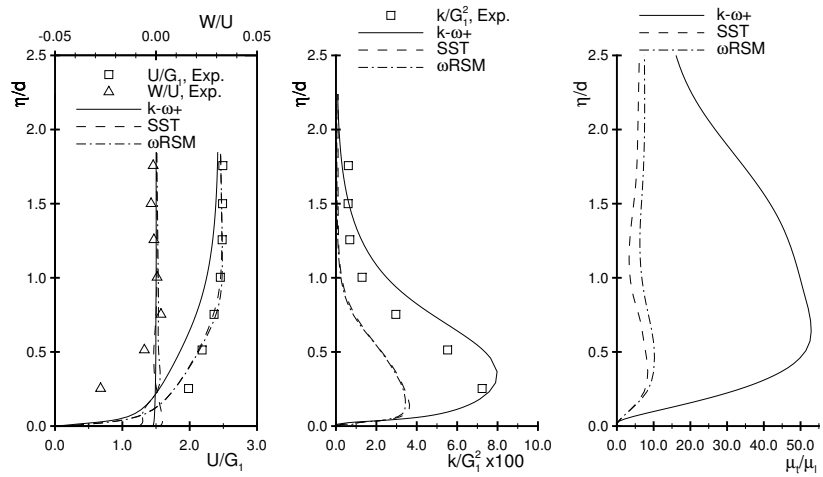


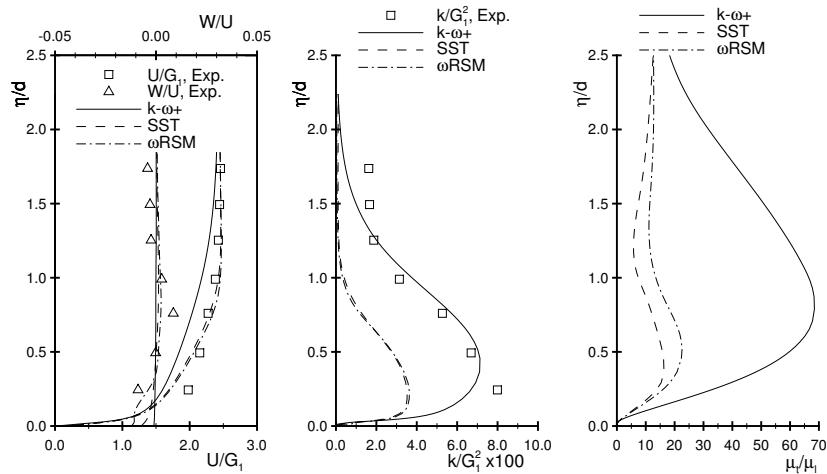
Abbildung 5.5: Geschwindigkeitsverteilung  $\frac{G}{G_1}$  innerhalb der Bohrung,  $z_H/t_H = 0$ , T106-300-4,  $M = 1.0$



(a)  $s_H/d_H = 1$



(b)  $s_H/d_H = 5$



(c)  $s_H/d_H = 10$

Abbildung 5.6: Grenzschichtverteilungen in der Symmetrieebene ( $z_H/t_H = 0$ ) stromab der Ausblasung, T106-300-4,  $M = 1.0$

Aus der Literatur ist bekannt, dass die laterale Divergenz und das Laid-Back der konturierten Bohrung den Austrittsimpuls und Ausblasewinkel effektiv reduzieren [10],[56],[63],[76],[142]. Infolgedessen kommt es bei moderaten Ausblaserate zu keiner oder gegenüber zylindrischen Bohrungen nur zu geringer Ablösung des Filmkühlstrahls stromab der Bohrungshinterkante beim Eintritt in die Hauptströmung. Die Stromlinienverläufe in Abb. 5.4 bestätigen diese geringe Ablöseneigung. In Abb. 5.5 sind, bezogen auf die Geschwindigkeit der Zuströmung  $G_1$ , die korrespondierenden Geschwindigkeitsverteilungen innerhalb der Bohrung in der Symmetrieebene bei  $z = 0$  dargestellt. Beide Abbildungen zeigen, dass die Ablösung in der Bohrung von den SST und  $\omega$ RSM Rechnungen ausgedehnter gegenüber der in der  $k - \omega^+$  Rechnung vorhergesagt wird und die beschleunigte Strömung entlang der stromaufwärtigen Bohrungswand zum Bohrungsaustritt hin erst später und stärker umgelenkt wird. Beides trägt zu einer zusätzlichen Reduzierung des Durchflußkoeffizienten bei. Bereits Ganzert [45] folgerte aus seinen Untersuchungen für kleine und mittlere Ausblaseraten ( $M \leq 1.5$ ), dass Fan-Shaped Bohrungen mit und ohne Laid-Back eine Reenergetisierung der Profilhinterwand durch den flacheren Ausblasestrahl befördern und der primäre Totaldruckverlust  $\zeta$  daher gegenüber dem Fall ohne Ausblasung nur moderat ansteigen darf. Ein Vergleich mit den Verlustbeiwerten am Turbinengitter T106-300 ohne Filmkühlstrahl aus Tab. 5.1 bestätigt dies. Die Rechnungen mit dem SST und dem  $\omega$ RSM Turbulenzmodell weisen sogar geringere Primärverluste aus.

Abb. 5.6 zeigt an verschiedenen, aufeinanderfolgenden Positionen stromab der Ausblasestelle die Entwicklung der Geschwindigkeits- und Turbulenzverläufe innerhalb der Grenzschicht entlang der Symmetrieebene der Bohrung ( $z_H/t_H = 0$ ). Dargestellt sind die Axialgeschwindigkeit  $U$ , das Drallverhältnis  $W/U$ , die turbulente kinetische Energie  $k$  und die Wirbelviskosität  $\mu_t$ . Idealerweise sollten die Strömungsverhältnisse im Strahl entlang der Profilloberfläche symmetrisch sein und in der Bohrungssymmetrieebene keinen lateralen Drall  $W/U$  aufweisen. Das gilt um so mehr für die Simulationen, da sowohl die Modellgeometrie als auch die periodischen Randbedingungen dies unterstützen. Ein drallfreier Verlauf in der Bohrungssymmetrieachse ist jedoch nur in der  $k - \omega^+$  Rechnung zu verzeichnen. Die  $W/U$ -Verläufe beim SST und  $\omega$ RSM Modell weichen unterhalb  $\eta/d < 0.5$  von der Drallfreiheit ab. Sie zeigen bei  $s_H/d_H = 1$  zunächst einen S-förmigen Verlauf mit positivem Drall in Wandnähe, der aber mit zunehmender Lauflänge des Filmkühlstrahls ins Negative umschlägt, in der  $\omega$ RSM Rechnung stärker als in der SST Rechnung. Fluid aus der Hauptströmung dringt in das Strahlzentrum ein und vermischt sich mit dem positiven Zweig des Filmkühlstrahls. Als Folge driftet in den Rechnungen das Zentrum des Filmkühlstrahls in negative laterale Richtung ab und verläuft nicht weiter entlang der Bohrungssymmetrieachse (vgl. hierzu Abb. 5.7 und 5.9). Die Axialgeschwindigkeitsverläufe in der Bohrungssymmetrieebene stimmen beim SST und  $\omega$ RSM Modell allerdings gut mit den gemessenen Axialgeschwindigkeiten überein. Erst mit zunehmender Strahllauflänge treten leichte Geschwindigkeitsdefizite im wandnahen Grenzschichtbereich ( $\eta/d_H \leq 0.5$ ) auf. Beim  $k - \omega^+$ -Modell dagegen erstreckt sich der Grenzschichtcharakter deutlich weiter in Profilnormalenrichtung als im Experiment. Dies ist auf die dicker vorhergesagte Zulaufgrenzschicht und einen geringeren Ausblaseimpuls parallel zur Profilloberfläche zurückzuführen. Anders stellen sich die Verhältnisse bei der turbulenten kinetischen Energie dar. Hier stimmen die Verläufe vom  $k - \omega^+$  Modell gut mit den gemessenen Werten überein, während die vom SST bzw.  $\omega$ RSM Modell vorhergesagten Werte signifikant zu niedrig sind. Wie bereits in der Zulaufgrenzschicht

sind auch entlang der Bohrungssymmetrieebene die Maximalwerte der turbulenten kinetischen Energie beim SST und  $\omega$ RSM Modell nur etwa halb so hoch wie in der  $k - \omega^+$  Rechnung. Die Wirbelviskositätsverhältnisse  $\mu_t/\mu$  als Maß für die Turbulenzproduktion zeigen unter Berücksichtigung der durch den Filmkühlstrahl veränderten Scherraten ebenfalls analoge Unterschiede zwischen den Turbulenzmodellen, wie sie sich bereits in der Zulaufgrenzschicht bei  $x/\ell = 0.3$  abzeichneten. Wobei nur die Wirbelviskositätsverhältnisse vom  $k - \omega^+$  Modell bei  $s_H/d_H = 1$  deutlich den Strahleinfluss erkennen lassen, der allerdings bis  $s_H/d_H = 10$  wieder verschwunden ist. Insgesamt ist entlang der Bohrungssymmetrieachse stromab der Ausblase wieder die auffallend gute Übereinstimmung zwischen SST und  $\omega$ RSM Modell bei Strömungen mit Grenzschichtcharakter festzustellen.

In Abb. 5.7 und 5.8 sind die korrespondierenden Verteilungen der Rotation in Strömungsrichtung  $\Omega_x$  und des Hauptstromturbulenzgrades  $Tu_H$  stromab der Ausblasestelle abgebildet. Dargestellt sind jeweils eine vollständige Bohrungsteilung in den Auswerteebenen  $s_H/d_H = 1$  und  $s_H/d_H = 10$ . Die experimentell ermittelte Rotationsverteilung bei  $s_H/d_H = 1$  zeigt drei gegeneinander rotierende Wirbelpaare (Abb. 5.7 (a)). Im zentralen, wandnahen Bereich ( $\eta/d_H \leq 0.4$ ) sind um die Symmetrieebene die beiden Äste des Nierenwirbels angeordnet.<sup>3</sup> Flankiert wird der Nierenwirbel zu beiden Seiten von den Ästen des Hufeisenwirbels. Oberhalb des Nierenwirbels ist ein weiteres Wirbelpaar, der sog. Vordrallwirbel, erkennbar. Er ist auf die Linkskrümmung der Strömung beim Einströmen vom Plenum in die Bohrung, wie sie in Abb. 5.4 zu sehen ist, zurückzuführen [142]. Lage und Rotationsrichtung des Vordrallwirbels behindern das weitere Abheben des Filmkühlstrahls von der Schaufeloberfläche. Interaktionen innerhalb des Wirbelsystems sowie turbulente und viskose Austauschprozesse an den Rändern der Wirbeläste führen zu einer lateralen Strahlaufweitung und vermindern die Rotationsintensität der Wirbelpaare im Strahl. Bei  $s_H/d_H = 10$  ist der Strahl über die gesamte Bohrungsteilung ausgedehnt und dabei weiter in das Hauptströmungsfeld expandiert (Abb. 5.7 (b)). Die Äste des Hufeisenwirbels sind zehn Bohrungsdurchmesser stromab der Bohrungshinterkante in der Messung nicht mehr detektierbar.

Die im Experiment erfassten Wirbelstrukturen werden bei  $s_H/d_H = 1$  auch von allen Simulationen wiedergegeben. Allerdings dringen hier die Filmkühlstrahlen weniger tief ( $\eta/d_H \leq 0.7$ ) in die Hauptströmung ein, so dass sich im weiteren die Wirbelpaare im Filmkühlstrahl näher an der Schaufeloberfläche entwickeln. Nahe der Ausblasestelle sagt das  $k - \omega^+$  Modell im Vergleich zum Experiment und den anderen Rechnungen die geringsten Wirbelstärken für alle Strahlstrukturen voraus (Abb. 5.7 (c)). In den SST und  $\omega$ RSM Rechnungen wird aufgrund der stärker vorhergesagten Ablösung an der scharfen, stromaufwärtigen Bohrungseintrittskante ein stark ausgeprägter Vordrallwirbel vorhergesagt (Abb. 5.7 (e) und (g)). Im Gegensatz zum Experiment ist der Vordrallwirbel in den Rechnungen bei  $s_H/d_H = 1$  jedoch nicht über dem Nierenwirbel angeordnet, sondern noch an der Symmetrieebene zwischen den Ästen des Nierenwirbels eingeschlossen. Die Ausläufer der Nierenwirbel erstrecken sich dafür bereits über die gesamte Bohrungsteilung. Das Verhalten ist zum einen durch die Verhältnisse der berechneten Wirbelstärken der einzelnen Wirbelpaare untereinander und zum anderen durch die Lage des Hufeisenwirbels, der, anders als im Experiment, nicht auf der Schaufeloberfläche verläuft,

<sup>3</sup>Aus messtechnischen Gründen ist bei der 3D Hitzdraht–Anemometrie ein Mindestabstand zur Wand von ca.  $\eta/d_H > 0.3$  einzuhalten, s. Wunderwald [153].

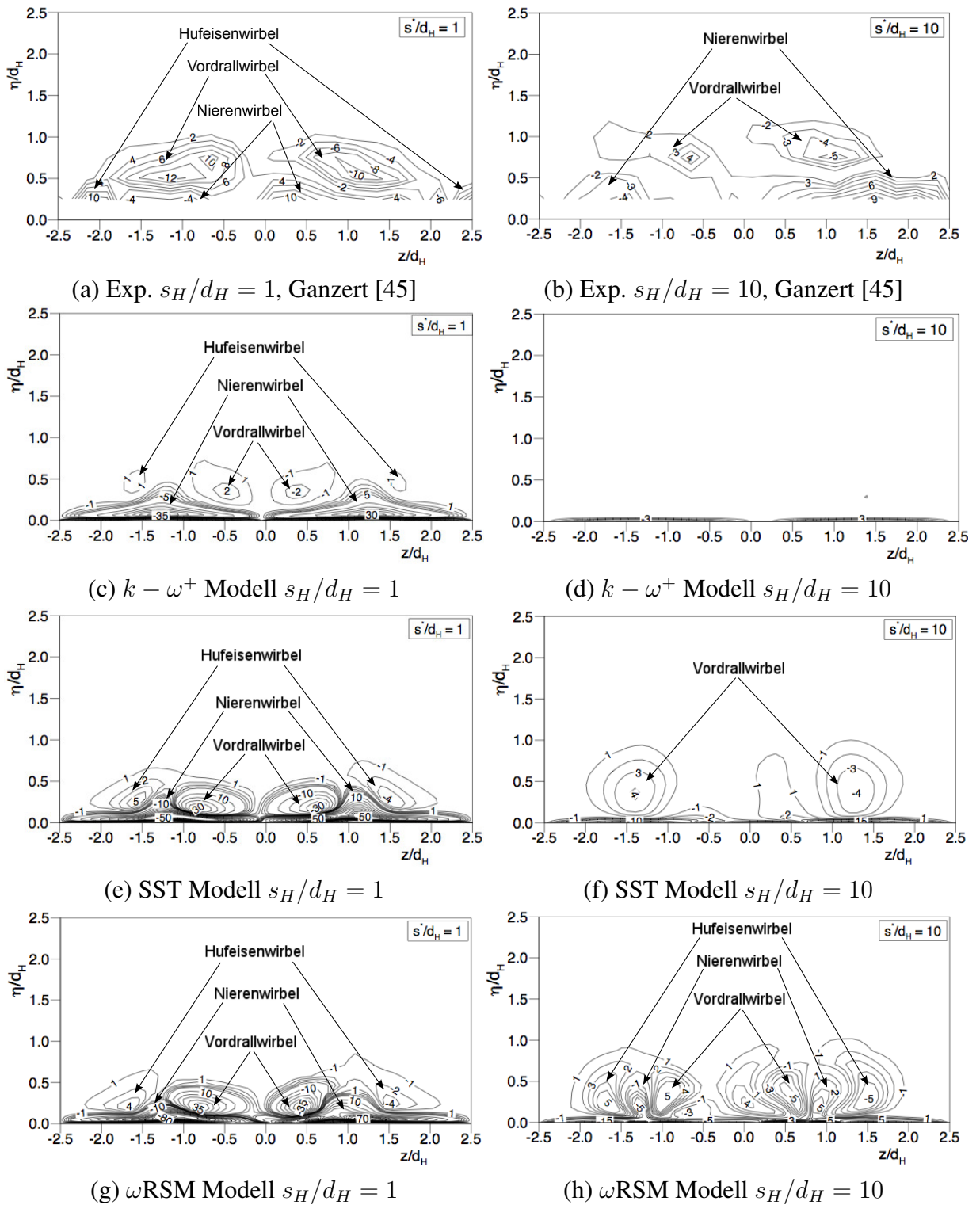
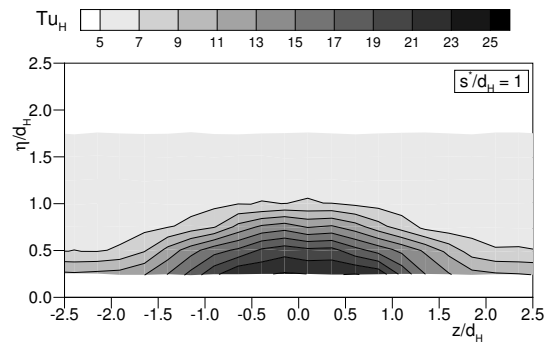
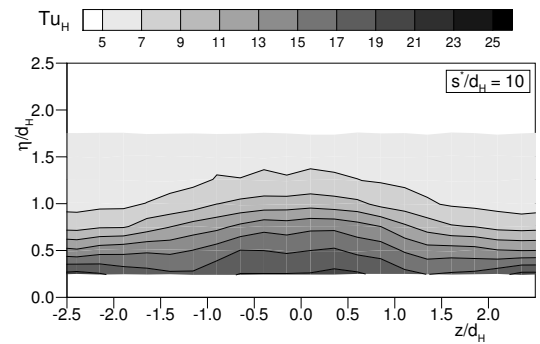


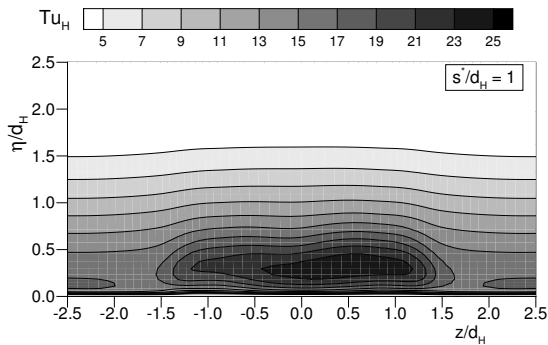
Abbildung 5.7: Rotationsverteilung  $\Omega_x [\times 10^{-3}]$  bei  $s_H/d_H = 1$  und  $s_H/d_H = 10$ , T106–300–4,  $M = 1.0$



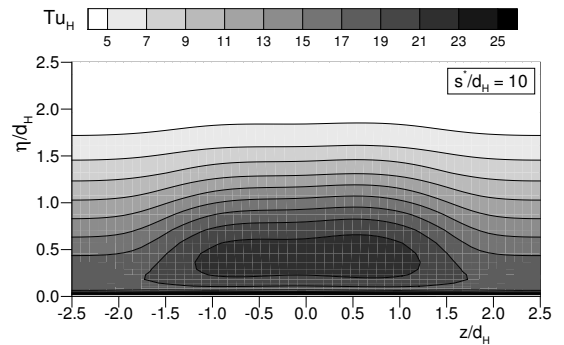
(a) Exp.  $s_H/d_H = 1$ , Ganzert [45]



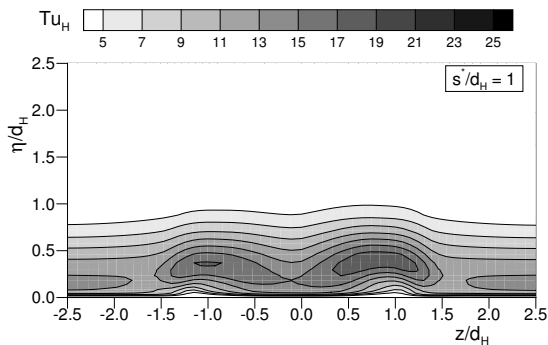
(b) Exp.  $s_H/d_H = 10$ , Ganzert [45]



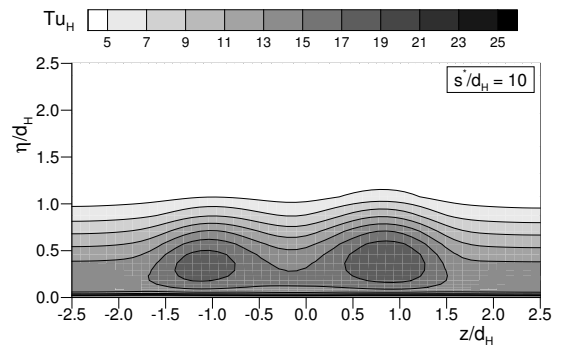
(c)  $k - \omega^+$  Modell  $s_H/d_H = 1$



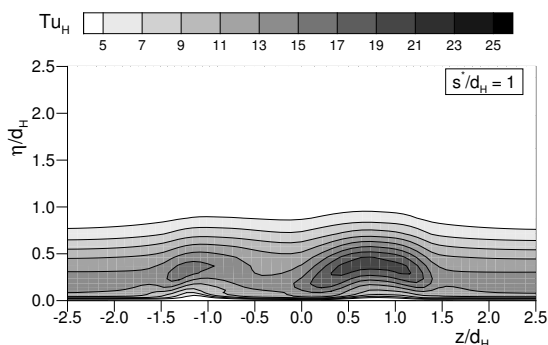
(d)  $k - \omega^+$  Modell  $s_H/d_H = 10$



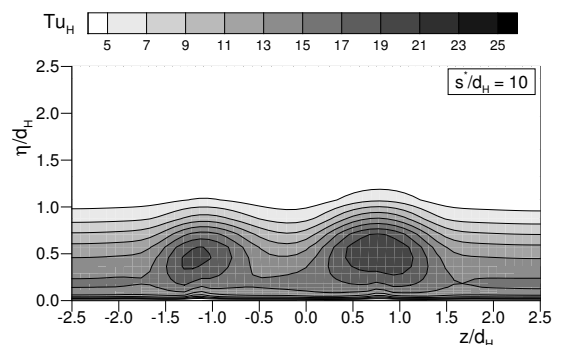
(e) SST Modell  $s_H/d_H = 1$



(f) SST Modell  $s_H/d_H = 10$



(g)  $\omega$ RSM Modell  $s_H/d_H = 1$



(h)  $\omega$ RSM Modell  $s_H/d_H = 10$

Abbildung 5.8: Verteilung Hauptstromturbulenzgrad  $Tu_H$  [%] bei  $s_H/d_H = 1$  und  $s_H/d_H = 10$ , T106-300-4,  $M = 1.0$

begründet. In den Rechnungen tritt der Filmkühlstrahl flacher und näher an der stromabwärtigen Bohrungsaustrittskante aus der Ausblasebohrung aus. Die ankommende Grenzschicht rollt sich infolgedessen erst hinter der stromaufwärtigen Bohrungskante oberhalb des Ausblasestrahls zu einem schwächeren Hufeisenwirbel auf, dessen Äste sich zugleich mit geringerem Abstand zur Symmetrieebene oberhalb des Nierenwirbels entwickeln ( $z/d_H \approx \pm 1.6$ ) und so einer lateralen Bewegung der Vordrallwirbel entgegenwirken. Seine Rotationsrichtung fördert zudem die laterale Aufweitung des Nierenwirbels bis über die gesamte Bohrungsteilung. In den SST und  $\omega$ RSM Rechnungen behindert die vergleichsweise hohe Rotationsintensität des Vordrallwirbels das laterale Auswandern über den Nierenwirbel. Die hohe Rotationsintensität fördert gleichzeitig das Einströmen von Fluid aus der Hauptströmung in den Strahl und führt in den Rechnungen zu einer asymmetrischen Strahlentwicklung, bei der das Strahlzentrum nicht weiter in der Bohrungssymmetrieebene verläuft. Beide Rechnungen zeigen nahe der Ausblasestelle wiederum weitgehend übereinstimmende Strömungsverteilungen.

Zehn Bohrungsdurchmesser stromab der Ausblasestelle  $s_H/d_H = 10$  ist in der  $k - \omega^+$  Rechnung der Filmkühlstrahl als Folge der dickeren Zulaufgrenzschicht bereits vollständig dissipiert (Abb. 5.7 (d)). In der Rechnung mit dem SST Modell (Abb. 5.7 (f)) sind lediglich das Nierenwirbelpaar und der Hufeisenwirbel vollständig verschwunden. Die Reste des stark abgeschwächten Vordrallwirbels sind noch unmittelbar an der Schaufeloberfläche detektierbar. Im Unterschied zum Experiment haben beide Äste des Vordrallwirbels allerdings ein starrkörperähnliches Geschwindigkeitsprofil ausgebildet. Beim  $\omega$ RSM Modell sind bei  $s_H/d_H = 10$  weiterhin alle Wirbelstrukturen vorhanden (Abb. 5.7 (h)). Während der Nierenwirbel und der Vordrallwirbel deutlich abgeschwächt sind, ist der Hufeisenwirbel leicht angefacht und wirkt einer lateralen Strahlentwicklung weiter entgegen. Der Vordrallwirbel ist nicht über den Nierenwirbel gewandert und Fluid aus der Hauptströmung dringt ins Strahlzentrum ein, dass sich dort zu einem weiteren, gegensinnig rotierenden Wirbelpaar aufrollt. Der Filmkühlstrahl wird in der Simulation mit dem  $\omega$ RSM Modell in zwei Hälften getrennt.

In den Verteilungen des Hauptstromturbulenzgrades  $Tu_H$  sind die Konturen der Filmkühlstrahlen und die Aufweitung der Grenzschicht in Profilnormalenrichtung deutlich herausgehoben (Abb. 5.8). Die Konturen erhöhter Turbulenzgrade stimmen mit der Ausdehnung der Strahlstrukturen in den Rotationsverteilungen überein. Sowohl im Experiment als auch in den Simulationen ist der Filmkühlstrahl in der Grenzschicht eingebettet (vgl. Abb. 5.5). Die übertriebene Grenzschichtdicke in der  $k - \omega^+$  Rechnung ist auch hier deutlich wiederzuerkennen. Bereiche hoher Turbulenzgrade treten in den Bereichen erhöhter Scherung an den Strahlstrukturen auf. Die maximal vorhergesagten Turbulenzgrade betragen in der  $k - \omega^+$  Rechnung  $Tu_H = 25\%$ , beim SST und  $\omega$ RSM Modell liegen sie mit  $Tu_H = 22\%$  etwas niedriger. Den Hauptanteil zur Turbulenzproduktion bilden im Experiment die Reynoldsschen Normalspannungen in Hauptströmungsrichtung  $\overline{u_1'^2}$ , da die Strahlgeschwindigkeit im Kern kleiner ist als die der Hauptströmung (s. Ganzert [45]). Erhöhte Produktionsraten der  $\overline{u_2'^2}$  Normalspannungen treten an der Schnittstelle der gegensinnig rotierenden Nierenwirbeläste auf, wo ausgeprägte  $\frac{\partial U_2}{\partial \eta}$  Gradienten existieren. Hohe  $\overline{u_3'^2}$ -Turbulenzanteile treten dagegen im wesentlichen nahe der Wand im Bereich der Bohrungsmittelachse auf. Jede der Normalspannungskomponenten hat dabei in den jeweiligen Gebieten eine unterschiedliche Größenordnung.



Die Anisotropie der Turbulenz im Filmkühlstrahl kann von den Wirbelviskositätsmodelle aufgrund der isotrop formulierten, skalaren Wirbelviskosität nicht nachvollzogen werden. Obwohl der Produktionsterm im Reynoldsspannungsmodell exakt formuliert ist, sind die Turbulenzgradverteilungen von SST und  $\omega$ RSM Modell qualitativ sehr ähnlich. Der Grund liegt in der Formulierung des Druck–Scher–Korrelationsterms, der im Filmkühlstrahl von gleicher Größenordnung wie der Produktionsterm sein kann. Der Umverteilungsterm ist im  $\omega$ RSM Modell derart abgestimmt, dass das turbulente Verhalten in Strömungen mit Grenzschichtcharakter weitestgehend den Ergebnissen des SST Modells gleicht. Aufgrund der hohen Rotationsintensität des Vordrallwirbels im Strahlzentrum, wird in den Rechnungen mit dem SST und  $\omega$ RSM Modell verstärkt Fluid aus der Hauptströmung in der Filmkühlstrahl transportiert, so dass sich die hohen  $\overline{u_1'^2}$ -Turbulenzanteile auf zwei lokal getrennte Gebiete verteilen.

Mit zunehmender Lauflänge und Ausmischung des Filmkühlstrahls bleiben bei  $s_H/d_H = 10$  die charakteristischen Merkmale der Turbulenzgradverteilungen im wesentlichen unverändert. Die Grenzschichtdicke hat weiter zugenommen und die Gebiete erhöhter Turbulenzgrade haben sich ausgeweitet. Die maximal auftretenden Turbulenzgrade haben allerdings im Experiment und in der  $k - \omega^+$  Rechnung, bedingt durch die geringeren Geschwindigkeitsgradienten und den turbulenten Impulsaustausch, leicht abgenommen, während sie in den Rechnungen mit dem SST und  $\omega$ RSM Modell annähernd gleich geblieben sind.

### 5.3.2 Verlustmechanismen am Filmkühlstrahl

Stromab der Ausblasebohrung interagieren turbulente, viskose sowie Druck- und Trägheitskräfte und forcieren die Ausmischung des Filmkühlstrahls. Die Mischungsvorgänge an den longitudinalen Wirbelsystemen im Filmkühlstrahl sind dabei von besonderem Interesse. Entwicklung und Dynamik der Wirbelsysteme sind entscheidend für die erzielbare Kühleffektivität, da sie für die Mischung zwischen Hauptströmung und Filmkühlstrahl verantwortlich sind, aber auch Fluid aus der umgebenden Hauptströmung direkt an die Schaufeloberfläche transportiert werden kann. Zur Diskussion der Vorgänge am Filmkühlstrahl und deren numerische Berechnung werden in der Ebene  $s_H/d_H = 5$  die wichtigsten Terme der Wirbelgleichung (4.7) und der Energiegleichung der mittleren Strömung (4.10) ausgewertet.<sup>4</sup>

Für die Bildung der Ableitungen in Hauptströmungsrichtung aus den experimentellen Daten wurden die Messebenen  $s_H/d_H = 1$ ,  $s_H/d_H = 5$  und  $s_H/d_H = 10$  herangezogen. Bei der quantitativen Auswertung der experimentellen Daten bzgl. der einzelnen Terme aus der Wirbelgleichung und der Energiegleichung der mittleren Strömung mittels der Finiten Gradientenmethode ist also neben der gegebenen Messgenauigkeit ( $\geq 3\%$  bei den Strömungsgeschwindigkeiten, Ganzert [45] und  $< 10\%$  bei den Reynoldsspannungen, Wunderwald [153]) auch die Rasterung der Messpunkte ( $\frac{\Delta}{x_i} \approx 0.00075$  in  $x_2, x_3$  und  $\frac{\Delta}{x_i} \geq 0.012$  in  $x_1$  Richtung) bei der Einschätzung der Auswertefehler zu berücksichtigen. Unter Annahme einer hinreichend linearen Änderung der Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung  $U_1$  innerhalb der Profilgrenzschicht auf der Saugseite und longitudinaler Wirbel im Filmkühlstrahl mit moderaten Änderungen der Wir-

<sup>4</sup>Bei der Auswertung der experimentellen Daten wurde eine konstante Temperatur von  $T = 298.75\text{ K}$  angenommen.

belstärke in Hauptströmungsrichtung  $\Omega_1$  sind besonders bei der Bildung der zweiten Ableitungen  $\frac{\partial^2 u'_i u'_j}{\partial x_i \partial x_j}$  ( $W_3$ -Term) und  $\frac{\partial^2 \Omega_1}{\partial x_i^2}$  ( $W_4$ -Term) aus der Wirbelgleichung verhältnismäßig hohe Fehler zu erwarten. Wird ferner angenommen, dass die Geschwindigkeitsverhältnisse  $U_i \gg \overline{u'_i u'_j}$ , aber  $\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \ll \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}$  gelten, sind bei der Bestimmung der Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie  $P_k$  und der turbulenten Energiediffusion  $D_K$  lediglich Fehler in der Größenordnung der Messgenauigkeit zu erwarten.

In Folge der Position der Ausblaseborungen auf der Saugseite, deren spezifischen Geometrie als Fan-Shaped Bohrung mit Laid-Back sowie der moderaten Ausblaserate von  $M = 1.0$  entwickelt sich die Filmkühlung vollständig innerhalb der Profilgrenzschicht. Die folgenden Analysen beschränken sich daher auf einen Bereich  $\eta/d_H \leq 1.5$ . Das Strömungsfeld in der Mischungsregion ist dreidimensional, bestimmt von der Rotation der interagierenden Wirbelsysteme. Besonders die Dynamik des Vordrallwirbels ist entscheidend für die Entwicklung des Ausblasestrahls und dessen Wirkung als Schutzfilm. In Abb. 5.9 sind zur Orientierung die Rotationsverteilungen in Hauptströmungsrichtung  $\Omega_x$  in der Auswerteebene bei  $s_H/d_H = 5$  dargestellt.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen im Bereich  $0.4 < \eta/d_H < 1.2$  die abgeschwächten Äste des Vordrallwirbels oberhalb des Nierenwirbels (Abb. 5.9 (a)). Vier Bohrungsdurchmesser stromab der Auswerteebene  $s_H/d_H = 1$  hat sich die maximale Wirbelstärke im Vordrallwirbel um etwa 40 % verringert (vgl. Abb. 5.7). Der Nierenwirbel ist infolge der Stärke und Positionierung des Vordrallwirbels nicht weiter von der Profilloberfläche abgehoben. Zwischen den gegeneinander rotierenden Ästen des Vordrallwirbel wird Fluid aus der Hauptströmung einge-zogen, das sich mit dem Kühlfluid vermischt. An den lateralen Strahlrändern dringt durch die Rotation des Nierenwirbels ebenfalls Fluid aus der Hauptströmung in den Strahl ein. Spuren des Hufeisenwirbels, der einem lateralen Eindringen von Fluid entgegenwirkt, sind noch detek-tierbar.

In der Rechnung mit dem  $k - \omega^+$  Modell ist bei  $s_H/d_H = 5$  der Hufeisenwirbel bereits vollständig verschwunden und der Vordrallwirbel nun über den Nierenwirbel abgerollt, wo-bei sich der Filmkühlstrahl weiter in Profilnormalenrichtung bis  $\eta/d_H > 1$  ausgedehnt hat (Abb. 5.9 (b))<sup>5</sup>. An der Schaufeloberfläche unterhalb des Nierenwirbels haben sich ausgeprägte Scherschichten  $\frac{\partial U_3}{\partial \eta}$  an der Profilloberfläche ausgebildet. Im Vergleich zum Experiment hat in der  $k - \omega^+$  Rechnung die Rotationsintensität des Filmkühlstrahls stärker abgenommen. Sie ist jetzt bereits eine Größenordnung geringer als bei  $s_H/d_H = 1$ . Anders als im Experiment ist in den Rechnungen das Strahlzentrum an der Symmetrieebene lateral aufgeweitet, so dass Fluid aus der Hauptströmung in den Filmkühlstrahl eindringen kann. Besonders stark kann Fluid bei der SST und  $\omega$ RSM Rechnung in der Strahl eindringen, da der ausgeprägte Vordrallwirbel im Zen-trum verharrt und so den Strahl öffnet. Die stärkere Umlenkung innerhalb der Ausblasebohrung (vgl. Abb. 5.3.1) hat die Rotation des Vordrallwirbelpaars derart befördert, dass ein Abrollen der Wirbeläste über den Nierenwirbel verhindert wird. Sowohl beim SST als auch beim  $\omega$ RSM

<sup>5</sup>Zur besseren Veranschaulichung des Wirbelfeldes in der  $k - \omega^+$  Rechnung bei  $s_H/d_H = 5$  ist aufgrund der geringen Wirbelstärke die Skala in der Konturdarstellung um den Faktor 5 reduziert.

