

Die approbierte Originalversion dieser Dissertation ist in der Hauptbibliothek der Technischen Universität Wien aufgestellt und zugänglich.

<http://www.ub.tuwien.ac.at>



The approved original version of this thesis is available at the main library of the Vienna University of Technology.

<http://www.ub.tuwien.ac.at/eng>



DISSERTATION

Einfluss von Geometrieparametern auf die Spaltverluste in einem axialen Turbinengitter mit passiver Einblasung

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors der technischen Wissenschaften

unter der Leitung von

Ao.Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Reinhard Willinger
Institut für Energietechnik und Thermodynamik

eingereicht an der Technischen Universität Wien

Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von

Dipl.-Ing. Albert Benoni
Matr.Nr. 0326257
Webgasse 28/8,
1060 Wien

Wien, am 13. November 2013

Kurzfassung

In dieser Arbeit wird eine neuartige Methode zur Senkung der Spaltverluste bei axialer Turbinenbeschaukelung untersucht. Im Fokus steht der Einfluss von Geometrieparametern auf die Methode der passiven Spalteinblasung aufbauend auf *Hamik* [24]. Die wesentlichen Untersuchungen werden experimentell und numerisch durchgeführt. Als variable Parameter wurden die Spaltweite und der Einblasewinkel gewählt, da einerseits die Spaltverluste von der Spaltweite abhängen und andererseits bei gegenüber der Druckseite geneigter Einblasung eine weitere Reduktion der Spaltverluste vorhergesagt wird. Die experimentellen Untersuchungen werden am Windkanal des Institutes für Energietechnik und Thermodynamik der Technischen Universität Wien durchgeführt. Die zur Anwendung kommende Profilgeometrie entspricht dem Spitzenschnitt einer schwach umlenkenden Niederdruck-Gasturbinenbeschaukelung. Der Effekt einer geneigten Einblasung wird anhand eines um 45° geneigten Einblasekanals untersucht, wobei dies die maximal erreichbare Neigung darstellt, welche durch die Dicke des Profils an der Einblasestelle begrenzt ist. Mittels pneumatischer Messtechnik wird der Nachlauf der mit Einblasung versehenen Schaufel an 592 Messpunkten bei drei charakteristischen Spaltweiten vermessen. Unter Berücksichtigung der vorhandenen Messunsicherheiten stellen in erster Linie die Gesamtverluste und deren Reduktion die Größe von zentralem Interesse dar. Eine statistische Untersuchung soll die gemessenen Daten und die Verlustbetrachtungen untermauern. Um den Einfluss auch numerisch zu untersuchen, wird ein Modell des im Windkanal verbauten Schaufelgitters gebildet und mittels eines Turbulenzmodells numerische Berechnungen der turbulenten Strömung durchgeführt. Das numerische Modell wird vorab validiert und Diskretisierungsfehler bestimmt, sowie das Netz auf Qualität untersucht. Es wird ein eindimensionales Modell zur Berücksichtigung der Bohrung mittels Randbedingungen entwickelt, da Berechnungen mit voller Diskretisierung der Bohrung indifferente Ergebnisse liefern. Vergleichende Auswertung der Verluste mit den gemessenen Ergebnissen soll Aufschluss über die Abbildbarkeit durch das gewählte Berechnungsmodell bringen. Detaillierte Betrachtung der Berechnungsergebnisse soll genauen Einblick in die Spaltströmung sowie bei der Entwicklung des Spaltwirbels geben. Weiters wird ein C_D -Modell verwendet, welches passive Einblasung im Schaufelspalt berücksichtigt, um die aus Messung und numerischer Berechnung bestimmten Spaltverluste auch mit einem analytischen Spaltverlustmodell zu vergleichen. Abschließend soll ein einfaches analytisches Modell zur Untersuchung des Einflusses geneigter passiver Einblasung auf zusätzliche Leistung durch eine erhöhte Umfangskraft bei rotierendem System entwickelt werden. Dazu wird die *Bernoulligleichung* für rotierende Systeme über die Bohrung angesetzt und die zusätzliche Kraft durch den zusätzlichen Impuls in Umfangsrichtung berücksichtigt.

Abstract

In this thesis, investigations are carried out on a new passive method reducing tip leakage losses in unshrouded axial turbine blading. The focus lies on the variation of a design parameter of passive tip-injection based on the previous work of *Hamik* [24]. The main fields of research are experimental as well as numerical investigations. Gap width as well as inclination angle of the injection channel against the blade pressure side are chosen as the varying design parameters. Passive tip-injection reduces tip-leakage loss and inclined tip-injection is said to lead to further reduced tip-leakage loss. Experimental investigations are carried out at the linear cascade wind tunnel of the Institute for Energy Systems and Thermodynamics at the Vienna University of Technology. The used blade geometry corresponds to a tip section of a low pressure gas turbine blade with weak turning. The predicted tip-leakage loss reduction will be tested at an inclination angle of 45° , limiting the angle by the thickness of the used profile at the injection location. By the use of pneumatic pressure probes in the downstream flow field of the modified blade, 592 measuring points are measured for each case at three characteristic gap widths. Taking into account measuring uncertainties, reduction of overall losses is the main quantity of interest. A statistical test should strengthen the results previously derived regarding inclined passive tip-injection. For numerical investigations, a model of the linear cascade used in the wind tunnel is employed in flow simulation using a suitable turbulence model. Validation of the calculation model and determination of discretization errors are carried out, as well as the mesh quality is evaluated. A one dimensional model is derived, which considers the injection channel acting as boundary conditions on the blade, since calculations with fully resolved mesh in the injection channel have not shown satisfying results in earlier works. Comparative interpretation with the measured overall losses gives information about applicability of the chosen calculation model. A detailed investigation of the computed results should bring insight to tip gap flow as well as to roll up of the tip-leakage vortex by using passive tip-injection. Furthermore a C_D -model taking into account passive tip-injection is used to compare measured and simulated tip-leakage losses with an analytical tip-leakage loss model. Finally, a simple analytic model is derived to investigate the influence of passive tip-injection on additional power through enlarged circumferential force due to system rotation. Therefore, the *Bernoulli* equation for rotating systems is applied to the injection channel. The model is thus tested towards rotational effects, since the circumferential impulse due to tip-injection leads to an additional force, which is taken into account.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Aufgabenstellung	4
2	Literaturüberblick	5
2.1	Spaltströmung und Verluste	5
2.2	Spalteinblasung	9
2.3	Numerische Strömungsberechnung	12
3	Methode der passiven Einblasung	14
3.1	Durchflussbeiwert C_D	14
3.2	Einfluss der passiven Einblasung	16
3.3	Spaltverlustmodell	17
3.4	Modellierung des Einblasekanals	18
3.5	Rotationseinfluss	19
4	Versuchsaufbau und Messtechnik	23
4.1	Gitterwindkanal	23
4.2	Peripheriegeräte	25
4.3	Herstellung der Einblasegeometrie	26
4.4	Pneumatische Sondenmesstechnik	28
4.4.1	Fünflochsonde	30
4.5	Versuchsablauf	31
4.6	Auswertung	32

5	Berechnungsmodell	34
5.1	Beschreibung turbulenter Strömungen	34
5.2	Turbulenzmodellierung	36
5.2.1	Realizable k - ϵ Modell	38
5.2.2	Wandbehandlung	40
5.3	Diskretisierungsmethoden	44
5.4	Numerische Einstellungen	46
5.5	Randbedingungen	46
5.6	Berechnungsnetz	51
5.6.1	Netzqualität	53
5.6.2	Diskretisierungsfehler	54
5.6.3	Validierung	55
 6	 Auswertung der Ergebnisse	 58
6.1	Messunsicherheiten	58
6.1.1	Grundbegriffe der Messtechnik	58
6.1.2	Systematische Messabweichung	59
6.1.3	Zufällige Messabweichung	61
6.1.4	Messunsicherheit	62
6.2	Verluste	63
6.2.1	Gesamtverluste	63
6.2.2	Spaltverluste	68
6.2.3	Test auf Wirkung der passiven Einblasung	69
6.3	Lokale Größen der Abströmung	71
6.3.1	Messung	71
6.3.2	Berechnung	79
6.4	Weitere Berechnungsergebnisse	85
6.4.1	Schaufeldruckverteilung	85
6.4.2	Schaufelspalt	86
6.4.3	Rotationseinfluss	92

7 Zusammenfassung und Ausblick	95
Literaturverzeichnis	98
A Diagramme	103
B User Defined Functions	116

Abbildungsverzeichnis

1.1	Weltweiter Energiebedarf an Primärenergiequellen	1
1.2	Weltweite Elektrizitätsproduktion	2
1.3	Weltweite CO ₂ Emissionen	3
1.4	Weltweite CO ₂ Emissionen des Jahres 2010 aufgeteilt nach Bereichen	3
2.1	Spaltströmung im ebenen Turbinengitter mit Spalt	6
2.2	Spaltströmung bei frei endenden Schaufeln	7
2.3	Prinzipskizze der Methode der passiven Einblasung	11
3.1	Spaltmodell ohne Einblasung	15
3.2	Spaltmodell mit Einblasung	16
3.3	Größen an der Bohrung, $\delta=45^\circ$	18
3.4	Modellansatz	18
3.5	Wirkende Kräfte auf die Schaufel	20
4.1	Schematischer Aufbau des Gitterwindkanals	24
4.2	Messaufbau	25
4.3	Lineares Schaufelgitter	27
4.4	Realisierte 45° Einblasegeometrie	28
4.5	Potential der passiven Einblasung	29
4.6	Gier- und Nickwinkel an der Fünfflochsonde	30
5.1	Grenzschichtparameter	41
5.2	Dimensionslose Geschwindigkeitsverteilung an der Wand	42
5.3	Ebenes Turbinengitter mit periodischen Rändern in Kanalmitte	48

5.4	Anordnung des ebenen Turbinengitters im Windkanal	48
5.5	Spaltstromlinien, $\delta=45^\circ$	50
5.6	Detail des Berechnungsnetzes zur Bestimmung von ζ , $\delta=45^\circ$	50
5.7	Berechnungsmodell mit Randbedingungen und Blockstruktur	51
5.8	Netzdetails bei $\delta=45^\circ$ Einblasung	52
5.9	Richardson Extrapolation	55
5.10	Validierung des Berechnungsmodells, $z/h=0.5$	56
6.1	Häufigkeitsverteilung einer Messgröße	59
6.2	Gesamtverluste aus Messung und Berechnung	67
6.3	Spaltverluste mit linearen Regressionen	68
6.4	Spaltverlustvergleich	69
6.5	Definition des Sekundärgeschwindigkeitsvektors	72
6.6	Sekundärgeschwindigkeitsvektoren, $\tau=2.55\text{mm}$	76
6.7	Dimensionslose Vortizität $\omega_s s/w_{1cl}$, $\tau=2.55\text{mm}$	76
6.8	Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\beta_2^+$, $\tau=2.55\text{mm}$	77
6.9	Abströmwinkel γ_2 , $\tau=2.55\text{mm}$	77
6.10	Statischer Druckkoeffizient C_{p2} , $\tau=2.55\text{mm}$	78
6.11	Totaldruckkoeffizient C_{pt2} , $\tau=2.55\text{mm}$	78
6.12	Sekundärgeschwindigkeitsvektoren, $\tau=2.55\text{mm}$	81
6.13	Dimensionslose Vortizität $\omega_s s/w_{1cl}$, $\tau=2.55\text{mm}$	81
6.14	Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\beta_2^+$, $\tau=2.55\text{mm}$	82
6.15	Abströmwinkel γ_2 , $\tau=2.55\text{mm}$	82
6.16	Statischer Druckkoeffizient C_{p2} , $\tau=2.55\text{mm}$	83
6.17	Totaldruckkoeffizient C_{pt2} , $\tau=2.55\text{mm}$	83
6.18	Teilungsgemittelte Größen, $\tau=2.55\text{mm}$	85
6.19	Statischer Druckkoeffizient an der Schaufeloberfläche, $\tau=2.55\text{mm}$	86
6.20	Strömungseffekt durch Einblasestrahl in Querströmung	87
6.21	Statischer Druck und Stromlinien im Schaufelspalt an der Einblasestelle	88
6.22	Statischer Druck und Stromlinien auf der Schaufelspitze, $\tau=2.55\text{mm}$	90
6.23	Stromlinien im Spalt, $\tau=2.55\text{mm}$	90

6.24	Dimensionslose Vortizität, $\tau=2.55\text{mm}$	91
6.25	Abhängigkeit des Leistungsverhältnisses bei 45° Einblasung und Rotation	93
A.1	Sekundärgeschwindigkeitsvektoren, $\tau=1.55\text{mm}$	104
A.2	Sekundärgeschwindigkeitsvektoren, $\tau=4.55\text{mm}$	105
A.3	Dimensionslose Vortizität $\omega_s s/w_{1cl}$, $\tau=1.55\text{mm}$	106
A.4	Dimensionslose Vortizität $\omega_s s/w_{1cl}$, $\tau=4.55\text{mm}$	107
A.5	Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\beta_2^+$, $\tau=1.55\text{mm}$	108
A.6	Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\beta_2^+$, $\tau=4.55\text{mm}$	109
A.7	Abströmwinkel γ_2 , $\tau=1.55\text{mm}$	110
A.8	Abströmwinkel γ_2 , $\tau=4.55\text{mm}$	111
A.9	Statischer Druckkoeffizient C_{p2} , $\tau=1.55\text{mm}$	112
A.10	Statischer Druckkoeffizient C_{p2} , $\tau=4.55\text{mm}$	113
A.11	Totaldruckkoeffizient C_{pt2} , $\tau=1.55\text{mm}$	114
A.12	Totaldruckkoeffizient C_{pt2} , $\tau=4.55\text{mm}$	115

Tabellenverzeichnis

4.1	Schaufelgeometrie S180	26
4.2	Nominelle Spaltweiten	26
5.2	Übersicht einiger Wirbelviskositätsmodelle	37
5.3	Standardkonstanten des Realizable k - ϵ Modells	40
5.4	Zuströmungsgrenzschichtparameter	46
5.5	Totaldruckkoeffizienten $\overline{C_{pt2}}$ bei $\delta=45^\circ$ und $\tau=2.55\text{mm}$	49
5.6	ζ -Werte für die Bohrungen	50
5.7	Berechnungsnetzqualität	54
5.8	Netzdetails für Richardson Extrapolation	54
5.9	Konvergenzordnung p des Verfahrens der ausgewerteten Größen	54
6.1	Spaltweiten bei 20°C Umgebungstemperatur	60
6.2	Ausdehnungskoeffizienten α	60
6.3	Spaltweiten unter Einsatzbedingungen	61
6.4	Unbekannte systematische Messfehler	61
6.5	Vertrauensintervalle der gemessenen Gesamtverluste	66
6.6	Reduktion der Spaltverluste Y_{Sp}	69
6.7	Gesamtverluste Y bei nominellen Spaltweiten	70
6.8	Signifikanz Gesamtverlustreduktion	71
6.9	Bezogene Schaufelkräfte in Umfangsrichtung aus CFD Berechnungen	92
6.10	Parameter einer Niederdruckturbinenstufe	92
6.11	Verhältnis der Leistungen P_i/P_0	93
6.12	Verhältnis der Gesamtverluste Y_i/Y_0	94

Formelzeichen

Lateinische Zeichen

a	[*]	Untere Grenze Einflussgröße
a	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
A	[m ²]	Fläche
b	[*]	Obere Grenze Einflussgröße
C_D	[-]	Durchflussbeiwert
C_L	[-]	Auftriebsbeiwert
C_p	[-]	Statischer Druckkoeffizient
C_{pt}	[-]	Totaldruckkoeffizient
C_μ	[-]	Konstante des k - ϵ Modells
d	[m]	Durchmesser
d	[m]	Spaltlänge im Spaltverlustmodell
e	[-]	Diskretisierungsfehler
e_r	[*]	Zufällige Messabweichung
e_s	[*]	Systematische Messabweichung
F	[N]	Kraft
G	[*]	Modellfunktion
h	[m]	Schaufelhöhe
H	[-]	Grenzschicht Formfaktor
k	[-]	Erweiterungsfaktor
k	[m ² /s ²]	Turbulente kinetische Energie
k_s	[-]	Statischer Druckkoeffizient
k_S	[-]	Sekundärverlustkoeffizient
k_t	[-]	Totaldruckkoeffizient
k_β	[-]	Gierwinkelkoeffizient
k_γ	[-]	Nickwinkelkoeffizient
l	[m]	Bohrungslänge
l_m	[m]	Turbulentes Längenmaß
\dot{m}	[kg/s]	Massenstrom
M	[N]	Drehmoment
Ma	[-]	Machzahl
n	[1/min]	Drehzahl
P	[W]	Leistung
p	[-]	Ordnung des Verfahrens

p	[Pa]	Statischer Druck
p_d	[Pa]	Dynamischer Druck
p_t	[Pa]	Totaldruck
r	[m]	Radius
Re	[-]	Reynoldszahl
s	[m]	Sehnenlänge
s	[*]	Standardabweichung
t	[m]	Schaufelteilung
t	[-]	Vertrauensfaktor
u	[*]	Messunsicherheit
u	[m/s]	Geschwindigkeit
u^+	[-]	Dimensionslose Geschwindigkeit
u_τ	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit
u	[m/s]	Umfangsgeschwindigkeit
T	[K]	Temperatur
Tu	[-]	Turbulenzgrad
w	[m/s]	Geschwindigkeit
x	[*]	Messwert
\bar{x}	[*]	Arithmetischer Mittelwert
x_w	[*]	Wahrer Wert
x, y, z	[m]	Kartesische Koordinaten
y	[*]	Ergebnisgröße
y^+	[-]	Dimensionsloser Wandabstand
y'	[m]	Lokale Koordinate
Y	[-]	Verlustbeiwert