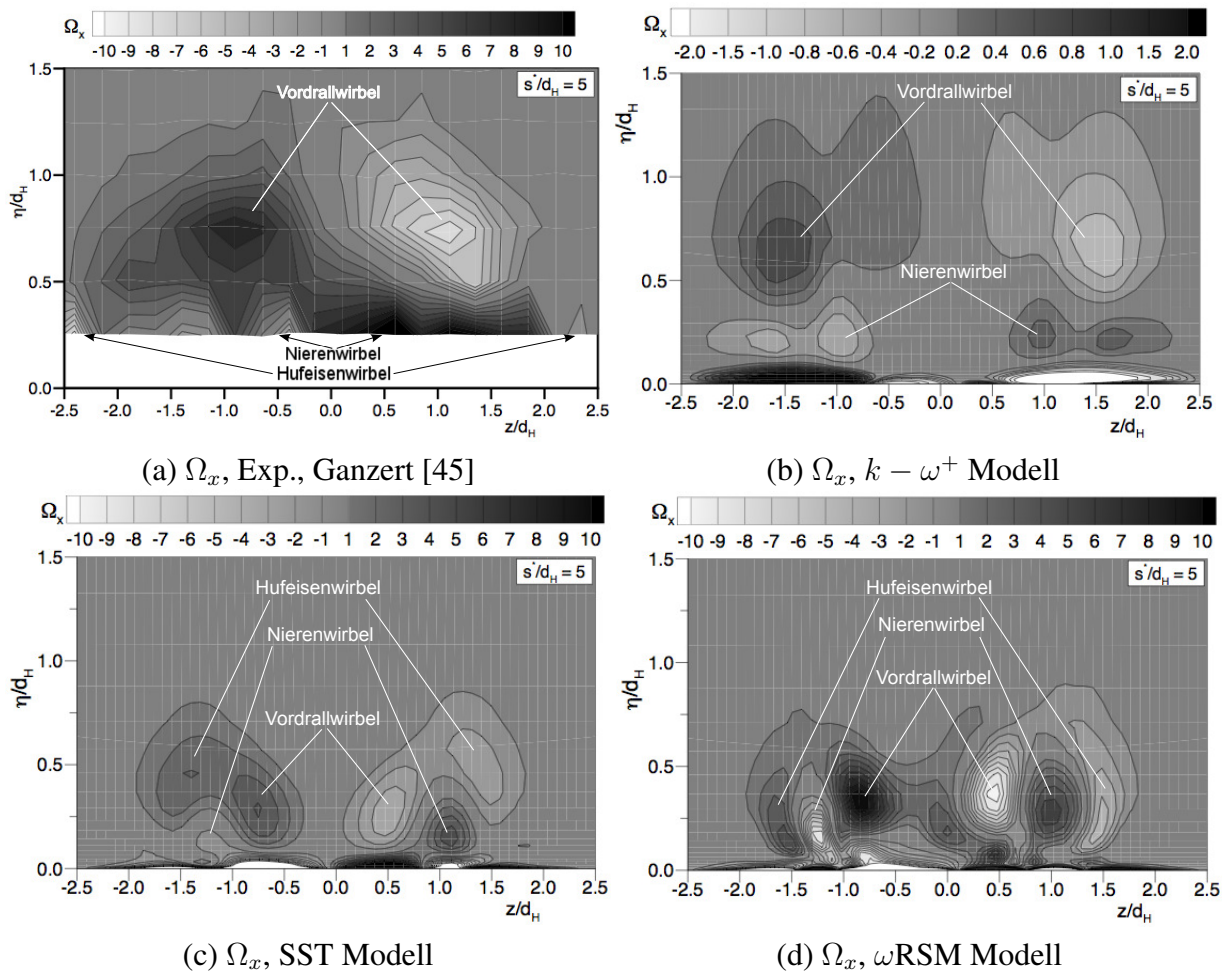


Abbildung 5.9: Rotationsverteilung  $\Omega_x [\times 10^{-3}]$  bei  $s_H/d_H = 5$ , T106–300–4,  $M = 1.0$

Modell ist an den lateralen Rändern der Hufeisenwirbel weiterhin vorhanden, der allerdings in der SST Rechnung über den Strahl wandert, während er in der  $\omega$ RSM Rechnung weiterhin den Filmkühlstrahl lateral begrenzt.

Aus der Analyse der experimentellen Daten zur Wirbeldynamik wird ersichtlich, dass zur Vorhersage der Filmkühlungsmechanismen kein Term der Wirbelgleichung vernachlässigt werden darf. Die nicht-turbulenten Deformationsterme der Wirbeldehnung  $W_1$  und -krümmung  $W_2$  sind in Abb. 5.10 (a) und 5.11 (a) dargestellt. Sie sind von vergleichbarer Größenordnung, ihr Beitrag zum Gesamtbudget der Wirbelentwicklung ist jedoch unterschiedlich. Die Strömungsbeschleunigung in Hauptströmungsrichtung  $\frac{\partial U}{\partial x} > 0$  infolge des Axialgeschwindigkeitsausgleichs bedingt eine lokale Zunahme der Wirbelstärke im Strahlkern. In den Außenbereichen des Strahls wird die Rotation von der verzögerten Grenzschichtströmung dagegen kontinuierlich reduziert. Dieser Effekt überwiegt gegenüber dem positiven Beitrag durch den Axialgeschwindigkeitsausgleich. Effekte der Wirbelkrümmung liefern dagegen einen stets positiven Beitrag in den Wirbelpaaren.

Die Simulationen zeigen bei den nicht-turbulenten, reibungsfreien Wirbeldeformationsprozessen

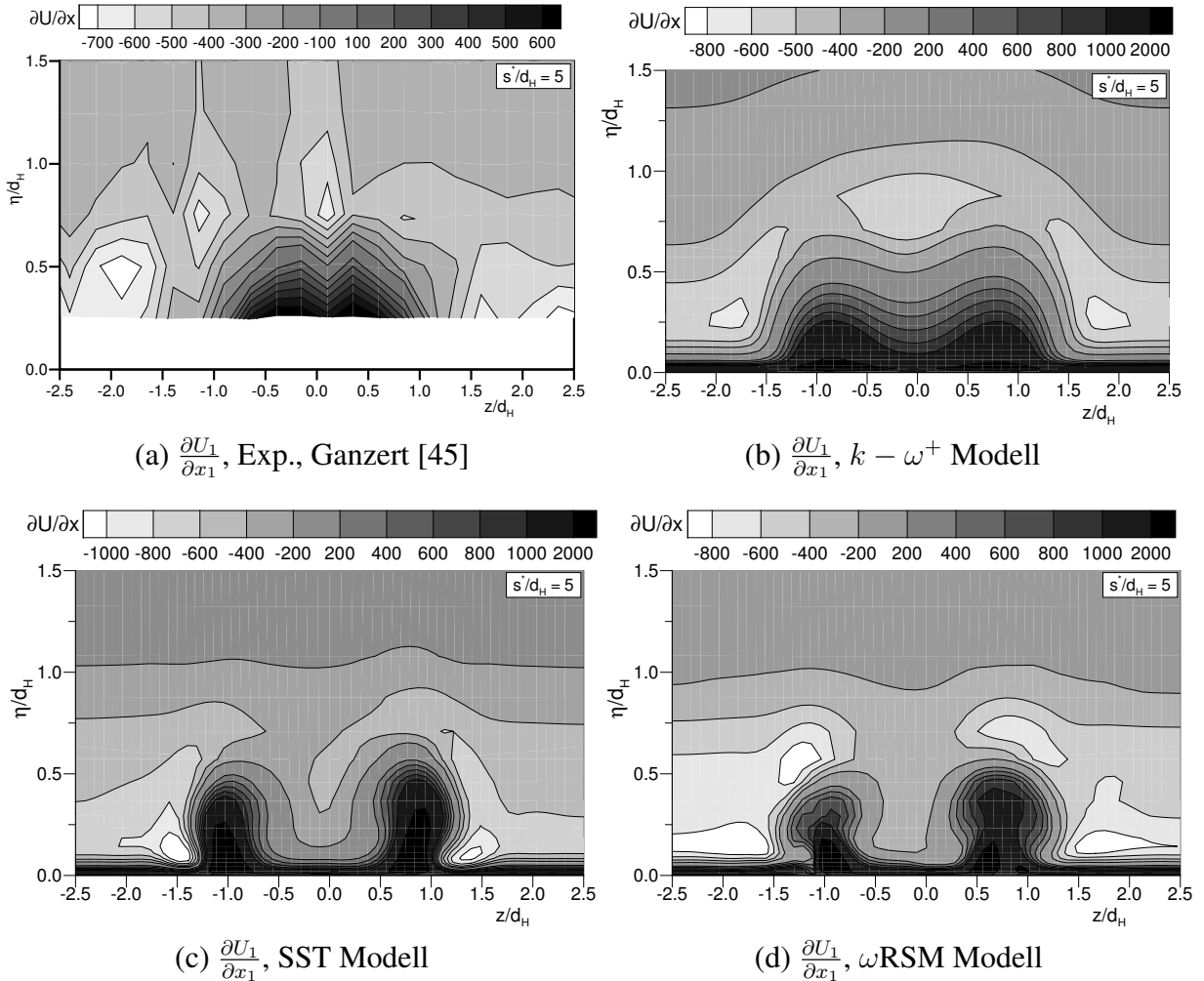


Abbildung 5.10: Gradienten der Axialgeschwindigkeit  $\frac{\partial U_1}{\partial x_1}$ ,  $s_H/d_H = 5$ , T106-300-4,  $M = 1.0$

sen  $W_1$  und  $W_2$  erwartungsgemäß ein ähnliches, charakteristisches Verhalten. Die unterschiedlichen Ausprägungen von verstärkenden und abschwächenden Effekten sind dabei durch die abweichenden Wirbeltopologien, besonders des Vordrallwirbels, begründet. Die Ergebnisse aus der Auswertung der Strömungsbeschleunigung in Hauptströmungsrichtung  $\frac{\partial U_1}{\partial x_1}$  in Abb. 5.10 decken sich mit den experimentell gewonnenen Erkenntnissen. Im Strahlzentrum sorgt der Geschwindigkeitsausgleich für eine beschleunigte Strömung, die die Rotation anfährt. Während in der  $k - \omega^+$  Rechnung im Wesentlichen der Nierenwirbel davon profitiert, werden in der SST und  $\omega$ RSM Rechnung aufgrund der Lage des Vordrallwirbels im Strahlzentrum sowohl der Vordrallwirbel als auch der Nierenwirbel von der Strömungsbeschleunigung beeinflusst. Ausserhalb des Zentrums sorgt die Strömungsverzögerung für eine Reduzierung der Wirbelstärke in Hauptströmungsrichtung. Besonders hohe Strömungsverzögerungen treten dort auf, wo an den Strahlrändern Fluid aus der Hauptströmung in den Filmkühlstrahl eingezogen wird. Entgegen der experimentellen Erkenntnisse reduziert der Krümmungsterm  $W_2$  in den Rechnungen

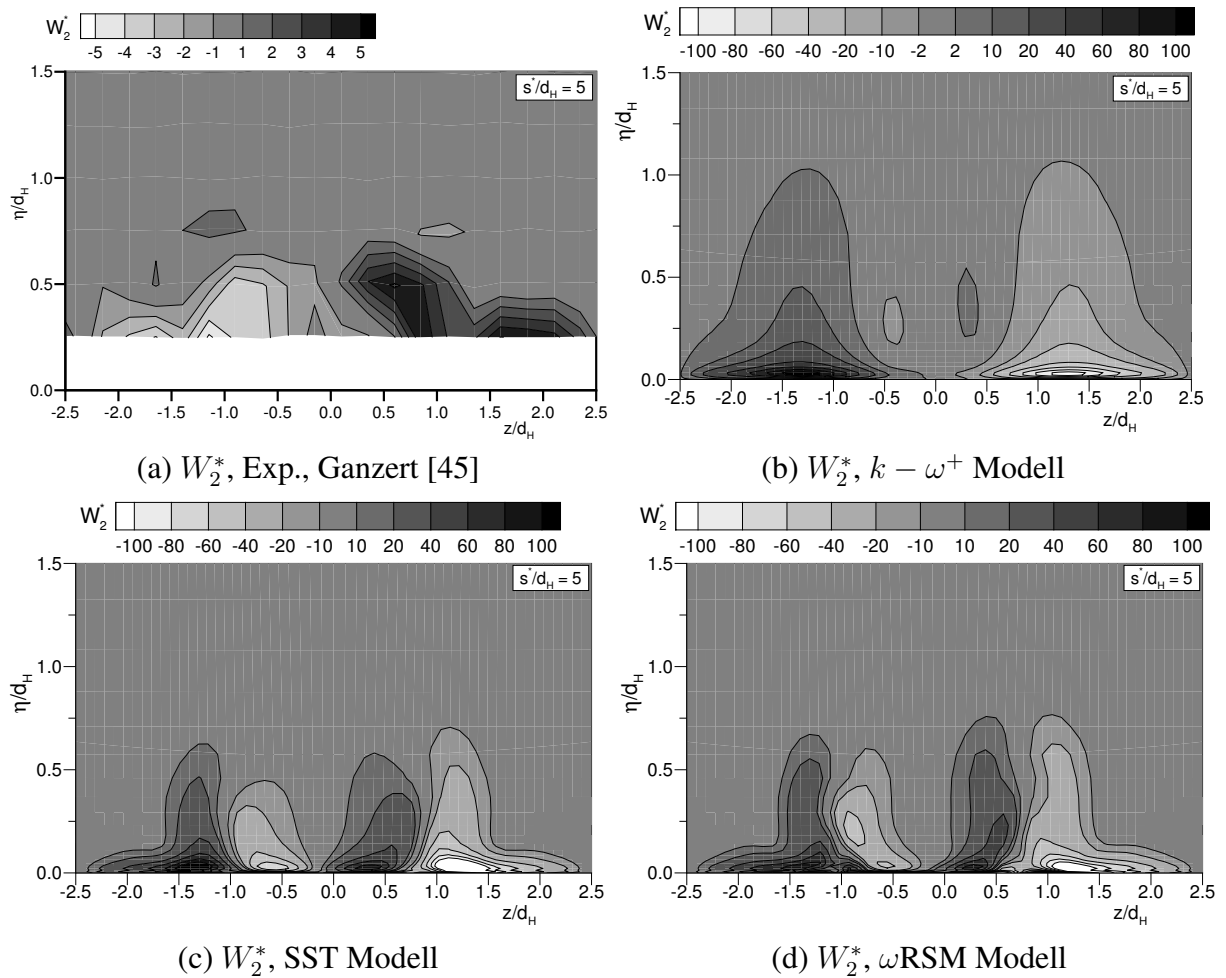


Abbildung 5.11: Gradienten der Veränderung der Wirbelstärke durch Wirbelkrümmung  $W_2^* = W_2 [\times 10^{-6}]$ ,  $s_H/d_H = 5$ , T106–300–4,  $M = 1.0$

die Wirbelstärke im Filmkühlstrahl (Abb. 5.11). Lediglich die Abrollbewegung des Vordrallwirbels in der  $k - \omega^+$  Rechnung führt zu einem positiven Beitrag zur Rotation durch die Wirbelkrümmung.

Die Wechselwirkung des Vordrallwirbels mit dem Nierenwirbel und der Hauptströmung durch die Turbulenz ( $W_3$ -Term) wird in Abb. 5.12 (a) deutlich. Turbulente Transportprozesse der turbulenten Scherspannungen  $\overline{u'_2 u'_3}$  führen am Vordrallwirbel zu einem positiven Übertrag von Rotation vom Nierenwirbel und auf der anderen Seite zu einem negativen Rotationsaustausch mit der umgebenden Grenzschichtströmung. Die Anisotropie der Reynoldsspannungen  $\overline{u'^2_2} - \overline{u'^2_3}$  ist im wesentlichen auf das Gebiet zwischen Nieren- und Vordrallwirbel konzentriert und befördert dort die Rotationsintensität im Vordrallwirbel, während sie im Nierenwirbel abnimmt. Die Diffusion der Wirbelstärke ( $W_4$ -Term) in Abb. 5.13 (a) sorgt in den Wirbelästen für einen Ausgleich der Rotationsunterschiede zwischen den Wirbelzentren und den Wirbelrändern und trägt so zu einer Abnahme der Rotation in den Wirbelstrukturen bei. An den Rändern des Vordrall-

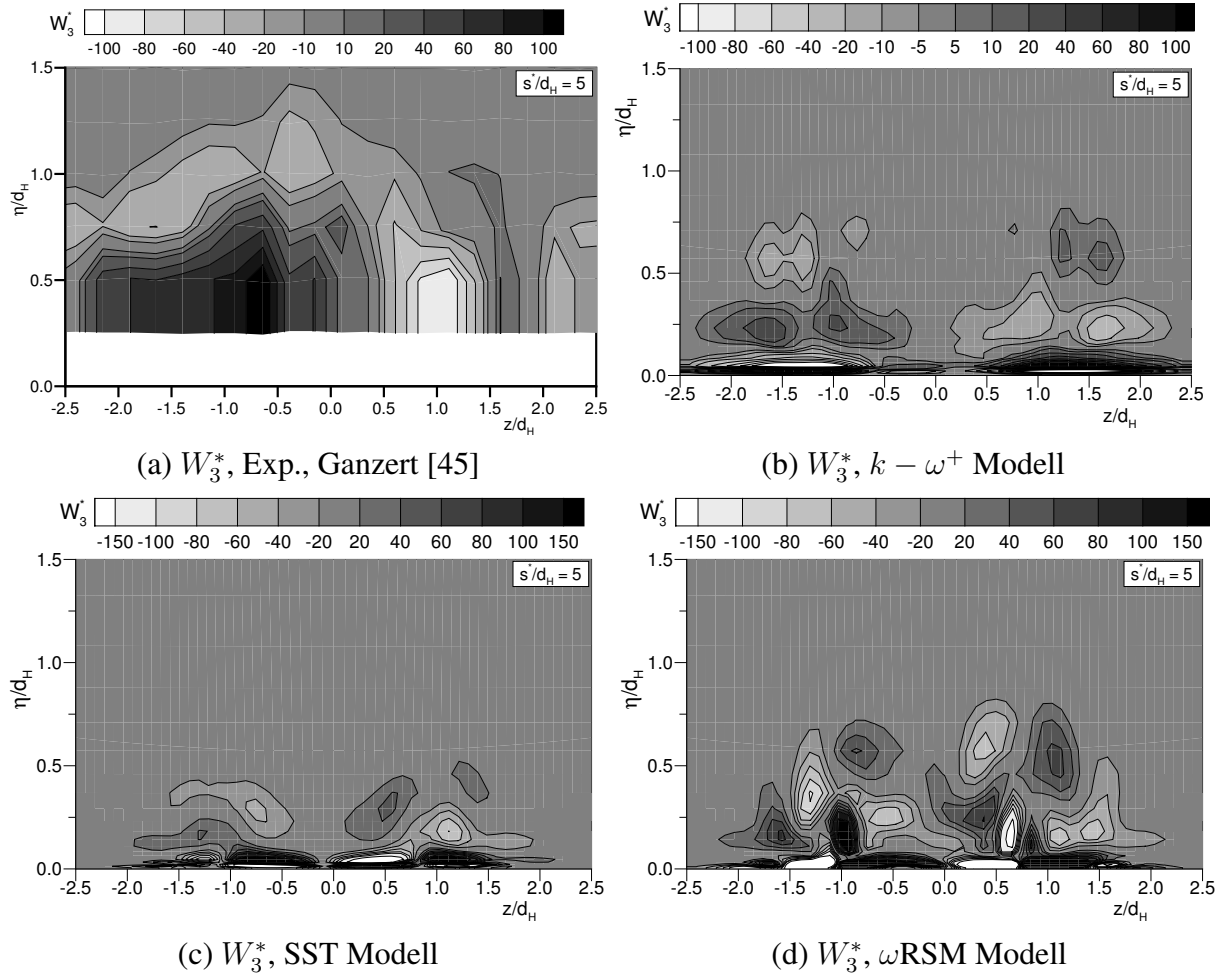


Abbildung 5.12: Veränderung der Wirbelstärke durch Reynoldsspannungen  $W_3^* = W_3 [\times 10^{-6}]$ ,  $s_H/d_H = 5$ , T106–300–4,  $M = 1.0$

wirbels kommt es durch Reibungseinflüsse zum diffusiven Transport von Wirbelstärke in die umgebende Grenzschicht. Gleichzeitig sorgen Reibungseinflüsse für einen diffusiven Transport vom stärker rotierenden Nierenwirbel zum Vordrallwirbel. Die quantitative Auswertung der experimentellen Daten bzgl. des  $W_3$ - und  $W_4$ -Terms der Wirbelgleichung ist allerdings, wie bereits erläutert, ein verhältnismäßig hoher Fehler zu berücksichtigen.

Es ist bekannt, dass Wirbelviskositätsmodelle die Anisotropie der Reynoldsspannungen  $\overline{u_2^2} - \overline{u_3^2}$  nicht korrekt wiedergeben können. Ihr Einfluß im  $W_3$ -Term ist somit in den Rechnungen mit dem  $k - \omega^+$  und SST Modell gering und auf die Rotationszentren beschränkt. Der bestimmende Anteil am  $W_3$ -Term resultiert aus den Scherspannungen  $\overline{u_2' u_3'}$ . Die Wirbelviskositätshypothese unterstützt allerdings die Tendenz, ausgedrückt in Zylinderkoordinaten, so lange Drehimpuls in radiale Richtung  $r$  zu transportieren, bis der Gradient  $\frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{W}{r} \right)$  verschwindet und sich

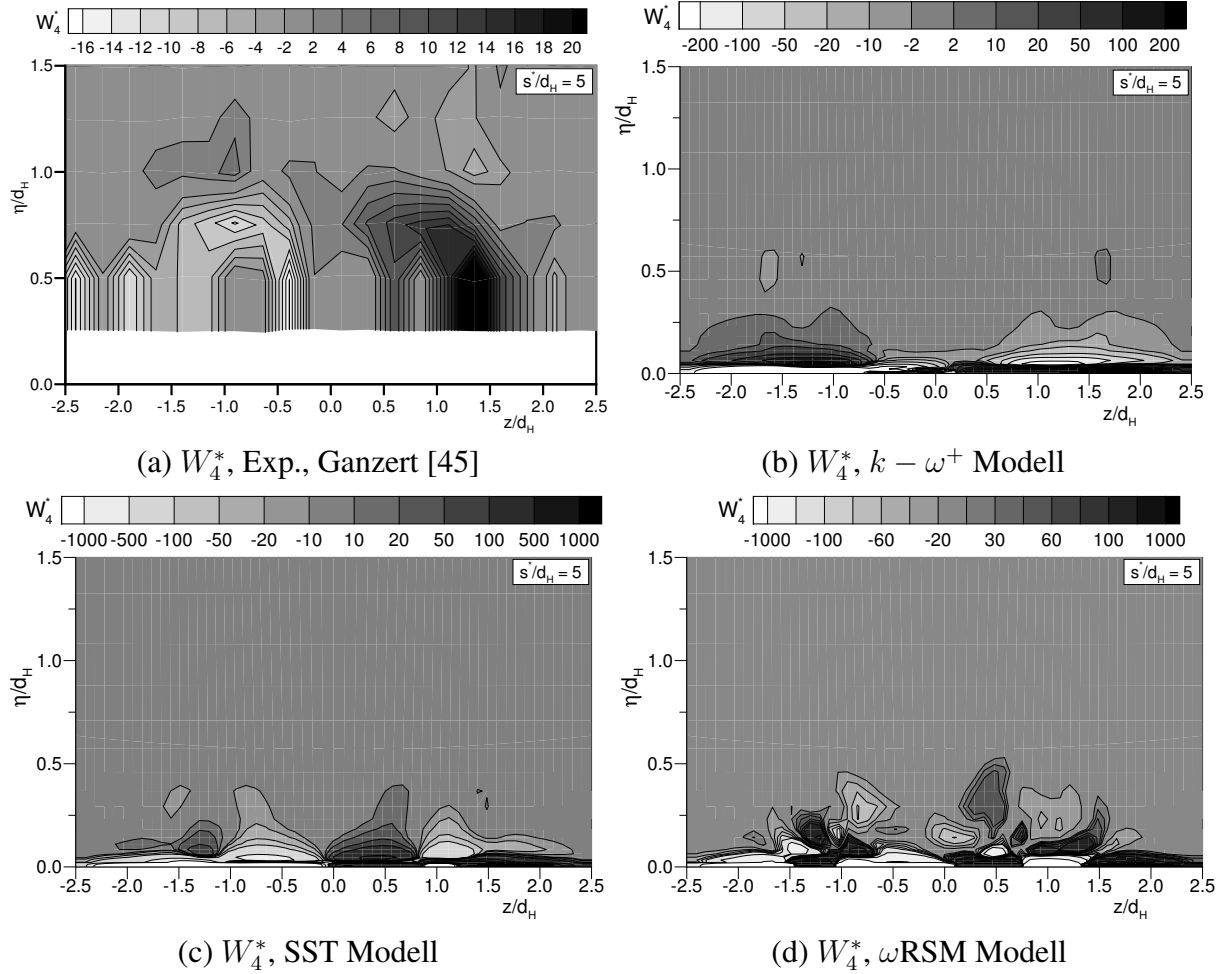


Abbildung 5.13: Diffusion der Wirbelstärke  $W_4^* = W_4 [\times 10^{-6}]$ ,  $s_H/d_H = 5$ , T106–300–4,  $M = 1.0$

ein festkörperwirbelähnliches Geschwindigkeitsfeld mit konstanter Rotation einstellt.

$$-\overline{\rho v'w'} = \mu_t r \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{W}{r} \right) \quad (5.1)$$

In den Rechnungen mit den beiden Wirbelviskositätsmodellen sorgt der  $W_3$ -Term daher für eine Abnahme der Rotationsintensität in den einzelnen Wirbelzentren (Abb. 5.12 (b), (c)). Turbulente Transportprozesse zwischen den Wirbelstrukturen finden nicht statt. Die Ausbildung festkörperwirbelähnlicher Geschwindigkeitsfelder wirkt zudem einer lateralen Strahlaufweitung entgegen, so dass in Rechnungen mit isotrop formulierten Wirbelviskositätsmodellen die Schutzfunktion des Filmkühlstrahls stets mangelhaft wiedergegeben werden kann.

Die Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Modell zeigt eine wesentlich heterogenere Verteilung des  $W_3$ -Terms (Abb. 5.12 (d)). Auch hier dominieren die  $\overline{u_2' u_3'}$  Scherspannungen im  $W_3$ -Term. Lediglich bei  $z/d_H = -0.9$  und  $z/d_H = 0.6$  überwiegt der Anisotropieanteil aufgrund der spezifischen Wirbelanordnung und den resultierenden, starken Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{\partial U_2}{\partial x_2}$

und  $\frac{\partial U_3}{\partial x_3}$ . Analog zu den experimentellen Erkenntnissen wird durch die Anisotropie der Turbulenz die Wirbelintensität im Vordrallwirbel befördert, während sie im Nierenwirbel abnimmt. Innerhalb des Vordrallwirbels reduziert der Scherspannungsanteil im  $W_3$ -Term hingegen die Wirbelstärke. Im Gegensatz zu den Auswertungen der experimentellen Ergebnisse führt der Scherspannungsanteil in der  $\omega$ RSM Rechnung an den Rändern des Filmkühlstrahls zu einer Anfachung der Rotation aller Wirbelpaare. Gleichzeitig unterstützt der  $W_3$ -Term im Zusammenspiel mit der Stromlinienkrümmung der eindringenden Hauptströmung die Ausbildung eines neuen, gegeneinander rotierenden Wirbelpaares im Strahlzentrum ( $-0.5 \leq z/d_H \leq 0.3$ ). Es ist besonders der Beitrag des turbulenten Transportterms  $W_3$  in der  $\omega$ RSM Rechnung, der die longitudinale Wirbelentwicklung im Filmkühlstrahl im Vergleich zu den Rechnungen mit den Wirbelviskositätsmodellen länger erhalten läßt.

Wirbel\_diffusionsprozesse sind dort von Bedeutung, wo die viskosen Spannungen oder die Gradienten der Rotation hoch sind. Aufgrund der Tendenz zu ausgeglichenen Rotationsverteilungen bei festkörperwirbelähnlichen Geschwindigkeitsverteilungen spielt in den Rechnungen mit den Wirbelviskositätsmodellen der  $W_4$ -Term bei der Wirbelentwicklung nur eine untergeordnete Rolle (Abb. 5.13 (b), (c)). Die Wirbel\_diffusion findet hier hauptsächlich in Richtung der wandgebundenen Scherschichten statt. In der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Modell sind die Gradienten der Rotation dagegen größer. Wirbel\_diffusionsprozesse, die die Rotation in den Wirbelästen reduzieren, finden hier verstärkt statt (Abb. 5.13 (d)). Aber auch in dieser Simulation diffundieren die wandnahen longitudinalen Wirbelstrukturen hauptsächlich, indem durch Reibungseinflüsse Wirbelstärke in die wandgebundenen Scherschichten transferiert wird. Die Wirbel\_diffusionsprozesse in Richtung der wandgebundenen Scherschichten sind in allen Rechnungen von vergleichbarer Größenordnung, die unterschiedlichen Skalierungen in Abb. 5.13 (b)–(d) dienen lediglich der besseren Darstellbarkeit.

Totaldruckverluste sind ein Maß für aerodynamische Verluste, durch die der mittleren Strömung kinetische Energie entzogen wird. Sie setzen sich aus laminaren und turbulenten Verlustanteilen zusammen. Wie bereits in der vorangegangenen Analyse zur Wirbeldynamik dargelegt, entwickelt sich der Filmkühlstrahl bei moderaten Ausblaseraten vollständig innerhalb der sich aufdickenden Schaufelgrenzschicht auf der Saugseite des Turbinengitters. Die im Folgenden betrachteten, zusätzlich durch die Filmkühlung generierten Verluste konzentrieren sich somit auf einen Bereich  $\eta/d_H \leq 1.5$ . In Tab. 5.5 sind die in der Auswertebene  $s_H/d_H = 5$  über diesen Bereich integrierten Verlustglieder aus Gl. (4.10) anteilig bilanziert. Die Beiträge sind in Prozent am Gesamtbudget angegeben. Da der Bilanzraum zur Bestimmung der aerodynamischen Verluste aus den experimentellen Daten die wandnahe Strömung ( $\eta/d_H \leq 0.3$ ) nicht mit berücksichtigt, sind wesentliche Verlustanteile im Energiehaushalt nicht enthalten, so dass die prozentuale Verteilung der Verlustanteile in der Auswertungsebene nicht die vollständige Grenzschichtströmung abbildet.

Entsprechend der Abschätzung der Größenordnungen aus Gl. (4.12) sind bei der Entwicklung des Filmkühlstrahls innerhalb der Grenzschichtströmung die viskosen Verlustanteile  $\epsilon_K$  und  $F_{v,K}$  anders als in der umgebenden Hauptströmung von gleicher Größenordnung wie die turbulenten Verlustanteile  $D_K$  und  $P_k$  und somit hier nicht vernachlässigbar. In den Simulationen, die die wandnahen Scherschichten mit berücksichtigen, überwiegen die viskosen Verlustbei-



	$D_K$	$-P_k$	$\epsilon_K$	$F_{v,K}$
Experiment	-192.1	18.5	13.3	60.3
TRACE-S $k - \omega^+$	32.4	6.8	13.9	46.9
CFX-5.7 SST	15.4	3.8	17.7	63.1
CFX-5.7 $\omega$ RSM	13.5	3.7	18.7	64.0

Tabelle 5.5: Flächenintegrierte Beiträge zur Änderungsrate der Totaldruckverluste der saugseitigen Filmkühlausblasung am T106-300-4 bei  $s/d_H = 5$  in Prozent [%],  $M = 1.0$

träge sogar. Übereinstimmend mit den experimentellen Ergebnissen übersteigen die Beiträge der Umverteilungsprozesse durch turbulente Energiediffusion  $D_K$  und viskose Reibung  $F_{v,K}$  die Beiträge der Produktion turbulenter kinetischer Energie  $P_k$  und direkter Dissipation  $\epsilon_K$ , durch die der mittleren Strömung effektiv Energie entzogen wird. Im Gegensatz zu den Simulationsergebnissen nimmt im Experiment die turbulente Energiediffusion einen sehr großen, negativen Wert an, der dazu führt, dass der bilanzierten Strömung netto Energie zugeführt werden würde. Auch der Verlust durch Turbulenzproduktion ist im Vergleich zu den Vorhersagen der Simulationen überproportional groß. Wie noch gezeigt wird, sind die Simulationen für diesen Strömungsfall jedoch sehr wohl in der Lage, das charakteristische Verhalten der turbulenten Energiediffusion abzubilden. Die starken Abweichungen begründen sich neben der fehlenden Auflösung der wandnahen Scherschichten bis zur Wand auch durch die eingeschränkte Messgenauigkeit zur Auflösung großer Geschwindigkeits- und turbulenter Gradienten.

Die Verteilung der Verlustglieder auf ihre Normal- und Scherkomponenten ist in Tab. 5.6 detailliert. Auch hier gilt wieder der Vorbehalt, dass die wandnahen Scherschichten ( $\eta/d_H \leq 0.3$ ) in den Messwerten nicht aufgelöst sind. Die wesentlichen Beiträge aller Verlustterme stammen von den Scherkomponenten  $ij = 12$ . Alle anderen Einzelbeiträge sind vernachlässigbar gering. Lediglich die Bilanzierung der Messdaten zeigt im Gegensatz zu den numerischen Ergebnissen zusätzlich signifikante Beiträge aus den Normalkomponenten  $ij = 22$ . Ihr starker Einfluß ist auf die grobe Auflösung in Normalenrichtung bei der Finite Differenzen Gradientenbildung und die fehlende Auflösung der wandgebundenen Scherschichten zurückzuführen. Die Dominanz der Scherkomponenten  $ij = 12$  am Verlusthaushalt ist auf die für Grenzschichtströmungen typischen Geschwindigkeitsgradienten in Profilnormalenrichtung  $\frac{\partial U_1}{\partial x_2}$  zurückzuführen, die durch das Axialgeschwindigkeitsdefizit im Filmkühlstrahl noch verstärkt werden. Insgesamt werden die turbulenten Verlustanteile  $D_K$  und  $P_k$  vom  $k - \omega^+$  Modell verglichen mit dem SST und  $\omega$ RSM Modell größer vorhergesagt. Speziell die bilanzierten turbulenten Scherkomponenten  $ij = 12$  sind etwa doppelt so groß. Dies korrespondiert mit den Erkenntnissen der Grenzschichtauswertungen in Abb. 5.3 und Abb. 5.5 stromauf und stromab der Ausblasestelle, in denen die turbulente Produktion und die turbulente Energie innerhalb der Grenzschicht ebenfalls bedeutend höher vom  $k - \omega^+$  bestimmt werden. Vom  $\omega$ RSM Modell werden dagegen die viskosen Verlustanteile prozentual am höchsten und die turbulenten Verlustanteile am niedrigsten im Vergleich zu den anderen Rechnungen bilanziert.

Die Energieumverteilung durch Reibung  $F_{v,K}$  wirkt hauptsächlich entlang des Gradienten  $\frac{\partial U_1}{\partial x_2}$  und versucht die Geschwindigkeitsunterschiede auszugleichen. Die reibungsbehaftete Umver-

	$D_{K,11}$	$D_{K,22}$	$D_{K,33}$	$D_{K,12}$	$D_{K,13}$	$D_{K,23}$
Experiment	12.1	-21.3	-1.2	-176.1	-2.5	-3.1
TRACE-S $k - \omega^+$	0.8	0.2	0.0	31.2	0.2	0.0
CFX-5.7 SST	0.3	0.1	0.0	14.7	0.3	0.0
CFX-5.7 $\omega$ RSM	1.0	0.04	0.0	12.1	0.4	0.0
	$-P_{k,11}$	$-P_{k,22}$	$-P_{k,33}$	$-P_{k,12}$	$-P_{k,13}$	$-P_{k,23}$
Experiment	0.9	57.8	-5.7	-35.8	-1.3	2.6
TRACE-S $k - \omega^+$	0.2	-0.1	0.01	6.6	0.1	0.0
CFX-5.7 SST	0.04	-0.04	0.0	3.5	0.3	0.0
CFX-5.7 $\omega$ RSM	0.1	-0.01	0.0	3.3	0.3	0.0
	$\epsilon_{K,11}$	$\epsilon_{K,22}$	$\epsilon_{K,33}$	$\epsilon_{K,12}$	$\epsilon_{K,13}$	$\epsilon_{K,23}$
Experiment	0.03	7.6	0.2	7.1	0.4	0.3
TRACE-S $k - \omega^+$	0.0	0.0	0.0	13.7	0.1	0.0
CFX-5.7 SST	0.0	0.0	0.0	16.8	0.9	0.0
CFX-5.7 $\omega$ RSM	0.0	0.02	0.0	17.6	1.1	0.02
	$F_{v,K,11}$	$F_{v,K,22}$	$F_{v,K,33}$	$F_{v,K,12}$	$F_{v,K,13}$	$F_{v,K,23}$
Experiment	-0.3	-3.3	0.0	64.7	-0.5	-0.3
TRACE-S $k - \omega^+$	-0.8	0.0	0.0	47.6	0.2	0.0
CFX-5.7 SST	-0.7	0.0	0.0	62.8	1.1	0.0
CFX-5.7 $\omega$ RSM	-0.6	0.0	0.0	63.4	1.3	0.0

Tabelle 5.6: Flächenintegrierte Beiträge der Einzelterme zur Änderungsrate der Totaldruckverluste der saugseitigen Filmkühlblasung am T106-300-4 bei  $s/d_H = 5$  in Prozent [%],  $M = 1.0$

teilung zwischen den Wirbelpaaren ist bei der Filmkühlblasung innerhalb der Schaufelgrenzschicht vernachlässigbar. Trotz seines hohen Anteils am Energieverlust, der viskose Transportterm ist mit ca. 50 – 60 % Anteil am Gesamthaushalt in der bilanzierten Fläche der größte Verlustterm, bedeutend größer als der turbulente Transportterm  $D_K$ , konzentrieren sich die weiteren Untersuchungen in den Abbildungen 5.15 bis 5.17 auf die Analyse der turbulenten Energiediffusion  $D_K$ , der Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie  $P_k$  und der direkten Dissipation  $\epsilon_K$ . Die zusätzlich in Abb. 5.14 bei  $s_H/d_H = 5$  dargestellten Totaldruckverlustbeiwerte  $\zeta^6$  sind lokal nach Gl. (4.5) gebildet worden.

Erwartungsgemäß treten die höchsten Verluste in den wandgebundenen Scherschichten auf. Die Verluste durch die Filmkühlung sind auf Bereiche starker Scherung und des induzierten Geschwindigkeitsdefizit in Hauptströmungsrichtung konzentriert. Die unterschiedlichen Konturen in den Simulationsergebnissen spiegeln die jeweiligen, spezifischen Wirbelanordnungen wieder. Insgesamt werden die Totaldruckverluste in der Mischungsregion von der  $k - \omega^+$  Rechnung

<sup>6</sup>Da in den Messungen von Ganzert [23],[45] nur Geschwindigkeits- und Reynoldsspannungsverteilungen, aber keine Drücke stromab der Ausblasebohrung vorliegen, können aus den experimentell ermittelten Daten keine Totaldruckverluste bestimmt werden.

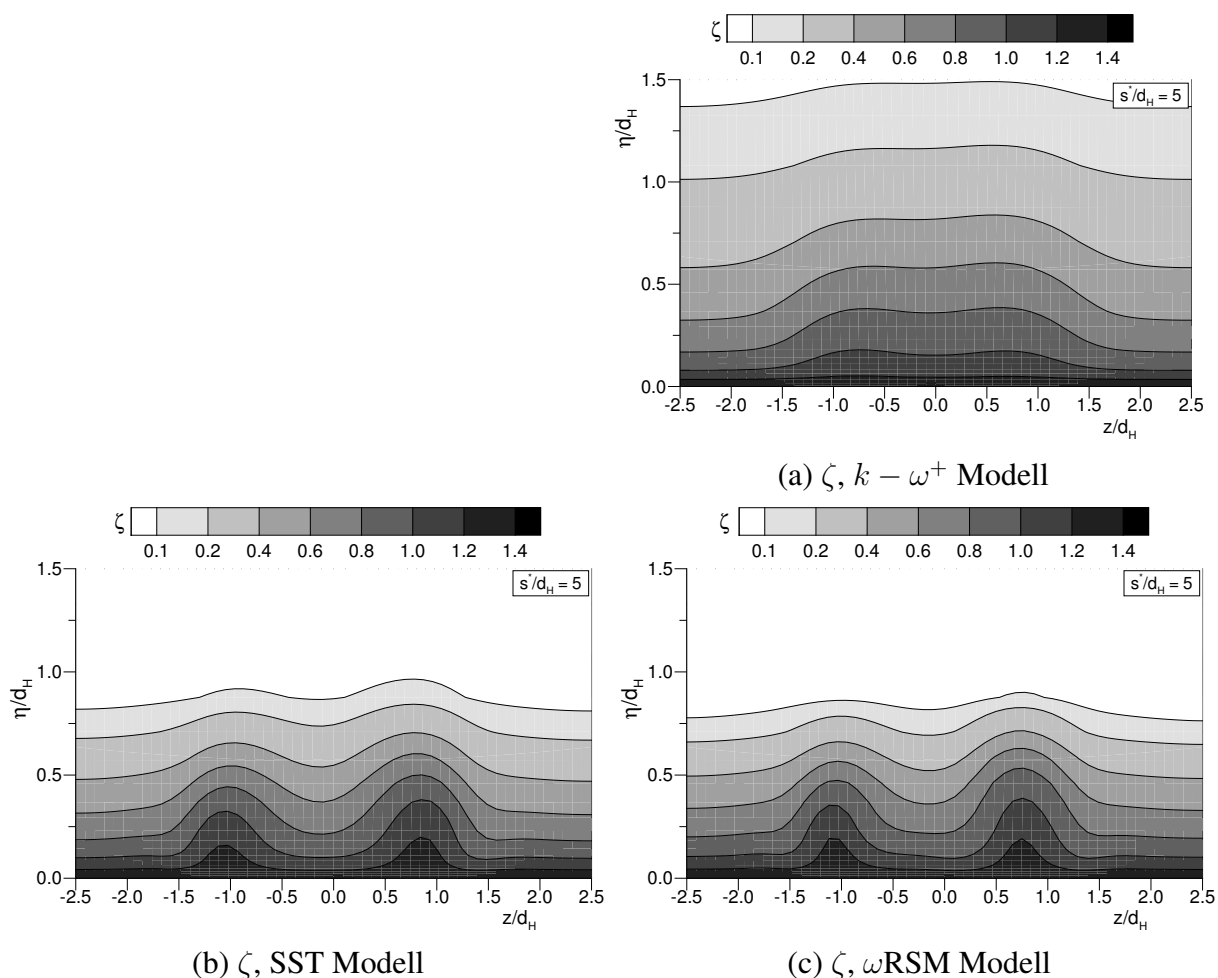


Abbildung 5.14: Verteilung des lokalen Totaldruckverlustbeiwertes  $\zeta$ ,  $s_H/d_H = 5$ , T106–300–4,  $M = 1.0$

aufgrund der stärkeren Grenzschichtaufdickung und des größten Axialgeschwindigkeitsdefizits am höchsten und von der  $\omega$ RSM Rechnung am niedrigsten vorhergesagt (vgl. dazu auch die Gesamtverluste in Tab. 5.3).

Bereits Ardey et al. [9] zeigten am Beispiel der Vorderkanten Filmkühlausblasung, dass die diffusiven Effekte der Turbulenz lokal größer als die Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie sein können. Abb. 5.15 und 5.16 bestätigen dies. Auch bei der saugseitigen Filmkühlung ist der Einfluß der turbulenten Energiediffusion größer als der der turbulenten Produktionsrate. Dies gilt insbesondere im Filmkühlstrahl, dort, wo die Turbulenz am höchsten ist und die kohärenten Wirbelstrukturen der Turbulenz ihre größte räumliche Ausdehnung besitzen. In Übereinstimmung mit den experimentellen Daten transferiert die Diffusionsrate  $D_{K,12}$ , in etwas geringerem Maße auch  $D_{K,13}$ , kinetische Energie vom Strahl- bzw. Grenzschichttrand in das energieärmere Strahlzentrum. Man spricht von der Energetisierung des Filmkühlstrahls. Dieser Prozeß wird in den Simulationen qualitativ gut wiedergegeben, sowohl von den Wirbelviskositätsmodellen als auch vom Reynoldsspannungsmodell.

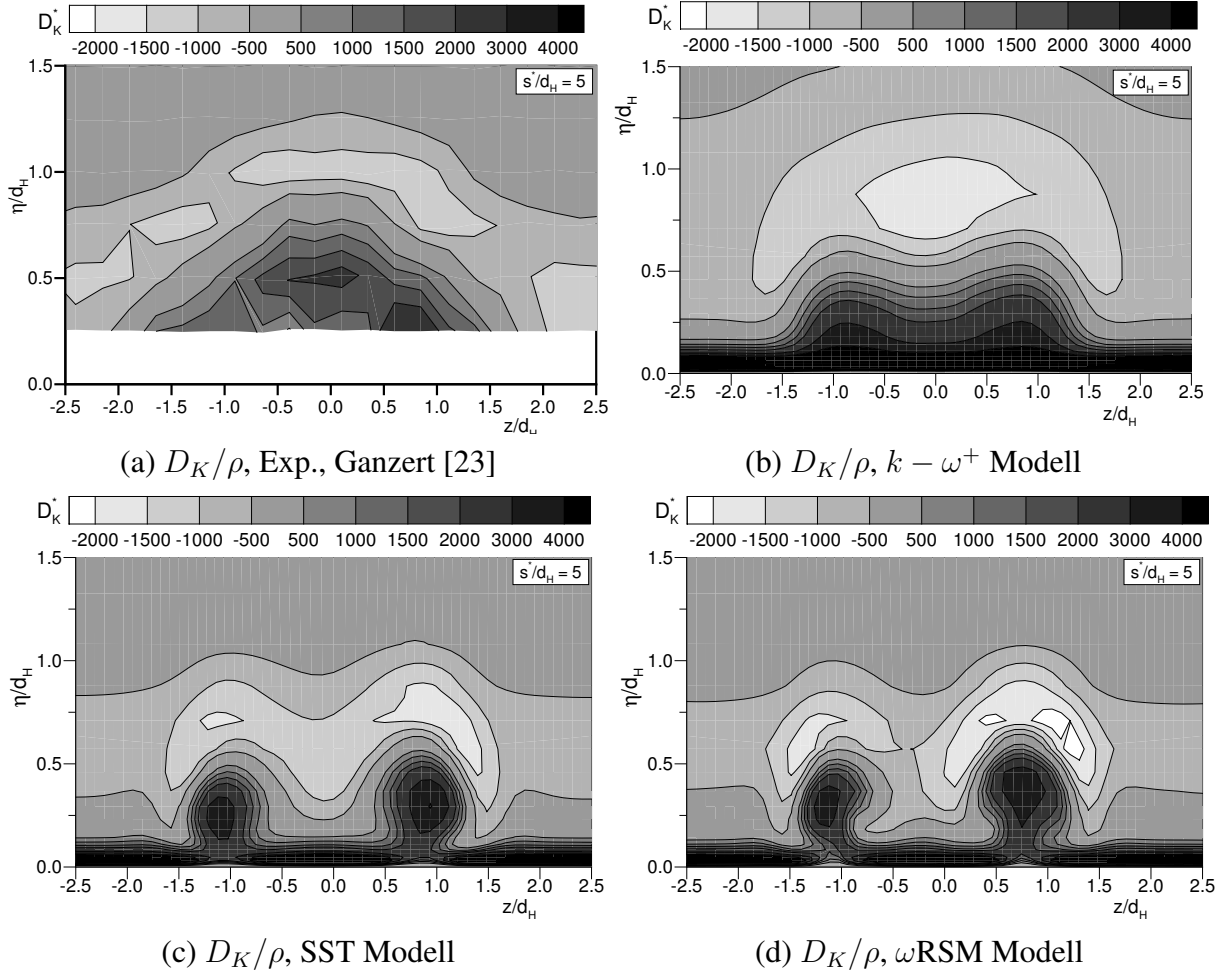


Abbildung 5.15: Verteilung der turbulenten Energiediffusion  $D_K^* = D_K/\rho [\times 10^{-4}]$ ,  $s_H/d_H = 5$ , T106–300–4,  $M = 1.0$

Da der Ausblasestrahl bei der saugseitigen Filmkühlausblasung aus Fan-Shaped Bohrungen vollständig innerhalb der Grenzschicht verläuft, überwiegt auch bei der Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie die Scherkomponente  $P_{k,12}$ . Im Gegensatz zu den Simulationen, in denen die Produktionsrate  $P_{k,12}$  stets positiv ist, der mittleren Strömung somit nur Energie entzogen wird, ist die Produktionsrate im Experiment außerhalb des Strahlzentrums negativ. Energiereicherer Fluid aus der umgebenden Hauptströmung reduziert die Turbulenz in den Randbereichen des Filmkühlstrahls.

$$P_{k,12} = -\overline{u'_1 u'_2} \left( \frac{\partial U_1}{\partial x_2} + \frac{\partial U_2}{\partial x_1} \right) \rightarrow 2\mu_t S_{ij} S_{ij} \geq 0$$

Entsprechend der Definitionsgleichung muss bei Wirbelviskositätsmodellen die Produktionsrate  $P_k$  stets positive Vorzeichen annehmen. Durch Turbulenzproduktion wird daher der mittleren Strömung im Filmkühlstrahl und der umgebenden Grenzschicht kinetische Energie entzogen.

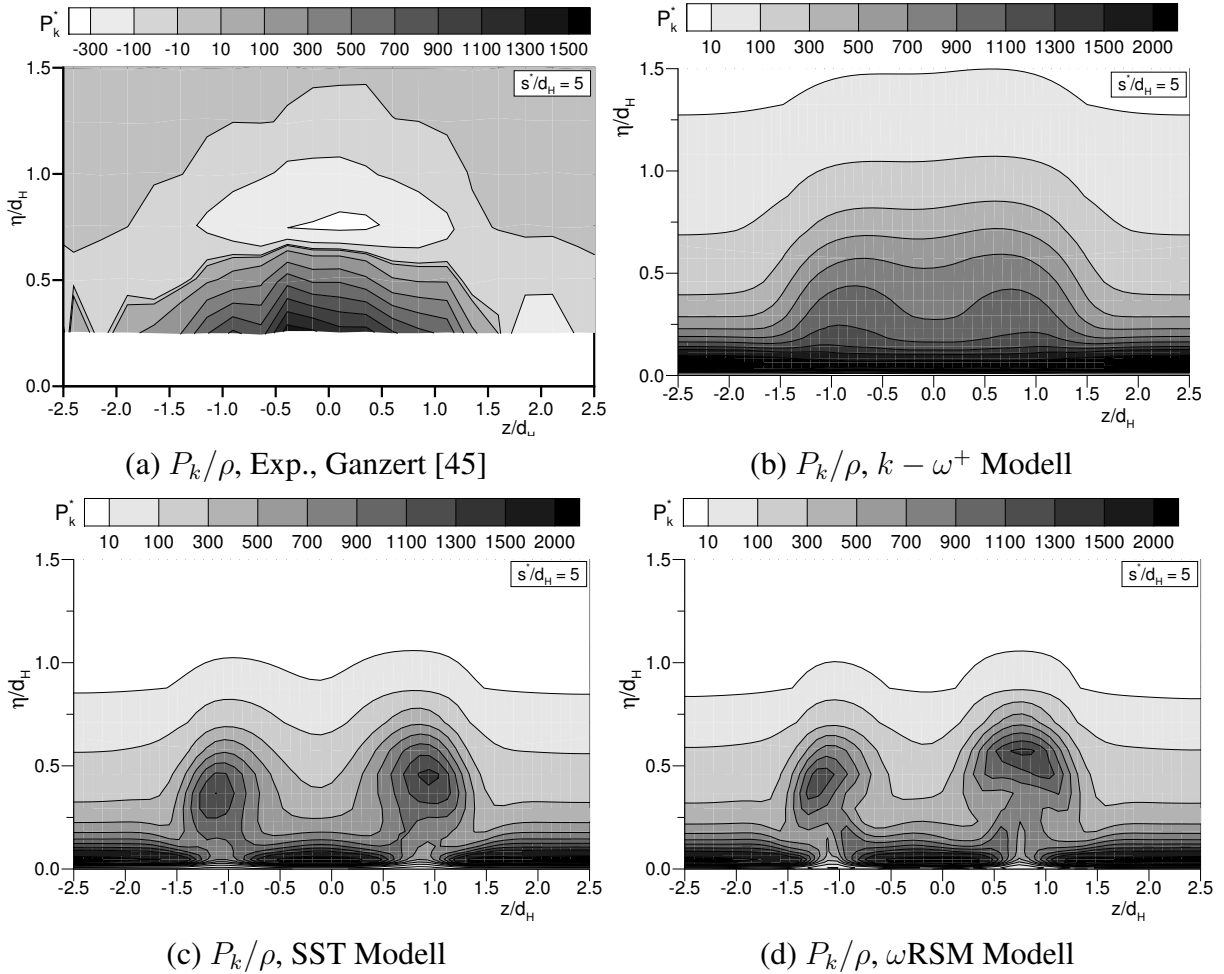


Abbildung 5.16: Verteilung der lokalen Turbulenzproduktion  $P_k^* = P_k/\rho [\times 10^{-4}]$ ,  $s_H/d_H = 5$ , T106–300–4,  $M = 1.0$

Von der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Modell wird der Vorzeichenwechsel bei der Produktion turbulenter kinetischer Energie ebenfalls nicht vorhergesagt. Die Verteilung des  $P_k$ -Terms ist analog zum SST Modell. Das  $\omega$ RSM Modell kann aufgrund der Dominanz des Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{\partial U_1}{\partial x_2}$  den Orientierungswechsel der turbulenten Scherspannung  $\overline{u'_1 u'_2}$  nicht nachvollziehen. Im Strahlzentrum ( $\eta/d_H < 0.5$ ) dominieren die Normalkomponenten die Turbulenzproduktion, besonders  $P_{k,22}$ .  $P_{k,33}$  nimmt nahe der Symmetrieebene negative Vorzeichen an und wirkt dort der Turbulenzproduktion entgegen. In den Rechnungen sind die Normalkomponenten der Produktionsraten  $P_{k,22}$  und  $P_{k,33}$  bedeutend niedriger als im Experiment, da im Strahlzentrum vermehrt Fluid aus der Hauptströmung einströmt. In der  $k - \omega^+$  Rechnung sind die Scherraten  $\frac{\partial U_2}{\partial x_2}$ ,  $\frac{\partial U_3}{\partial x_3}$  zwischen den gegeneinander rotierenden Wirbelpaaren aufgrund der fortgeschrittenen Ausmischung bei  $s_H/d_H = 5$  zudem deutlich abgeschwächt.

Die Verteilungen der direkten Energiedissipation  $\epsilon_K$  in Abb. 5.17 zeigen, dass die viskosen Energieverluste in den wandgebundenen Scherschichten maximal sind. Im Filmkühlstrahl ist die direkte Dissipation im Strahlzentrum, in Gebieten mit den hoher Scherung, am größten.

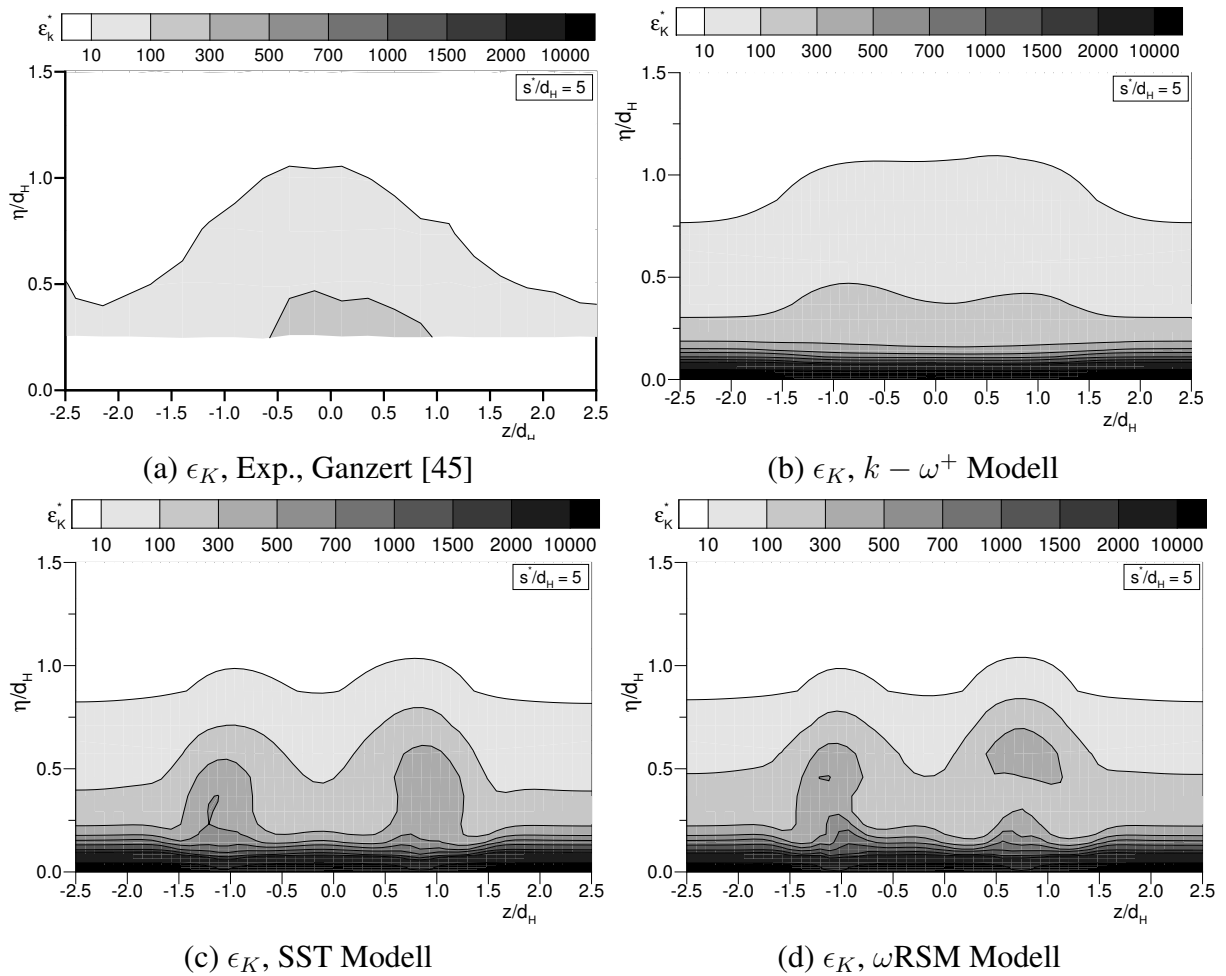


Abbildung 5.17: Verteilung der direkten Dissipation  $\epsilon_K^* = \epsilon_K [\times 10^{-4}]$ ,  $s_H/d_H = 5$ , T106–300–4,  $M = 1.0$

Das Verhalten wird im Experiment und von den Rechnungen in guter Übereinstimmung wiedergegeben.

### 5.3.3 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Stationäre, numerische Simulationen mit unterschiedlichen Turbulenzmodellen wurden am subsonischen Turbinengitter T106-300-4 mit saugseitiger Filmkühlausblausung aus Fan-Shape Bohrungen mit Laid-Back bei moderater Ausblaserate  $M = 1.0$  und einem Dichteverhältnis von  $DR \approx 1$  durchgeführt und mit Messungen verglichen. Im Einzelnen wurden das um Rotationseffekte erweiterte  $k - \omega^+$  (TRACE-S) und das SST Turbulenzmodell (CFX-5.7) als Vertreter der Wirbelviskositätsmodelle sowie das  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodell (CFX-5.7) in den vollturbulenten Rechnungen ohne Transitionsmodellierung verwandt. Um spezifische Einflüsse der numerischen Rechenverfahren TRACE-S und CFX-5.7 weitestgehend ausschließen zu können, wurden alle Simulationen auf identischen Rechennetzen unter Verwendung glei-

cher Randbedingungen und Validierungsrechnungen mit dem Standard  $k - \omega$  Turbulenzmodell durchgeführt. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Bei der saugseitigen Filmkühlung aus Fan-Shaped Bohrungen mit Laid-Back und moderaten Ausblaseraten entwickelt sich die Wirbelströmung des Filmkühlstrahls innerhalb der Profilgrenzschicht.
- Sowohl die Simulationen mit den Wirbelviskositätsmodellen als auch mit dem Reynolds-spannungsmodell reproduzieren die charakteristischen Wirbelsysteme aus Nierenwirbel, Vordrallwirbel und Hufeisenwirbel und den dominierenden Jetting-Effect innerhalb der Ausblasebohrung.
- Trotz guter Übereinstimmung zwischen Messung und Simulationen bei der Profil-Machzahlverteilung und den integralen Beurteilungsparametern werden die Wirbelentwicklung und Ausmischung des Filmkühlstrahls von den Simulationen nur unzureichend wiedergegeben.
- In den CFX-5.7 Rechnungen mit dem SST und dem  $\omega$ RSM Turbulenzmodell wird die Profilgrenzschicht durch die Filmkühlausblasung derart stark reenergetisiert, dass die aerodynamischen Verluste sogar geringer sind als ohne Filmkühlausblasung.
- In der TRACE-S Rechnung mit dem  $k - \omega^+$  Turbulenzmodell wird die Profilgrenzschicht zu dick vorhergesagt und der symmetrische Filmkühlstrahl dissipiert deutlich zu früh.
- Cross-Diffusion und SST Term limitieren in der SST Rechnung die Turbulenz innerhalb der Grenzschicht. Innerhalb der Ausblasebohrung wird die Ausdehnung der Ablösung zu groß berechnet, mit der Folge, dass der Vordrallwirbel in der SST Rechnung zu stark ausgeprägt ist und nicht über den Nierenwirbel wandert. Verglichen mit der Messung kommt es auch in der SST Rechnung zu einer frühzeitigen Ausmischung des Filmkühlstrahls.
- Die Grenzschichtverteilungen stromauf der Ausblasebohrung und die Ausbildung eines zu starken Vordrallwirbels, der im Strahlzentrum verhaftet bleibt, stimmen in den CFX-5.7 Rechnungen mit dem SST und dem  $\omega$ RSM Turbulenzmodell sehr gut überein. In der  $\omega$ RSM wird der Filmkühlstrahl jedoch geteilt und einströmendes Fluid aus der Hauptströmung rollt sich im Strahlzentrum zu einem gegensinnig rotierenden Wirbelpaar auf.
- In den Simulationen werden die nicht-turbulenten, reibungsfreien Wirbeldeformationsprozesse durch Streckung gut wiedergegeben. Der Axialgeschwindigkeitsausgleich führt zu einer Zunahme der Wirbelstärke im Strahlkern, während an den Strahlrändern durch die verzögernde Grenzschichtströmung die Wirbelstärke reduziert wird.
- Die Wirbelviskositätsmodelle können die Anisotropie der Turbulenz im Wirbelfeld nicht nachvollziehen und fördern die Tendenz zur Ausbildung festkörperwirbelähnlicher Geschwindigkeitsverteilungen. Der Effekt des Anisotropieterms auf die Wirbeldynamik ist unterrepräsentiert und es dominieren die Effekte aus dem Scherspannungsterm, die eine

frühzeitige Ausmischung des Filmkühlstrahls befördern. Fehlende Anisotropie der Turbulenz und die Ausbildung festkörperwirbelähnlicher Geschwindigkeitsfelder wirken ferner einer lateralen Aufweitung des Filmkühlstrahls entgegen.

- Die turbulenten Effekte aus der Wirbelgleichung werden vom  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodell prinzipiell gut wiedergegeben. Im Vergleich zu den Rechnungen mit den Wirbelviskositätsmodellen bleibt der Filmkühlstrahl dadurch länger erhalten. Allerdings ist der berechnete, turbulente Term der Wirbelgleichung auch für die Strahlteilung in der  $\omega$ RSM Rechnung verantwortlich.
- Turbulente und viskose Verluste sind bei der Simulation der saugseitigen Filmkühlauflösung, bei der sich die Wirbel innerhalb der Profilgrenzschicht entwickeln, nicht vernachlässigbar, wobei die viskosen Verlustanteile in wandgebundenen Scherschichten dominieren.
- Am Filmkühlstrahl innerhalb der Profilgrenzschicht überwiegen die Umverteilungsprozesse der kinetischen Energie der mittleren Strömung gegenüber der Produktion turbulenter kinetischer Energie und der direkten Dissipation. Die wesentlichen Beiträge an den aerodynamischen Verlusten werden dabei von den Scherkomponenten  $ij = 12$  der Verlustterme aufgrund des dominierenden Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{\partial U_1}{\partial x_2}$  generiert.
- Durch diffusive Prozesse am Strahlrand wird der Filmkühlstrahl aus der umgebenden Strömung energetisiert. Dies wird auch von allen Simulationen in guter Übereinstimmung reproduziert.
- Ausserhalb des Strahlzentrums wird durch Vernichtung turbulenter kinetischer Energie dem Filmkühlstrahl Energie zugeführt. Wirbelviskositätsmodelle können diesen Prozess nicht nachvollziehen, da durch den Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{\partial U_1}{\partial x_2}$  die Produktionsrate der turbulenten kinetischen Energie stets positiv bestimmt wird. Auch von der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodell wird trotz exakter Formulierung der Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie der Vorzeichenwechsel bei der Produktionsrate nicht erfasst.
- Von der Rechnung mit dem  $k - \omega^+$  Modell werden aufgrund der dicksten Profilgrenzschicht mit dem größten Axialgeschwindigkeitsdefizit die höchsten Verluste bei der Filmkühlung vorhergesagt. Konsistent mit den Verteilungen in der Zulaufgrenzschicht sind auch stromab der Ausblasebohrung die Verluste durch turbulente Diffusion  $D_{K,12}$  und Produktion turbulenter kinetischer Energie  $P_{k,12}$  in der  $k - \omega^+$  Rechnung am größten.
- Die Aufteilung der Verlustanteile bei der Filmkühlung innerhalb der Profilgrenzschicht sind in den CFX-5.7 Rechnungen mit dem SST und dem  $\omega$ RSM Turbulenzmodell sehr ähnlich. Der Beitrag der turbulenten Verlustglieder ist hier bedeutend geringer als in der TRACE-S Rechnung mit dem  $k - \omega^+$  Modell.



Die saugseitige Filmkühlausblasung repräsentiert eine induzierte Wirbelströmung, die sich vollständig innerhalb der sich aufdickenden Profilgrenzschicht entwickelt. Die Simulation dieser komplexen, dreidimensionalen Strömung setzt eine korrekte Berechnung der Zulaufgrenzschicht zur Ausblasestelle, der Gegendruckverhältnisse und der Strömung in der Ausblasebohrung voraus. Trotz guter Übereinstimmung bei der Profil-Machzahlverteilung und den integralen Beurteilungsparametern zwischen Messung und Rechnungen, konnte die Entwicklung der Wirbelströmung nur unzureichend in den Simulationen wiedergegeben werden. Zur Berechnung der Ausmischung und Aufweitung des Filmkühlstrahls sowie der Interaktion der verschiedenen Wirbelpaare untereinander ist die Berücksichtigung der Anisotropie der Turbulenz erforderlich. Die isotrop formulierten Wirbelviskositätsmodelle können diesem Anspruch per Definition nicht genügen. Auch die Rotationserweiterung nach Bardina [12], die lediglich das turbulente Längenmaß manipuliert, erwies sich für diesen Strömungsfall als nicht zielführend. Die Entwicklung eines hinreichend allgemeingültigen Anisotropieterms könnte sich hier als zielführend erweisen. Auch der Einsatz des gewählten Reynoldsspannungsmodells zeigte gegenüber den Wirbelviskositätsmodellen keine Vorteile. Da bei der Filmkühlung der Einfluß des turbulenten Produktionsterms und der Druck-Scher-Korrelation von vergleichbarer Größenordnung sind, kommt der Formulierung der Druck-Scher-Korrelationsterms im Reynoldsspannungsmodell besondere Bedeutung zu. Der Druck-Scher-Korrelationsterm im eingesetzten  $\omega$ RSM Modell im CFX-5.7 Strömungslöser scheint eng auf das Verhalten des SST Modells bei Gegendruckgrenzschichten kalibriert worden zu sein. Weitere Entwicklungsarbeiten am Druck-Scher-Korrelationsterm für Reynoldsspannungsmodelle unter Berücksichtigung der Stabilität und des Konvergenzverhaltens sowie eine verbesserte Abstimmung auf dreidimensionale Grenzschichten könnten hier weitere Potentiale aufzeigen.

## 5.4 Ablase–Luftsystem

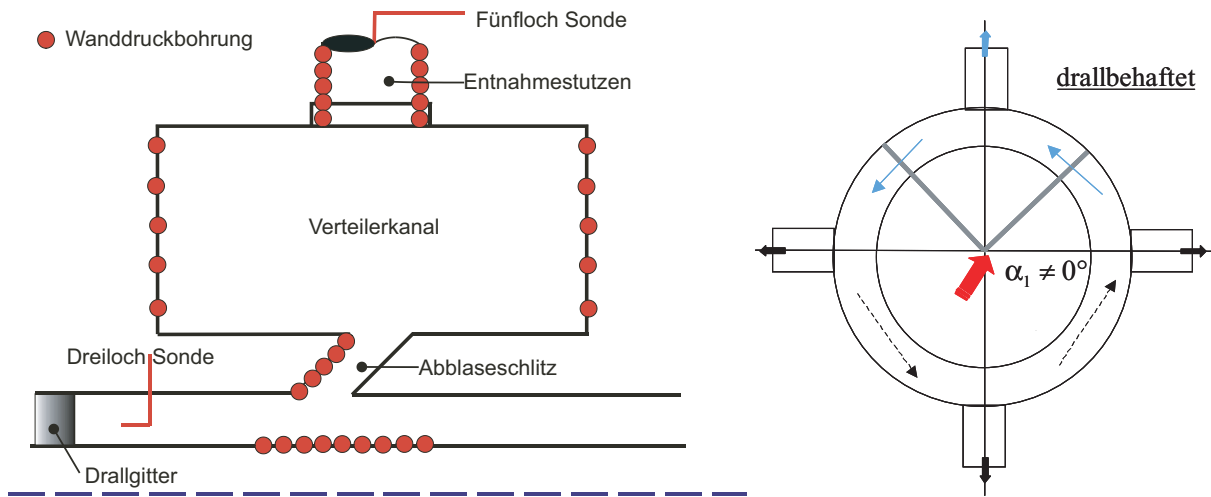


Abbildung 5.18: Schematisches Modell Ablase–Luftsystem

Die numerischen Strömungsuntersuchungen des Ablase–Luftsystems basieren auf dem von Schwarz [119],[121] am Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München aufgebauten und experimentell untersuchten Windkanalmodell einer typischen Ablasekonfiguration mehrstufiger Axialverdichter. Abb. 5.18 zeigt den schematischen Aufbau des vereinfachten, generischen Luftsystems mit den stationär verbauten Messstellen. Der Modellaufbau repräsentiert eine gehäuseseitig realisierte, kontinuierliche Schlitzabblase. Die charakteristischen Maße des Modellaufbaus sind im Anhang in Abb. B.2 eingezeichnet. Sie besteht aus einem im Axialkanal eingebauten Drallgitter – einem Leitradträger zur Erzeugung einer typischen Verdichterstufenabströmung – mit einem Drallwinkel von  $\alpha = 15^\circ$  und einem mit  $\gamma = 45^\circ$  zur Mittelachse angestellten, parallelwandigen Abblaseschlitz in der Gehäusewand, der den Axialkanal mit einem umlaufenden, rechteckigen Verteilerkanal verbindet. An letzterem sind wandbündig vier zylindrische Entnahmestutzen umfangssymmetrisch angeordnet. Das Verhältnis der durchströmten Querschnittsflächen von Verteilerkanal und Entnahmestutzen beträgt  $F_V/F_{St} \approx 10$ . Alle wesentlichen Informationen zum Modell des Ablase–Luftsystems sind in Anhang B.1 beschrieben.

Die Zuströmbedingungen wurden  $30\text{ mm}$  stromab des Drallgitters mit einer Dreilochsonde aufgenommen. Wanddruckbohrungen sind unterhalb des Abblaseschlitzes auf der Nabe, auf der stromaufwärtigen Seitenwand des Abblaseschlitzes, an den Seitenwänden des Verteilerkanals und auf einer Länge von 1.5 mal des Stutzendurchmessers  $D_{St}$  an vier Umfangspositionen im Entnahmestutzen angebracht. Die Strömungsgrößen am Stuzenaustritt wurden mit einer Fünflochsonde gemessen. Zur besseren Beurteilung und Vergleichbarkeit des dreidimensionalen Strömungsfeldes im Verteilerkanal wurden zusätzlich laseroptische Messungen mit dem Doppler–Global–Velocimetry Verfahren (DGV)<sup>7</sup> durchgeführt [120].

<sup>7</sup>Das DGV Verfahren bestimmt die zeitlich gemittelten, dreidimensionalen Geschwindigkeitskomponenten in

Die Berechnungen sind mit dem kommerziellen Strömungslöser CFX–5.7 durchgeführt worden, wobei das SST und  $\omega$ RSM Turbulenzmodell eingesetzt wurden. Da es sich bei dem Modellbau um ein umfangsymmetrisches Problem handelt, ist das Rechengebiet auf ein Viertel des Gesamtmodells mit periodischen Randbedingungen in Umfangsrichtung reduziert (Abb. 5.18). Die drallbeaufschlagte Zuströmung und die daraus resultierende asymmetrische Einströmung in die Entnahmestutzen bedingen, dass ein Entnahmestutzen vollständig im Rechengebiet eingebunden sein muss. Das Rechnetzz für die vorliegenden, numerischen Untersuchung ist in Anhang B.2 abgebildet.

	$\dot{m}_1$ [ $\frac{kg}{s}$ ]	$p_{t1}$ [kPa]	$T_{t1}$ [K]	$\alpha_1$ [°]	$Tu_1$ [%]	$\ell_t$ [m]	$\frac{\dot{m}_{ab}}{\dot{m}_1}$ [%]	$p_D$ [kPa]	$Ma_{St}$ [-]
Exp.	5.0	$\leq 250.0$	300.0	15.0	–:–	–:–	8.0	–:–	0.26
Rechnung	5.0	$\leq 250.0$	300.0	15.0	2.0	0.003	8.0	222.0	0.26

Tabelle 5.7: Randbedingungen Abblase–Luftsystem

Der bei  $\dot{m}_1 = 5.0 \frac{kg}{s}$  geförderten Luftmassenstrom hinter dem Drallgitter gemessene Totaldruck der Zuströmung beträgt  $p_{t1} \leq 250000 Pa$ . Die maximal gemessenen Zuström–Machzahlen liegen im Bereich von  $Ma_1 \leq 0.5$ . Aufgrund variierender Messwerte an der Dreiloch–Sonde und der Annahme homogener Zuströmbedingungen wird in den Simulationen der geförderte Massenstrom als Eintrittsrandbedingung vorgegeben. Die gewünschte Abblaserate wird durch Vorgabe des abzublasenden Massenstroms am Austritt des Entnahmestutzens eingestellt. Tab. 5.7 fasst die gewählten Randbedingungen zusammen. Da dem System keine zusätzliche Energie oder Masse zugeführt wird, ist bei der Bestimmung der Randbedingungen  $\Delta T_t = 0$  zwischen Eintritt und Austritt einzuhalten. Der mittlere Drosseldruck  $p_D = 222000 Pa$  am Austritt des Axialkanals ist iterativ mit dem Ziel gleicher Abström–Machzahlen am Stutzenaustritt  $Ma_{St}$  in Messung und Rechnung bestimmt worden. Der Turbulenzgrad  $Tu_1$  und das turbulente Längenmaß  $\ell_t$  der Zuströmung sind im Vorfeld abgeschätzt worden, s. Anhang C.2.<sup>8</sup> Die Zuström–Reynoldszahl bezogen auf die Sehnenlänge der Leitrad-schaufeln beträgt  $Re_1 \approx 350000$ . Für die numerischen Untersuchungen wurde der Betriebspunkt bei einer Abblaserate von  $M = 8\%$  des Gesamtmassenstroms gewählt. Dabei handelt es sich um den Auslegungspunkt des Windkanalmodells [25], [121], in dem sich im Experiment reproduzierbar ein stabiles Ein–Wirbelsystem im Verteilerkanal ausbildet (s. Abb. 5.25).