Griechische Zeichen

α	[1/K]	Ausdehnungskoeffizient
α	[°]	Winkel
β	[°]	Gierwinkel
β	[°]	Strömungswinkel parallel zur Seitenwand
γ	[-]	Flächenverhältnis
γ	[°]	Nickwinkel
γ	[°]	Staffelungswinkel
γ	[°]	Strömungswinkel normal zur Seitenwand
δ	[°]	Einblasewinkel
δ	[m]	99% Grenzschichtdicke
δ^*	[m]	Verdrängungsdicke
δ^{**}	[m]	Impulsverlustdicke
δ^{***}	[m]	Energieverlustdicke
ϵ	[m ² /s ³]	Turbulente Dissipationsrate
ζ	[-]	Verlustbeiwert
Θ	[-]	Einblasegeschwindigkeitsverhältnis
σ	[-]	Kontraktionszahl

λ	[-]	Rohrreibungszahl
μ	[Pas]	Dynamische Viskosität
μ_t	[Pas]	Wirbelviskosität
ν	[m ² /s]	Kinematische Viskosität
ν	[-]	Nabenverhältnis
τ	[m]	Spaltweite
ρ	[kg/m ³]	Dichte
φ	[-]	Durchflusszahl
ω	[1/s]	Vortizität
Ω	[rad/s]	Winkelgeschwindigkeit

Tiefgestellte Zeichen

cl	Kanalmitte
H	Nabe
i	Einblasung
m	Meridiankomponente
m	Mittlerer Wert
P	Profil
ref	Referenz
s	Hauptströmungsrichtung
S	Sekundär
Sp	Spalt
T	Schaufelspitze
th	Theoretisch
u	Umgebung
x	Axialrichtung
y	Umfangsrichtung
z	Radialrichtung
0	Ohne Einblasung
1	Zuströmebene
2	Abströmebene
3	Spalteintritt
4	Spaltaustritt
5	Eintritt Einblasung
2D	Ebene Strömung
∞	Vektorieller Mittelwert, Freistrom

Hochgestellte Zeichen

$(\vec{\cdot})$	Vektorielle Größe
$(\cdot)'$	Turbulente Schwankungsgröße
$(\cdot)^+$	Supplementärwinkel auf 180°

$\overline{(..)}$	Arithmetischer Mittelwert, Teilungsgemittelte Größe
$\overline{\overline{(..)}}$	Flächengemittelte Größe

Abkürzungen

CFD	Computational Fluid Dynamics
CTA	Constant Temperature Anemometry
DS	Schaufeldruckseite
SS	Schaufelsaugseite
KV	Kontrollvolumen
PIV	Particle Image Velocimetry
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes
RKE	Realizable k - ϵ Modell
RNG	Renormalization Group k - ϵ Modell
RSM	Reynoldsspannungsmodell
SA	Spalart-Allmaras Modell
SFC	Shear Flow Correction

[*] ... hängen von der Einheit des Messwertes x ab.

Kapitel 1

Einleitung

In diesem einleitenden Kapitel wird versucht, eine Brücke zwischen der gesamtheitlichen Thematik des weltweiten Energiebedarfs und dem damit verbundenen CO₂ Problem hin zu passiver Spalteinblasung bei thermischen Turbomaschinen zu schließen.

1.1 Motivation

Bedingt durch globales Wirtschaftswachstum steigt der Bedarf an elektrischer Energie, wodurch auch die Produktion von Treibhausgasen steigt. In der heutigen Zeit spielt der Klimawandel eine wesentliche Rolle, wobei Treibhausgase dafür verantwortlich gemacht werden. CO₂ ist wohl das am meisten bekannte Treibhausgas und entsteht bei Verbrennung fossiler Brennstoffe. Der weltweite Bedarf an Energie durch primäre Energiequellen ist in Abb. 1.1 bis zum Jahr 2035 dargestellt. Die nach dem *World Energy Outlook 2010* [29] berechneten

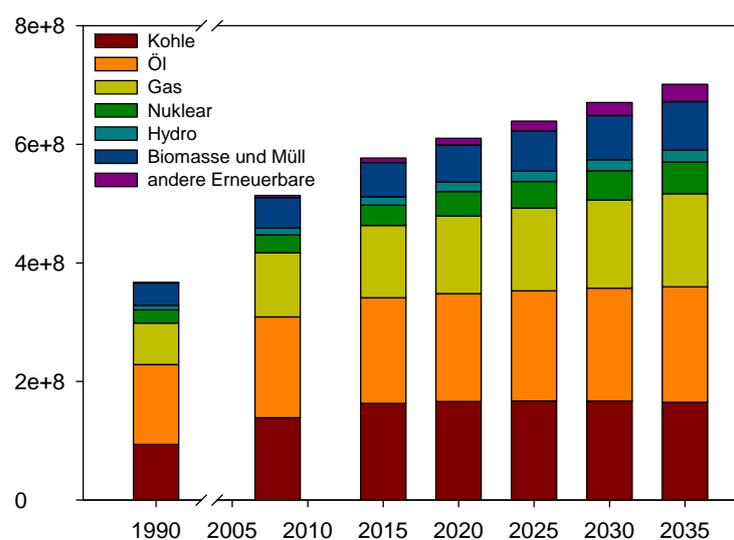


Abbildung 1.1: Weltweiter Energiebedarf an Primärenergiequellen mit Ausblick bis 2035 in TJ [29]

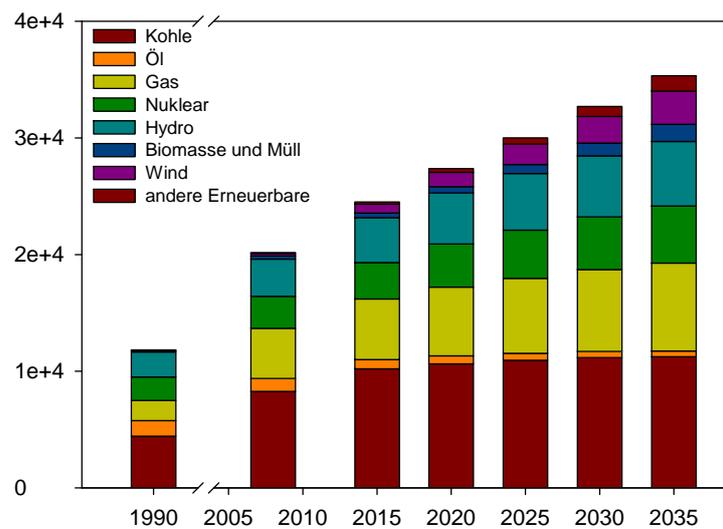


Abbildung 1.2: Weltweite Elektrizitätsproduktion mit Ausblick bis 2035 in TWh [29]

Werte für die Jahre 2015 bis 2035 berücksichtigen energiepolitische Rahmenbedingungen wie verringerte Treibhausgasemissionen und Abschaffung der Subventionen fossiler Brennstoffe. 2008 bis 2035 kann mit einer weltweiten Steigerung des Energiebedarfs von ca. 36% gerechnet werden, wobei der Anteil an fossilen Energiequellen um 24% steigt und auf den Ausbau alternativer und regenerativer Energiequellen gesetzt wird. Die Aufteilung der weltweiten Produktion von Elektrizität ist in Abb. 1.2 dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass der Anteil an fossil gefeuerten thermischen Kraftwerken in Zukunft weiter einen wesentlichen Teil der Elektrizitätsproduktion darstellt und mit einer Steigerung um ca. 41% zwischen 2008 und 2035 nach den vorher genannten Gesichtspunkten zu rechnen ist. Dem Anteil an erneuerbaren Energiequellen wie Wind- und Solarenergie kommt ein relativ geringer Anteil von ca. 7.5% der gesamten Elektrizitätsproduktion im Jahr 2035 zu. Die Verbrennung fossiler Brennstoffe führt in erster Linie zur Bildung des Treibhausgases CO_2 , dessen Aufteilung für die primären Energiequellen Kohle, Öl und Gas in Abb. 1.3 dargestellt ist. Der weltweite Trend zeigt bis zum Jahr 2035 eine Sättigung der gesamten CO_2 Emissionen trotz steigender Elektrizitätsproduktion. Abbildung 1.4 zeigt die Aufteilung der CO_2 Emissionen nach dem Bereich der Entstehung. Hier hält mit 41% der Sektor der Elektrizitätserzeugung eindeutig den größten Anteil, gefolgt von Transport, Industrie, Sonstige und Haushalte. Der Sektor Sonstige beinhaltet öffentliche und kommerzielle Dienstleistungen, Land- und Forstwirtschaft und alle anderen Emissionen, die vorher nicht erwähnt wurden.