### 5.4.1 Vergleich mit dem Experiment

Zunächst sollen als erstes die Wanddruckverläufe komponentenweise diskutiert werden. Eine detaillierte Analyse der Wirbelströmung im Verteilerkanal folgt dann in Kap. 5.4.3. Abb. 5.19 zeigt exemplarisch für alle Umfangspositionen die Druckverläufe auf der Nabe des Axialkanals unterhalb des Abblaseschlitzes und an der stromaufwärtigen Schlitzwand bei Abblaseraten  $M = 8\%$  und  $M = 12\%$ . Die Drücke sind dimensionslos im Verhältnis zum statischen Druck einer Messebene [118].

<sup>8</sup>Messungen zur Turbulenz liegen aufgrund technischer Beschränkungen im Versuchsaufbau nicht vor.

der Zuströmung  $p_1$  aufgetragen.<sup>9</sup> Beide Rechnungen geben die Strömungsverhältnisse in guter Übereinstimmung mit dem Experiment wieder. Die Druckverläufe auf der Axialkanalnabe zeigen, dass es unter den gegebenen geometrischen Verhältnissen bei moderaten und hohen Abblaseraten zu keiner Strömungsablösung auf der Nabe im primären Luftpfad kommt (Abb. 5.19 (a)). Der Druckanstieg entlang der Nabe ist kontinuierlich bedingt durch die Luftabzapfung hervorgerufen.

An der stromaufwärtigen Schlitzwand ist die Strömung infolge der starken Umlenkung und der scharfen Schlitz Eintrittskante vollständig abgelöst. Dies ist an dem ausgeprägten Druckplateau erkennbar (Abb. 5.19 (b)). Das Ablösegebiet erstreckt sich bis zu zwei Drittel der Schlitzbreite in den Abblaseschlitz hinein und führt zu einer düsenartigen Durchströmung des Schlitzes. Die geringe Schlitzhöhe verhindert das vorzeitige Wiederanlegen der Strömung. Nahe dem Schlitzaustritt lokalisiert das Druckmaximum die Stelle, an der aus dem Verteilerkanal einströmendes, höherenergetisches Fluid an der Schlitzwand anlegt (s. auch Abb. 5.26). Die im Vergleich zur Messung niedrigeren Druckverhältnisse der Simulationen sind auf die ausgedehnter vorhergesagten Ablösungen und die daraus resultierenden höheren Durchströmgeschwindigkeiten im effektiven Schlitzquerschnitt zurückzuführen. In der Literatur sind die Schwierigkeiten bei der Berechnung von Ablösungen mit geometrisch definiertem Ablösepunkt und starken positiven Druckgradienten bekannt [66]. Innerhalb der Ablösung wird dies auf ein übertrieben berechnetes turbulentes Längenmaß zurückgeführt. Beim SST Modell verstärkt die Begrenzung der Turbulenzproduktion in der *vena contracta*, wodurch ein verminderter Impulsaustausch quer zur Hauptströmungsrichtung stattfindet, den Effekt zusätzlich. Der Produktionsterm im Reynoldsspannungsmodell ist dagegen exakt formuliert. Hier ist es vermutlich der Druck–Scher–Korrelationsterm, der für die Isotropisierung der anfänglich stark anisotropen Turbulenz und deren Umverteilung auf die einzelnen Normal– und Scherspannungskomponenten verantwortlich ist, als zusätzliche Fehlerquelle anzusehen.

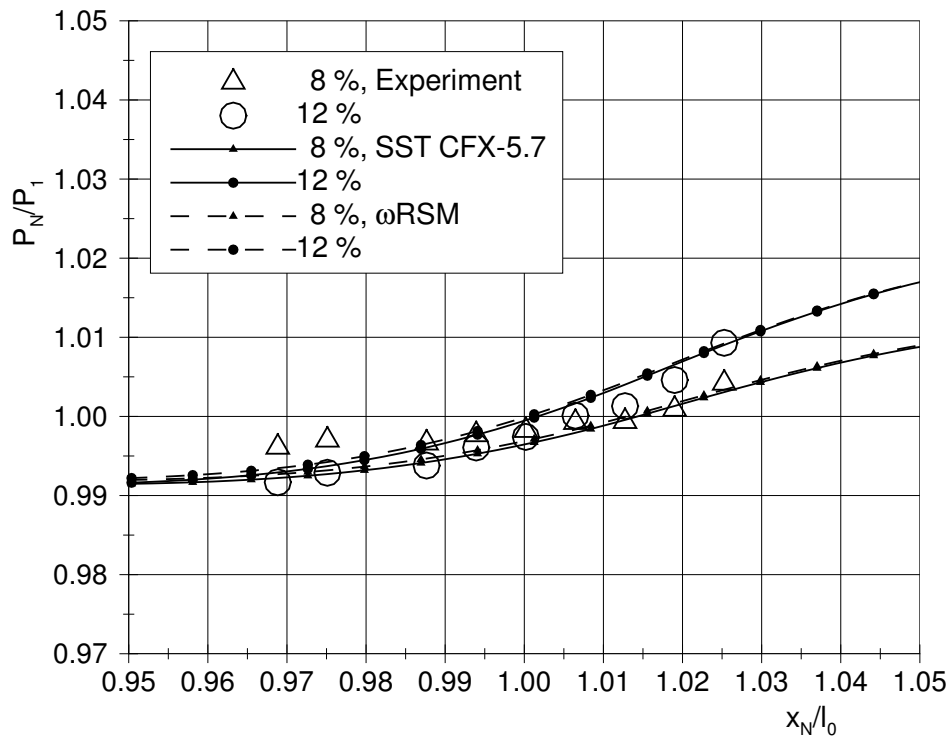
	Exp.	SST	$\omega$ RSM
$c_{d_{Schlitz}}$	0.1660	0.1744	0.1745
$c_{d_{Stutzen}}$	0.8023	0.7568	0.7408

Tabelle 5.8: Durchflußkoeffizienten Abblase–Luftsystem,  $M = 8\%$

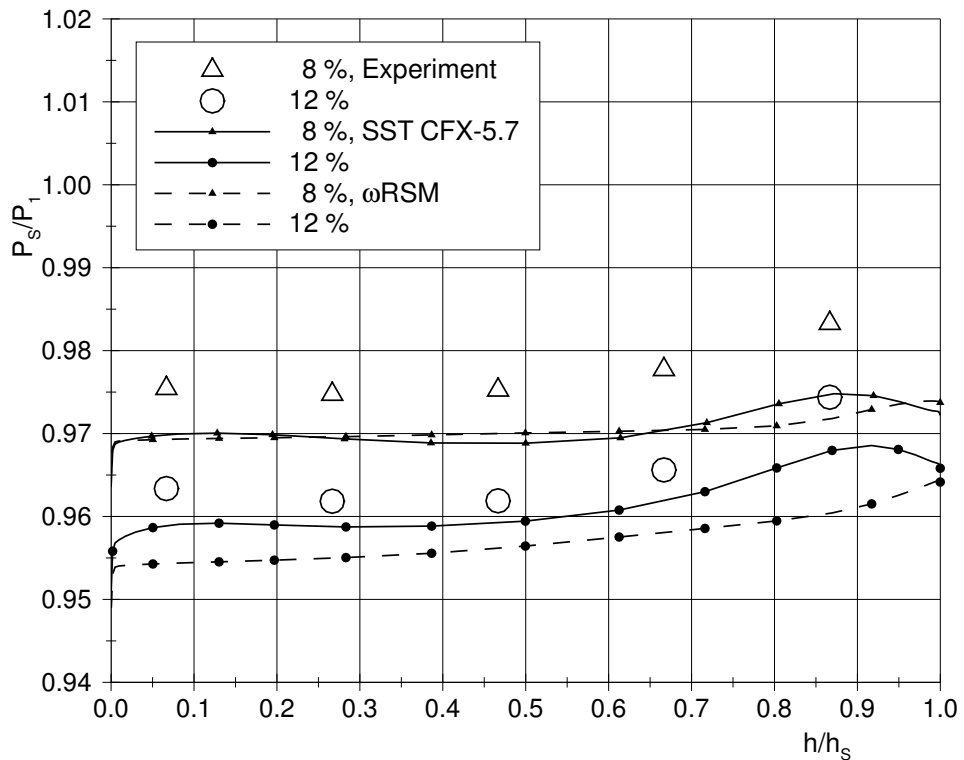
Trotz der im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen höheren Komponentenverluste liegen die Durchflußkoeffizienten<sup>10</sup> aus den Simulationen in guter Übereinstimmung mit dem experimentell ermittelten Wert (Tab. 5.8). Die Abweichungen beim Durchsatz betragen lediglich  $\leq 1\%$ , da das treibende Druckverhältnis über dem Abblaseschlitz  $\bar{p}_V/p_{t1}$  in den Simulationen gut vorhergesagt wird. Mit steigender Abblaserate dehnt sich das Ablösegebiet im Schlitz weiter aus und die Verblockung der durchströmbar Fläche nimmt zu.

<sup>9</sup>An der Nabe ist die Lauflänge  $x_N$  mit der Bezugslänge  $l_0$  derart normiert, dass sich der Abblaseschlitz von  $0.975 \leq x_N/l_0 \leq 1.0$  erstreckt.

<sup>10</sup>Der Durchflußkoeffizient über dem Abblaseschlitz wurde mit Hilfe des Totaldrucks der Zuströmung und des Drucks in Bodennähe an der stromaufwärtigen Verteilerkanalwand abgeschätzt.



(a) Nabe Axialkanal



(b) stromaufwärtige Schlitzwand

Abbildung 5.19: Wanddrücke im Axialkanal und Abblaseschlitz

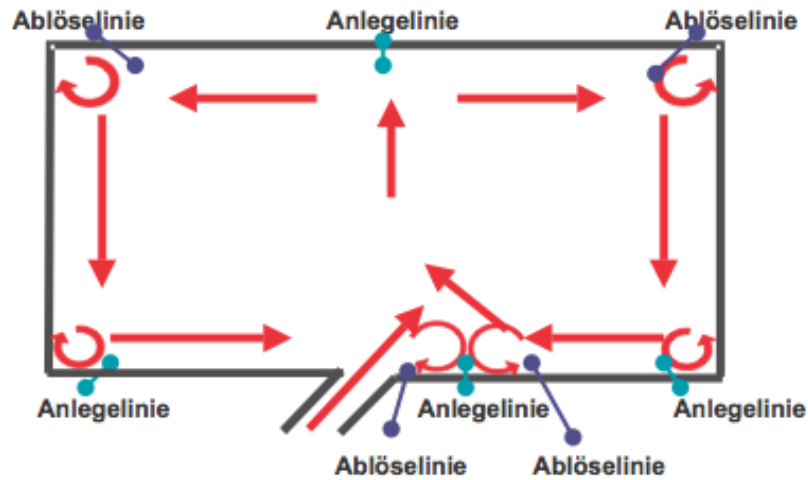
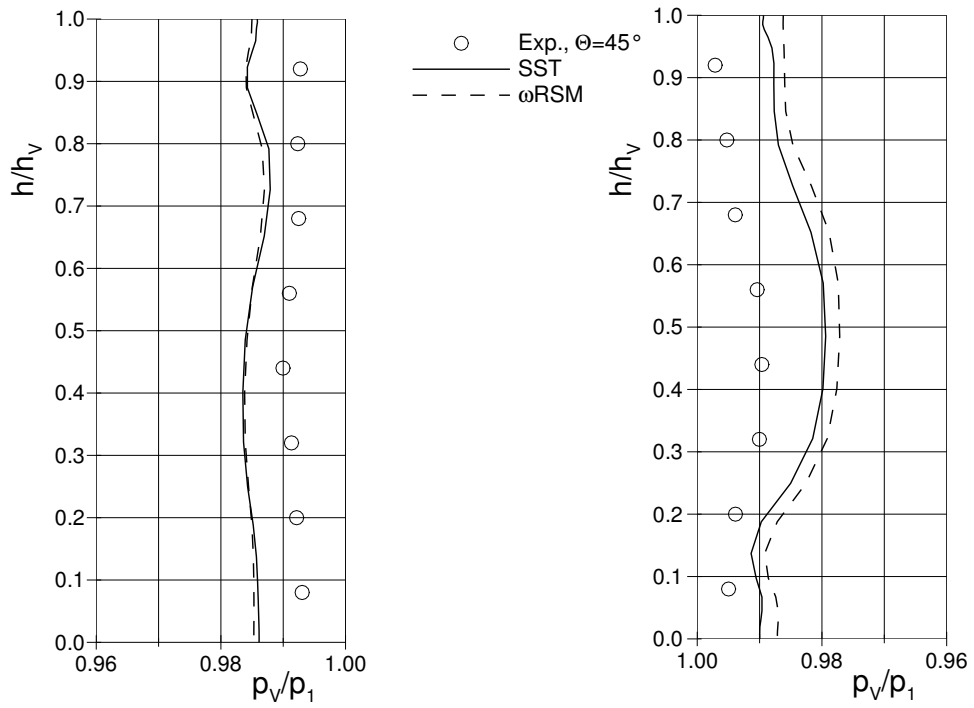


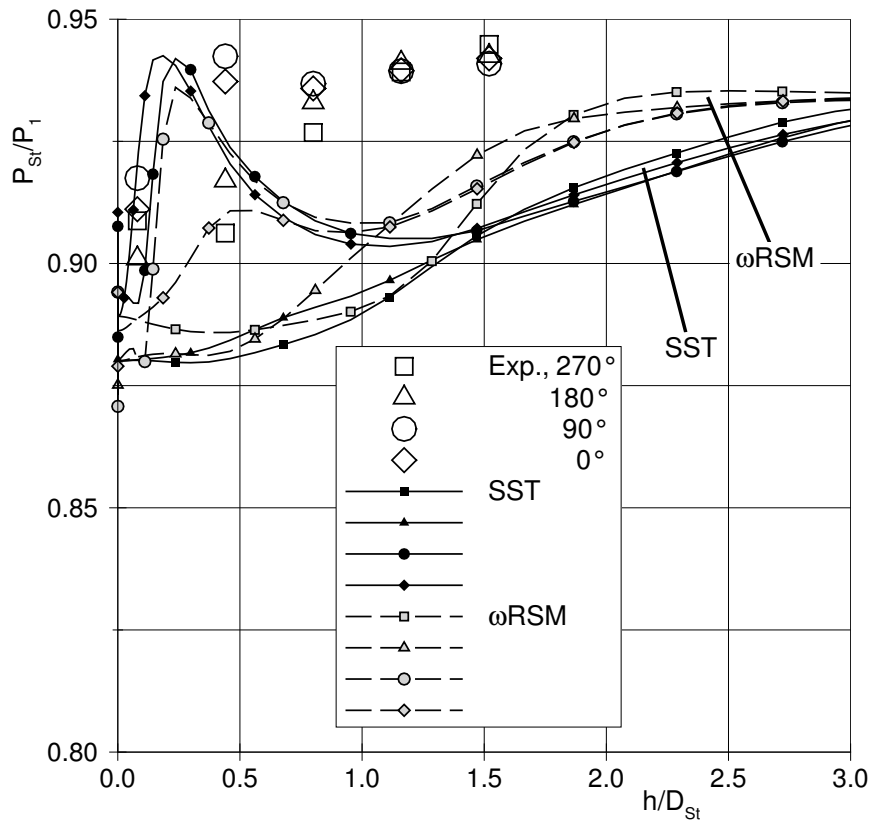
Abbildung 5.20: Prinzipdarstellung der Strömungstopologie im Verteilerkanal bei der Ausbildung eines Zwei-Wirbelsystems [121]

Das Fluid aus dem Abblaseschlitz wird mit dem Drall der Zuströmung in den Verteilerkanal eingeblasen. Die rechteckige, geschlossene Form des umlaufenden Verteilerkanals zwingt dem Fluid eine in Richtung des Dralls ausgerichtete, spiralförmige Rotationsbewegung auf. Tatsächlich können sich, abhängig davon, ob das eingeblasene Fluid aus dem Abblaseschlitz entlang des Verteilerkanalbodens anliegt oder nicht, sich in Verteilerkanal Ein- oder Zwei-Wirbelsystem ausbilden. In Abb. 5.20 ist die Ausbildung eines Zwei-Wirbelsystems im Verteilerkanal schematisch dargestellt. Der eingeblasene Abblasestrahl ist aufgestellt und folgt seiner Einblaserichtung ohne am Verteilerkanalboden anzulegen. Er trifft auf die Verteilerkanaldecke, wodurch sich ein gegeneinander rotierendes Wirbelpaar im Verteilerkanal ausbildet. In den Ecken des Verteilerkanals bilden sich sog. Eckenwirbel aus. Zum Strömungsausgleich bildet sich zudem ein weiteres, bedeutend kleineres gegeneinander rotierendes Wirbelpaar am Verteilerkanalboden zwischen Abblasestrahl und dem stromaufwärtigen Wirbelast aus. Würde der Abblasestrahl bei der Einblasung in Richtung Verteilerkanalboden umgelenkt werden, würde sich dagegen nur ein einzelner großräumig rotierender Wirbel im Verteilerkanal ausbilden.

Abb. 5.21 (a) zeigt die Wanddruckverläufe an beiden Seitenwänden des Verteilerkanals zwischen zwei Entnahmestutzen bei  $\Theta = 45^\circ$ . Die bauchigen Druckprofile an beiden Seitenwänden sind typische Merkmale der rotierenden Innenströmung. Anhand der Druckprofile läßt sich jedoch nicht ablesen, ob es sich im Verteilerkanal um ein Ein- oder Zwei-Wirbelsystem handelt. Die niedrigeren statischen Druckverhältnisse in den Rechnungen weisen dagegen auf ein höheres Geschwindigkeitsniveau im Verteilerkanal gegenüber den experimentellen Untersuchungen hin, wobei die Lage der jeweiligen Druckminima im Bereich von  $h/h_V = 0.4 - 0.5$  nahezu identisch mit den Messergebnissen sind. Zudem zeigen die Rechenergebnisse ausgeprägte Eckenablösungen an der stromaufwärtigen Verteilerkanaldecke ( $h/h_V = 0.8 - 1.0$ ), die so nicht aus dem gemessenen Druckverlauf abzulesen sind.



(a) Verteilerkanal Seitenwände, links: stromauf rechts: stromab



(b) Entnahmestutzen

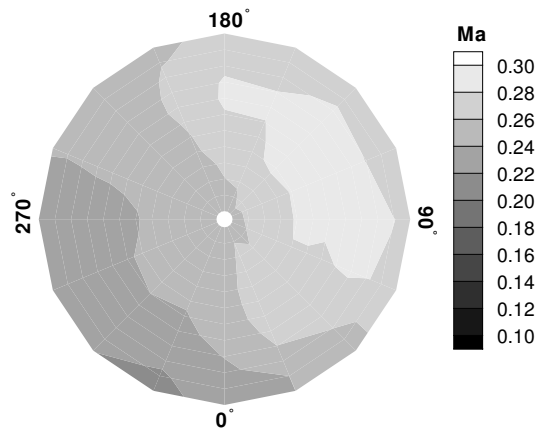
Abbildung 5.21: Wanddrücke im Verteilerkanal und Entnahmestutzen,  $M = 8\%$

Der Einströmvorgang in die Entnahmestutzen vollzieht sich dreidimensional, inhomogen und aufgrund der rotierenden Strömung im Verteilerkanal richtungsabhängig. Bezogen auf das Koordinatensystem des Entnahmestutzens sollte bei einem einfachen Wirbelsystem im Verteilerkanal und idealer Drallfortsetzung die Haupteinströmrichtung bei  $\theta = 195^\circ$  liegen (vgl. Abb. 5.27). Tatsächlich zeigen die Wanddruckverläufe in Abb. 5.21 (b) übereinstimmend, dass die Zuströmung in den Entnahmestutzen hauptsächlich aus dem Sektor um  $\theta = 180^\circ - 270^\circ$  erfolgt. In direkter Nähe zur Stutzeintrittskante bis  $h/D_{St} \leq 0.5$  weisen Messung und Rechnungen ähnliche, charakteristische Wanddruckverläufe beim Einströmen in den Stutzen auf. Das Druckplateau entlang der Umfangsposition  $\theta = 270^\circ$  kennzeichnet eine Strömungsablösung infolge der starken Umlenkung an der spitzen, rechtwinkligen Eintrittskante zwischen Verteilerkanaldecke und Entnahmestutzen. An den Umfangspositionen  $\theta = 0^\circ$  und  $90^\circ$  bedeuten lokale Druckmaxima, dass energiereiches, aus dem Verteilerkanal einströmendes Fluid beim Einströmen umgelenkt wird und auf die gegenüberliegende Stutzenwand trifft. Der Druckverlauf entlang der Umfangsposition  $\theta = 180^\circ$  deutet in den Messungen auf ein direktes Einströmen von Fluid aus dem Abblaseschlitz unmittelbar unterhalb des Entnahmestutzens hin. In den Rechnungen ist die Strömung dagegen an der Umfangsposition  $\theta = 180^\circ$  zunächst bis ca.  $h/D_{St} \approx 0.5$  abgelöst. Hier wird im Gegensatz zum Experiment die beschleunigte Strömung aus dem stromaufwärtigen, wandnahen Bereich unterhalb der Verteilerkanaldecke stark umgelenkt. Es bildet sich im Bereich um  $\theta = 180^\circ$  bis  $\theta = 270^\circ$  eine zusammenhängende Ablösezone an der Stutzeintrittskante aus. Als Folge entstehen sowohl in der Rechnung mit dem SST als auch mit dem  $\omega$ RSM Modell zwei gegeneinander rotierende Zirkulationszellen innerhalb des Entnahmestutzens.

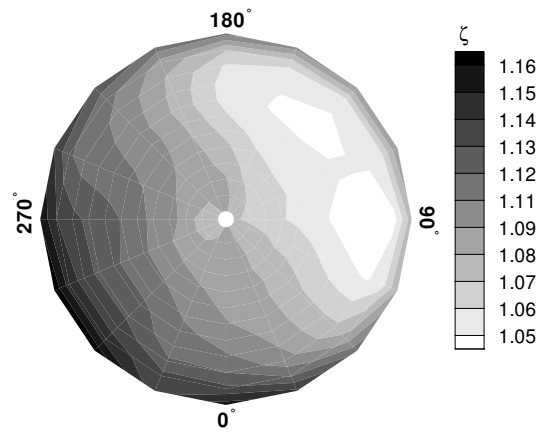
Abb. 5.22 zeigt die Verteilungen der Machzahl und der Totaldruckverluste am Stutzenaustritt bei  $h/D_{St} \approx 4.5$ . Zur besseren Darstellung sind die einzelnen Konturverläufe der Totaldruckverluste unterschiedlich skaliert. Die Messergebnisse zeigen hier eine nahezu ausgeglichene Strömungsverteilung am Stutzenaustritt. Dies korrespondiert mit den gemessenen Wanddruckverteilungen, in denen bereits ab  $h/D_{St} = 1.5$  gleiche Wanddrücke über dem Umfang anliegen. Sowohl die Machzahl-, als auch die Totaldruckverteilungen aus den Simulationen weisen am Stutzenaustritt hingegen noch deutliche Spuren der Sekundärströmungen, die aus der Stutzeinströmung resultieren, auf. Wie ebenfalls die Wanddruckverläufe bereits zeigen, ist die Strömungsausmischung in der  $\omega$ RSM Rechnung bis zum Stutzenaustritt weiter vorangeschritten als in der SST Rechnung. Die zweidimensionalen Stromlinienverläufe in Abb. 5.23 verdeutlichen die Unterschiede in den Sekundärströmungen. Während in der  $\omega$ RSM Rechnung nur noch eine Zirkulationszelle am Stutzenaustritt vorhanden ist, sind in der SST Rechnung weiterhin zwei gegeneinander rotierende Zirkulationszellen existent. Rotationsbedingt sind die Zellen entgegen dem Uhrzeigersinn gewandert. Die größere Zirkulationszelle hat sich dabei aus dem energiearmen Fluid aus dem Ablösegebiet am Stutzeintritt gebildet. Die kleinere Zirkulationszelle wird dagegen aus der energiereicheren, umgelenkten Verteilerkanalströmung gespeist. Die Sekundärströmungen vermindern den durchsetzbaren Massenstrom. Die Durchflüßkoeffizienten<sup>11</sup> vom Entnahmestutzen liegen daher in den Rechnungen auch bis zu etwa 6 % niedriger als in der Messung (s. Tab. 5.8). Der abgeblasene Massenstrom und die mittlere Austritts-Mach-

<sup>11</sup>Aufgrund der geringen Machzahl wurde der Totaldruck im Verteilerkanal gleich dem Druck an der stromaufwärtigen Verteilerkanalwand gewählt.

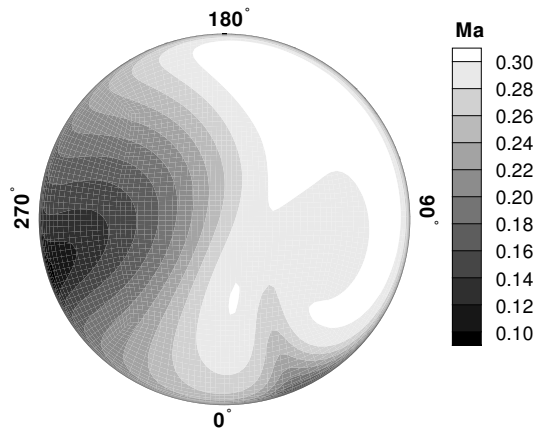




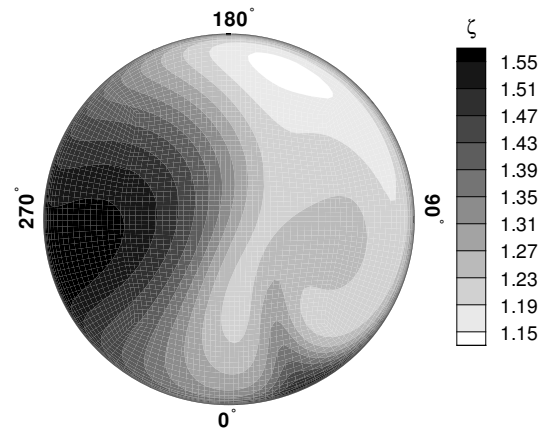
(a) Ma, Exp. Schwarz [119], [121]



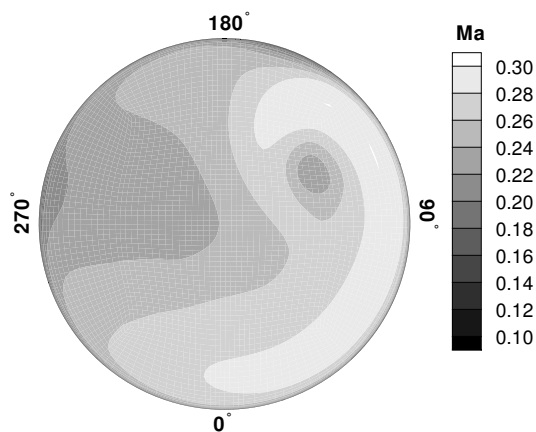
(d)  $\zeta$ , Exp. Schwarz [119], [121]



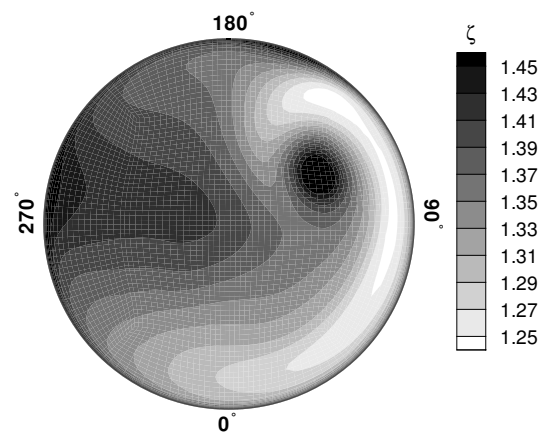
(b) Ma, SST Modell



(e)  $\zeta$ , SST Modell

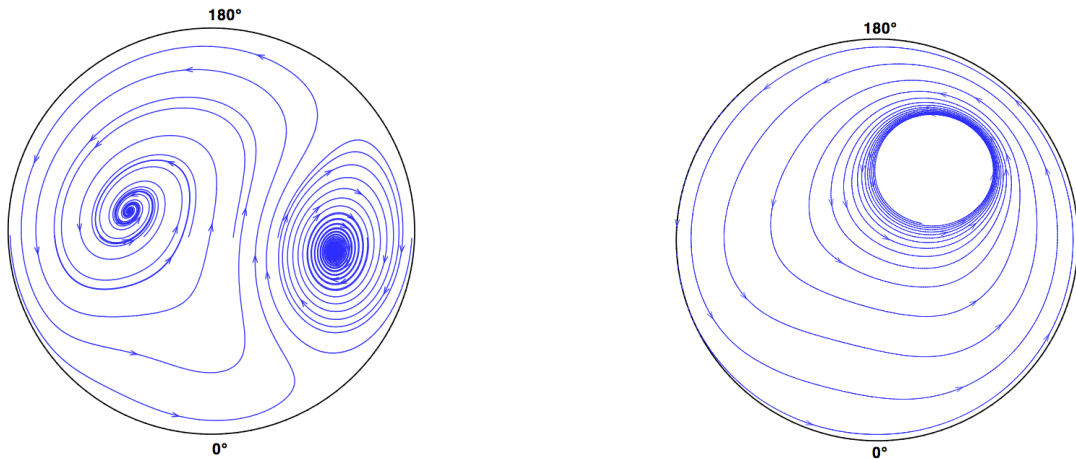


(c) Ma,  $\omega$ RSM Modell



(f)  $\zeta$ ,  $\omega$ RSM Modell

Abbildung 5.22: Verteilung von Ma-Zahl (a)–(c) und Totaldruckverlust (d)–(f) im Entnahmesutzen ( $h/D_{St} = 4.52$ ),  $M = 8\%$



(a) 2D–Stromlinienverlauf, SST Modell

(b) 2D–Stromlinienverlauf,  $\omega$ RSM Modell

Abbildung 5.23: Sekundärströmung am Austritt Entnahmestutzen ( $h/D_{St} = 4.52$ ),  $M = 8\%$

zahl  $Ma_{St} \approx 0.26$  sind aber, da sie als Randbedingungen für die Simulationen vorgegeben sind, identisch mit den Messwerten.

	$p_{St}/p_1$	$\zeta$	$\Delta p/q_{bez}$	$Ma_{St}$
Exp.	0.937	1.09	0.328	0.260
SST	0.913	1.34	0.656	0.263
$\omega$ RSM	0.909	1.37	0.682	0.258

Tabelle 5.9: Beurteilungsparameter Abblase–Luftsystem,  $M = 8\%$

Tab. 5.9 faßt die dimensionslosen Beurteilungsparameter für das gesamte Abblase–Luftsystem zusammen. Austritts–Machzahl  $Ma_{St}$  und statische Druckverhältnis  $p_{St}/p_1$  stimmen gut mit den experimentellen Ergebnissen überein. Der Druckverlustbeiwert  $\Delta p/q_{bez}$  und die Totaldruckverluste  $\zeta$  werden von den Simulationen jedoch deutlich zu hoch vorhergesagt, wobei die  $\omega$ RSM Rechnung die höheren statischen Druckverluste und aerodynamischen Verluste vorher-sagt. Die hohen Verluste in den Simulationen resultieren im wesentlichen aus den Defiziten der verwendeten Turbulenzmodelle die Strömungsablösungen an den scharfen Eintrittskanten vom Abblaseschlitz und Entnahmestutzen korrekt wieder zu geben. Im Entnahmestutzen kommen zusätzlich noch die Verluste durch die starken Sekundärströmungen hinzu. Zur Kompensation der deutlich höheren Verluste unter Gewährleistung des geforderten Abblasemassenstrom sowie des Massenstromverhältnisses bei vorgegebener Stutzenaustritts–Machzahl mußte im Vergleich zur Messung in den Rechnungen das Eintrittsdruckniveau erhöht und die Zuström–Machzahl abgesenkt werden (s. hierzu Kap. 5.4.2).

## 5.4.2 Verifikation der Zuströmbedingungen und Komponentenverluste

In den vorliegenden Simulationen des Abblase–Luftsystems sind die Zuströmbedingungen zur Erreichung des geforderten Ausblasemassenstroms bei vorgegebener Austritts–Machzahl am Entnahmestutzen im Vergleich zur Messung durch erhöhte statische Drücke und reduzierten Zuström–Machzahlen gekennzeichnet. Da die Messwerte an der Dreilochsonde aufgrund der schwierigen Ausrichtung zur drallbehafteten Abströmung stromab des Leitradgitters eine hohe Streuung in den Mittelwerten zeigen, die Abströmgrößen am Entnahmestutzen dagegen stabil und hoch aufgelöst aufgenommen wurden, sind die Zuströmrandbedingungen für die Simulationen iterativ, bezogen auf die Austrittsbedingungen am Entnahmestutzen, bestimmt worden. Mit Hilfe der eindimensionalen Stromfadenanalyse auf Basis der gemittelten Abströmgrößen im Entnahmestutzen (Kap. B.3.1) wird im folgenden der Zusammenhang zwischen erhöhten statischem Eintrittsdruckniveau bei steigenden aerodynamischen Verlusten und konstant gehaltenen Abströmbedingungen, wie sie in den Simulationen auftreten, aufgezeigt. Ferner läßt sich bei vorgegebenen aerodynamischen Verlusten mit der Stromfadenanalyse auf die Zuströmbedingungen  $p_{t1}$  und  $p_1$  zurückschließen.

Abb. 5.24 (a) zeigt für verschiedene Verlustbeiwerte  $\zeta$  die nach Gl. (B.5) berechneten mittleren Druckverhältnisse  $p_1/p_2$  aufgetragen über der Zuström–Machzahl  $Ma_1$ . Mit steigenden Verlusten und vorgegebener Zuström–Machzahl nimmt das notwendige statische Druckverhältnis zu. Zur Kompensation der höheren aerodynamischen Verluste muss demnach das Druckniveau der Zuströmung ansteigen, um die geforderten Abströmbedingungen erreichen zu können. Der Totaldruck der Zuströmung läßt sich nach Gl. (B.9) in Abhängigkeit der Machzahl für die Abblaserate  $M = 8\%$  und dem Flächenverhältnis zwischen Stutzenaustritt und Zuströmung  $F = 0.14643$  abschätzen. In Abb. 5.24 (b) sind die Verläufe der Totaldruckverhältnisse  $p_{t1}/p_{t2}$  unter Annahme eines Sekundärströmungswinkel am Stutzenaustritt von  $\gamma_{sek} = 0^\circ$  beispielhaft für zwei Verlustbeiwerte aufgetragen. Wird ferner angenommen, dass die Messung des statischen Druckes der Zuströmung hinreichend genau ist und der statische Druckabfall vom Zuströmrand zur ersten Druckmessstelle auf der Nabe vergleichbar zwischen Messung und Simulation ist, ergibt sich für die theoretische Massenstromdichte von  $\dot{m}_1/A_1 = 372.88$  nach Gl. (B.8) eine korrigierte Zuström–Machzahl von  $Ma_1 \approx 0.455$ . Das resultierende Totaldruckverhältnis in der Messung würde dann  $p_{t1}/p_{t2} = 1,1747$  bei einem aerodynamischen Verlustbeiwert von  $\zeta = 1.1234$  betragen.

In Tab. 5.10 sind die korrigierten Verluste in der Zeile Exp.\* den ursprünglich aus den Messwerten bestimmten Verlustbeiwerten sowie den Verlustverteilungen aus den Simulationen gegenüber gestellt. Die aerodynamischen Gesamtverluste sind demnach um 3% höher als für die Messungen ursprünglich ausgewiesen. Totaldruck und Machzahl in der Zuströmung werden nach der Stromfadenanalyse für die Messungen um  $-3.2\%$  bzw.  $-7.1\%$  niedriger abgeschätzt. Trotz der Korrektur der aerodynamischen Verluste liegen die Gesamtverluste aus der Messung weiterhin ca. 20% unterhalb der von den Simulationen vorhergesagten Verluste. Die prozentuale Verteilung der Einzelverluste über den Strömungskomponenten<sup>12</sup> zeigt jedoch für Mes-

<sup>12</sup>Da die Machzahl im Verteilerkanal klein ist, wurde zur Abschätzung der Komponentenverluste der Totaldruck dem statischen Druck gleichgesetzt. Zur Bestimmung des Verlustbeiwertes über dem Abblaseschlitz  $\zeta_S$  wurde der Druck an der ersten Messposition (Kanalboden) auf der stromaufwärtigen Verteilerkanalwand verwendet, für den

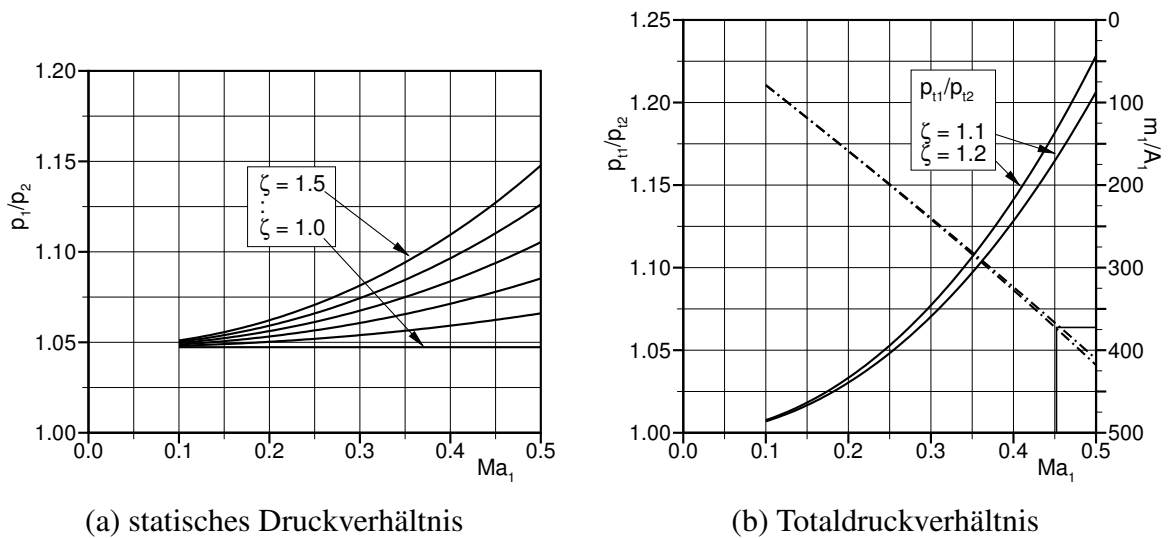


Abbildung 5.24: Verifikation der Zuströmbedingungen in Abhängigkeit der aerodynamischen Verluste

sung und Simulationen übereinstimmende Trends auf. Über 80 % der Verluste werden über dem Abblaseschlitz mit der scharfen Umlenkung am Eintritt erzeugt. Hier treten auch die mit Abstand größten Abweichungen bei den Komponentenverlusten auf. Die Verluste über dem Abblaseschlitz werden von den Simulationen übereinstimmend etwa 16 % höher bestimmt als in der Messung. Dies ist auf die stärkere Strömungsablösung an der scharfen Schlitz Eintrittskante in den Simulationen zurückzuführen. Aufgrund der deutlich geringeren Geschwindigkeit sind die Verluste über den Entnahmestutzen bedeutend niedriger als die Verluste über dem Abblaseschlitz. Sie bewegen sich in einem Bereich zwischen 14 – 17 % der Gesamtverluste. Die Verluste im Verteilerkanal sind mit < 1 % Anteil an den Gesamtverlusten sehr gering. Der Verteilerkanal ist das Verbindungsglied zwischen der Luftabzapfung und Luftentnahme und soll daher lediglich statischen Druck transportieren. Über seine Schnittstellen zum Abblaseschlitz und Entnahmestutzen steht er jedoch in direkter Wechselwirkung zum Strömungsverhalten der übrigen Komponenten und beeinflusst somit direkt deren Verlustverhalten. Die Strömung im Verteilerkanal bestimmt den Gegendruck im Abblaseschlitz und ist maßgeblich für das Einstromverhalten in den Entnahmestutzen verantwortlich. Von daher bedarf der Verteilerkanal besondere Beachtung in der Betrachtung des Gesamtsystems.

Verlustbeiwert über dem Entnahmestutzen  $\zeta_{st}$  die letzte Messposition (Kanaldecke). Der Verlustbeiwert über dem Verteilerkanal  $\zeta_V$  ergibt sich aus der Summation aller Teilverluste

$$\zeta_V = \zeta - \zeta_S - \zeta_{st}$$

	$\zeta$	$\zeta_S$	$\zeta_V$	$\zeta_{St}$
Exp.	1.0904	0.9598	0.0038	0.1268
Exp.*	1.1234	0.9589	0.0047	0.1598
SST	1.3371	1.1208	0.0051	0.2113
$\omega$ RSM	1.3666	1.1200	0.0064	0.2403

Tabelle 5.10: Komponentenverluste im Abblase-Luftsystem,  $M = 8\%$

### 5.4.3 Strömung im Verteilerkanal

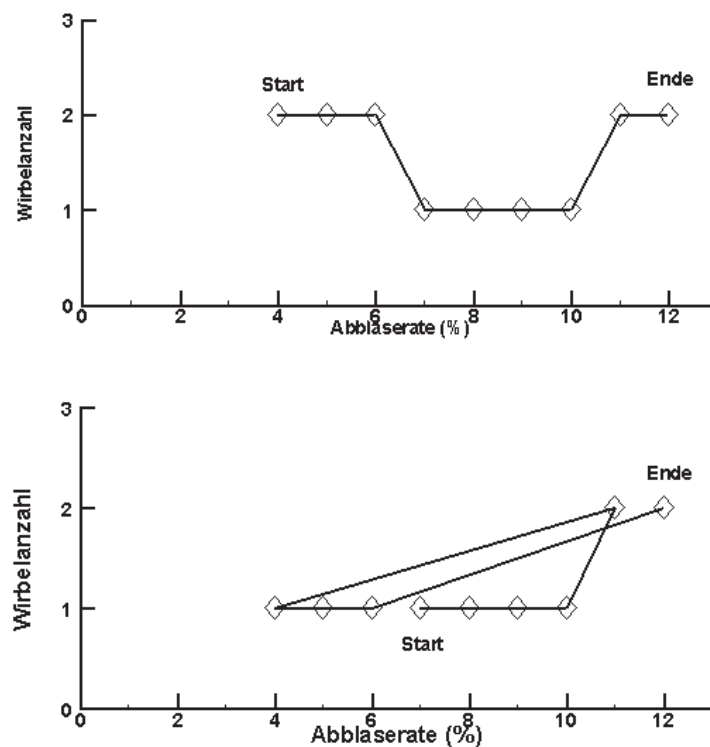


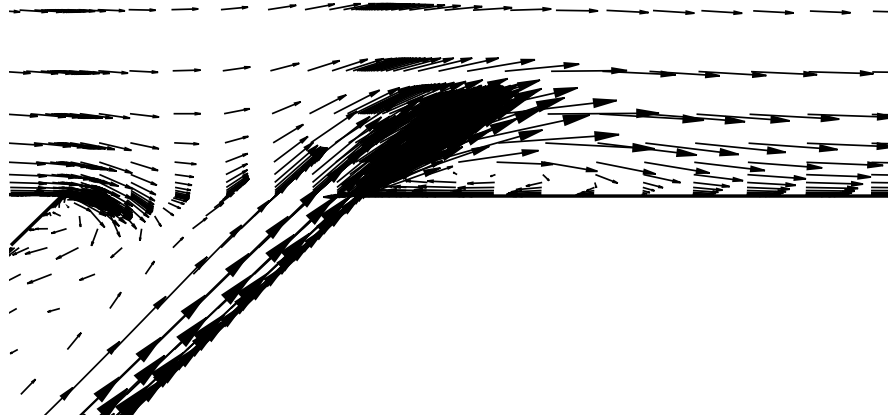
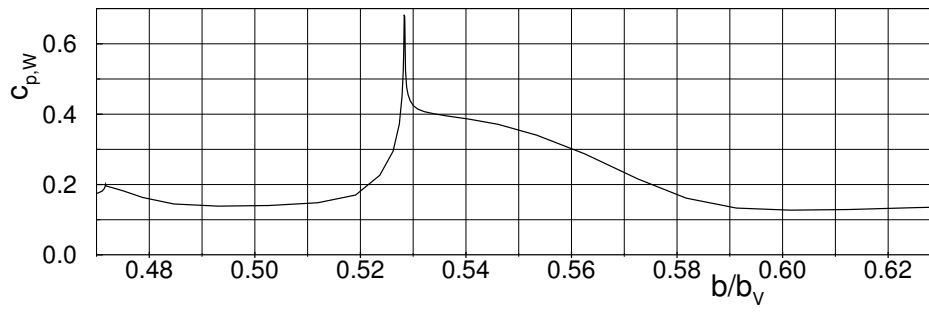
Abbildung 5.25: Anzahl der Wirbelsysteme im Windkanalversuch [24]

Das aus der Primärströmung abgeblasene Fluid wird kontinuierlich in den um den Axialkanal umlaufenden Verteilerkanal eingeblasen. Dabei bildet sich im Verteilerkanal entweder ein raumgreifendes Ein-Wirbel- oder Zwei-Wirbelsystem aus. Aus den experimentellen Ergebnisse in Abb. 5.25 läßt sich ablesen, dass die Ausbildung des Wirbelsystems im Verteilerkanal gerade bei kleinen Abblaseraten instabil ist. Je nachdem, ob der Betriebspunkt von Betriebspunkten mit hohen oder niedrigen Abblaseraten angefahren wird, bildet sich entweder ein Ein- oder ein Zwei-Wirbelsystem aus. Lediglich in Betriebspunkten nahe dem Auslegepunkt bei  $M = 8\%$  entsteht stabil ein Ein-Wirbelsystem, das mit steigenden Abblaseraten dann in ein Zwei-Wirbelsystem umschlägt. Verantwortlich dafür, welches Wirbelsystem sich ausbildet, ist

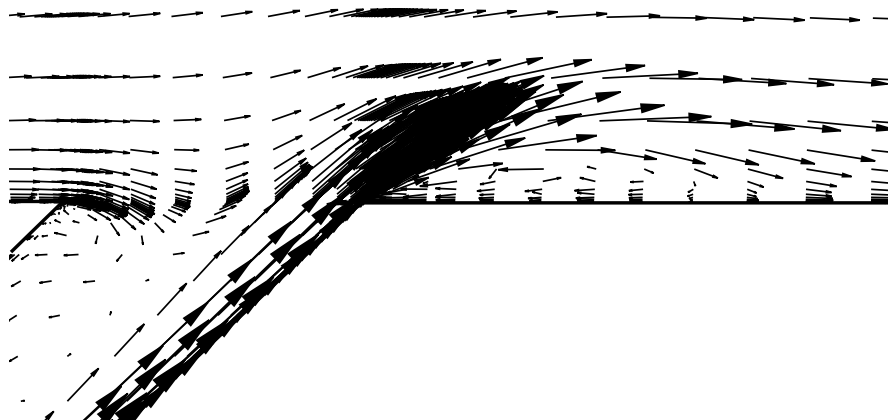
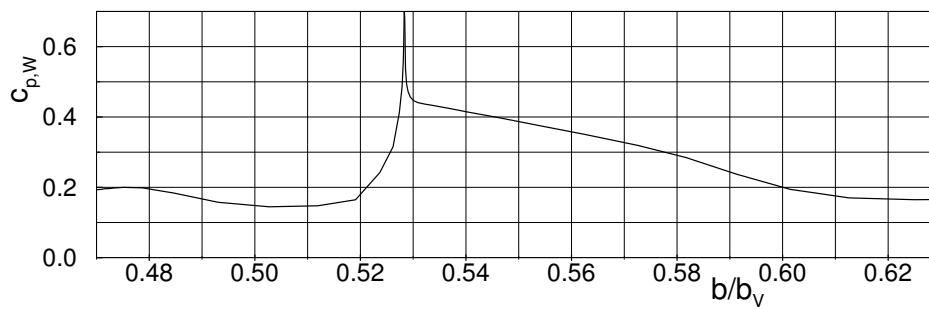
der sog. Coanda-Effekt. Der Coanda-Effekt beschreibt die Ablenkung eines Fluidstrahls entlang einer konvex gekrümmten Oberfläche in Richtung Wand [20], [99]. Bei der Einblasung aus dem umlaufenden Schlitz ist die Wirkung des Coanda-Effekts im wesentlichen vom Ausblasewinkel, dem Austrittsimpuls und der Balance zwischen der Zentrifugalkraft und der sich ausbildenden radialen Druckverteilung am Strahl abhängig. Ist die Druckdifferenz zwischen dem Druck im Verteilerkanal und dem Wanddruck unterhalb des Strahls ausreichend groß gegenüber der Zentrifugalkraft, wird der Strahl in Richtung Verteilerkanalboden umgelenkt, wobei eine Ablöseblase unterhalb des Strahls entsteht. Ein Ein-Wirbelsystem bildet sich aus. Ist der Strahlimpuls dagegen zu groß bzw. der Unterdruck zwischen Strahlrand und Verteilerkanalboden nicht ausreichend, behält der Strahl seine initiale Ausblaserichtung bei. Im Verteilerkanal bildet sich ein Zwei-Wirbelsystem mit gegeneinander rotierenden Wirbelkästen aus (s. Abb. 5.20).

Die Simulationsergebnisse in Abb. 5.26 zeigen in einer Ebene zwischen zwei Entnahmestutzen die Wirkung des Coanda-Effekts bei einer Abblaserate von  $M = 8\%$ . Deutlich ist zu erkennen, wie das ausgeblasene Fluid in Richtung Verteilerkanalboden umgelenkt wird, dort anlegt und sich in Übereinstimmung mit den experimentellen Erkenntnissen aus Abb. 5.25 ein Ein-Wirbelsystem im Verteilerkanal ausbildet. Im Strahl ist die Geschwindigkeit und der Druck höher als in der umgebenden Strömung. Am äußeren Strahlrand findet infolge der Reibungswirkung und der Turbulenz ein Masse- und Impulsaustausch statt, wobei Fluid aus dem Verteilerkanal mitgerissen und kinetische Energie im Strahl abgebaut wird. In Wandnähe ist der Fluidaustausch behindert, so dass ein Unterdruck entsteht. Im vorliegenden Fall, bei einer Abblaserate von  $M = 8\%$ , ist der erzeugte Unterdruck ausreichend groß, um die Strahlumlenkung einzuleiten. Unterhalb des Strahls bildet sich die Ablöseblase mit Rezirkulationzelle aus. Der Wiederanlegepunkt der Ablöseblase liegt in der SST Modellrechnung bei  $b/b_V \approx 0.59$ , in der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Modell wird der Wiederanlegepunkt bei  $b/b_V \approx 0.61$  vorhergesagt. Die etwas größere Ablöseblase in der  $\omega$ RSM Rechnung führt zu einem späteren Umlenken und leicht tieferen Eindringen des eingeblasenen Strahls im Verteilerkanal. Wird der Impulsstrom  $\dot{m}_{ab} \cdot \vec{v}_{ab}$  am Schlitzaustritt und damit die Fliehkraft zu groß, löst der ausgeblasene Strahl vom Kanalboden ab und es bildet sich ein Zwei-Wirbelsystem aus. Dies kann einerseits durch eine Steigerung der Abblaserate erfolgen oder aber die Ablösung am Schlitzaustritt wird zu stark, so dass die Geschwindigkeit im Schlitz bei gleichbleibender Abblaserate einen definierten Schwellwert überschreitet. Schwarz [121] detektierte in seinen experimentellen Untersuchungen bei einer Abblaserate von  $M = 12\%$  zuverlässig ein Zwei-Wirbelsystem, ein eindeutiger Schwellwert für die Strahlablösung vom Kanalboden konnte jedoch nicht festgelegt werden (vgl. dazu auch Abb. 5.25). Die korrekte Vorhersage der Ablösung im Abblaseschlitz sowie des Impuls- und Masseaustauschs am Strahlrand leistet folglich einen wesentlichen Beitrag bei der Ausbildung der Strömung im Verteilerkanal. Eine veränderte Strömung im Verteilerkanal würde in Folge dann auch die Einströmung in den Entnahmestutzen beeinflussen.

Der Drall aus der Zuströmung setzt sich im Verteilerkanal fort und legt die primäre Strömungsrichtung in Umfangsrichtung fest. Abb. 5.27 veranschaulicht anhand der berechneten Wand Schubspannungslinien an der Kanaldecke den Strömungsverlauf im Verteilerkanal. Zur besseren Orientierung sind die Winkelpositionen am Stutzen, die Drallrichtung der Zuströmung im Axialkanal als Pfeil sowie gestrichelte Linien für die Position der Auswerteebene bei  $\Theta = 15^\circ$



CFX-5.7: SST, M=8%



CFX-5.7:  $\omega$ RSM, M=8%

Abbildung 5.26: Einblasung in Verteilerkanal  $C_{p,W} = \frac{p_1 - p}{p_{t1} - p_1}$ ,  $\Theta = 15^\circ$ ,  $M = 8\%$

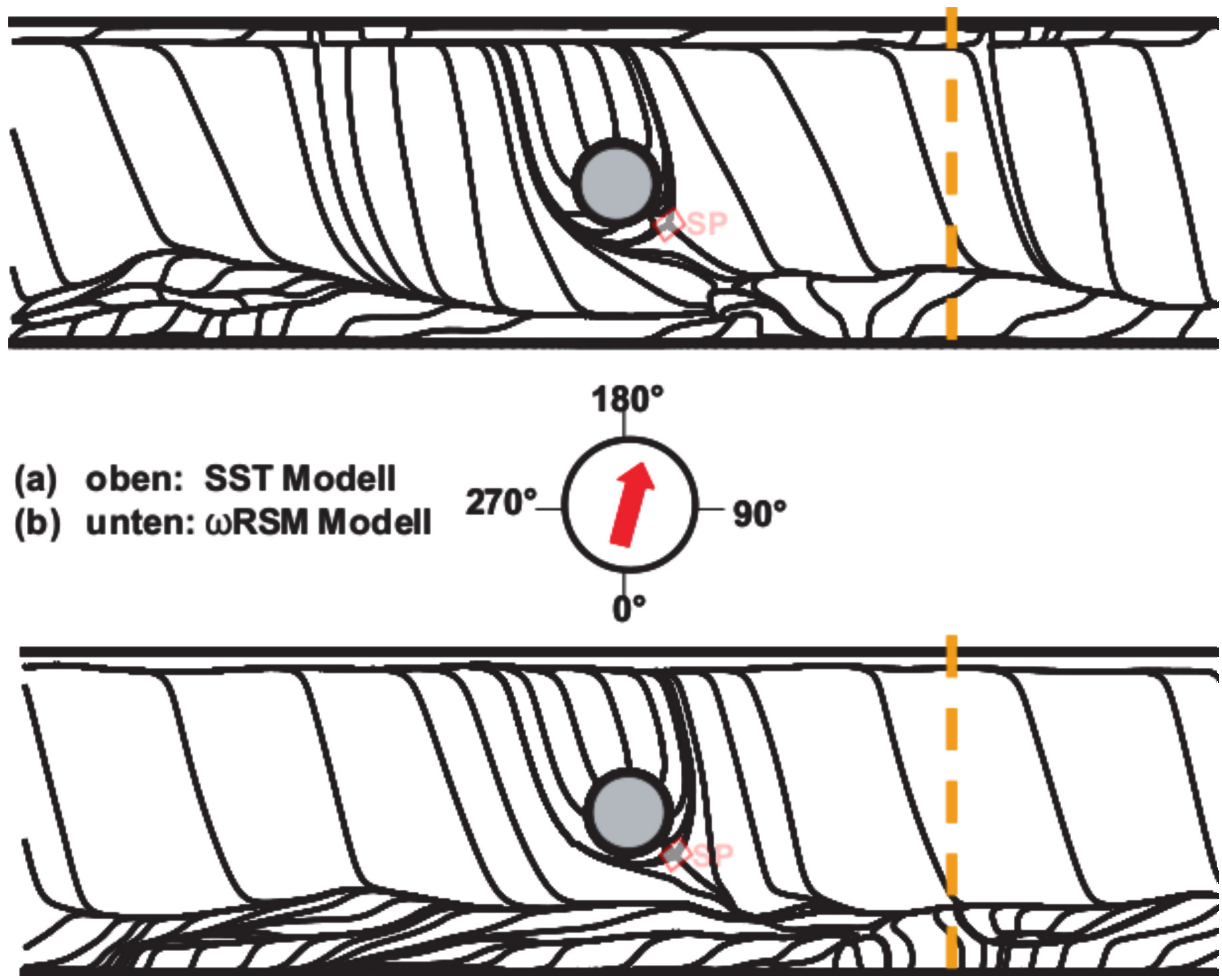


Abbildung 5.27: Wandschubspannungsverläufe Verteilerkanaldecke (Draufsicht)

stromab des Entnahmestutzens eingezeichnet. Die Wandschubspannungsverläufe zeigen das ausgedehnt rotierende und in Drallrichtung der Zuströmung spiralförmig umlaufende Ein-Wirbelsystem. Zu beiden Seiten der Wirbelformation bilden sich an den seitlichen Kanalberandungen zusätzliche, über den gesamten Umfang verlaufende Sekundärströmungen aus. An der stromab gelegenen Seitenwand handelt es sich hierbei um die Eckenablösung (vgl. Abb. 5.21 (a)). In der Umgebung des Entnahmestutzens ändert sich durch die Fluidentnahme das Strömungsbild im Verteilerkanal. Die Stutzenöffnung ist von einer U-förmigen Anlegelinie umschlossen, die in die Anlegelinie der Eckenablösung an der stromauf gelegenen Seitenwand mündet. Innerhalb dieses Gebietes verlaufen die Wandschubspannungslinien annähernd im  $15^\circ$  Winkel in Richtung Stutzenöffnung. Sie visualisieren die Stutzeneinströmung aus dem Verteilerkanal. Fluid aus dem im Verteilerkanal rotierenden Ein-Wirbelsystem strömt entlang der Kanalwände und aus dem Raum unterhalb des Stutzens in den Entnahmestutzen ein. Eine Einströmung direkt aus dem Abblaseschlitz unterhalb des Stutzens findet nicht statt. Das eingeblassene Fluid aus dem Abblaseschlitz befördert stromab des Entnahmestutzens die Neuausbildung



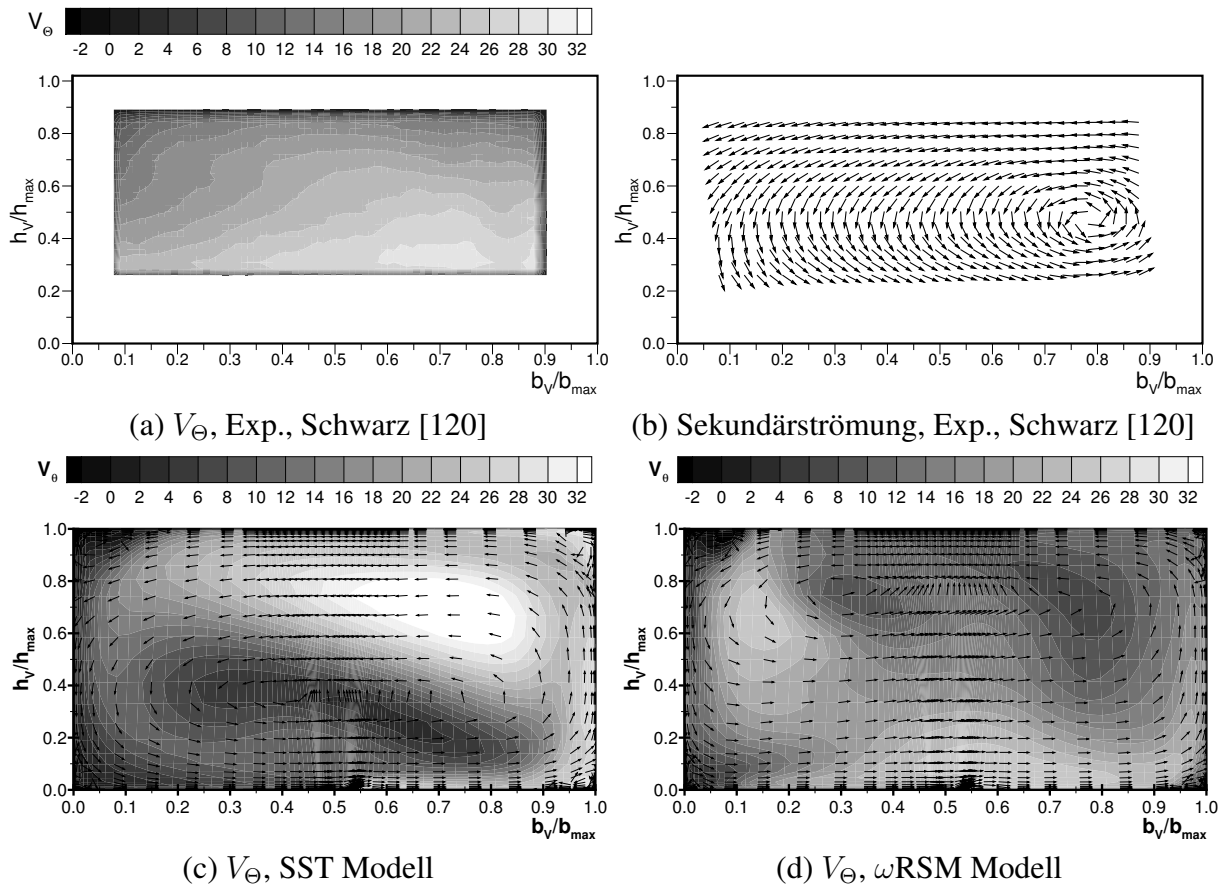
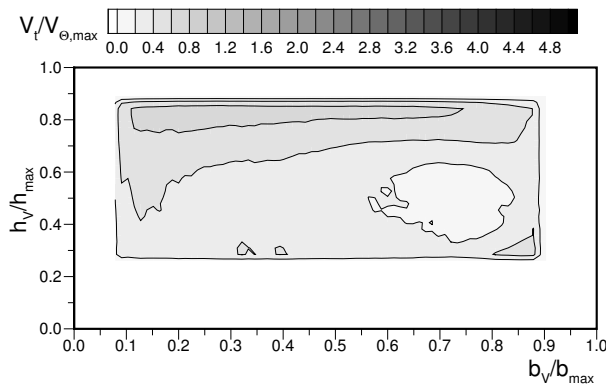


Abbildung 5.28: Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit  $V_\Theta$  im Verteilerkanal,  $\Theta = 15^\circ$ ,  $M = 8\%$

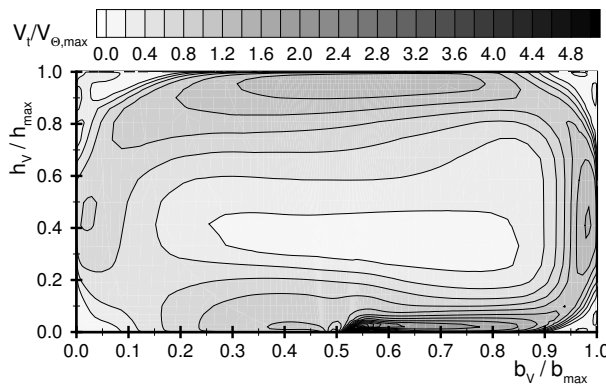
des raumgreifenden Wirbelsystems. Im Sektor zwischen  $0^\circ - 90^\circ$  des Stutzenkoordinatensystems zeigen die Wandschubspannungsverläufe einen Sattelpunkt  $SP$ , in dem sich die U-förmige Anlege- mit einer Ablöselinie kreuzen. Entlang des dem Stutzen zugewandten Abschnitts der Ablöselinie verläuft die lokale Rückströmungszone in Richtung Entnahmestutzen. Auf der anderen Seite der Anlegelinie löst die beschleunigte, deckennahe Strömung entlang der Ablöselinie von der Kanaldecke ab und wird in die Rotationsströmung stromab des Entnahmestutzens umgelenkt.

Abb. 5.28 zeigt die Strömungsvorgänge im Verteilerkanal an der Umfangsposition  $\Theta = 15^\circ$  in Drallrichtung stromab des Entnahmestutzens. Dargestellt sind die Verteilung der Umfangsgeschwindigkeit in Durchströmungsrichtung  $V_\Theta$  sowie das Richtungsfeld der Strömung in der Auswerteebene. Neben der sich über den gesamten Kanalquerschnitt erstreckende Wirbelströmung sind in den Simulationsergebnissen die Sekundärströmungsformationen in den Ecken der Verteilerkanaldecke ( $h_V/h_{max} \geq 0.8$ ) erkennbar.<sup>13</sup> Die höchsten Umfangsgeschwindigkeiten im Verteilerkanal mit  $V_\Theta \geq 35 \frac{m}{s}$  werden in der Rechnung mit dem SST Modell vorhergesagt.

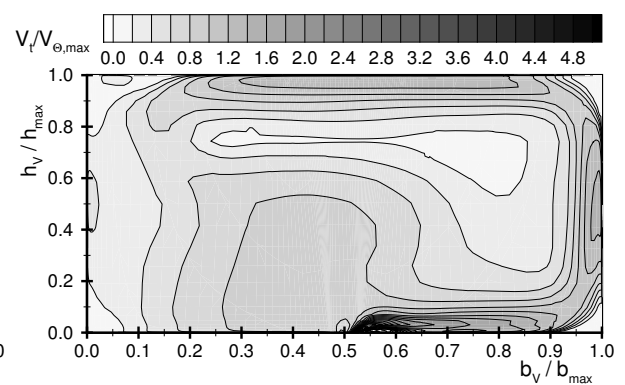
<sup>13</sup>In den Messungen mit dem DGV-Verfahren kann die wandnahe Strömung aus technischen Gründen nicht aufgelöst werden [121].



(a)  $V_t$ , Exp., Schwarz [120]



(b)  $V_t$ , SST Modell



(c)  $V_t$ ,  $\omega$ RSM Modell

Abbildung 5.29: Verteilung der Tangentialgeschwindigkeit  $V_t/V_{\Theta, max}$  im Verteilerkanal,  $\Theta = 15^\circ$ ,  $M = 8\%$

Im Experiment und in der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Modell liegt die maximale Umfangsgeschwindigkeit deutlich niedriger bei  $V_\Theta \approx 30 \frac{m}{s}$ . Die Verteilung der Umfangsgeschwindigkeiten ist in den verschiedenen Ergebnissen allerdings unterschiedlich. Im Experiment treten die höchsten Umfangsgeschwindigkeiten nahe dem Verteilerkanalboden bei  $h_V/h_{max} \approx 0.3 - 0.4$ ,  $b_V/b_{max} \approx 0.6 - 0.8$  auf. In den Simulationen liegen sie dagegen zur Verteilerkanaldecke ( $h_V/h_{max} \approx 0.6 - 0.8$ ) hin verteilt; in der SST-Rechnung stromabwärtig bei  $b_V/b_{max} \approx 0.7 - 0.9$ , in der  $\omega$ RSM-Rechnung stromaufwärtig bei  $b_V/b_{max} \approx 0.1 - 0.2$ .

Die Tangentialgeschwindigkeitsverteilungen  $V_t = \sqrt{V_b^2 + V_h^2}$  im Verteilerkanal bei  $\Theta = 15^\circ$  sind in Abb. 5.29 abgebildet. Sie visualisieren die Grundstruktur der Rotationsströmung im Verteilerkanal. Deutlich erkennbar sind die Spuren des eingeblasenen Strahls entlang der Verteilerkanalberandungen. Schwarz [121] gibt in seiner Arbeit die Messgenauigkeit des DGV-Systems ohne Fehler, die durch den Messaufbau hervorgerrufen werden können, mit etwa  $0.7 m/s$  an. Bei Auftreten von Reflexionen können die Fehler jedoch um ein Vielfaches höher ausfallen. Das Fehlen von Tangentialgeschwindigkeitsgradienten in weiten Bereichen der Verteilerkanalströmung in Abb. 5.29 (a) legt den Schluss nahe, dass im vorliegenden Messaufbau die Tangentialgeschwindigkeitsanteile in der DGV-Messung, sofern sie signifikant kleiner sind als die

dominierende Umfangsgeschwindigkeit, nicht ausreichend aufgelöst werden konnten. Dennoch läßt sich die Spur des eingeblasenen Strahls an der stromaufwärtigen Verteilerkanalseitenwand bis ca.  $h_V/h_{max} \approx 0.4$  verfolgen. Dies korrespondiert gut mit den Ergebnissen der SST-Rechnung, in der die Strahlspur bis ca.  $h_V/h_{max} \approx 0.2$  an der stromaufwärtigen Verteilerkanalseitenwand nachvollziehbar ist. In der  $\omega$ RSM-Rechnung dissipiert die Spur des eingeblasenen Strahls dagegen bereits an der Verteilerkanaldecke bei  $b_V/b_{max} \approx 0.1$ . Auch die Strahlaufweitung in Wandnormalenrichtung wird von der  $\omega$ RSM-Rechnung gegenüber dem Experiment und der SST-Rechnung weniger ausgeprägt vorhergesagt.

Die Wirbelzentren in den Richtungsfeldern stromab des Entnahmestutzen (Abb. 5.28) sind in den einzelnen Ergebnissen ebenfalls unterschiedlich positioniert. Während in der Messung das Zentrum des Ein-Wirbelsystems stromab der Schlitzausblasung im Gebiet hoher Umfangsgeschwindigkeiten zu erkennen ist ( $h_V/h_{max} \approx 0.5$ ,  $b_V/b_{max} \approx 0.8$ ), liegen in den beiden Simulationen die Wirbelzentren in der stromauf gelegenen Kanalhälfte, in Zonen reduzierter Umfangsgeschwindigkeiten. Das von der SST-Rechnung bestimmte Wirbelzentrum liegt bei  $b_V/b_{max} \approx 0.45$ ,  $h_V/h_{max} \approx 0.35$ . In der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Modell befindet sich das Wirbelzentrum nahe der Verteilerkanallecke bei  $b_V/b_{max} \approx 0.25$ ,  $h_V/h_{max} \approx 0.75$ .

Die kontinuierliche Strahleinblasung aus dem Abblaseschlitz treibt die Ausbildung der Wirbelströmung über dem gesamten Kanalumfang an. Lediglich im Bereich der Entnahmestutzen wird durch die Fluidentnahme das umlaufende Wirbelsystem unterbrochen. Stromab des Entnahmestutzens ist die Entwicklung des sich erneut aufbauenden Wirbelsystems stark von der Stutzeinströmung beeinflusst. In der SST-Rechnung beansprucht die Stutzeinströmung weite Teile des Kanalquerschnittes unterhalb des Entnahmestutzens. Eine Kanaldurchströmung findet nur noch am Kanalboden statt, die sich mit dem eingeblasenen Fluid aus dem Abblaseschlitz vermischt. Hinter dem Entnahmestutzen bildet sich so in der stromaufwärtigen Verteilerkanalhälfte eine Zone hoher Durchströmgeschwindigkeiten aus, die im weiteren Verlauf in Richtung Verteilerkanaldecke wandert. Die Verteilung der Durchströmgeschwindigkeit in Kombination mit dem Einblaseimpuls führen zur Ausbildung des Wirbelzentrums im unteren stromabwärtigen Verteilerkanalquadranten. In der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Modell dagegen findet die Kanaldurchströmung am Entnahmestutzen vorbei in der Umgebung der stromabwärtigen Kanalwand statt. Die Kanaldurchströmung zwingt das eingeblasene Fluid sich stromab des Entnahmestutzens frühzeitig einzurollen, so dass sich das Wirbelzentrum im oberen stromabwärtigen Kanalquadranten ausbildet. Zudem ist die Rückströmung stromab der Entnahmestelle weiter ausgeweitet, so dass das Fluid bei der Stutzeinströmung stärker umgelenkt wird. Entgegen der Simulationsvorhersagen deuten die experimentellen Ergebnisse daraufhin, dass hier das Fluid unterhalb des Entnahmestutzen in einem steileren Winkel aus dem Verteilerkanal in den Stutzen einströmt und die Kanaldurchströmung hauptsächlich im Bereich des stromaufwärtigen Kanalbodens stattfindet. Nur so läßt sich erklären, dass bei  $180^\circ$  Fluid aus dem Verteilerkanal nahezu ablösefrei in den Stutzen einströmt (vgl. Abb. 5.21) und sich das Wirbelzentrum stromab der Entnahmestelle, in der Umgebung hoher Durchströmgeschwindigkeiten ausbildet.

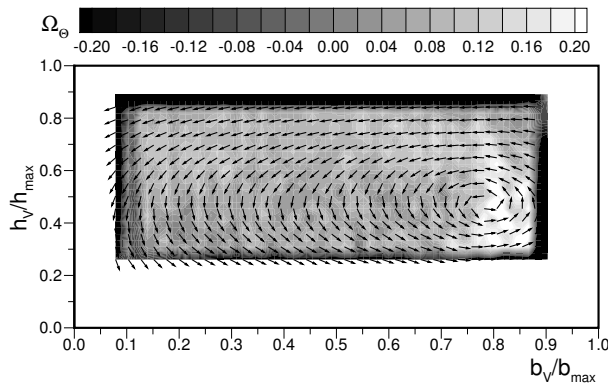
#### 5.4.4 Verlustmechanismen im Verteilerkanal

Die eingeschränkten geometrischen Möglichkeiten beim Einsatz der DGV–Lasermesstechnik im Versuchsaufbau des Abblase–Luftsystems erlauben lediglich die Auswertung des Strömungsfeldes in einer Auswerteebene an der Umfangsposition  $\Theta = 15^\circ$  im Verteilerkanal (s. Schwarz [121]). Weitere Messdaten zur Differentiation in Durchströmungsrichtung liegen nicht vor, wodurch sich weitergehende, detaillierte Analysen zur Wirbeldynamik und den Verlustmechanismen im Verteilerkanal nach Gl. (4.7) und (4.10) auf die Ergebnisse der numerischen Simulationen beschränken.