Heutzutage ist Ziel einer Vielzahl technischer Entwicklungen die Senkung der CO_2 Emissionen sowie die Forderung nach Steigerung des Wirkungsgrads um fossile Energiequellen energetisch effizienter zu nutzen. Der Bereich Produktion von Elektrizität und Wärme besteht in erster Linie aus Kraftwerken, um aus fossiler Quelle elektrische Energie zu erzeugen. Verfahren zur Abscheidung von CO_2 (CCS - *Carbon Dioxide Capture and Storage*) wie in *Wissel et al.* [61] beschrieben, geben das Treibhausgas nicht an die Umwelt ab, sondern scheiden es direkt in dem Prozess ab, um es in passenden Lagerstätten zu speichern. Solche Verfahren haben einen sehr hohen Bedarf an Energie und senken den Gesamtwirkungsgrad der Anlage. Es ergibt sich je nach Abscheideverfahren neben den zusätzlichen Anlagenkosten eine Abnahme des Gesamtwirkungsgrades eines Kraftwerkes von 7% bis zu

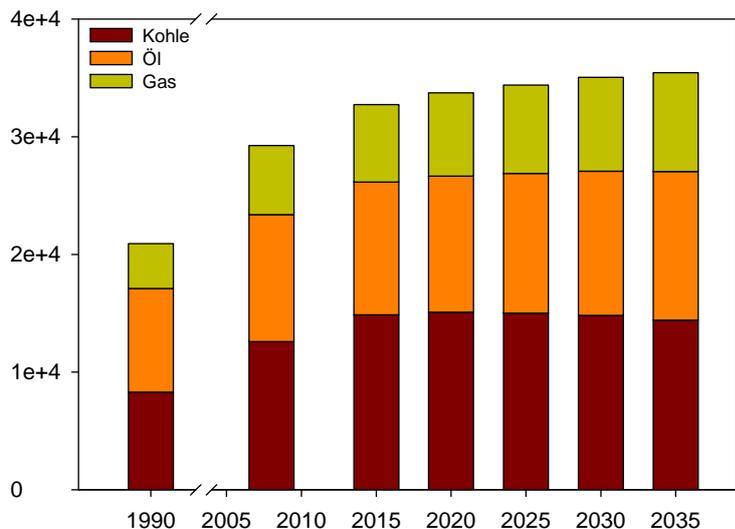


Abbildung 1.3: Weltweite CO₂ Emissionen mit Ausblick bis 2035 in Mt [29]

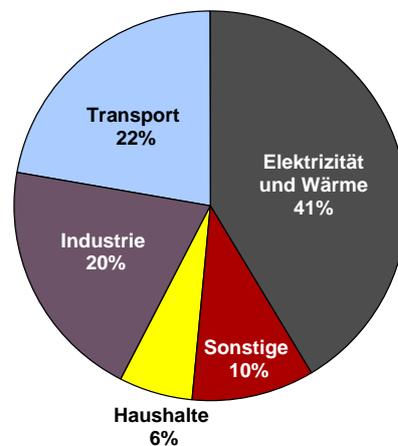


Abbildung 1.4: Weltweite CO₂ Emissionen des Jahres 2010 aufgeteilt nach Bereichen [30]

12%-Punkten. Der hohe Energiebedarf bei der CO₂ Abscheidung hat direkte Auswirkung auf den Strompreis, weshalb grundlegend ein hoher Einzelwirkungsgrad der Komponenten eines Kraftwerkes eine wesentliche Forderung ist, um CCS in einen Kraftwerksprozess integrieren zu können.

Die Energieumsetzung in mit fossilen Brennstoffen betriebenen Kraftwerken erfolgt durch Gas- beziehungsweise Dampfturbinen, die aufgrund der kontinuierlichen Arbeitsweise eine hohe Leistungsdichte aufweisen. Eine geringe Wirkungsgradsteigerung einer Einzelkomponente einer Turbomaschine resultiert in großen wirtschaftlichen Einsparungen, wenn man Betriebsdauer und den immensen Bedarf an Rohstoffen mit einbezieht. Diese Erhöhung des Wirkungsgrads kann an sehr vielen unterschiedlichen Positionen einer thermischen Turbomaschine erfolgen.

In dieser Arbeit wird die Strömung in Turbinengittern mit Spalt untersucht. Ein Spalt muss vorgesehen werden, da durch betriebliche Sicherheit sowie durch Wärmedehnung der Schaufel ein Anstreifen dieser am Gehäuse vermieden werden muss. Diese Tatsache ermöglicht dem Strömungsmedium von der Druckseite der Schaufel über die Schaufelspitze zur Saugseite zu gelangen und dadurch die sogenannten Spaltverluste zu verursachen, welche bis zu einem Drittel der Gesamtverluste einer Beschaufelung ausmachen können. Die Reduktion der Spaltverluste stellt die zentrale Aufgabe dieser Arbeit dar. Um der Spaltströmung entgegenzuwirken, kann eine Einblasung in den Spalt zwischen Schaufel und Gehäuse vorgesehen werden, welche wie eine Barriere wirkt und für eine Verringerung der Spaltverluste sorgt.

Aktive Spalteinblasung kommt bei Gasturbinenschaufeln mit hoher thermischer Belastung zum Einsatz, wo die Einblasung in erster Linie zur Kühlung der Schaufel verwendet wird und als positiver Nebeneffekt die Spaltströmung blockiert wird. Bei modernen Gasturbinen liegt die Turbineneintrittstemperatur prozessbedingt weit über der thermischen Dauerhalt-

barkeit des Schaufelmaterials, weshalb dort Schaufelkühlung vorgesehen sein muss und nicht ausfallen darf. Dies erfolgt bei Gasturbinen durch Verwendung von Luft aus dem Verdichter, welche im Vergleich zum Heißgas am Turbineneintritt eine niedrige Temperatur aufweist. Das benötigte Kühlmedium muss zu den Schaufeln geführt werden, wodurch weitere Probleme entstehen. Da bei Dampfturbinen die Temperaturen nicht so hoch liegen, gibt es keinen Bedarf die Schaufeln im gleichen Ausmaß wie bei Gasturbinen zu kühlen. Aktive Spalteinblasung kann aber sehr wohl zur Reduktion der Spaltverluste verwendet werden. Da prinzipbedingt kein Verdichter vorhanden ist, muss das Einblasemedium von einem externen Kompressor auf das jeweilige Druckniveau gebracht werden und stellt somit einen zusätzlichen Aufwand dar.

Dieser Methode steht die Möglichkeit gegenüber eine passive Spalteinblasung vorzusehen. In *Hamik* und *Willinger* [25] wird eine Variante vorgestellt, bei der eine Einblasung durch eine an der Schaufel anliegende Druckdifferenz erzeugt wird und somit kein Strömungsmedium an anderer Stelle entnommen werden muss. Von der Schaufelvorderkante wird ein Kanal zu einer passenden Stelle im Schaufelspalt hergestellt, wodurch ein geringer Teil des Hauptmassenstroms abgeleitet und als Strömungswiderstand im Spalt verwendet wird. Prinzipbedingt funktioniert diese passive Methode zu jeder Zeit im Betrieb der Turbomaschine, womit sich aus betrieblichen Gründen im Vergleich zu aktiver Einblasung Vorteile ergeben. Diese Methode kann bei Dampfturbinenschaufeln sowie bei ungekühlten Gasturbinenschaufeln vorgesehen werden.

1.2 Aufgabenstellung

Diese Arbeit stellt eine Fortsetzung der Untersuchungen zu der Methode passiver Spalteinblasung bei nicht abgedeckter axialer Turbinenbeschaufelung von *Hamik* [24] dar. Die Wirksamkeit wurde für einen Einblasewinkel von 90° in *Hamik* und *Willinger* [26] experimentell gezeigt. Nach dem analytischen Modell von [25] wird bei einer passiven Einblasung entgegen der Strömungsrichtung eine weitere Reduktion der Spaltverluste vorhergesagt. Um den Richtungseinfluss passiver Einblasung zu untersuchen, soll eine Schaufel mit einem um 45° geneigten Einblasekanal hergestellt und Messungen in einem linearen Gitterwindkanal mittels pneumatischer Messtechnik durchgeführt werden. Die zur Anwendung kommende Profilgeometrie entspricht jener in [26]. Alle Untersuchungen werden von numerischen Strömungssimulationen begleitet, um den Effekt der passiven Einblasung auf die Reduktion der Verluste auch mittels CFD nachweisen zu können.

Kapitel 2

Literaturüberblick

Um einen detaillierten Einblick in die Thematik der Spaltströmung sowie deren Behandlung zu erhalten, wird die wesentliche Literatur chronologisch aufgearbeitet. Zuerst wird auf die Spaltströmung und deren Entstehung eingegangen, danach Methoden zur Behandlung der Spaltströmung angeführt, die zur Reduktion von Spaltverlusten beitragen. Im letzten Teil wird die Literatur zu numerischer Strömungssimulation von Spaltströmung zusammengefasst.

2.1 Spaltströmung und Verluste

Ein Spalt zwischen der Schaufelspitze und dem Gehäuse ermöglicht es dem Fluid von der Druckseite zur Saugseite der Schaufel zu gelangen und nicht am Arbeitsprozess teilzunehmen. Der so entstehende Spaltmassenstrom führt zu dem sogenannten Spaltverlust, der mit dem Profil- und Sekundärverlust den Gesamtverlust einer Beschaukelung bildet und bis zu einem Drittel der Gesamtverluste ausmachen kann. Die Arbeit von *Sjolander* [49] gibt eine ausführliche Zusammenfassung über den Wissenstand von Spaltströmungen bis zum Jahr 1997. Die in einem Schaufelkanal mit Spalt auftretenden Strömungsvorgänge sind in Abb. 2.1 dargestellt.