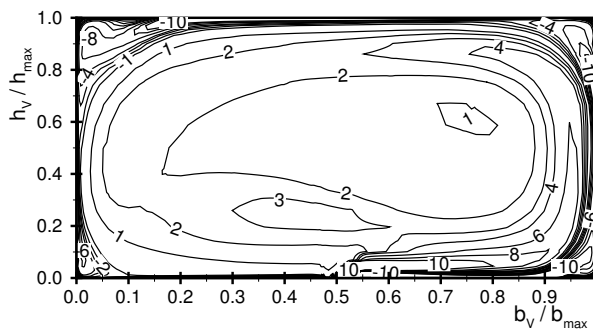
Abb. 5.30 (a)–(c) zeigen die Rotationsverteilungen in Durchströmungsrichtung  $\Omega_\Theta$  des longitudinalen Ein–Wirbelsystems. Wie bereits bei der Auswertung der Tangentialgeschwindigkeitsverteilung im vorangegangenen Kapitel dargelegt, können die Tangentialgeschwindigkeitsanteile im vorliegenden Messbau von der DGV–Messung nur unzureichend aufgelöst werden. Dies zeigt sich auch durch das starke Verrauschen der Rotationsverteilung aus den zeitlich gemittelten Messwerten, das auch eine Gradientendarstellung in Abb. 5.30 (a) verhindert. Die sehr geringe Rotationsintensität korrespondiert dabei mit den schwach ausgeprägten Tangentialgeschwindigkeitsgradienten im Verteilerkanal. Eine quantitative Auswertung der Rotationsintensität im Vergleich zu den simulierten Werten ist daher nicht weiter zielführend.

In den simulierten Rotationsverteilungen (Abb. 5.30 (b) und (c)) heben sich der eingeblasene Strahl und die Ablösungen in den Kanalecken deutlich ab. Die Verteilung aus der SST–Rechnung zeigt, dass sich die Wirbelströmung, angetrieben durch den eingeblasenen Strahl, großflächig entwickelt. Im Zentrum des Verteilerkanals ist die Rotationsintensität daher verhältnismäßig gering. Der Wirbel, der sich in der  $\omega$ RSM–Rechnung nahe der Verteilerkanaldecke aus dem sich einrollenden Strahl entwickelt, erzeugt im Vergleich dazu lokal höhere Rotationsintensitäten. Die Rotation im verbleibenden Kanalquerschnitt bleibt gering.

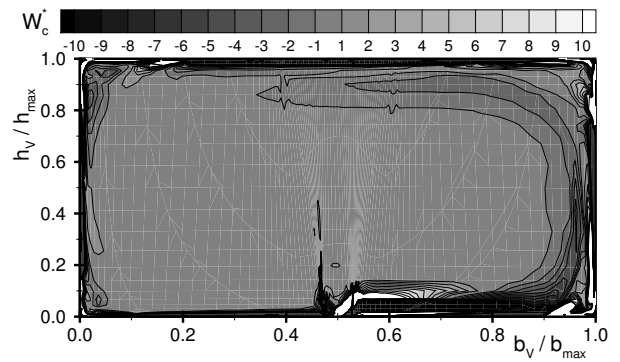
Wie die Wirbelströmung im Verteilerkanal stetig durch den eingeblasenen Strahl beeinflusst wird, zeigen die Darstellungen des konvektiven Terms der Wirbelgleichung  $W_c$  in Abb. 5.30 (d)–(e). Im konvektiven Term sind alle Terme der rechten Seite von Gl. (4.7) zusammengefasst. Die rotierende Strömung ist an der Umfangsposition  $\Theta = 15^\circ$  bereits soweit ausgebildet, dass sich die Wirbelstärke ausserhalb des direkten Einflusses vom Abblasestrahl nicht verändert. In der Rechnung mit dem SST Modell weitet sich der eingeblasene Strahl auf und die Wirbelstärke entlang der Lauflänge nimmt ab. Verantwortlich dafür sind negative Gradienten der Durchströmgeschwindigkeit. Der erhöhte Masse– und Impulsaustausch sorgen in der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Modell dagegen zunächst für eine Zunahme der Wirbelstärke am äußeren Strahlrand und positive Gradienten der Durchströmgeschwindigkeit. Im Bereich der eingerollten Wirbelschicht unterhalb des Strahls ( $b_V/b_{max} \approx 0.3 - 0.6$ ,  $h_V/h_{max} \approx 0.6 - 0.9$ ) sind wiederum Dehnungsprozesse für die Anfachung der Wirbelentwicklung verantwortlich. Turbulenz–getriebene Veränderungen der Wirbelstärke treten lediglich innerhalb des Abblasestrahls und an den Strahlrändern auf. Änderungen der Scherspannungsverläufe  $\overline{u_1' u_2'}$  infolge der Tangentialgeschwindigkeitsgradienten bedingen eine Reduzierung der Wirbelstärke im Abblasestrahl und sorgen für einen Austausch von Wirbelstärke in Richtung Kanalbewandung und Verteilerkanalinnenströmung. Der Einfluß der Reynoldsspannungen auf die Wirbeldynamik ist jedoch gegenüber den nicht–turbulenten Prozessen gering.



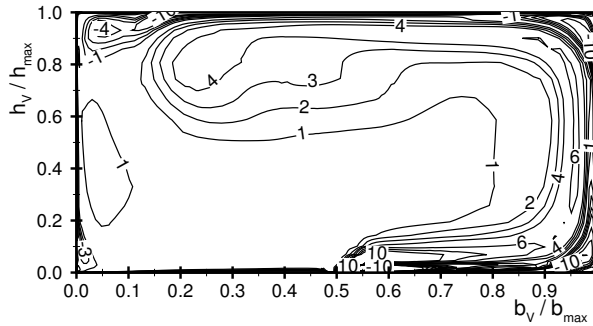
(a)  $\Omega_\Theta$ , Exp., Schwarz [120]



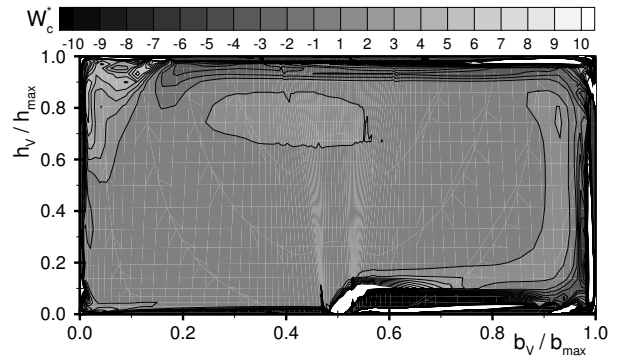
(b)  $\Omega_\Theta$ , SST Modell



(d)  $W_c^*$ , SST Modell



(c)  $\Omega_\Theta$ ,  $\omega$ RSM Modell



(e)  $W_c^*$ ,  $\omega$ RSM Modell

Abbildung 5.30: Rotationsverteilung  $\Omega_\Theta [\times 10^{-3}]$  (a)–(c) und Konvektion der Wirbelstärke  $W_c^* = W_c [\times 10^6]$  (d)–(e) im Verteilerkanal,  $\Theta = 15^\circ$ ,  $M = 8\%$

Die aerodynamischen Verluste stromab des Entnahmestützens sind erwartungsgemäß im Zentrum der Wirbelsysteme am höchsten und im Wirkungsbereich des eingblasenen, energiereichen Fluids am geringsten. Bei den in Abb. 5.31 dargestellten Totaldruckverteilungen ist zu berücksichtigen, dass die lokalen Totaldruckverlustbeiwerte  $\zeta = \frac{p_{t1} - p_t}{q_1}$  auf die Zuströmung referenziert sind; die Verluste über dem Abblaseschlitz somit mit enthalten sind. Bestimmende Einflußgröße bei den Totaldruckverlusten ist die Geschwindigkeitsverteilung, da der statische

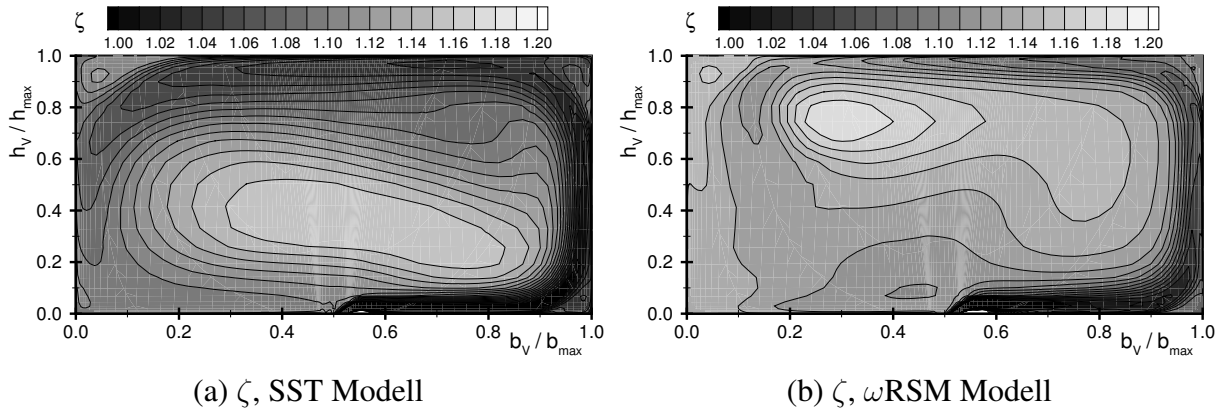


Abbildung 5.31: Verteilung des lokalen Totaldruckverlustbeiwertes im Verteilerkanal,  $\Theta = 15^\circ$ ,  $M = 8\%$

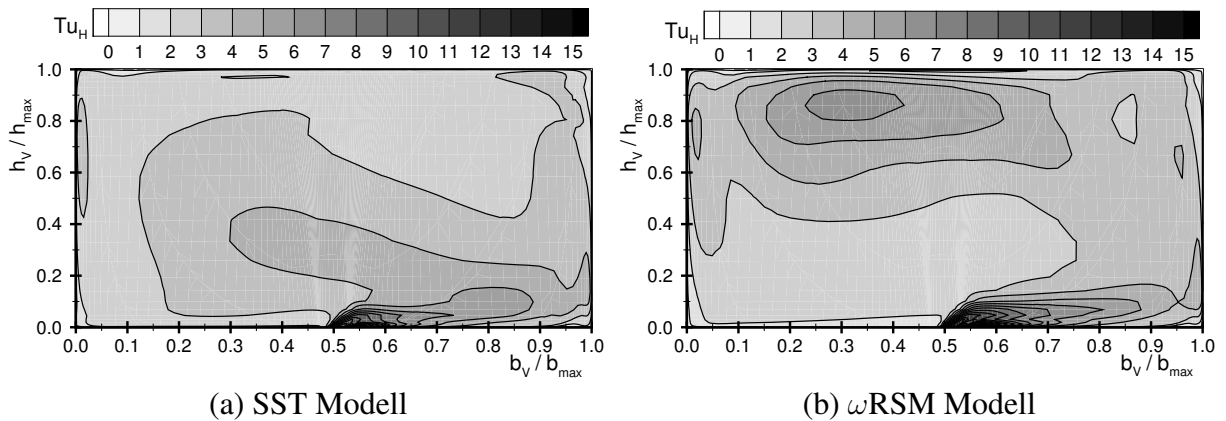


Abbildung 5.32: Verteilung Turbulenzgrad  $Tu_H$  [%] im Verteilerkanal,  $\Theta = 15^\circ$ ,  $M = 8\%$

Druck im Verteilerkanal als hinreichend konstant angesehen werden kann. Die höchsten aerodynamischen Verluste in der Auswerteebene treten somit in Gebieten geringer Geschwindigkeiten auf. In der  $\omega$ RSM-Rechnung rollt sich der eingeblassene Strahl aufgrund des größeren Geschwindigkeitsdefizits und eines verstärkten Impuls- und Masseaustauschs am Strahlrand vorzeitig zu einem Wirbel mit lokaler Rotationskonzentration auf. Die gemittelten Verluste im Verteilerkanal fallen daher im Vergleich zu der Rechnung mit dem SST Modell höher aus. Verglichen mit den Verlusten über den Abblaseschlitz oder den Entnahmestutzen sind die generierten aerodynamischen Verluste im Verteilerkanal allerdings äußerst gering (s. Tab. 5.10).

Ein Blick auf die Turbulenzgradverteilung  $Tu_H$  im Verteilerkanal zeigt, dass die Turbulenz im Mittel nur wenig gegenüber der Turbulenz in der Zuströmung zunimmt (Abb. 5.32). Lokal, ohne Berücksichtigung der direkten Strahleinblasung, erreicht der Turbulenzgrad maximal Werte bis 5 % in der SST-Rechnung und bis 7 % in der  $\omega$ RSM-Rechnung. Die Gebiete erhöhter Turbulenz korrespondieren dabei mit den Gebieten hoher Totaldruckverluste. Die größte Quelle der Turbulenzproduktion mit den höchsten Turbulenzgraden liegt jedoch aufgrund des starken negativen Druckgradienten stromab der Schlitzaustrittskante. Aus der flächenintegrierten Bilan-

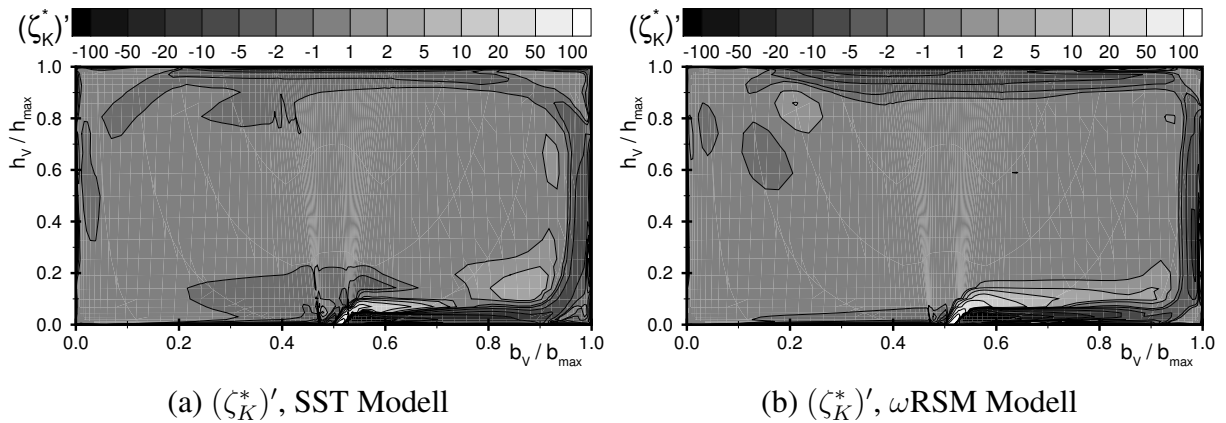


Abbildung 5.33: Verteilung des konvektiven Transports des Totaldrucks  $(\zeta_K^*)' [\times 10^3] = \zeta_K^* \cdot \frac{d_{h,v}}{\rho_1 G_1^3}$  im Verteilerkanal,  $\Theta = 15^\circ$ ,  $M = 8\%$

zierung der Verlustmechanismen in Tab. 5.11 wird deutlich, dass die turbulente Produktionsrate  $P_k$  auch den größten Beitrag zur Entwicklung der Totaldruckverluste im Verteilerkanal darstellt. Mit einem Anteil von über 60 % übersteigt die turbulente Verlustproduktion den viskosen Anteil durch direkte Dissipation  $\epsilon_K$  deutlich. Ihr Anteil wird in den Rechnungen übereinstimmend mit etwa 10 % an der Gesamtverlustrate vorhergesagt.

	$D_K$	$-P_k$	$\epsilon_K$	$F_{v,K}$
CFX-5.7 SST	9.9	68.3	10.0	11.7
CFX-5.7 $\omega$ RSM	-23.3	105.8	10.9	6.6

Tabelle 5.11: Flächenintegrierte Beiträge zur Änderungsrate der Totaldruckverluste im Verteilerkanal der Verdichter-Luftabblase in Prozent [%],  $\Theta = 15^\circ$ ,  $M = 8\%$

Abb. 5.33 zeigt die Änderungsrate der Totaldruckverluste im Verteilerkanal bei  $\Theta = 15^\circ$  stromab des Entnahmestutzens. Dargestellt ist der konvektive Transport des Totaldrucks  $\zeta_K^*$ . Darin sind sowohl die Transport- bzw. Umverteilungsprozesse durch turbulente Energiediffusion und Reibung als auch die beiden Verlustprozesse kinetischer Energie, die Turbulenzproduktion und die direkte Dissipation, aufsummiert. Die Änderung bei den Totaldruckverlusten konzentriert sich auf den Abblasestrahl und Bereiche, die unmittelbar vom eingeblassenen Strahl beeinflusst sind. Positive Werte bedeuten eine Energetisierung der Strömung, negative Werte zeigen den Verlust kinetischer Energie an. Im Unterschied zur Turbulenzproduktion, die der mittleren Strömung im Verteilerkanal ausschliesslich kinetische Energie entzieht, wird durch turbulente Diffusionsprozesse kinetische Energie vom energiereichen Abblasestrahl in die rotierende Innenströmung transferiert. Ein Großteil dieser umverteilten Energie wird jedoch durch die Turbulenzproduktion wieder aufgezehrt. Die größten Verluste durch direkte Dissipation werden bei der Umlenkung und Abbremsung des Abblasestrahls nahe der Einblasestelle und bei der Umlenkung des Strahls an den Berandungsecken verursacht. In Summe wird dem Abblasestrahl

	$D_{K,11}$	$D_{K,22}$	$D_{K,33}$	$D_{K,12}$	$D_{K,13}$	$D_{K,23}$
CFX–5.7 SST	–1.1	–1.1	–2.9	–7.5	8.2	14.3
CFX–5.7 $\omega$ RSM	–3.3	–13.8	17.0	–32.0	14.2	–5.5
	$-P_{k,11}$	$-P_{k,22}$	$-P_{k,33}$	$-P_{k,12}$	$-P_{k,13}$	$-P_{k,23}$
CFX–5.7 SST	0.6	6.3	6.8	40.6	4.4	9.6
CFX–5.7 $\omega$ RSM	2.9	19.2	–0.4	73.2	5.8	5.2
	$\epsilon_{K,11}$	$\epsilon_{K,22}$	$\epsilon_{K,33}$	$\epsilon_{K,12}$	$\epsilon_{K,13}$	$\epsilon_{K,23}$
CFX–5.7 SST	1.0	1.0	0.2	6.2	0.7	1.0
CFX–5.7 $\omega$ RSM	1.3	1.1	0.4	7.1	0.5	0.0
	$F_{v,K,11}$	$F_{v,K,22}$	$F_{v,K,33}$	$F_{v,K,12}$	$F_{v,K,13}$	$F_{v,K,23}$
CFX–5.7 SST	0.5	0.6	0.5	6.3	1.6	2.1
CFX–5.7 $\omega$ RSM	0.1	0.3	0.6	3.4	1.0	1.1

Tabelle 5.12: Flächenintegrierte Beiträge der Einzelterme zur Änderungsrate der Totaldruckverluste im Verteilerkanal der Verdichter–Luftabblase in Prozent [%],  $\Theta = 15^\circ$ ,  $M = 8\%$

entlang seiner Lauflänge im Verteilerkanal kinetische Energie entzogen und der Strömung am inneren Strahlrand durch turbulente Diffusionsprozesse energetisiert.

Der herausragende Einfluß der Strahleinblasung wird auch bei der Bilanzierung der Einzelterme zur Änderungsrate der Totaldruckverluste in Tab. 5.12 sichtbar. Die von den Tangentialgeschwindigkeitsgradienten  $\frac{\partial U_1}{\partial x_2}$  und  $\frac{\partial U_2}{\partial x_1}$  abhängigen Scherkomponenten  $D_{K,12}$ ,  $P_{k,12}$ ,  $\epsilon_{K,12}$  und  $F_{v,K,12}$  sind die dominanten Terme bei den Verlustprozessen im Verteilerkanal. Neben den Auswirkungen der Stützeinströmung auf die Entwicklung der Wirbelströmung unterscheiden sich die Rechnungen mit dem SST Wirbelviskositätsmodell und dem  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodell in der Vorhersage der Verteilerkanalströmung im wesentlichen bei der Berechnung der turbulenten Transportprozesse. In der  $\omega$ RSM–Rechnung wird der Anteil der Turbulenzproduktion an der Verlustentwicklung deutlich höher bestimmt als vom SST Modell. Umgekehrt liefert die turbulente Energiediffusion einen positiven Gesamtbeitrag zur Energetisierung der Verteilerkanalströmung.

#### 5.4.5 Zusammenfassung und Schlussfolgerung

Stationäre, numerische Strömungssimulationen eines typischen, kontinuierlichen, gehäuseseitigen Modells eines Abblase–Luftsystems mehrstufiger Axialverdichter bei einer moderaten Abblaserate von  $M = 8\%$  wurden durchgeführt und mit Messungen verglichen. Das Abblase–Luftsystem besteht aus einem um  $45^\circ$  angestellten Abblaseschlitz, einem umlaufenden, rechteckigen Verteilerkanal, an dem wandbündig vier gleichverteilte, zylindrische Entnahmestutzen angeordnet sind. Die Übergänge in und aus dem Abblaseschlitz sowie in den Entnahmestutzen sind dabei jeweils scharfkantig ausgeführt. Die Rechnungen wurden mit dem Strömungslöser CFX–5.7 unter Verwendung des SST Wirbelviskositäts– und des  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodells auf identischen Rechenetzen mit identischen Zu– und Abströmbedingungen durch-



geführt. Zur Analyse der raumgreifenden, dreidimensionalen, induzierten Wirbelströmung im Verteilerkanal wurden die Simulationsergebnisse mit DGV-Messungen verglichen und die Terme der Wirbelgleichung und der Energiegleichung der mittleren Strömung ausgewertet. Die Ergebnisse lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Über 80 % der Verluste des Abblase–Luftsystems entstehen über dem Abblaseschlitz. Der Anteil der aerodynamischen Verluste im Verteilerkanal an den Gesamtverlusten ist aufgrund der geringen Durchströmgeschwindigkeit mit  $< 1\%$  sehr gering. Die Strömung im Verteilerkanal bestimmt jedoch das Einströmverhalten in den Entnahmestutzen und beeinflusst die Ausblasung aus dem Abblaseschlitz.
- Druckverlust und Totaldruckverluste werden in den Rechnungen mit dem SST und  $\omega$ RSM Modell deutlich zu hoch vorhergesagt, da die Ablösungen an den scharfen Eintrittskanten von Abblaseschlitz und Entnahmestutzen zu stark bestimmt werden. Um die geforderte Abblaserate zu erreichen, ist das statische Druckniveau am Eintritt in den Rechnungen deutlich höher.
- Die höchsten Gesamtverluste werden von der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodell bestimmt. Besonders die Höhe der Verluste über den Entnahmestutzen unterscheiden sich signifikant gegenüber der SST Rechnung.
- Bei der Einströmung in den Abblaseschlitz löst die Strömung an der scharfen Eintrittskante ab und legt aufgrund der geringen Schlitzhöhe nicht wieder an der Schlitzwand an. Energiereicheres Fluid aus dem Verteilerkanal strömt in die Schlitzablösung ein. Die Ausdehnung der Ablösung im Abblaseschlitz wird von den Rechnungen größer als im Experiment vorhergesagt. Da das treibende Druckverhältnis über den Schlitz gut übereinstimmt, sind die Abweichungen beim Durchflußkoeffizienten zwischen Messung und Rechnungen trotz höherer Verluste jedoch gering.
- Der Drall aus der Zuströmung zur Abblasung setzt sich im Verteilerkanal fort und legt dort die primäre Strömungsrichtung fest. Die Geschwindigkeit in Durchströmungsrichtung wird in der Rechnung mit dem SST Modell am höchsten berechnet. In der Messung und der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Modell liegen sie auf gleichem Niveau.
- Bei moderaten Abblaseraten ist der Coanda–Effekt verantwortlich für die Ausbildung des raumgreifenden Ein–Wirbelsystems im Verteilerkanal. Der Coanda–Effekt wird von den Rechnungen gut wiedergegeben. Während sich in Übereinstimmung mit der Messung in der SST Rechnung der Wirbel über den gesamten Kanalquerschnitt ausbreitet, rollt sich der eingeblasene Strahl in der  $\omega$ RSM Rechnung frühzeitig an der Verteilerkanaldecke zu einem Wirbel mit lokal erhöhter Wirbelstärke auf.
- Das spiralförmig im Verteilerkanal umlaufende Wirbelsystem wird durch die Fluidentnahme am Entnahmestutzen unterbrochen. Stromab der Entnahmestelle fördert die Schlitzreinblasung die Ausbildung eines neuen Wirbelsystems. Fluid, das nicht durch den Entnahmestutzen ausgeströmt ist, wird in Richtung des sich neu ausbildenden Wirbelsystems umgelenkt.

- In der SST Rechnung und in der Messung strömt das nicht abgezapfte Fluid am Verteilerkanalboden an der Entnahmestelle vorbei, während es in der  $\omega$ RSM Rechnung an der stromabwärtigen Kanalwand entlang strömt.
- Im Verteilerkanal haben nicht-turbulente Effekte einen größeren Einfluß auf die Dynamik des Wirbelsystems als turbulente Effekte.
- Die Strahlaufweitung entlang der Verteilerkanalwand ist beim  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodell geringer als beim SST Wirbelviskositätsmodell.
- Bei der Kanaldurchströmung besitzt die Produktion turbulenter kinetischer Energie den größten Anteil an den bilanzierten Verlusten. Der Anteil der direkten Dissipation beträgt hier lediglich 10 %.
- In der Rechnung mit dem  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodell wird durch turbulente Diffusionsprozesse am eingeblasenen Strahl die Strömung im Verteilerkanal energetisiert. Dieser Effekt wird jedoch durch eine hohe Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie wieder aufgezehrt.
- Bei der rotierenden Durchströmung im Verteilerkanal dominieren die von den Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{\partial U_1}{\partial x_2}$  und  $\frac{\partial U_2}{\partial x_1}$  abhängigen Verlustterme.
- Die Einströmung in den Entnahmestutzen ist dreidimensional und inhomogen und aufgrund der Drallwirkung sektoriell präferiert.
- Fluid strömt an der Verteilerkanaldecke etwa mit dem Drallwinkel der Zuströmung in den Entnahmestutzen ein und löst anschließend an der scharfen Eintrittskante ab. Zusätzlich strömt auch Fluid aus dem Bereich unterhalb der Entnahmestelle mit höherer Geschwindigkeit in den Stutzen ein. Messung und Rechnungen unterscheiden sich dabei in der jeweiligen Ausdehnung der Einströmzone.
- Gegenüber der Haupteinströmrichtung in den Entnahmestutzen bildet sich an der Verteilerkanaldecke eine begrenzte Rückströmzone aus, entlang derer Fluid aus dem Verteilerkanal in den Entnahmestutzen eingesogen wird.
- Innerhalb des Entnahmestutzen bilden sich zwei Zirkulationszellen aus. Die Messung zeigt hier eine deutlich frühere Ausmischung der Zirkulationszellen als die Rechnungen.

Bei der Berechnung von Innenströmungssystemen ist die Fähigkeit, Strömungsablösungen infolge starker Umlenkungen an den Übergangsstellen zu berechnen, unerlässlich. Andernfalls lassen sich die Wechselwirkungen der Systemkomponenten und das Verhalten des Gesamtsystems nicht hinreichend genau vorhersagen. Im vorliegenden Fall des Ablase-Luftsystems mit scharfen Eintrittskanten offenbarten hier sowohl die Rechnung mit dem SST Wirbelviskositätsmodell als auch mit dem  $\omega$ RSM Reynoldsspannungsmodell Schwächen, die zu deutlich

überhöhten Gesamtverlusten führten. Im Verteilerkanal wird durch die kontinuierliche Energiezufuhr aus dem Abblaseschlitz ein großräumiges Wirbelsystem induziert. Bei der Wirbeldynamik dominieren hierbei nicht-turbulente Prozesse, die Verluste sind dagegen durch turbulente Prozesse geprägt. Der Einsatz des Reynoldsspannungsmodells konnte unter den gewählten Rahmenbedingungen keine Vorteile gegenüber dem Wirbelviskositätsmodell aufzeigen. Das Wirbelfeld im Verteilerkanal in der  $\omega$ RSM Rechnung zeigte keine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Ein Grund hierfür könnte allerdings auf die ungleichmäßige Verteilung der Netzknoten im Rechennetz zurückzuführen sein, dessen anwendungsorientierter Ansatz auf gute Massenstrom- und Druckkonvergenz sowie die Auflösung der wandgebundenen Strömung ausgelegt ist.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Numerische Verfahren auf Basis der Reynoldsgemittelten Navier–Stokes Gleichungen (RANS) in Verbindung mit Turbulenzmodellen, insbesondere Wirbelviskositätsmodellen, sind heute fest etabliert im aerodynamischen Auslegungsprozeß moderner Turbomaschinen und repräsentieren derzeit den industriellen Standard. Um in diesem Umfeld die Leistungsfähigkeit moderner Turbulenzmodelle analysieren und Vorhersagen zu deren Vorhersagegüte ableiten zu können, wurden im Rahmen der vorliegenden wissenschaftlichen Arbeit zwei turbomaschinen–typische Anwendungsfälle mit Wirbelströmungen in Aus– und Abblasesystemen unter Verwendung von RANS–Rechenverfahren und allgemeingültig formulierten Turbulenzmodellen numerisch untersucht und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Repräsentativ für Aus– und Abblasesysteme in Turbomaschinen wurden die saugseitige Filmkühlausblasung an einem hochbelasteten Turbinengitter mit konturierten Fan–Shaped Bohrungen und Laid–Back sowie eine gehäusesseitige, kontinuierliche Verdichter–Luftabblausung im Sekundärluftsystem einer Gasturbine mit vier Entnahmestellen an einem ringförmigen Verteilerkanal numerisch simuliert. Für die Turbulenzmodellierung kamen zwei Vertreter moderner Wirbelviskositätsmodelle, eine Variante des  $k - \omega$  Modells mit Rotationserweiterung nach Bardina et al. [12] und das SST–Modell mit Cross–Diffusion Term und SST–Limitierung der Wirbelviskosität nach Menter [92] sowie ein Reynoldsspannungsmodell nach Wilcox [148], das auf dem LRR–QI Modell von Launder et al. [84] aufsetzt, zum Einsatz. Mit Hilfe einer zusätzlich eingeführten Strömungsanalysemethode auf Basis der Auswertung einzelner Terme der Wirbelgleichung und der Transportgleichung der kinetischen Energie der mittleren Strömung wurden zudem Aussagen zur Entwicklungsdynamik und zu den Verlustprozessen der betrachteten Wirbelströmungen abgeleitet.

Die Simulationen der saugseitigen Filmkühlausblasung zeigen, dass mit allen eingesetzten Turbulenzmodellen die charakteristischen Wirbelsysteme im Filmkühlstrahl reproduziert werden können. Trotz der guten Übereinstimmung der Profil–Machzahl–Verteilungen und der integralen Beurteilungsparameter mit den experimentellen Daten werden die Wirbelentwicklung entlang der Profilloberfläche und die Ausmischung des Filmkühlstrahls allerdings nur unzureichend vorhergesagt. Im Gegensatz zur Filmkühlausblasung ist die Strömung im Abblase–Luftsystem stark vom Ablöseverhalten an den scharfkantigen Umlenkungen in den Zu– und Abströmkomponenten des Verteilerkanals beeinflusst. Der offensichtliche Mangel der Wirbelviskositätsmodelle und des Reynoldsspannungsmodells stark abgelöste Strömungen um scharfe Kanten zu

berechnen, resultiert dabei in deutlich höheren Druck- und aerodynamischen Verlusten im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen. Die Aufteilung der Verluste auf die einzelnen Komponenten des Abblase-Luftsystems und die Vorhersage der strömungsmechanischen Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Komponenten stimmen dagegen qualitativ gut mit den Messergebnissen überein.

Die Analyse der Wirbelströmungen im Filmkühlstrahl und im Verteilerkanal des Abblase-Luftsystems mit Hilfe der Wirbelgleichung zeigt, dass lediglich die nicht-turbulenten Deformationsprozesse bei der Wirbelentwicklung von den Simulationen gut wiedergegeben werden. Die Wirbelviskositätsmodelle sind nicht in der Lage, die turbulenten Effekte der Anisotropie auf die Wirbelentwicklung korrekt zu berücksichtigen. Sie fördern zudem die Tendenz zur Ausbildung festkörperwirbelähnlicher Geschwindigkeitsverteilungen in den Wirbeln. Von den Rechnungen mit dem Reynoldsspannungsmodell wird dagegen der turbulente Masse- und Impulsaustausch mit der umgebenen Strömung an den Rändern des Filmkühlstrahls und des eingeblasenen Abblasestrahl zu intensiv vorhergesagt. Die Analyse der Energiebilanzen der mittleren Strömung zeigt, dass die numerischen Simulationen die Aufteilung der aerodynamischen Verluste auf die laminaren und turbulenten Verlustmechanismen in den Wirbelströmungen qualitativ gut wiedergeben können. Bei der Filmkühlausblasung, die vollständig innerhalb der Grenzschicht stattfindet, übersteigt der Einfluß der Umverteilungsprozesse auf die Energiebilanz den der Verlustprozesse durch Produktion turbulenter kinetischer Energie und direkter Energiedissipation, wobei die laminaren gegenüber den turbulenten Verlustgliedern überwiegen. Dominiert wird die Verlustentwicklung dabei von den für die Grenzschicht charakteristischen Geschwindigkeitsgradienten  $\frac{\partial U_1}{\partial x_2}$ . Die negativen Produktionsraten turbulenter kinetischer Energie an den Rändern des Filmkühlstrahls konnten hingegen von keinem Turbulenzmodell reproduziert werden. Bei den Wirbelviskositätsmodellen liegt dies an der Formulierung des Produktionsterms, der bei Anliegen einer Scherströmung stets positive Werte annimmt. Beim Reynoldsspannungsmodell, dessen Produktionsterm exakt formuliert ist, verhindert dagegen die Modellierung der Druck-Scher-Korrelation den Vorzeichenwechsel der Produktionsrate. Anders als bei der grenzschichtdominierten Filmkühlausblasung überwiegen bei der Wirbelströmung im Verteilerkanal der Verdichter-Luftabblausung die turbulenten gegenüber den laminaren Verlustmechanismen in der Energiebilanz der mittleren Strömung. Die Produktion turbulenter kinetischer Energie stellt hier den mit Abstand größten Beitrag in der Verlustbilanz dar. Insgesamt zeigen die Simulationen der turbulenten, dreidimensionalen Strömungen, dass die Entwicklung der verschiedenen Wirbelströmungen mit Strömungsablösungen an scharfkantigen Umlenkungen nur unzureichend von den gewählten, allgemeingültig formulierten Turbulenzmodellen simuliert werden können. Der Einsatz des Reynoldsspannungsmodells hat zudem zu keinen signifikant verbesserten Ergebnissen geführt, die den erhöhten numerischen Aufwand und das verschlechterte Konvergenzverhalten rechtfertigen.

Aus den Erkenntnissen und Analysen dieser Arbeit lassen sich folgende Aufgabenfelder für zukünftige Forschungen ableiten. Rechenverfahren und Modellierungsansätze zur Berechnung dreidimensionaler, turbulenter Strömungen müssen ein hohes Maß an Allgemeingültigkeit besitzen und für ein weites Spektrum verschiedener Strömungsphänomene einsetzbar sein. So ist die bereits in Einzelfällen realisierte Befähigung von Wirbelviskositätsmodellen Effekte der Anisotropie der Turbulenz zu berücksichtigen, derart weiter zu entwickeln, dass die Model-

lierungsansätze auf ein möglichst weites Spektrum an Strömungen anwendbar sind. Auch die Fähigkeit von Reynoldsspannungsmodellen dreidimensionale Strömungen, in denen die Produktionsrate turbulenter kinetischer Energie und der Druck–Scher Korrelationsterm die gleiche Größenordnung besitzen, zu simulieren, muss weiterentwickelt werden. Ferner sollte untersucht werden, ob durch alternative Formulierungen der zusätzlichen Skalengleichung die Vorhersagegüte von Mehrgleichungs–Turbulenzmodellen bei stark abgelösten Strömungen, wie z.B. Strömungsumlenkungen an scharfen Kanten, verbessert werden kann. Die mittelfristig in Zukunft zur Verfügung stehende gesteigerte Rechenleistung ermöglicht zudem den Einsatz höherwertiger Rechenverfahren wie die Large–Eddy Simulation. Large–Eddy Simulationen sind heute bereits in der Lage eine Vielfalt strömungsmechanischer Detailphänomene in sehr hoher Genauigkeit zu simulieren. Diese Fähigkeiten sind allerdings noch auf dreidimensionale, grenzschichtdominierte Strömungen mit Ablösungen in rotierenden und nicht–rotierenden Systemen, die typisch sind bei komplexen Innenströmungsproblemen in Turbomaschinen, zu übertragen.