Abweichungen von der primären Strömungsrichtung werden allgemein als Sekundärströmung bezeichnet und folgende Wirbelstrukturen sind nach *Langston* [33] charakteristisch:

- **Hufeisenwirbel**, (*Horse-Shoe Vortex*): Wenn eine mit einer Grenzschicht behaftete Strömung auf einen stumpfen aus der Wand herausragenden Gegenstand trifft, wie es auch an der Schaufelvorderkante der Fall ist, entsteht durch den anliegenden positiven Druckgradienten zwischen der ungestörten Zone mit hohem Druck und Regionen mit niedrigerem Druck in der Grenzschicht eine Strömung, die sich zu dem sogenannten Hufeisenwirbel aufrollt. Der druckseitige Wirbelzweig vereint sich mit dem Kanalwirbel und die saugseitige Wirbelstruktur wird auch als Counter Vortex bezeichnet, da diese entgegengesetzten Drehsinn zum Kanalwirbel besitzt. Bei größeren Spaltweiten tritt kein Hufeisenwirbel mehr auf, da sich durch die fehlende Wand der Druckgradient nicht mehr ausbilden kann.

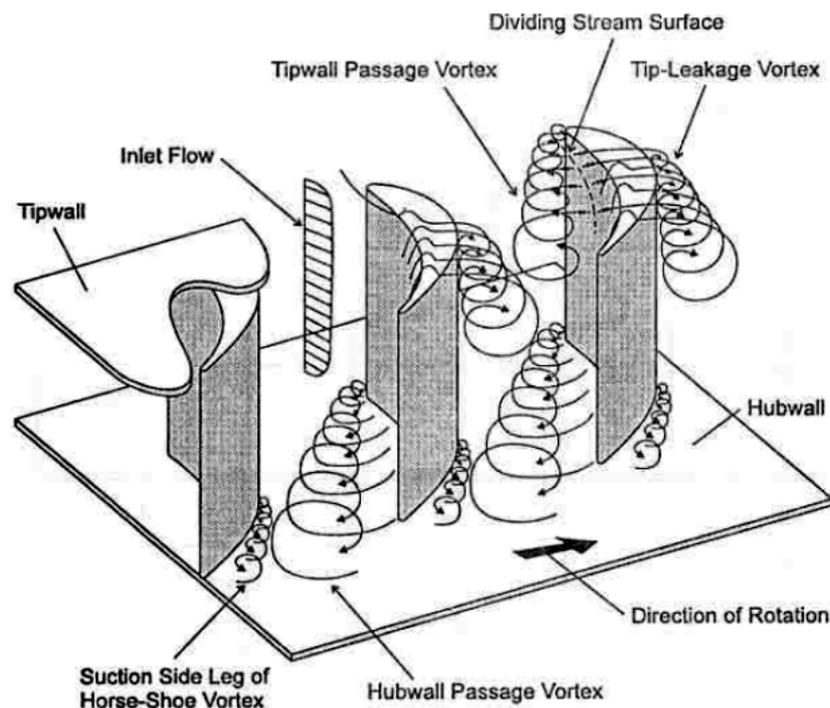


Abbildung 2.1: Spaltströmung im ebenen Turbinengitter mit Spalt [49]

- **Kanalwirbel**, (*Passage Vortex*): Auf Grund eines Druckgradienten von der Druckseite zur Saugseite der Schaufel in Verbindung mit einer Grenzschicht an der Nabe (*Hubwall*) sowie am Gehäuse (*Tipwall*) ergibt sich eine Strömung in Richtung dieses Gradienten. Trifft diese Sekundärströmung auf die Saugseite, entsteht aus Gründen der Kontinuität der sogenannte Kanalwirbel.
- **Eckenwirbel**, (*Corner Vortex*): Der Eckenwirbel ist im Vergleich zum Kanalwirbel klein und ist experimentell schwer nachzuweisen. Er bildet sich durch Interaktion der Kanalquerströmung und der wandnahen Strömung in den Eckzonen sowohl auf der Druck- als auch auf der Saugseite.
- **Hinterkantenwirbel**, (*Trailing-Edge Vortex*): Durch die Abströmrichtung der saugseitigen Strömung an der Schaufelhinterkante in Richtung Kanalmitte und der Strömung an der Druckseite in Richtung Wand ergibt sich in der Nachlaufdüse, welche aus den zusammengewachsenen Grenzschichten entsteht, der sogenannte Hinterkantenwirbel.
- **Spaltwirbel**, (*Tip-Leakage Vortex*): Wie eingehend schon beschrieben, entsteht der Spaltmassenstrom durch die an der Schaufel anliegende Druckdifferenz. Dieser Massenstrom vermischt sich am Spaltende mit der Hauptströmung und rollt sich zu dem sogenannten Spaltwirbel auf. Bei einer Turbine wirkt die Relativbewegung zwischen Schaufel und Gehäuse der Spaltströmung entgegen und reduziert dadurch den Spaltwirbel. Die durch diese Wirbelstruktur entstehenden Verluste werden als Spaltverluste bezeichnet und können bis zu einem Drittel der Gesamtverluste ausmachen.

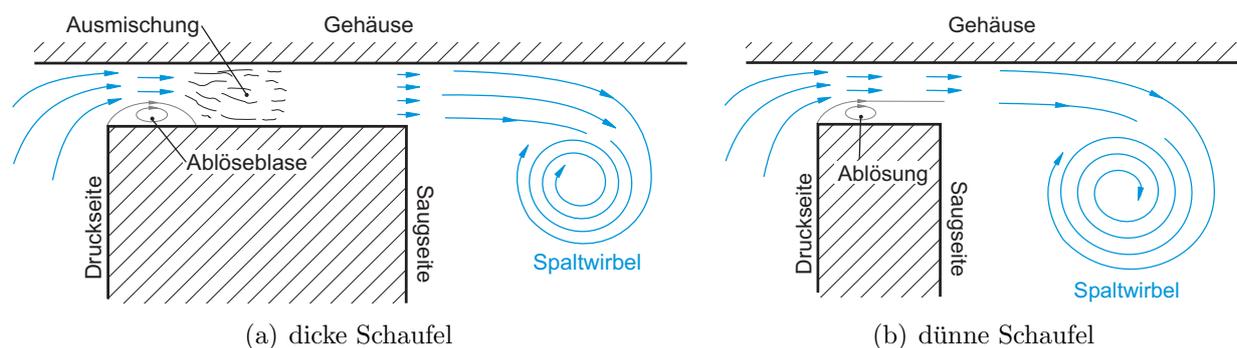


Abbildung 2.2: Spaltströmung bei frei endenden Schaufeln [14]

Die Ausprägung aller genannten Wirbelstrukturen hängt sehr von der Schaufeldruckverteilung ab, wobei die Wirbelstrukturen mit steigender Belastung der Schaufel ebenfalls stärker ausgeprägt sind.

Denton [14] beschreibt die wesentlichen Verlustmechanismen in Turbomaschinen, wobei die Beschreibung der zugrunde liegenden physikalischen Effekte im Fokus dieser Arbeit liegt. Verluste werden generell als Entropiegeneration durch viskose Effekte in der Grenzschicht sowie bei Ausmischungsvorgängen beschrieben. Verluste die durch Ablösevorgänge in einer Grenzschicht entstehen, lassen sich schwierig in ihrer Größenordnung bestimmen. Generell ist die quantitative Bestimmung der Verluste schwierig. Die Gesamtverluste einer Beschaukelung mit Spalt lassen sich in Spaltverlust, Profilverlust und Sekundärverlust aufteilen. Selbst bei Profilverlusten, deren Entstehung durchdrungen ist, fällt eine wertmäßige Erfassung mit einer gewissen Unsicherheit aus. Die Verlustmechanismen, die für den Spaltverlust verantwortlich sind, lassen sich je nach Spaltlänge unterscheiden. Die Spaltströmung wird bei dem Eintritt in den Spalt beschleunigt und löst an der Kante der Druckseite ab, wie in Abb. 2.2 dargestellt. Da die Schaufeldicke in Sehnenrichtung variiert, ist je nach Verhältnis von Spaltweite zu Profildicke der Schaufel entweder ein Wiederanlegen der Strömung mit folgender Ausmischung im Spalt der Fall (Abb. 2.2 (a)), oder die Ablösung legt nicht mehr an und mischt erst in dem nachfolgenden Schaufelkanal aus (Abb. 2.2 (b)). Dieser Umstand trifft auf den hinteren Teil einer Schaufel bis hin zur Hinterkante zu. Spaltverluste können je nach Schaufelbelastung bis zu einem Drittel der Gesamtverluste ausmachen und sind bei gleich bleibender Profilgeometrie im Vergleich zu den Profil- sowie Sekundärverlusten von der Spaltweite sowie von der Geometrie der Schaufelspitze abhängig.