# Literaturverzeichnis

- [1] Abu-Ghannam B.J., Shaw R.: *Natural Transition on Boundary Layers – The Effects of Turbulence, Pressure Gradients and Flow History*, Journal of Mechanical Engineering Science, Vol. 22, No. 5, S. 213–228, 1980
- [2] Acharya S., Tyagi M., Hoda A., Muldoon F.: *From RANS to DNS: Application to Film Cooling*, 26th National Conference on Fluid Mechanics & Fluid Power, 1999
- [3] Acharya S., Tyagi M., Hoda A.: *Flow and Heat Transfer Predictions for Film Cooling*, Heat Transfer in Gas Turbine Systems, Annals of the New York Academy of Sciences, Vol. 934, S. 110–125, 2001
- [4] Acton P.: *Erzeugung hoher Turbulenzgrade im Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanal und Untersuchung der Strömungs- und Turbulenzfelder*, IB LRT-WE12-94/13, 1994
- [5] Andreopoulos J., Rodi W.: *Experimental Investigation of Jets in a Crossflow*, J. Fluid Mech., Vol. 138, S. 93–127, 1984
- [6] Ardey S., Fottner L.: *A Systematic Experimental Study on the Aerodynamics of Leading Edge Film Cooling on Large Scale High Pressure Turbine Cascade*, ASME 98-GT-434, 1998
- [7] Ardey S.: *Untersuchung der aerodynamischen Effekte von Vorderkanten-Kühlluftausblausung an einem hochbelasteten Turbinengitter*, Dissertation UniBw München, 1998
- [8] Ardey S., Wolff S.: *Leading Edge Film Cooling on the High Pressure Turbine Cascade AGTB*, Testcase Documentation, IB LRT-WE12-98/01, 1998
- [9] Ardey S., Wolff S., Fottner L.: *Turbulence Structures of Leading Edge Film Cooling Jets*, ASME 2000-GT-0295, 2000
- [10] auf dem Kampe T., Völker S., Sämel T., Heneka C., Ladisch H., Schulz A., Bauer H.-J.: *Experimental and Numerical Investigation of Flow Field and Downstream Surface Temperatures of Cylindrical and Diffuser Shaped Film Cooling Holes*, J. of Turbomachinery, Vol. 135, 2013
- [11] Auxier A.A.: *The Importance of Cooling Technology in Propulsion and Power Systems*, RTO-MP-069(I), 2001



- [12] Bardina J., Ferziger J.H., Rogallo R.S.: *Effect of Rotation on Isotropic Turbulence: Computation and Modelling*, J. Fluid Mech., Vol. 154, S. 321–336, 1985
- [13] Barth T.J., Jespersen D.C.: *The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Grids*, AIAA Paper 89–0366, 1986
- [14] Baier R.D., Broichhausen K.D., Fritsch G., Koschel W.: *Systematic Study on the Fluid Dynamical Behaviour of Streamwise and Laterally Inclined Jets in Crossflow*, ASME 97-GT-98, 1997
- [15] Baldauf S., Scheurlen M.: *CFD based Sensitivity Study of Flow Parameters for Engine Like Film Cooling Conditions*, ASME 96-GT-310, 1996
- [16] Bergeles G., Gosman A.D., Launder B.E.: *The Turbulent Jet in a Cross Stream at Low Injection Rates: A Three-Dimensional Numerical Treatment*, Num. Heat Transfer, Vol. 1 S. 217–242, 1978
- [17] Bowman R.: *Bleed Slot Efficiency*, Thesis University Cambridge, 1992
- [18] Bradshaw P., Ferriss D., Atwell N.: *Calculation of Boundary-Layer Development using the Turbulent Energy Equation*, J. Fluid Mech., Vol. 28, S. 593–616, 1967
- [19] Bradshaw P.: *The understanding and prediction of turbulent flow*, Aeronautical Journal, S. 403–418, 1972
- [20] Bradshaw P.: *Effects of Streamline Curvature on Turbulent Flow*, AGARD-AG-169 (AGARDograph 169), 1973
- [21] Bradshaw P.: *Turbulent Secondary Flows*, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol. 19, S. 53–74, 1987
- [22] Brandt H., Ganzert W., Fottner L.: *A Presentation of Detailed Experimental Data of a Suction Side Film Cooled Turbine Cascade*, ASME 2000-GT-0296, 2000
- [23] Brandt H.: *Suction Side Film Cooling on the Turbine Cascade T106–300 – Aerodynamic and Heat Transfer Measurements*, Testcase Documentation, IB LRT-WE12–01/03, 2001
- [24] Brandt H., Schwarz C., Fottner L.: *Verschiedene Ansätze zur Untersuchung einer typischen Verdichter-Luftabblausung – Nachrechnung experimenteller Ergebnisse*, Proc. DGLR-Workshop Luftsysteme in Flugzeugen und Triebwerken, DGLR-Bericht 2003–03, Ottobrunn, 2003
- [25] Brandt H., Schwarz C., Fottner L.: *Numerische Untersuchung des dreidimensionalen Strömungsfeldes eines typischen Abblase-Luftsystems mehrstufiger Axialverdichter*, Proc. XXXV. Kraftwerktechnisches Kolloquium, Dresden, 2003
- [26] Brillert D.: *Strömungsberechnung im Kühl- und Sperrluftsystem von Gasturbinen zur Optimierung des Sekundärluftsystems*, Dissertation Universität Duisburg, 2001

- [27] Burd S.W., Simons T.W.: *Turbulence Spectra and Length Scales Measured in Film Coolant Flows Emerging from Discrete Holes*, ASME 98-GT-190, 1998
- [28] CFX-5 Dokumentation: *CFX-5 Solver Models*, CFX Ltd., UK, 2004
- [29] CFX-5 Dokumentation: *CFX-5 Solver Theory*, CFX Ltd., UK, 2004
- [30] Champagne F.M., Harris V.G, Atwell N.P.: *Experiments on Nearly Homogeneous Turbulent Shear Flow*, J. Fluid Mechanics, Vol. 41, S. 81, 1970
- [31] Comte-Bellot G., Corrsin S.: *The Use of a Contraction to Improve the Isotropy of Grid-Generated Turbulence*, J. Fluid Mech., Vol. 25, S. 657-682, 1966
- [32] Conan F., Savarese S.: *Bleed Airflow CFD Modelling in Aerodynamics Simulations of a Jet Engine*, ASME 2001-GT-0199, 2001
- [33] Davidson P.A.: *Turbulence*, Oxford University Press, 2004
- [34] Denton J.D.: *Loss Mechanisms in Turbomachines*, J. of Turbomachinery, Vol. 115, S. 621-656, 1993
- [35] Drela M.: *MISES Implementation of Modified Abu-Ghannam / Shaw Transition Criterion*, 2nd Rev., MIT Aero-Astro, 1998
- [36] Ebenhoch M., Speer T.M.: *Simulation of Cooling Systems in Gas Turbines*, J. of Turbomachinery, Vol. 118, S. 301-306, 1996
- [37] Elmendorf W., Mildner F., Röper R., Krüger U, Kluck M.: *Three-Dimensional Analysis of a Multistage Compressor Flow Field*, ASME 98-GT-249, 1998
- [38] Evans B.E.: *The Effects of Compressor Seventh-Stage Bleed Air Extraction on Performance of the F100-PW-220 Afterburner Turbofan Engine*, NASA CR 179447, 1991
- [39] Fabri J.: *Synthese des Etudes effectuees sur les Systemes de Prelevement d'Air dans les Compresseurs*, in Conan F., Savarese: *Bleed Airflow CFD Modeling in Aerodynamics Simulations of Jet Engine Compressor*, ASME 2001-GT-0544
- [40] Farell C., Youssef S.: *Experiments on Turbulence Management Using Screens and Honeycombs*, J. Fluids Engineering, Vol. 118, 1996
- [41] Ferguson D.J., Walters K.D., Leylek J.H.: *Performance of Turbulence Models and Near-Wall Treatments in Discrete Jet Film Cooling Simulations*, ASME 98-GT-438, 1998
- [42] Ferziger J.H., Peric M.: *Computational Methods for Fluid Dynamics*, Springer-Verlag, 1996
- [43] Foley A.: *On the Performance of Gas Turbine Secondary Air Systems*, ASME 2001-GT-0199, 2001

- [44] Frühauf H.-H., Schöll E.: *Entwicklung eines 3D Navier–Stokes Rechenverfahrens für reibungsbehaftete Strömungen in Schaufelreihen von Flugtriebwerken in einem weiten Machzahlbereich*, Abschlussbericht Teil 1, Institut für Raumfahrtssysteme, Universität Stuttgart, 1995
- [45] Ganzert W.: *Untersuchungen zur Optimierung der Kühlluft–Ausblasekonfigurationen fortschrittlicher Turbinenbeschaufelungen*, Dissertation UniBw München, 2000
- [46] Galperin B., Orszag S.A.: *Large Eddy Simulation of Complex Engineering and Geophysical Flows*, Cambridge University Press, 1993
- [47] Goldstein R.J.: *Film Cooling*, Advances in Heat Transfer, Vol. 7, 1971
- [48] Gomes R., Schwarz C., Pfitzner M.: *Aerodynamic Investigations of a Compressor Bleed Air Configuration Typical for Aeroengines*, ISABE–2005–1264, 2005
- [49] Gomes R., Schwarz C., Pfitzner M.: *Experimental Investigation of a Compressor Bleed System*, ASME GT2006–90458, 2006
- [50] Greitzer E.M., Tan C.S., Graf M.B.: *Internal Flow Concepts and Applications*, Cambridge Univ. Press, 2004
- [51] Gritsch M.: *Experimentelle Untersuchungen zum aerothermischen Verhalten nicht–zylindrischer Filmkühlbohrungen*, Dissertation Univ. Karlsruhe, 1998
- [52] Grotjans H.: *Turbulenzmodelle höherer Ordnung für komplexe Anwendungen*, Dissertation TU München, 1999
- [53] Hanjalić K., Jakirlić S.: *Second–Moment Turbulence Closure Modelling*, in: Launder B.E., Sandman N.D (Eds.) *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Cambridge University Press, 2002
- [54] Hamed A., Yeuan J.J., Jun Y.D.: *Flow Characteristics in Boundary–Layer Bleed Slots with Plenum*, J. of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 2, S. 231–236, 1996
- [55] Harten A.: *High Resolution Schemes for Hyperbolic Conservation Laws*, J. Comp. Phys., Vol. 49, S. 357–393, 1983
- [56] Hildebrandt T., Ganzert W., Fottner L.: *Systematic Experimental and Numerical Investigations on the Aerothermodynamics of a Film Cooled Turbine Cascade with Variation of the Cooling Hole Shape*, ASME 00–GT–298, 2000
- [57] Hinze J.O.: *Turbulence*, 2nd Ed., McGraw–Hill, 1975
- [58] Hirsch C.: *Numerical Computation of Internal and External Flows, Vol. 1 and 2*, John Wiley & Sons, 1988

- [59] Hoda A., Acharya S.: *Predictions of a Film Coolant Jet in Crossflow with Different Turbulence Models*, ASME 99-GT-124, 1999
- [60] Hoda A., Acharya S., Tyagi M: *Reynolds Stress Transport Model Predictions and Large Eddy Simulations for Film Coolant Jet in Crossflow*, ASME 2000-GT-249, 2000
- [61] Homeier L.: *Private Kommunikation*, 2004
- [62] Hutchinson B.R., Raithby G.D.: *A Multigrid Method Based on the Additive Correction Strategy*, Numerical Heat Transfer, Vol. 9, S. 511–537, 1986
- [63] Hyams D.G., Leylek J.H.: *A Detailed Analysis of Film Cooling Physics Part III: Streamwise Injection with Shaped Holes*, ASME 97–GT–271, 1997
- [64] Idelchik I.E.: *Handbook of Hydraulic Resistance*, 2. Auflage, Hemisphere Publishing Corporation, 1986
- [65] Iourokina I.V., Sanjiva K.L.: *Large Eddy Simulation of Film–Cooling Above the Flat Surface with a Large Plenum and Short Exit Holes*, AIAA–2006–1102, 2006
- [66] Jakirlić S.: *Reynolds–Spannungs–Modellierung komplexer turbulenter Strömungen*, Dissertation Univ. Erlangen–Nürnberg, 1997
- [67] Kapadia S., Roy S., Heidmann J.: *Detached Eddy Simulation of Turbine Blade Cooling*, AIAA–2003–3632, 2003
- [68] Kaszeta R.W, Simon T.W.: *Measurements of Eddy Diffusivity of Momentum in Film Cooling Flows with Streamwise Injection*, ASME 99–GT–37, 1999
- [69] Kato M., Launder B.E.: *The Modelling of Turbulent Flow around Stationary and Vibrating Cylinders*, Proc. 9th Symp. on. Turb. Shear Flows, Vol. 9, 1993
- [70] Khaldi A.: *Discharge Coefficient of Film Cooling Holes with Rounded Entries and Exits*, Dissertation Univ. of Nottingham, 1987
- [71] Kim J., Moin P, Moser R.: *Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number*, J. Fluid Mech., Vol. 177, S. 133–166, 1987
- [72] Kiock R., Laskowski G., Hoheisel H.: *Die Erzeugung höherer Turbulenzgrade in der Meßstrecke des Hochgeschwindigkeits–Gitterwindkanals, Braunschweig, zur Simulation turbomaschinenähnlicher Bedingungen*, DFVLR–FB 82–25, 1982
- [73] Kitoh O.: *Experimental Study of Turbulent Swirling Flow in a Straight Pipe*, J. Fluid Mechanics, Vol. 225, S. 445–479, 1991
- [74] Köllen O.: *Experimentelle und theoretische Analyse der aerodynamischen Verluste in filmgekühlten Turbinenschaufeln*, Dissertation RWTH Aachen, 1986

- [75] Krammer P.: *Aerodynamisches Design für Turbomaschinen – Herausforderungen und Trends*, Seminarvortrag Flugantriebe und Gasturbinen, 2001
- [76] Kügeler E.: *Numerische Untersuchung der Filmkühlung aus einer Reihe von Fan-Shaped Bohrungen auf der Saugseite einer Turbinenschaufel und Vergleich mit Experimenten*, DGLR–JT2000–139, Leipzig, 2000
- [77] Kügeler E., Weber A., Lisiewicz S.: *Combination of a transition model with a two-equation turbulence model and comparison with experimental results*, ATI–CST–076/01, Proc. 4th European Conference on Turbomachinery, Florenz, 2001
- [78] Kügeler E.: *Numerisches Verfahren zur genauen Analyse der Kühleffektivität filmgekühlter Turbinenschaufeln*, Dissertation Ruhr–Universität Bochum, 2004
- [79] Kusterer K., Bohn D., Sugimoto T., Tanaka R.: *Double–Jet Ejection of Cooling Air for Improved Film Cooling*, J. of Turbomachinery, Vol. 129, S. 809–815, 2007
- [80] Kutz K.J., Speer T.M.: *Simulation of the Secondary Air System of Aero Engines*, ASME 92–GT–68, 1992
- [81] Lakehal D., Theodoridis G., Rodi W.: *Three Dimensional Flow and Heat Transfer Calculations of Film Cooling at the Leading Edge of a Symmetrical Turbine Blade Model*, Int. J. Heat Fluid Flow, Vol. 22, S. 113–122, 2001
- [82] Landau L.D., Lifschitz E.M.: *Lehrbuch der theoretischen Physik, Band VI Hydrodynamik*, Braun Verlag, Karlsruhe, 1979
- [83] Langston L.S.: *Crossflow in a Turbine Cascade Passage*, J. of Engineering for Power, Vol. 102, S. 866–874, 1980
- [84] Launder B.E., Reece G.J. Rodi W.: *Progress in the Development of a Reynolds–Stress Turbulence Closure*, J. Fluid Mechanics, Vol. 68, S. 537–566, 1975
- [85] Launder B.E., Sharma B.I.: *Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc*, Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, No. 2, S. 131–138, 1974
- [86] LeGrives E.: *Cooling Techniques for Modern Gas Turbines*, Topics in Turbomachinery Technology, Ed.: D. Japikse, Concepts ETI Inc., Norwich, 1986
- [87] Leishman B.A., Cumpsty N.A., Denton J.D.: *Effects of Bleed Rate and Endwall Location on the Aerodynamic Behaviour of a Circular Hole Bleed Off–Take*, J. of Turbomachinery, Vol. 129, S. 645–658, 2007
- [88] Leishman B.A., Cumpsty N.A., Denton J.D.: *Effects of Inlet Ramp Surfaces on the Aerodynamic Behaviour of Bleed Hole and Bleed Slot Off–Take Configurations*, J. of Turbomachinery, Vol. 129, S. 659–668, 2007

- [89] Leylek J.H., Zerkle R.D.: *Discrete–Jet Film Cooling: A Comparison of Computational Results with Experiments*, J. of Turbomachinery, Vol. 116, S. 358–368, 1994
- [90] López Peña F., Arts T.: *On the Development of a Film Cooling Layer*, AGARD–CP–534, 1993
- [91] Margason R.J.: *Fifty Years of Jet in a Crossflow Research*, AGARD–CP–534, 1993
- [92] Menter F.R.: *Two–Equation Eddy–Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications*, AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, S. 1598–1605, 1994
- [93] Meyer W.: *Untersuchung zum Einfluß von Einlaufdrallstörungen auf das stationäre Betriebsverhalten von Turbostrahltriebwerken*, Dissertation UniBw München, 1988
- [94] Miller D.S.: *Internal Flow Systems*, BHRA Fluid Engineering, Cranfield, 1978
- [95] Moore J., Moore J.G.: *Osborne Reynolds: Energy Methods in Transition and Loss Production: A Centennial Perspective*, J. of Turbomachinery, Vol. 117, S. 142–153, 1995
- [96] Moussa Z.M., Trischka J.W., Ekinazi S.: *The Near Field of a Round Jet with a Cross–Stream*, J. Fluid Mechanics, Vol. 80, S. 49–80, 1977
- [97] Müller Y.: *Secondary Air System Model for Integrated Thermomechanical Analysis of a Jet Engine*, ASME GT2008–50078, 2008
- [98] Nagel M.G.: *Numerische Optimierung dreidimensional parametrisierter Turbinenschaufeln mit umfangssymmetrischen Plattformen – Entwicklung, Anwendung und Validierung*, Dissertation UniBw München, 2004
- [99] Newman B.G.: *The Deflexion of Plane Jets by Adjacent Boundaries – Coanda Effect, Boundary Layer and Flow Control*, Ed.: G.V. Lachmann, Vol. 1, S. 232–264, Pergamon, 1961
- [100] Patankar S.V.: *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere Publishing Corporation, 1980
- [101] Poirier D., Allmaras S.R., McCarthy D.R., Smith M.F., Enomoto F.Y.: *The CGNS System*, AIAA Paper 98–3007, 1998
- [102] Perry A.E., Kelso R.M., Lim T.T.: *Topological Structure of a Jet in a Crossflow*, AGARD–CP–534, 1993
- [103] Pietrzyk J.R., Bogard D.G., Crawford M.E.: *Hydrodynamic Measurements of Jets in Crossflow for Gas Turbine Film Cooling Applications*, J. of Turbomachinery, Vol. 111, S. 139–145, 1989

- [104] Pietrzyk J.R., Bogard D.G., Crawford M.E.: *Effects of Density Ratio on Hydrodynamics of Film Cooling*, J. of Turbomachinery, Vol. 112, S. 437–443, 1990
- [105] Pope S.B.: *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, 2001
- [106] Raw M.J., Galpin P., Hutchinson B.R., Raithby G.D., Doormal J.P.V.: *An Element-Based Finite-Volume Method for Computing Viscous Flows*, Technical Report, Advanced Scientific Computing Ltd., Canada, 1994
- [107] Renze P., Meinke M., Schröder W.: *LES of Turbulent Mixing in Film Cooling Flows*, Conf. of Turbulence and Interactions, 2006
- [108] Reynolds W.C.: *The Potential and Limitations of Direct and Large Eddy Simulations*, in: Lumley J.L. (Ed.) *Whither Turbulence Workshop*, Lecture Notes in Physics, Springer Verlag, 1990
- [109] Rhie C.M., Chow W.L.: *A Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Isolated Airfoil with Trailing Edge Separation*, AIAA Paper 82–0998, 1982
- [110] Roach P.E.: *The Generation of Nearly Isotropic Turbulence by Means of Grids*, J. of Heat and Fluid Flow, Vol. 8 (2), S. 82–92, 1987
- [111] Roe P.L.: *Approximative Riemann Solvers, Parameter Vectors and Difference Schemes*, J. Comp. Phys., Vol. 43, S. 357–372, 1981
- [112] Röhle I.: *Laser-Doppler-Velocimetry auf der Basis frequenzselektiver Absorption: Aufbau und Einsatz eines Doppler Global Velocimeters*, Dissertation, DLR–FB–99–40, 1999
- [113] Rolls-Royce plc.: *The Jet Engine*, 1986
- [114] RTO Applied Vehicle Technology.: *Performance Prediction and Simulation of Gas Turbine Operation for Aircraft, Marine, Vehicular and Power Generation*, RTO Technical Report TR–AVT–036, 2007
- [115] Sarkar S.: *The Pressure-Dilation Correlation in Compressible Flows*, J. Phys. Fluids, Vol. 4, No. 12, S. 2674–2682, 1992
- [116] Scheiman J., Brooks J.D.: *Comparison of Experimental and Theoretical Turbulence Reduction from Screens, Honeycombs and Honeycomb-Screen Combinations*, J. Aircraft, Vol. 18, No. 8, S. 638–643, 1981
- [117] Schlichting H., Gersten K.: *Grenzschicht-Theorie*, Springer-Verlag, 1997
- [118] Schodl R. et al.: *Doppler-Global-Velocimetry for the Analysis of Combustor Flows*, Aerospace Science and Technology 6, S. 481–493, 2002
- [119] Schwarz C., Brandt H., Fottner L.: *Aerodynamische Untersuchung eines typischen Abblase-Luftsystems in einem mehrstufigen Axialverdichters*, DGLR-Jahresband, Teil II, 2002

- [120] Schwarz C., Brandt H., Fottner L.: *Doppler Global Velocimetry Messungen in einem Verteilerkanal eines typischen Abblase–Luftsystems in einem mehrstufigen Axialverdichter*, Proc. GALA–Tagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, Braunschweig, 2003
- [121] Schwarz C.: *Aerodynamische Untersuchung an Abblase–Luftsystemen mehrstufiger Axialverdichter*, Dissertation UniBw München, 2005
- [122] Sgarzi O., Leboeuf F.: *Analysis of Vortices in Three–Dimensional Jets Introduced in a Cross–Flow Boundary–Layer*, ASME 97–GT–517, 1997
- [123] Sieverding C.H.: *Recent Progress in the Understanding of Basic Aspects of Secondary Flows in Turbine Blade Passages*, J. of Eng. Gas Turbines and Power, Vol. 107, S. 248–257, 1985
- [124] Sizov M.A.: *Airfilm Cooling through Laser Drilled Holes*, Dissertation Technische Universität Eindhoven, 2007
- [125] Sloan D.G., Smith P.J., Smoot L.D.: *Modelling of Swirl in Turbulent Flow Systems*, Prog. in Energy and Combustion Science, Vol. 12, S. 163–250, 1986
- [126] Sousek J.: *Untersuchungen an Strömungen durch rotierende Radialbohrungen*, Dissertation UniBw München, 2011
- [127] Spalart P.R., Jou W.–H., Strelets M., Allmaras S.R.: *Comments on the Feasibility of LES for Wings, and on a Hybrid RANS / LES Approach*, Advances in DNS / LES, 1st AFOSR Int. Conf. on DNS / LES, Greyden Press, 1997
- [128] Speziale C.G., Sakar S., Gatski T.B.: *Modelling the Pressure–Strain Correlation of Turbulence*, J. Fluid Mechanics, Vol. 227, S. 245–272, 1991
- [129] Staudacher S.: *Modeling of turbine cooling air systems*, ISABE–99–7013, 1999
- [130] Steffens K., Schäffler A.: *Triebwerksverdichter – Schlüsseltechnologie für den Erfolg bei Luffahrtantrieben*, DGLR Jahrestagung, 2000
- [131] Sturm W., Fottner L.: *The High–Speed Cascade Wind–Tunnel of the German Armed Forces University Munich*, IB LRT–WE12–85/11, 1985
- [132] Takahashi T., Funazaki K., Bin Salleh H., Sakai E., Watanabe K.: *Assessment of URANS and DES for Prediction of Leading Edge Film Cooling*, J. of Turbomachinery, Vol. 134, 2012
- [133] Tennekes H., Lumley J.L.: *A First Course in Turbulence*, MIT–Press, 1974
- [134] Theodoridis G., Lakehal D., Rodi W.: *3D Calculations of the Flow Field around a Turbine Blade with Film Cooling Injection near the Leading Edge*, Flow, Turbulence, Combustion, Vol. 66, S. 57–83, 2001



- [135] Toro E.F.: *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics*, 2nd Ed., Springer–Verlag, 1999
- [136] Truckenbrodt E.: *Fluidmechanik*, 4. Auflage, Springer–Verlag, 1996
- [137] Turkel E.: *Preconditioning Methods for Solving the Incompressible and Low Speed Compressible Equations*, J. Comp. Phys., Vol. 72, S. 277–298, 1987
- [138] Tulapurkara E.G., Ramjee V.: *Effects of Contraction on Screen–Generated Turbulence*, Aeronautical Journal, Vol. 84, S. 290–295, 1980
- [139] van Leer B.: *Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme, V. A Second Order Sequel to Godunov’s Method*, J. Comp. Phys., Vol. 32, S. 101–136, 1979
- [140] Uberoi M.S., Wallis S.: *Effect of Grid Geometry on Turbulence Decay*, The Physics of Fluids, Vol. 10, No. 6, S. 1216–1224, 1967
- [141] Vinokur M.: *Conservation Equations of Gasdynamics in Curvelinear Coordinate System*, J. Comp. Phys., Vol. 14, S. 105–125, 1974
- [142] Vogel D.T.: *Numerische Untersuchung des Mischungsverhaltens von Filmkühlstrahlen in Turbinenströmungen*, Dissertation, DLR–FB–96–35, 1996
- [143] Walters D.K., Lylek J.H.: *A Detailed Analysis of Film–Cooling Physics Part I: Streamwise Injection with Cylindrical Holes*, ASME 97–GT–269, 1997
- [144] Weißert I.: *Numerische Simulation dreidimensionaler Strömungen in Sekundärluftsystemen von Gasturbinen unter besonderer Berücksichtigung der Rotation*, Dissertation Universität Duisburg, 1997
- [145] Wellborn S. R., Koiro M. L.: *Bleed Flow Interactions with an Axial–Flow Compressor Powerstream*, AIAA Paper No. 2002-4057, 2002
- [146] Whitfield D.L.: *Three–Dimensional Unsteady Euler Equation Solution Using Flux Vector Splitting*, NASA–CR–173254, 1983
- [147] Wilcox D.C.: *Reassessment of the Scale Determining Equation for Advanced Turbulence Models*, Journal of Turbomachinery, Vol. 122, S. 1299–1310, 2000
- [148] Wilcox D.C.: *Turbulence Modelling in CFD*, DCW Industries, 1993
- [149] Wilfert G.: *Experimentelle und numerische Untersuchung der Mischungsvorgänge zwischen Kühlfilm und Gitterströmung an einem hochbelasteten Turbinengitter*, Dissertation UniBw München, 1994
- [150] Wilfert G., Wolff S.: *Influence of Internal Flow on Film Cooling Effectiveness*, AIAA Journal, Vol. 26, No. 11, S. 1299–1310, 1988

- [151] Wolff S.: *Test Case Documentation: Leading Edge Film Cooling on a High Pressure Turbine Cascade*, Institutsbericht 03/01, UniBw München, 2003
- [152] Wunderlich A.: *Numerische Simulation verzweigender Innenströmungen*, Dissertation RWTH Aachen, 1996
- [153] Wunderwald D.: *Untersuchung der Turbulenzstrukturen in hochbelasteten Verdichter- und Turbinengittern*, Dissertation UniBw München, 1995
- [154] Zimmermann H.: *Some Aerodynamic Aspects of Engine Secondary Air Systems*, ASME 89-GT-209, 1989

# Anhang A

## Filmkühlausblasung

### A.1 Messstrecke im HGK

Die besondere Bauweise des Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanals<sup>1</sup> (HGK) in einer Druckkammer und einem regelbaren Luftkühler ermöglicht die unabhängige Variation von Mach- und Reynoldszahl und somit Schaufelgitteruntersuchungen unter turbomaschinentypischen Bedingungen (Sturm und Fottner [131]). Die Luft wird stromauf der Messstrecke in einer Zuströmdüse auf die vorgegebene Zuströmgeschwindigkeit beschleunigt. In der Zuströmdüse wird zusätzlich die Turbulenz mit stationären Turbulenzgittern erhöht [4],[72]. Der Turbulenzgrad der Zuströmung  $Tu_1$  wird im HGK standardmäßig rund  $500\text{ mm}$  vor der Gittereintrittsebene mit einer 1-D Heißfilmsonde bestimmt. Es handelt sich hierbei um einen hauptsächlich eindimensionalen Wert ( $x$ -Richtung), der unter Annahme isotroper Turbulenz gebildet wird. Die Totaltemperatur der Zuströmung  $T_{t1}$  wird unter Annahme einer adiabaten Düsenströmung mit der gemessenen Totaltemperatur in der Beruhigungskammer gleichgesetzt. Ca.  $96\text{ mm}$  vor der Gittereintrittsebene wird der Zuströmtotaldruck  $p_{t1}$  mit einer Pitot-Sonde an der Seitenwand (Wandabstand  $50\text{ mm}$ ) ermittelt. Der Kammerdruck  $p_K$  als Bezugsgröße wird in einer strömungsberuhigten Zone innerhalb der Druckkammer gemessen.

Zur Einstellung einer periodischen Zuströmung sind am oberen und unteren Kanalboden drehbare Umlenkbleche angebracht. Bei Schaufelgittern großer Sehnenlänge und geringer Schaufelzahl ist es jedoch schwierig, die Periodizitätsbedingung vollständig zu erfüllen, so dass die Modellierung eines unendlichen Gitters gewissen Einschränkungen unterliegt [153]. Die notwendige Sekundärluft zur Ausblasung wird von außerhalb der Druckkammer durch ein Rohrleitungssystem dem Plenum der Schaufeln ( $\dot{m}_c, p_{t,c}, T_{t,c}$ ) zugeführt (Abb. A.1).

---

<sup>1</sup>Institut für Strahlantriebe, Universität der Bundeswehr München

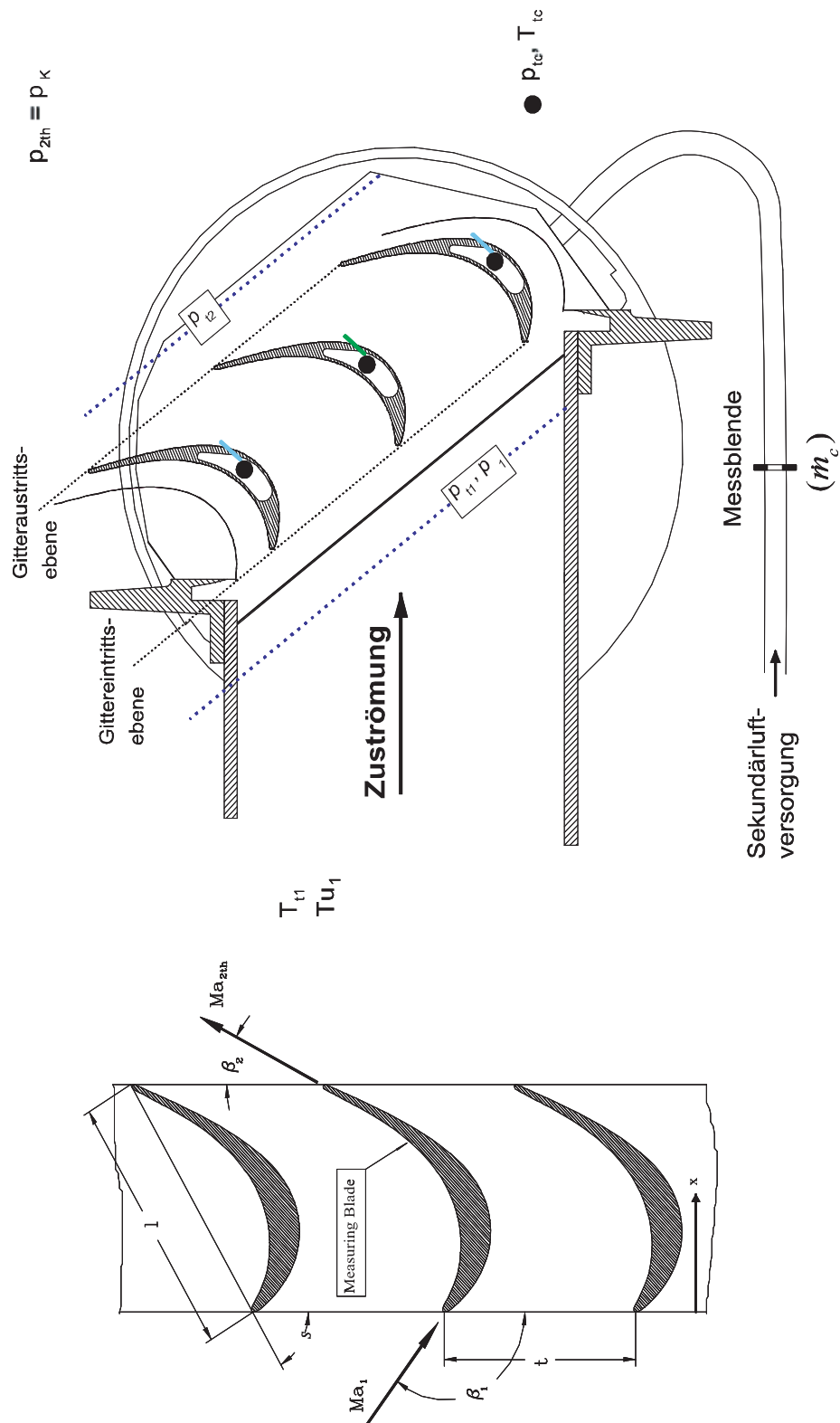


Abbildung A.1: Einbau des Turbinengitters T106-300-4 in die Messstrecke des Hochgeschwindigkeits-Gitterwindkanals

## A.2 Turbinengitter T106–300–4

Geometrie			Aerodynamik		
Sehnenlänge	$\ell$	300 mm	Abström-Reynoldszahl	$Re_{2th}$	500000
Schaufelhöhe	$h$	300 mm	Abström-Machzahl	$Ma_{2th}$	0.59
Teilungsverhältnis	$t/\ell$	0.799	Zuström-Machzahl	$Ma_1$	0.28
Staffelungswinkel	$\gamma_s$	$59.28^\circ$	Zuströmwinkel	$\beta_1$	$127.70^\circ$
Schaufelanzahl	$n$	3	Abströmwinkel	$\beta_2$	$26.70^\circ$

Tabelle A.1: Auslegungsdaten Turbinengitter T106–300

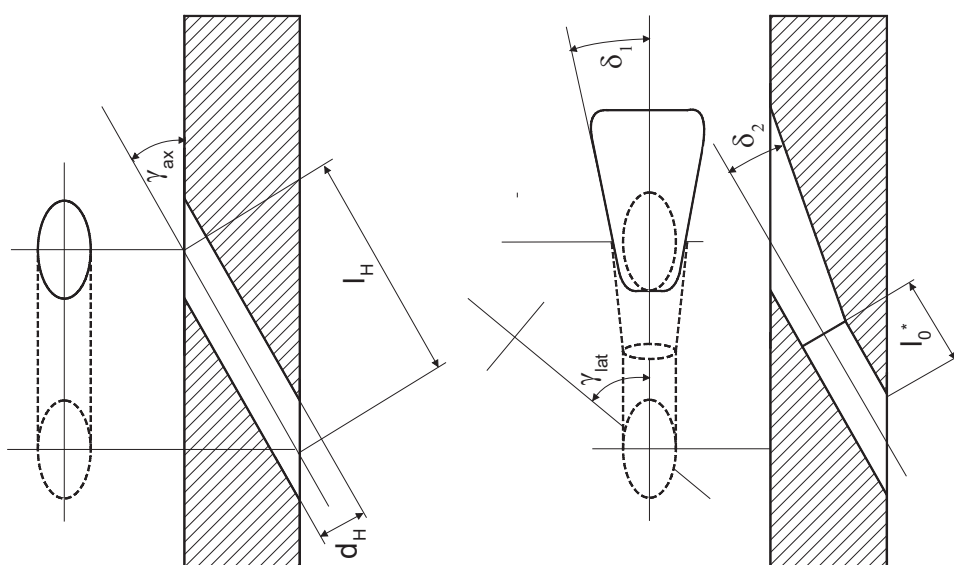


Abbildung A.2: Bohrungsgeometrie T106–300–4, links: zylindrische Grundbohrung, rechts: Fan-Shaped Bohrung mit Laid-Back

Ausblaseort		$x/\ell = 0.40$
Bohrungsdurchmesser	$d_H$	3.0 mm
Bohrungslänge	$l_H$	15.0 mm
	$l_H/l_0^*$	5.0
Bohrungsteilung	$t_H$	15.0 mm
Axialer Bohrungswinkel	$\gamma_{ax}$	$30.0^\circ$
Lateraler Bohrungswinkel	$\gamma_{lat}$	$0.0^\circ$
Diffusorwinkel	$\delta_1$	$10.0^\circ$
Laid-Back Winkel	$\delta_2$	$10.0^\circ$

Tabelle A.2: Bohrungsdaten T106–300-4

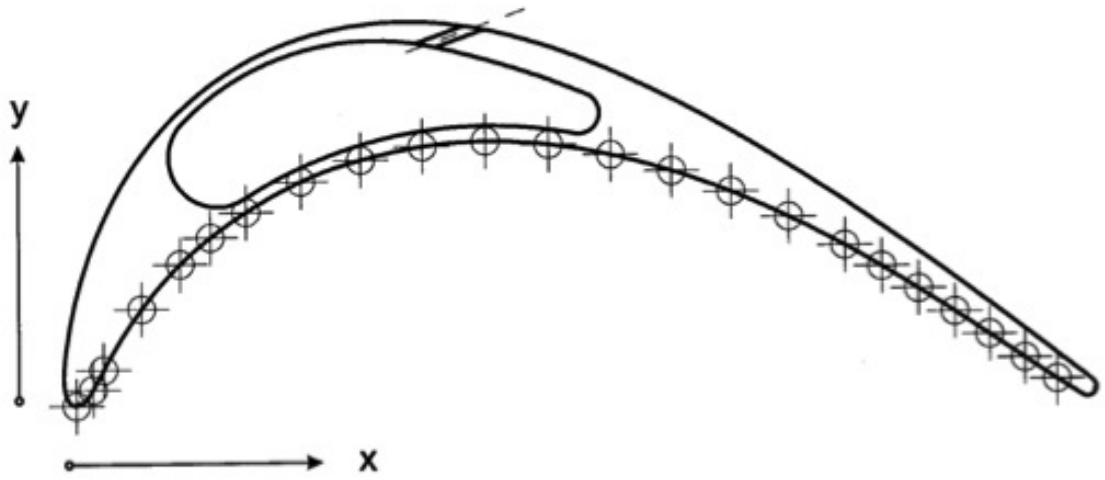


Abbildung A.3: Profilschnitt T106-300 mit Filmkühlausblasung inkl. Kühlluftplenum