Yaras und *Sjolander* [65] entwickelten das bestehende Spaltverlustmodell von *Vavra* basierend auf energetischen Betrachtungen weiter, um eine verbesserte Modellbildung zu erzielen und eine realitätsnahe Berechnung der Spaltverluste zu erreichen. Viele bis dahin bestehende Spaltverlustmodelle überschätzen die Verlustbildung im Schaufelspalt. Die durch Interaktion von Spaltwirbel und Gehäusewand entstehenden viskosen Effekte wurden von den meisten bisherigen Modellen unterschätzt. Die aus umfassenden Messungen im Schaufelspalt und in der Abströmebene gewonnenen Erkenntnisse wurden mitunter in einem weiteren über der Spaltweite variablen C_D -Wert berücksichtigt.

Das für die Untersuchungen in dieser Arbeit verwendete Profil entspricht dem Spitzenschnitt einer Gasturbinenschaufel, welches in der Vergangenheit öfters zu strömungstech-

nischen Untersuchungen verwendet wurde. Wesentliche Arbeiten, welche mit diesem Profil durchgeführt wurden, werden nachfolgend chronologisch dargestellt:

Sjolander und *Amrud* [50] untersuchten den Einfluss der Spaltweite auf die Schaufelbelastung messtechnisch in einem linearen Gitterwindkanal von Null bis 2.86% der Schaufelsehnenlänge. Die Messung der Profildruckverteilung sowie Strömungsvisualisierung standen dabei im Mittelpunkt der Recherche. Bei zunehmenden Spaltweiten bilden sich mehrfache Spaltwirbel aus, welche durch Oberflächenvisualisierung (oil-flow Verfahren) und mehrfacher Spitzen in der Profildruckverteilung erfasst wurden. Der Beginn des Spaltwirbels verschiebt sich mit steigender Spaltweite in Richtung Hinterkante.

Yaras et al. [62] betrachteten das Strömungsfeld im Spalt eines ebenen Turbinengitters anhand von messtechnischen Untersuchungen. Ein Raster von Wanddruckmessstellen wurde an der spaltseitigen Gehäusewand angeordnet. Im Spalt wurde mit einer miniaturisierten Dreilochsonde gemessen. Um keine zu große Versperrung des Schaufelspaltes zu erhalten, wurden Spaltweiten von 2 bis 3.2% der Schaufelsehnenlänge vermessen. Eine Ablöseblase am Spalteintritt entsteht durch sehr starke Beschleunigung der Strömung an der Schaufelkante bei der Druckseite und ist verantwortlich für hohe Strömungsgeschwindigkeiten in dem restlichen Spaltquerschnitt darüber. Die treibende Kraft des Spaltmassenstroms ist die anliegende Druckdifferenz im ungestörten Strömungsbereich der Schaufel. Das Verhältnis von tatsächlichem zu idealem Spaltmassenstrom, der sogenannte C_D -Wert, liegt zwischen 0.6 und 0.8.

Yaras und *Sjolander* [63] vermaßen die Abströmung eines linearen Gitters mit Schaufelspalt mittels einer Siebenlochsonde. Die Messungen erfolgten für vier auf die Sehnenlänge bezogene Spaltweiten von 1.5 bis 5.5%. Um den Spaltwirbel und dessen Verhalten näher untersuchen zu können, wurde in erster Linie das Vortizitätsfeld betrachtet. Die Vermessung wurde in verschiedenen abströmseitigen Ebenen durchgeführt. Direkt hinter der Hinterkante des linearen Schaufelgitters und in zwei weiteren Ebenen ca. eine axiale Sehnenlänge stromab der Gitterhinterkante. Es wurde nur ein Spaltwirbel festgestellt, welcher am Gitteraustritt als rotationssymmetrisch bezeichnet werden kann. Die Ausbildung des Spaltwirbels ist mit Erreichen der Schaufelhinterkante abgeschlossen und die Diffusion des Wirbels erfolgt sehr schnell, die Wirbelstärke nimmt um ca. 25% nach der ersten axialen Sehnenlänge ab. Ein einfaches Modell basierend auf der Diffusion eines Wirbelfadens wurde angepasst, um eine Beschreibung des Spaltwirbels zu erzielen.

Chan et al. [10] untersuchten experimentell an einem linearen Gitter die Wechselwirkung von Spalt- und Sekundärströmung in Abhängigkeit von Zuströmungsgrenzschichtdicken bei unterschiedlichen Spaltweiten von 1.5 bis 5.5% der Schaufelsehnenlänge. Dabei zeigte sich eine Unabhängigkeit der Spalt- sowie der Sekundärverluste von der Verdrängungsdicke der Zuströmungsgrenzschicht. Bei zunehmender Spaltweite nimmt der Einfluss des Kanalwirbels und somit der Sekundärverlust ab und die Zone des Spaltwirbels und der damit verbundene Spaltverlust zu. Das Vorzeichen der Vortizität bestimmt den Drehsinn des Spalt- und des Kanalwirbels und der Betrag deren örtliche Ausdehnung.

Willinger [59] verwendete diese Schaufelgeometrie zur messtechnischen sowie numerischen Untersuchung des Einflusses von positiven wie auch negativen Inzidenzwinkeln ohne Spalt und bei einer Spaltweite von 2.5% der Sehnenlänge auf Sekundär- und Spaltströmung. Ge-

messen wurde 0.3 axiale Sehnenlängen abströmseitig der Schaufelhinterkante des linearen Gitters im Windkanal sowohl mittels Fünflochsonde als auch mit Hitzdrahtanemometrie. Es zeigte sich, dass verschiedene Zuströmwinkel nur geringen Einfluss auf das abströmseitige Strömungsfeld haben. Begründet wird dieser geringe Einfluss durch gleichbleibende Profildruckverteilung ab 30% Sehnenlänge. Ein modifiziertes Spaltverlustmodell wurde entwickelt, welches gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten zeigt.

Jegliche Art der Spaltbehandlung, egal ob geometrisch oder anderer Art, die der Reduktion der Spaltverluste beiträgt, wird als *Tip-Desensitization* bezeichnet. Eine zusammenfassende Arbeit über den Wissensstand des Jahres 2004 über das Design von Schaufelspitzen und Spaltbehandlung gibt *Arts* [5].

Nho et al. [38] führten experimentelle Untersuchungen zum Einfluss der Form der Schaufelspitze auf die Sekundärgeschwindigkeiten und den Totaldruckverlust durch. Elf unterschiedliche Schaufelspitzen bei Spaltweiten von 1.5% und 2.3% der Schaufelhöhe eines linearen Turbinengitters wurden mittels einer Fünflochsonde in einem Gitterwindkanal untersucht. Eine Vertiefung nahe der Druckseite, welche bis hin zur Saugseite wieder abnimmt zeigt beste Ergebnisse hinsichtlich Reduktion des Totaldruckverlustes bei den untersuchten Spaltweiten gefolgt von der gleichförmigen Einsenkung (*Cavity*) und einer symmetrisch ansteigenden Vertiefung in Schaufelmitte. Schlechtestes Ergebnis liefert jene Schaufel mit einer Abfasung an der Druckseite, welche die höchsten Totaldruckverluste und die stärkste Sekundärströmung aufweist.

2.2 Spalteinblasung

Eine weitere wesentliche Methodik um Spaltverluste zu reduzieren ist das Einbringen von Fluid in den Spalt. Dadurch lässt sich eine Barriere für den Spaltmassenstrom errichten, welche diesen daran hindert von der Druck- zur Saugseite zu gelangen.

Aktive Einblasung

Dies kann einerseits aktiv erfolgen, wobei diese Methode in erster Linie zu Kühlzwecken angewendet wird und eine Reduktion der Spaltverluste als positiver Nebeneffekt hinzukommt.

Pouagare et al. [40] untersuchten aktive Spalteinblasung anhand einer einzelnen nicht umlenkenden Schaufel in einem Windkanal. Eine Ausführung mit 45 senkrechten Bohrungen an der Schaufelspitze sowie eine weitere mit 64 um 45° in Richtung Druckseite geneigter Bohrungen kamen zur Anwendung. Die Messungen wurden bei einer Spaltweite von 4% der Schaufelsehnenlänge durchgeführt. Der Einblasemassenstrom entsprach 0.12% des Passagemassenstroms. Die Oberflächenstromlinien wurden mittels geeignetem Visualisierungsverfahren dargestellt und statischer Druck sowie Totaldruck mittels pneumatischer Messtechnik aufgenommen. Als Ergebnis zeigte sich, dass trotz gleichem Einblasemassenstrom nur die um 45° geneigte Einblasung eine Verbesserung erzielen konnte, wodurch der wesentliche Einfluss der Einblaserichtung hervorgehoben wird.