### A.3 Rechennetz

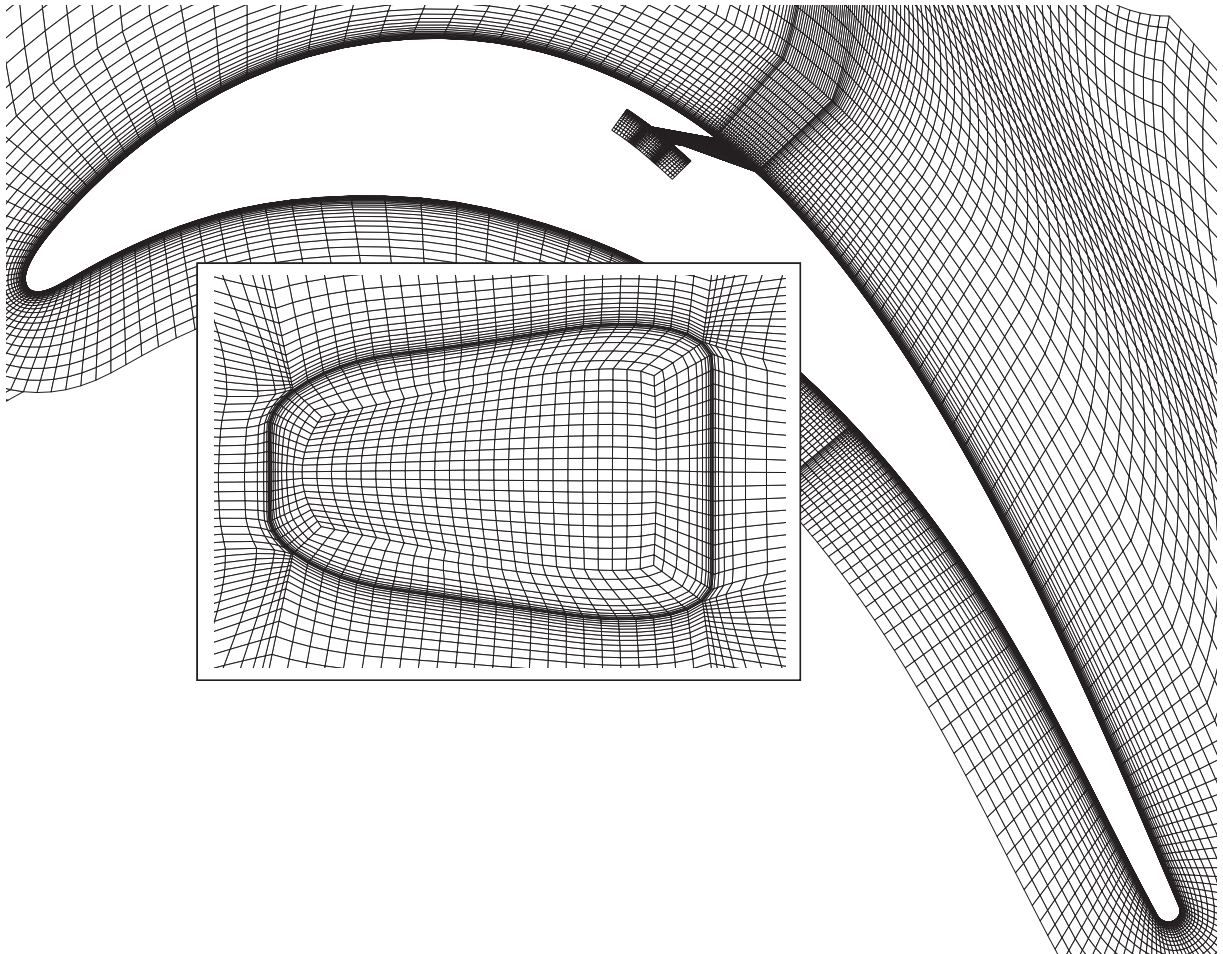


Abbildung A.4: Rechennetz T106–300–4

Anzahl Netzknoten	1168944
Anzahl Netzknoten pro Bohrungsteilung	55
Anzahl Netzknoten pro Schaufelteilung	63
Anzahl Hexaeder	1121916
Wandabstand	$y^+ < 1.3$
Randbedingungen	Periodizität pro Schaufelteilung $t$ Periodizität pro Bohrungsteilung $t_H$

# Anhang B

## Abblase-Luftsystem

### B.1 Modellaufbau Abblase-Luftsystem

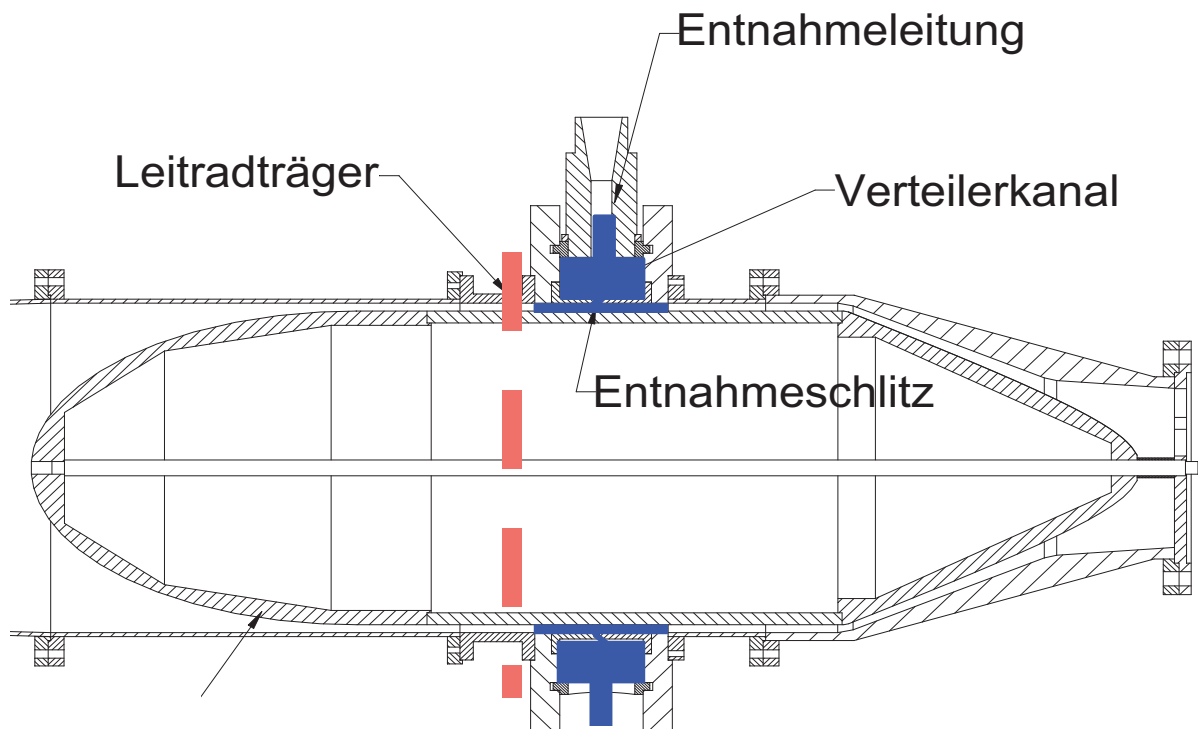


Abbildung B.1: Windkanalmodell Abblase-Luftsystem

Das Modell des Abblase-Luftsystems (Abb. B.1) ist in dem geschlossenen Modellwindkanal des Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München integriert [121]. Als Luftlieferant dient ein Schraubenverdichter<sup>1</sup>, an den sich ein Luftkühler zur Regulierung der

<sup>1</sup>Der Schraubenverdichter mit einem eingebauten Druckverhältnis von 3 : 1 liefert bei einer Leistung von 1 MW einen Volumenstrom von  $\dot{V} = 19300 \text{ m}^3/\text{h}$ .



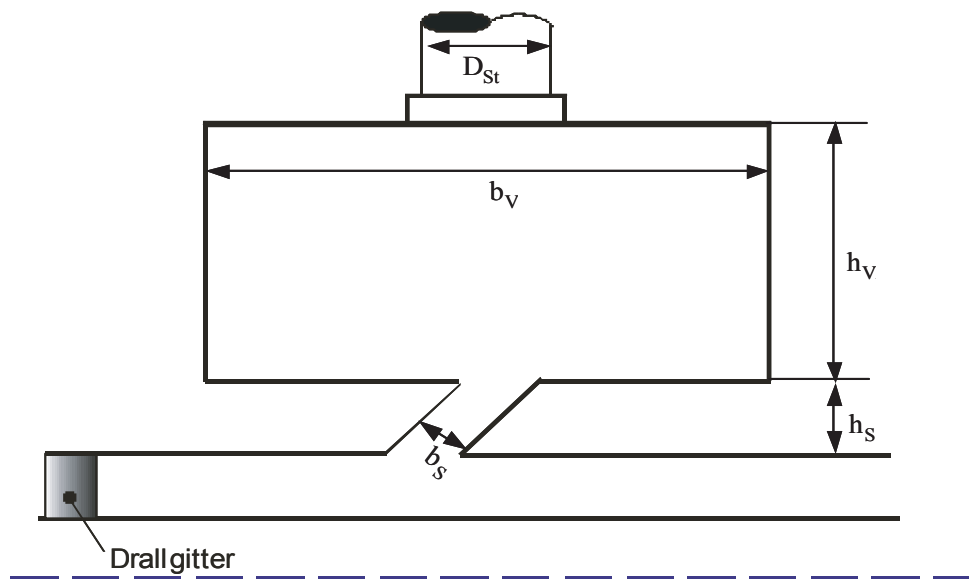


Abbildung B.2: Geometrie Modell Ablase–Luftsystem

$r_N$	396.0 mm	$h_S$	7.5 mm	$h_V$	50.0 mm	$D_{St}$	25.0 mm
$r_G$	417.0 mm	$b_S$	5.0 mm	$b_V$	100.0 mm	$\gamma_S$	45°

Tabelle B.1: Geometrie Modell Ablase–Luftsystem

Lufttemperatur anschließt. In der Zuleitung zur Modellmessstrecke wird der geförderte Luftmassenstrom mit einer Messblende (DIN ISO 5167) ermittelt. Im Anschluß daran folgt eine Beruhigungsstrecke zur Homogenisierung der Strömung. Der Modellaufbau ist durch ein konisches Verbindungsstück an die Beruhigungsstrecke angeschlossen. Ein in der Zuströmung zum Luftsystemmodell integrierter Leitradträger (Drallgitter) erzeugt eine typische, drallbehaftete Verdichterabströmung von  $\alpha_1 = 15^\circ$ . Die Zuströmbedingungen zur Luftabblase werden ca. zwei Sehnenlängen stromab des Leitradträgers mit einer Dreiloch-Sonde gemessen. Der Betriebspunkt wird hinter der Messstrecke über eine Drosselklappe eingestellt. Der abgeblasene Luftmassenstrom wird im Abluftrohrsystem ebenfalls über Drosselklappen eingeregelt und mit Messblenden ermittelt.

## B.2 Rechennetz

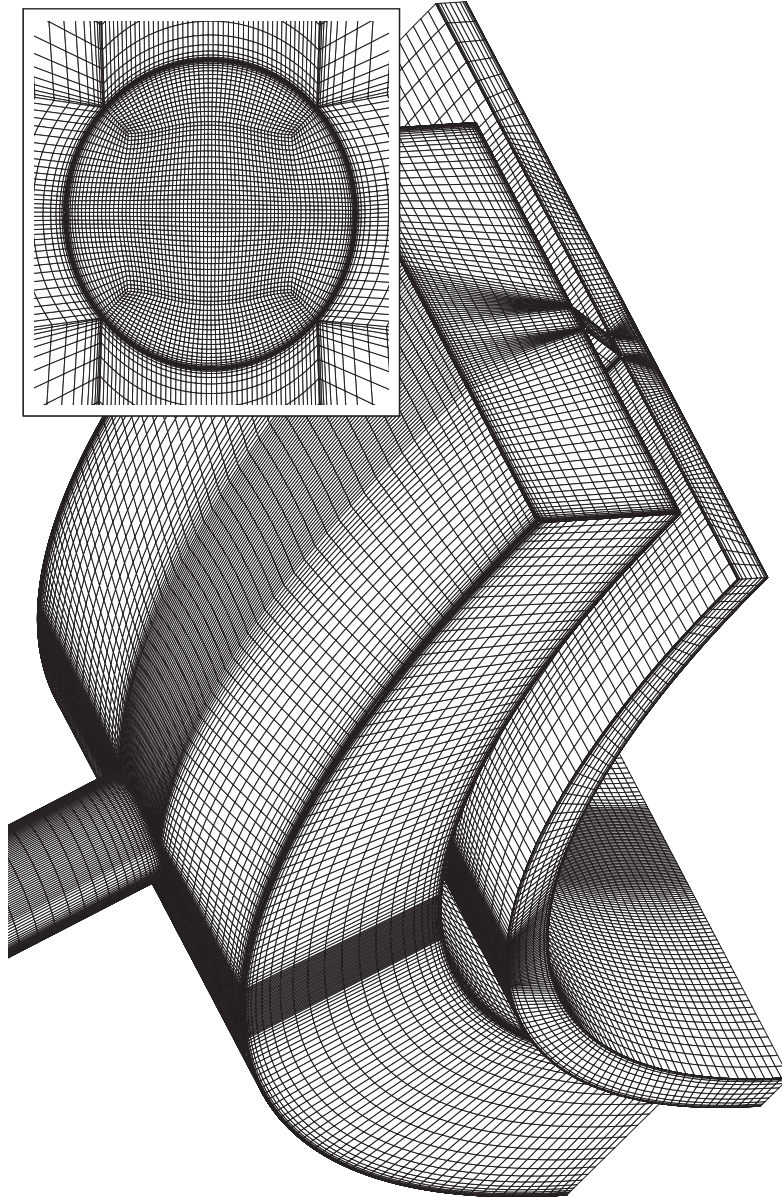


Abbildung B.3: Rechennetz Abblase-Luftsystem

Anzahl Netzknoten	1910834
Anzahl Hexaeder	1843056
Wandabstand	$y^+ < 1.5$
Randbedingungen	periodisch in Umfangsrichtung $\pm 45^\circ$

## B.3 1–D Strömungsanalyse

### B.3.1 Ableitung der Druckverhältnisse der Zuströmung

Die Abschätzung und Verifikation der Zuströmbedingungen des experimentell untersuchten und simulierten Abblase–Luftsystems ist wichtig, um auf Basis der mittleren Strömung am Austritt des Entnahmestutzens und den erwarteten aerodynamischen Verlusten auf die vorliegenden statischen Druck– und Totaldruckverhältnisse  $p_1/p_{St}$  und  $p_{t1}/p_{t_{St}}$  in der Zuströmung schließen zu können. Die gemittelten Austrittsbedingungen am Entnahmestutzen wurden im vorliegenden Fall als Basis gewählt, da sie in der Messung mit höherer Genauigkeit und Sicherheit experimentell bestimmt werden und in den Simulationen auf die Austritts–Machzahl  $Ma_{St} \approx 0.26$  bei vorgegebenen Massenstromverhältnis  $\dot{m}_{St}/\dot{m}_1$  gedrosselt wird.

Ausgangspunkt für die Abschätzung des statischen Druckverhältnisses ist die erweiterte Bernoullische Energiegleichung [136]

$$p_1 + \frac{\rho_1}{2} G_1^2 = p_2 + \frac{\rho_2}{2} G_2^2 + \zeta_{12} \frac{\rho_1}{2} G_1^2 \quad (\text{B.1})$$

Die aerodynamischen Verluste sind dabei entsprechend Gl. (4.5) definiert zu

$$\zeta_{12} = \frac{p_{t1} - p_{t_{St}}}{\frac{\rho_1}{2} G_1^2}$$

Mit Hilfe der Definitionsgleichung der Machzahl

$$Ma = \frac{G}{\sqrt{\kappa RT}} \quad (\text{B.2})$$

und der thermischen Zustandsgleichung für ideale Gase

$$p = \rho RT \quad (\text{B.3})$$

läßt sich Gl. (B.1) als Funktion von Zuström– und Austritts–Machzahl ausdrücken.

$$\left[1 + (1 - \zeta_{12}) \frac{\kappa}{2} Ma_1^2\right] p_1 = \left(1 + \frac{\kappa}{2} Ma_{St}^2\right) p_{St} \quad (\text{B.4})$$

Das notwendige Druckverhältnis in Abhängigkeit von den aerodynamischen Verlusten ergibt sich somit unter Annahme bekannter Zu– und Abström–Machzahlen

$$\frac{p_1}{p_{St}} = \frac{1 + \frac{\kappa}{2} Ma_{St}^2}{1 + (1 - \zeta_{12}) \frac{\kappa}{2} Ma_1^2} \quad (\text{B.5})$$

Die Ableitung des Totaldruckverhältnisses beginnt mit dem korrigierten Massenstrom pro Fläche als Funktion der Machzahl [50]

$$\frac{\dot{m} \sqrt{RT_t}}{A p_t \sqrt{\kappa}} = \frac{Ma \cdot \cos \gamma_{sek}}{\left[1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2\right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} \quad (\text{B.6})$$

Die Korrektur um  $\cos \gamma_{sek}$  im Zähler von Gl. (B.6) ist erforderlich, sofern signifikante Sekundärströmungen bzw. angestellte Strömungen zu einer nicht-orthogonalen Durchströmung der Bezugsquerschnittsfläche führen. In diesem Fall bestimmt sich der Massenstrom durch die Bezugsquerschnittsfläche zu

$$\dot{m} = \rho A G \cos \gamma_{sek} \quad (\text{B.7})$$

Durch einfaches Umstellen von Gl. (B.6) erhält man die Massenstromdichte

$$\frac{\dot{m}}{A} = \sqrt{\frac{\kappa}{R}} \frac{p_t}{\sqrt{T_t}} \frac{Ma \cdot \cos \gamma_{sek}}{\left[1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2\right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} \quad (\text{B.8})$$

Da sowohl die Ein- als auch Austrittsfläche und das Massenstromverhältnis bekannt sind, lassen sich die Massenstromdichten am Eintritt und Austritt unter Verwendung der Abblaserate  $M = \dot{m}_{St}/\dot{m}_1$  und des Flächenverhältnisses  $F = A_{St}/A_1$  gleichsetzen. Das gesuchte Totaldruckverhältnis zwischen Zu- und Abströmung als Funktion der Machzahl ergibt sich dann zu

$$\frac{p_{t1}}{p_{tSt}} = \frac{F}{M} \sqrt{\frac{T_{t1}}{T_{tSt}}} \frac{Ma_{St} \cos \gamma_{sek}}{Ma_1 \cos \alpha_1} \frac{\left[1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_1^2\right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}}{\left[1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_{St}^2\right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}}} \quad (\text{B.9})$$

Totaldruck und statischer Druck am Eintritt stehen über die Isentropengleichung für ideale Gase in Beziehung

$$\frac{p_{t1}}{p_1} = \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_1^2\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (\text{B.10})$$

# Anhang C

## Zuströmturbulenz

### C.1 Windkanalturbulenz im HGK

Messungen stromab von Turbulenzgittern und –sieben, wie sie üblicherweise in Windkanälen eingesetzt werden, zeigen, dass die erzeugte Turbulenz nicht isotrop ist [31],[140]. Nach Roach [110] läßt sich bei geringer Hintergrundturbulenz und hohen Reynoldszahlen die Abklingrate der turbulenten kinetischen Energie sowie der turbulenten Längenskalen stromab passiver Turbulenzerzeuger in Abhängigkeit vom Verhältnis der Lauflänge  $x$  zu einer charakteristischen Gitterdimension  $d$  korrelieren.

$$Tu_u = C \left(\frac{x}{d}\right)^{-\frac{5}{7}}, \quad Tu_{v,w} = DC \left(\frac{x}{d}\right)^{-\frac{5}{7}} \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{\Lambda_u}{d} = I \left(\frac{x}{d}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad \frac{\Lambda_v}{d} = \frac{IJ}{2} \left(\frac{x}{d}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad \frac{\Lambda_w}{d} = \frac{IK}{2} \left(\frac{x}{d}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{C.2})$$

Düsen beschleunigen und homogenisieren die Strömung. Infolge der Beschleunigung reduziert sich der Turbulenzgrad am Düsenaustritt und die Tendenz zur Isotropie der Turbulenz nimmt zu [138]. Einer Abschätzung nach Rannacher (aus Kiock et al. [72]) zufolge läßt sich der Düsen-effekt auf den isotropen Turbulenzgrad in Abhängigkeit vom Kontraktionsverhältnis  $N$  ausdrücken.

$$K_D = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \left(2N + \frac{1}{N^2}\right)}}{N} \quad (\text{C.3})$$

Acton [4] kombinierte Gl. (C.1) und (C.3), um den Effekt der Turbulenzerzeugung durch passive Gitter und Düsenkontraktion auf den Zuströmturbulenzgrad im Windkanal zu bestimmen.

$$\begin{aligned} Tu|_{decay} &= \sqrt{\frac{1}{3} (Tu_u^2 + Tu_v^2 + Tu_w^2)} \\ Tu &= Tu|_{decay} \cdot K_D \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

In Abb. C.1 ist die Korrelation aus Gl. (C.4) für verschiedene Turbulenzgitter und Kontraktionsverhältnisse über der dimensionslosen Lauflänge  $x/d_e$  aufgetragen.<sup>1</sup> Die Messwerte stammen von den 1-D HFA Messungen in der Zuströmung des HGK bzw. 3-D HFA Messungen nahe der Eintrittsebene der Schaufelgitter bei unterschiedlichen Mach- und Reynoldszahl Kombinationen.

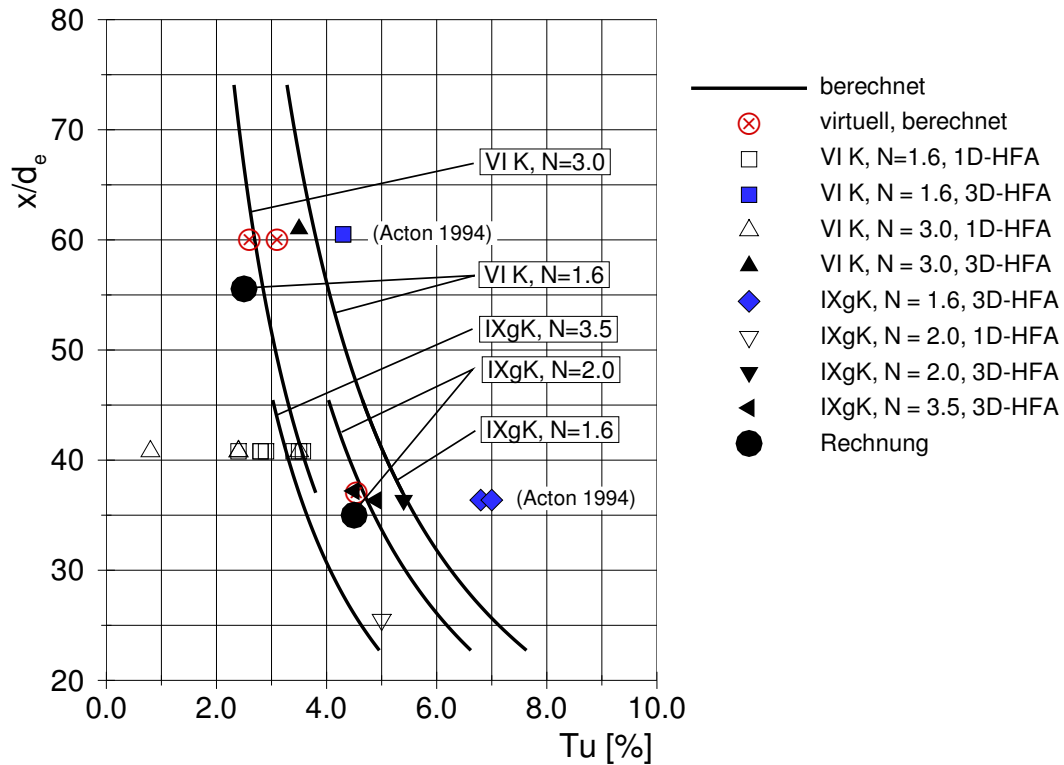


Abbildung C.1: Abschätzung Turbulenzgrad im HGK

T106-300-4: N = 1.6 VI K Turbulenzgitter  $d_e = 0.027 m$   
 IXgK Turbulenzgitter  $d_e = 0.044 m$

$$d_e = \frac{c+d}{2} \text{ (s. Kiock et al. [72])}$$

In genügendem Abstand zum Turbulenzgitter aus gekreuzten Stabgittern mit nachfolgender Querschnittskontraktion und hohen Reynoldszahlen sollte die Turbulenz kleinskalig und normal zur Hauptströmungsrichtung nahezu isotrop sein. 3-D HFA Untersuchungen im HGK von Acton [4] ohne (Acton 1994) und Homeier [61] mit eingebautem Schaufelgitter zeigen jedoch,

<sup>1</sup>Beschreibungen der Turbulenzgitter VI K und IXgK sind in Acton, 1994 [4] zusammengefasst. Die gitterabhängigen Konstanten haben die Werte  $C = 1.13$  und  $D = 0.89$ . Die äquivalenten Stabdurchmesser  $d_e$  sind in Tab. C.1 aufgeführt.

dass die Turbulenz nahe der Schaufeleintrittsebenen nicht isotrop ist. Ohne eingebautem Schaufelgitter sind die  $\overline{u'^2}$  und  $\overline{w'^2}$  Anteile annähernd gleichverteilt und der  $\overline{v'^2}$  Anteil dominiert. Bei eingebautem Schaufelgitter steigt dagegen der  $\overline{w'^2}$  Anteil stark an, während der  $\overline{u'^2}$  Anteil abnimmt. Neben der Geometrie des Windkanals und der Turbulenzerzeuger deuten die Streuung der Messwerte sowie deren Abweichungen zu den berechneten Korrelationswerten in Abb. C.1 auf weitere Einflußparameter hin. Hier sind besonders der untersuchte Schaufelgittertyp und dessen Potenzialfeld, der Betriebspunkt des Windkanals und die Entwicklung der Seitenwandgrenzschicht im Zuströmkanal zu nennen.

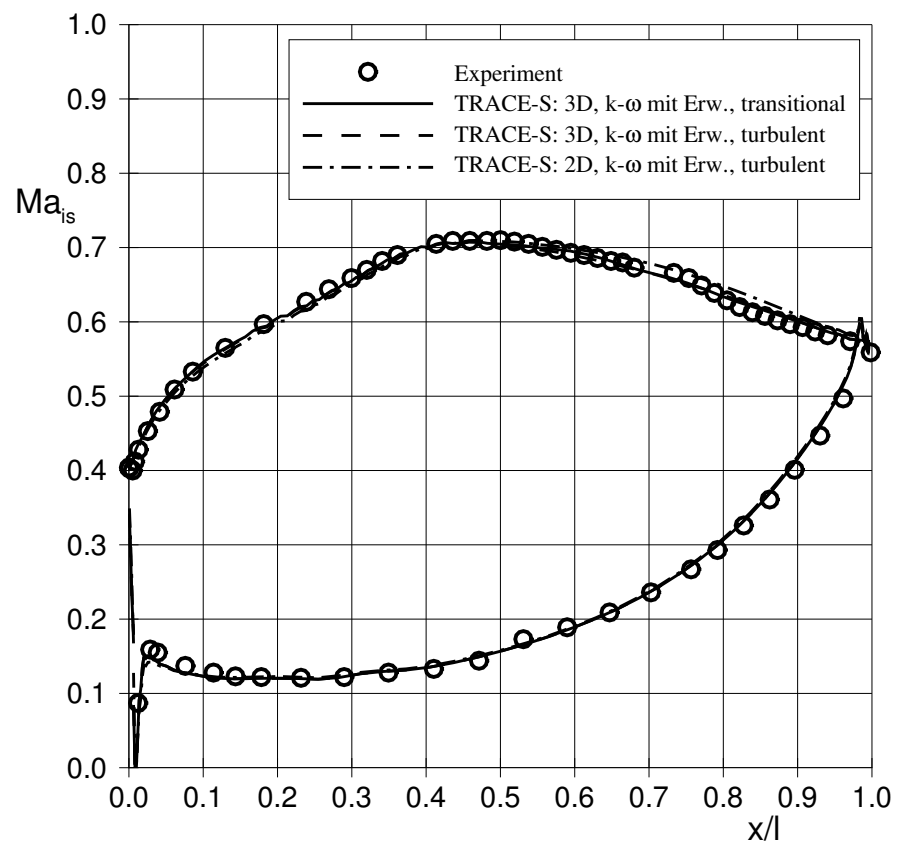


Abbildung C.2: Numerische Bestimmung der Zuströmurbulenz, T106–300, VI K,  $N = 1.6$ ,  $k - \omega^+$  Turbulenzmodell mit AGS Transitionsmodell

Eine Korrelation nach Gl. (C.4) zur Bestimmung des Turbulenzgrades als Randbedingung für numerische Simulationen ist demnach nicht auf die spezifischen Gegebenheiten des HGK anwendbar. Die in Simulationen benötigten homogen verteilten und isotropen Turbulenzparameter an den Eintrittsrändern müssen daher iterativ in numerischen Voruntersuchungen ermittelt werden. Für hochbelastete Schaufelgittern hat sich dazu die Verifikation der laminaren Ablöseblase

auf der Saugseite als geeignet erwiesen.

Abb. C.2 zeigt die berechneten Profilmachzahl-Verteilungen des Turbinengitters T106-300 ohne Filmkühlausblasung, mit der laminaren Ablöseblase bei  $x/\ell \approx 0.65 - 0.75$ . Die dreidimensionale Simulation wurden mit dem Strömungslöser TRACE-S unter Verwendung des  $k - \omega^+$  Turbulenzmodells in Verbindung mit dem Transitionskriterium nach Abu-Ghannam und Shaw (AGS) [1],[35] und vorgegebener Zuströmungsgrenzschicht durchgeführt. Die so numerisch ermittelten turbulenten Vorgabewerte sind in Tab. 5.2 als Randbedingungen für die Simulation der Filmkühlausblasung am Schaufelgitter T106-300-4 aufgeführt und in Abb. C.1 (VIK,  $N = 1.6$ ) ebenfalls eingetragen. Zur Verifikation wurde zuvor eine zusätzliche, vollturbulente, zweidimensionale Rechnungen am T106-300 durchgeführt. Der im Experiment von Ganzert [45] gemessene Turbulenzgrad wurde nach dieser Vorgehensweise für die Simulationen von 3.5 % auf 2.5 % bei einem turbulenten Längenmaß von  $\ell_t = 0.0075 m$  korrigiert. Alle Ergebnisse der Voruntersuchungen zur Filmkühlausblasung am Turbinengitter T106-300 sind in Tab. C.1 zusammengefasst.

T106-300	$Re_{2th} = 5.0 \cdot 10^5, Ma_{2th} = 0.59$				
	$Ma_1$	$\beta_1$	$\Delta \beta$	$\zeta$	$\Delta p/q_{bez}$
Experiment <sup>2</sup>	0.28 <sup>1</sup>	127.7° <sup>1</sup>	100.5°	0.031	0.771
TRACE-S: 3D $k-\omega^+$ , trans. <sup>3</sup>	0.279	126.0°	98.58°	0.0315	0.7667
TRACE-S: 3D $k-\omega^+$	0.278	126.0°	98.37°	0.0351	0.7671
TRACE-S: 2D <sup>4</sup> $k-\omega^+$	0.275	126.0°	99.40°	0.0363	0.7888

Tabelle C.1: Integrale Beurteilungsparameter aus Voruntersuchungen am Turbinengitter T106-300 (ohne Filmkühlausblasung)

## C.2 Geschlossener Modellwindkanal

Beruhigungskammern werden häufig eingesetzt, um in geschlossenen Modellwindkanälen Sekundärströmungseffekte zu unterdrücken und die Turbulenz zu reduzieren. Ihr typischer Aufbau besteht aus einer Reihenanzahl von Wabengittern und Turbulenzsieben. Wabengitter wirken als Strömungsgleichrichter, die durch ihre axialen Erstreckung und Mähenweite eine drallbeaufschlagte Strömung in eine axiale Abströmung wandeln und großskalige Turbulenz auf maximal die Größenordnung ihrer Wabenmaschenweite reduzieren. Während Wabengitter vorwiegend laterale Turbulenzanteile reduzieren, reduzieren Turbulenzsieve stärker die axialen als die lateralen Turbulenzanteile. Nach Scheiman et al. [116] kann für Turbulenzsieve der Reduktionsfaktor des Turbulenzgrades in Anlehnung an Arbeiten von Prandtl (axiale Anteile) und

<sup>1</sup>Auslegungsdaten

<sup>2</sup>Experimentelle Daten aus Wunderwald [153]

<sup>3</sup>transitionale Rechnung in Verbindung mit Transitionskriterium nach Abu-Ghannam und Shaw [1],[35]

<sup>4</sup>Mittelschnittsrechnung



Dryden und Schubauer (laterale Anteile) wie folgt approximiert werden.

$$\frac{Tu_u}{Tu_0} = \frac{1}{1+K} \quad , \quad \frac{Tu_{v,w}}{Tu_0} = \frac{1}{\sqrt{1+K}} \quad (\text{C.5})$$

$K$  bezeichnet dabei den Druckverlust-Koeffizienten über dem Sieb.

$$K = K_0 + \frac{55.2}{Re_d} \quad \text{mit} \quad Re_d = \frac{\rho G d}{\mu} \quad (\text{C.6})$$

$$K_0 = \left( \frac{1 - 0.95 \beta}{0.95 \beta} \right)^2 \quad \text{mit} \quad \beta = \frac{A_{offen}}{A_{total}}$$

Für Wabengitter sind in der Literatur nur schwache Korrelationen veröffentlicht. Scheiman et al. [116] nutzen u.a. eine Korrelation nach Collar für die isotrope Turbulenzreduktion hinter Wabengittern.

$$\frac{Tu}{Tu_0} = \frac{2-K}{2+K} \quad (\text{C.7})$$

Der Druckverlustkoeffizient  $K$  über dem Wabengitter scheint hinreichend linear mit der Geschwindigkeit und dem Längen-Durchmesser Verhältnis  $\ell/d$  zu steigen [94],[116]. Aufgrund ihrer unterschiedlichen Wirkungsweisen eignen sich Kombinationen aus vorgeschaltetem Wabengitter und Turbulenzsieben sehr gut zur Reduktion der Turbulenz mit hinreichend isotropen Eigenschaften. Die Wirksamkeit solcher Kombinationen ist in einer Vielzahl von Veröffentlichungen dokumentiert [40],[116].

Im Modellwindkanal zur experimentellen Untersuchung des Abblase-Luftsystems sind in der Beruhigungskammer zwei verschiedene Wabengitter und zwei gleiche Turbulenzsiebe normal zur Strömung in Reihe angeordnet.<sup>2</sup> Im Anschluß an die Beruhigungskammer folgt eine Kanalverengung zum Ringkanal der Versuchsstrecke mit einem Kontraktionsverhältnis von  $N = 9.3$ . Mit Hilfe der Gln. (C.5), (C.7) und (C.3) läßt sich so ein Zuströmturbulenzgrad vor dem Leitradträger von  $Tu \leq 1\%$  abschätzen. Zusätzliche numerische Untersuchung der Gitterströmung vom Leitradträger ergaben, dass der Turbulenzgrad in der Abstömung mit ca.  $Tu = 2\%$  und das turbulente Längenmaß mit  $l_t = 0.003 m$  als Vorgabewerte zur Simulation des Abblase-Luftsystems zu wählen sind (s. Tab. 5.7).

---

<sup>2</sup>Der Aufbau des geschlossenen Modellwindkanals des Instituts für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München und seiner Komponenten ist in Meyer [93] beschrieben.

# Lebenslauf

## Persönliche Daten

Name	Holger Brandt
Geburtsdatum	19.10.1970
Geburtsort	Bremerhaven
Staatsangehörigkeit	deutsch
Familienstand	ledig

## Schulbildung

1976 bis 1979	Grundschule, Hannover
1979 bis 1980	Grundschule, Bremerhaven
1980 bis 1982	Orientierungsstufe, Bremerhaven
1982 bis 1985	Gymnasium, Bremerhaven
1985 bis 1989	Gymnasium, Kiel

Abschluss	Allgemeine Hochschulreife
-----------	---------------------------

## Wehrdienst

1990 bis 1991	Bundesmarine
---------------	--------------

## Studium

1991 bis 1998	Maschinenbau an der TU Braunschweig Fachrichtung Strömungs- und Verbrennungskraftmaschinen
---------------	---

Abschluss	Diplom-Ingenieur
-----------	------------------

## Berufliche Tätigkeiten

1998 bis 2004	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlantriebe der Universität der Bundeswehr München
---------------	---

11/2002 bis 10/2004	Organisatorische und finanzielle Institutsleitung
---------------------	---

seit 12/2004	Entwicklungsingenieur bei der BMW AG, München
--------------	---