Rao und *Camci* [41] verwendeten ein Oil-flow Verfahren um an einer einstufigen Axialturbine Untersuchungen zur Verlustreduktion durch Einblasung von Kühlmedium in den Schaufelspalt durchzuführen, wozu eine Schaufel mit Bohrungen modifiziert wurde. Die Einblasung erfolgte an mehreren Positionen entlang der Profilmittellinie um 45° gegen die Druckseite geneigt. Die Richtung der Spaltströmung ist um die Schaufelmitte normal auf die Profilmittellinie, wobei im hinteren Schaufelteil eine stärkere Überströmung in Richtung Hinterkante erfolgt. Der Einfluss der Einblasung zeigt sich durch die Umströmung der Einblasebohrungen und den damit niedrigen Geschwindigkeiten dahinter, wodurch der zu Kühlzwecken nötige Wärmeübergang im Schaufelspalt reduziert ausfällt. An derselben Versuchsturbine untersuchten *Rao* und *Camci* [42] den Einfluss des Einblasemassenstromes auf den Totaldruckverlust in der Abströmung und variierten diesen von 0.41% bis 0.72% des Turbinenmassenstromes. Die Messungen fanden bei Spaltweiten von 0.72% bis 1.40% der Schaufelhöhe statt. Der geringste untersuchte Einblasemassenstrom zeigt die besten Ergebnisse hinsichtlich Reduktion des Totaldruckverlustes in der Abströmung. Ab einem Einblaseverhältnis von 0.63% zeigt sich eine Beeinflussung der Spaltströmung der benachbarten Schaufeln. Versuche zum Einfluss der Lage der Einblasung wurden von *Rao* und *Camci* [43] ebenfalls an derselben Turbine durchgeführt. Eine diskrete Einblaseposition bei 81% der Sehnenlänge zeigt die größte Reduktion der Spaltwirbelstärke. Ein Verbund von mehreren Einblasestellen kann jedoch ein besseres Ergebnis hinsichtlich der Reduktion des Spaltwirbels erzielen.

Zhou und *Hodson* [66] untersuchten vier unterschiedliche Geometrien gekühlter Schaufelspitzen messtechnisch in einem linearen Gitterwindkanal, analytisch sowie numerisch. Der Einblasemassenstrom variiert zwischen Null und 1.2% des Eintrittsmassenstromes und Spaltweiten von 1% bis 2.2% der Schaufelsehnenlänge wurden untersucht. Die einzelnen Einblasebohrungen haben einen Durchmesser von 1.8% der Sehnenlänge. Bei der kleinsten untersuchten Spaltweite zeigt die Ausführung mit Ausnehmung eine geringere Sperrwirkung als jene mit flacher Schaufelspitze. Dies ist auf Ausmischungsverluste in der Ausnehmung zurückzuführen. Für eine Spaltweite von 2.2% zeigte jene Schaufelspitze mit Ausfräsung die größte Reduktion des Spaltverlustes.

Passive Einblasung

Andererseits kann Spalteinblasung auch passiv erfolgen. Dabei bedeutet passiv, dass kein Fluid von außen zugeführt wird und somit auch keine Energie aufgewendet werden muss, um eine Spalteinblasung zu realisieren. Dies ist ein wesentlicher Vorteil, da sich dadurch auch die Verluste weiter reduzieren lassen. Außerdem ist zu erwähnen, dass diese Art der Einblasung nur bei thermisch niedrig belasteten Schaufeln zur Anwendung kommen kann, da dieses Prinzip nur auf ungekühlte Schaufeln angewendet werden kann.

Bei der von *Auxier* [6] patentierten Methode erfolgt die Entnahme des Einblasemassenstromes an der Druckseite der Schaufel kurz unterhalb der Schaufelspitze. Die Einblasekanäle sind von der Vorder- bis zur Hinterkante der Schaufel gleichmäßig verteilt. Die Position der Einblasestelle im Spalt liegt direkt bei der Ablöseblase, um hier den herrschenden niedrigen statischen Druck auszunutzen. Die Einblaserichtung ist gegen die Strömungsrichtung geneigt, um eine möglichst große Sperrwirkung zu erzielen.

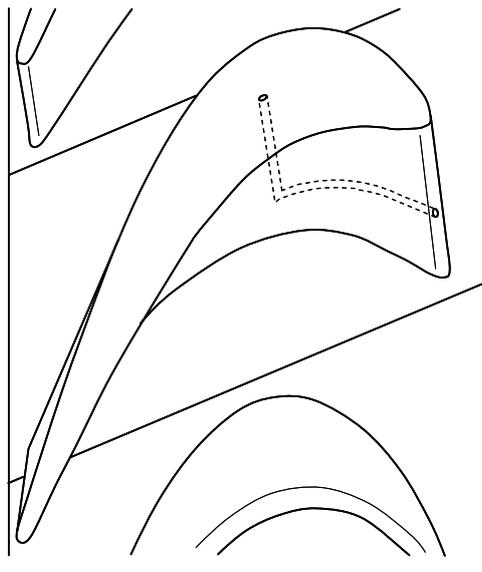


Abbildung 2.3: Prinzipskizze der Methode der passiven Einblasung [25]

Hamik und *Willinger* [25] präsentierten eine passive Methode zur Reduktion der Spaltströmung für axiale Turbinenbeschaukelungen, welche in Abb. 2.3 dargestellt ist. Durch einen Kanal welcher an der Vorderkante der Schaufel beginnt und mit der Schaufelspitze verbunden ist, wird aufgrund der anliegenden Druckdifferenz ein Teil des Hauptmassenstromes in den Spalt eingebracht. Der Spaltmassenstrom wird durch den Einblasemassenstrom gehindert zur Saugseite der Schaufel zu gelangen. Ein analytisches Modell basierend auf dem C_D -Wert zeigt das Potential der passiven Methode zur Reduktion der Spaltverluste. Ergebnisse aus den Messungen an einem linearen Turbinengitter von *Hamik* und *Willinger* [26] bestätigen das analytische Modell. Es wurden Spaltweiten von 0.85% bis 2.5% der Schaufelsehnenlänge untersucht. Die Spaltverluste werden durch einen auf die Schaufelspitze senkrechten Einblasekanal reduziert, wobei die Reduktion bei kleinen Spaltweiten deutlich ausgeprägter ausfällt.

Eine weitere erwähnenswerte Form einer passiven Einblasung ist jene von *Eberlin et al.* [20], welche bei axialen Ventilatoren Anwendung findet. Durch hohle Schaufeln wird eine Verbindung der Nabe mit der Hinterkante der Schaufelspitze realisiert und in beiden Zonen eine positive Beeinflussung des Strömungsfeldes erreicht. Die Geschwindigkeiten in der mittleren Schaufelpassage bleiben durch diese Methode unverändert. Durch Einbringen des Massenstroms an der Schaufelspitze reduziert sich die saugseitige Ablösung nahe der Hinterkante. Weiters entstehen durch Entnahme von Massenstrom an der Nabe höhere Geschwindigkeiten, welche die Entstehung von Wirbelstrukturen reduziert. Eine Verbesserung der integralen Bilanz der statischen Druckdifferenz von 6.5% konnte anhand dieser Methode erzielt werden.

2.3 Numerische Strömungsberechnung

Die numerische Strömungsberechnung spielt bei der Entwicklung und Auslegung thermischer Turbomaschinen eine wesentliche Rolle. Es wird ein Überblick über wesentliche Arbeiten zum Thema Berechnung von Spaltströmungen sowie zu Spalteinblasung bei axialer Turbinenbeschaufelung gegeben.

In *Lee et al.* [34] wird ein Überblick über die Verwendbarkeit verschiedener RANS Turbulenzmodelle bei der Berechnung von Spaltströmungen gegeben. Es ist experimentell wohl bekannt, dass im Spaltwirbel ein stark anisotropes turbulentes Strömungsfeld vorherrscht. Turbulenzmodelle, welche auf Annahme isotroper Turbulenz basieren, zeigen Unterschiede zu gemessenen Daten. Stationäre Berechnungen mittels SA, RNG $k-\epsilon$ und RSM werden an zwei Testfällen mit Messungen verglichen. Ein lineares Verdichtergitter sowie ein axialer Fan werden dazu verwendet. Bei dem linearen Gitter zeigen alle verwendeten Turbulenzmodelle gute Übereinstimmung. Bei Berechnungen im rotierenden System ist das RSM zu bevorzugen.

Untersuchungen von *Chen et al.* [11] zeigen Ergebnisse von Messungen sowie numerischen Berechnungen einer ebenen Spaltströmung bei Turbinen. Kompressible Berechnungen bei subsonischen bis supersonischen Strömungszuständen wurden auch auf den Einfluss einer Einblasung auf die Spaltströmung hin untersucht. Eine Einblaseposition direkt unter der Ablöseblase wird als wirkungsvollste beschrieben, da die Ausprägung der Ablösung für den Spaltmassenstrom maßgeblich ist. Ein C_D -Wert wird als geeignete Größe zur Bestimmung einer optimalen Geometrie der Schaufelspitze angesehen und variiert nur gering bei unterschiedlichen Druckdifferenzen. Mittels geeigneter Lage der Einblasung lässt sich der in den Spalt eintretende Massenstrom reduzieren, wobei der am Austritt des Schaufelspalts vorherrschende Massenstrom annähernd konstant bleibt.

Ameri et al. [1] führten numerische Berechnungen an einer modernen Geometrie einer Gasturbinschaufel mit flacher Spitze sowie mit Ausnehmung durch. Die untersuchte Spaltweite betrug 1% der Schaufelsehnenlänge. Das zur Anwendung kommende $k-\omega$ Turbulenzmodell wurde mittels ebenen Berechnungen und Messungen validiert. Das verwendete Netz bestand aus 1.2 Millionen Knoten, wobei 33 Knoten über der Spaltweite angeordnet wurden. Obwohl sich der Spaltmassenstrom um 14% gegenüber der Schaufel mit flacher Spitze reduziert, wurde kein wesentlicher Anstieg bei dem Wirkungsgrad festgestellt.

Tallman und *Lakshminarayana* [52] untersuchten numerisch den Einfluss von drei unterschiedlichen Schaufelspitzenformen auf den Spaltwirbel. Verscheidende Varianten von Abfasungen an der Saugseite wurden bei einer Spaltweite von 1% der Schaufelsehnenlänge berechnet. Es kam ein Standard $k-\epsilon$ Modell mit Dämpfungstermen für die wandnahen Zonen zur Anwendung und die Diskretisierung über der Spaltweite bestand aus 28 Knotenpunkten. Eine Abfasung ab 40% der axialen Sehnenlänge bis zur Hinterkante führte zu einer verzögerten Entstehung sowie einer Reduktion der Größe des Spaltwirbels. Bei einer axialen Position von 20% der Sehne stromab der Hinterkante zeigt sich eine Reduktion von 5% des über die Passage flächengemittelten Verlustbeiwertes. Eine Reduktion der Umfangskraft in diesem Testfall um 1.03% lässt sich auf den Abfaswinkel zurückführen.

Tallman [53] untersuchte eine rotierende einstufige Turbine numerisch. Es kam ein $k-\epsilon$

Turbulenzmodell mit voller Wandauflösung bei zwei unterschiedlich feinen Netzen mit $7.2 \cdot 10^5$ und $7.2 \cdot 10^6$ Knoten zum Einsatz. Es wurde eine Geometrie mit flacher Schaufelspitze berechnet und die Ergebnisse mit jenen von Messungen verglichen, wobei sich zeigte, dass beide Berechnungsnetze eine gute Übereinstimmung aufweisen. Hinsichtlich der Verluste lieferte das feinere Netz höhere Übereinstimmung mit den Messdaten. In *Tallman* [54] wurde aufbauend auf die gewonnenen Erkenntnisse aus [53] fünf unterschiedliche Schaufelspitzen gewählt, um die Auswirkungen im rotierenden System dieser passiven Methode zur Spaltverlustreduktion mittels dem groben Netz zu untersuchen. Zwei bevorzugte Geometrien der Schaufelspitzen wurden erneut mit dem feinen Netz berechnet. Es kam eine Geometrie mit einer Abrundung der Saugseite und weiters eine Geometrie mit einer zusätzlichen saugseitigen Abfasung wie in [52] als Spaltverlust reduzierend beschrieben zur Anwendung. Ergebnisse der Berechnungen mit flacher Spitze und abgerundeter Saugseite zeigen eine Reduktion des Spaltmassenstromes und verringerte Spaltwirbeleffekte sowie niedrigere Verluste.

Niu und *Zang* [39] führten eine numerische Parameterstudie in einem axialen Turbinengitter mit gekühlter Schaufelspitze durch, um den Einfluss des Einblasewinkels auf den Spaltmassenstrom sowie auf den abströmseitigen Totaldruckverlust zu untersuchen. Berechnet wurde bei einer Spaltweite von 2.6% der Sehnenlänge und es wurden 25 Zellen über der Spaltweite verwendet, woraus sich eine Gesamtzellenzahl von 3.2 Millionen ergibt. Für alle untersuchten Einblasewinkel zwischen 30° und 90° bleibt der Einblasemassenstrom konstant bei 1% des Passagemassentstromes. Eine Neigung des Einblasekanals hin zur Druckseite der Schaufel wirkt sich positiv auf die Schaufelabströmung aus. Der Spaltwirbel sowie der Totaldruckverlust fallen bei kleineren Winkeln reduziert aus. Hinsichtlich Wärmeübergang bringt eine Neigung den Nachteil, dass weniger Spaltmassenstrom weniger Wärme abtransportieren kann.

Ghaffari [22] führte numerische Untersuchungen an ebenen generischen Modellen bezüglich der Varianten passiver Spalteinblasung nach *Hamik* und *Willinger* [25] sowie nach *Auxier* [6] durch. Zwei Modelle mit einem Einblasewinkel von 90° und 45° wurden bei unterschiedlichen Spaltweiten betrachtet. Es kamen das RNG $k-\epsilon$ Modell, das Standard $k-\omega$ Modell sowie das Standard $k-\omega$ Modell mit SFC zur Anwendung. Es zeigten sich sehr große Unterschiede hinsichtlich auftretender Wirbelstrukturen sowie bei Betrachtung des Totaldruckverlustes. Passive Einblasung führt zu einer Reduktion des in den Spalt eintretenden Massenstromes und eine Neigung gegen die Strömungsrichtung führt zu einer weiteren Absenkung. Ein Vergleich der Einblasemethoden ergibt, dass jene nach [25] eine ausgeprägtere Reduktion des Eintrittsmassenstromes zur Folge hat.

Denton [15] zeigt die Grenzen von numerischer Strömungsberechnung hinsichtlich numerischer Fehler, Modellbildungsfehler, nicht exakt bekannter Randbedingungen wie auch Geometrie, sowie die Annahme von stationärer Strömungsform auf. Ingenieure sind heutzutage immer mehr mit Ergebnissen von numerischen Berechnungen konfrontiert, wobei Resultate von Messungen stetig abnehmen und die Berechnungen nicht genügend hinterfragt werden. Dies kann gefährlich werden, vor allem wenn CFD Teil einer Optimierung ist. CFD ist keine exakte Wissenschaft aber trotz diesem wesentlichen Nachteil ein sehr wertvolles Werkzeug zur Auslegung von Turbomaschinen. CFD sollte nur auf vergleichender Basis verwendet werden und nicht um alleinig quantitative Vorhersagen zu treffen.

Kapitel 3

Methode der passiven Einblasung

Zur analytischen Untersuchung des Einflusses einer passiven Einblasung auf Spaltverluste ist es zweckmäßig ein Modell zur Abschätzung zu bilden. Bei derartigen Betrachtungen findet häufig der sogenannte C_D -Wert Anwendung, um die Massenstromverhältnisse im Spalt zu charakterisieren. Dieser kann dann weiter in Spaltverlustmodellen zur Bestimmung des Verlustes verwendet werden.

Des Weiteren wird eine globale Betrachtung zur Bestimmung des Einflusses einer geneigten Einblasung bei Rotation in diesem Kapitel angeführt.

3.1 Durchflussbeiwert C_D

Wie schon einleitend beschrieben, kommt es aufgrund starker Beschleunigung an der druckseitigen Kante der Schaufelspitze zu einer Ablösung welche maßgebend ist für den Spaltmassenstrom. Es kommt zu einer Kontraktion bis zur maximalen Einschnürung, auch *Vena-Contracta* genannt, und danach je nach Spaltlänge zur Ausmischung in beziehungsweise hinter dem Spalt. Allgemein kann der C_D -Wert als das Verhältnis des tatsächlichen zu dem theoretischen Spaltmassenstrom mittels

$$C_D = \frac{\dot{m}_{Sp}}{\dot{m}_{Sp,th}} \quad (3.1)$$

angegeben werden. Das dafür verwendete Modell mit Kontrollvolumen ist in Abb. 3.1 dargestellt. Die Durchströmung des Spalts erfolgt in einer Ebene normal zur Schaufelsehne. Weiters wird vollständige Ausmischung am Spaltende vorausgesetzt, da die hier betrachtete diskrete passive Einblasung an Positionen der Schaufel zur Anwendung kommt, an denen ein Verhältnis von Spalthöhe zu Spaltlänge

$$\frac{\tau}{d} < \frac{1}{4} \quad (3.2)$$

nicht überschritten wird. Nach *Stevens et al.* [51] liegt dafür vollständige Ausmischung vor. Über die Massenbilanz lässt sich der C_D -Wert im inkompressiblen Fall auf die Bestimmung

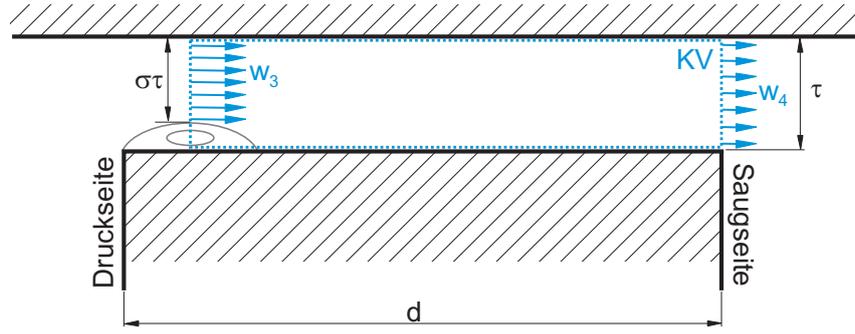


Abbildung 3.1: Spaltmodell ohne Einblasung

der Geschwindigkeiten zurückführen. Die treibende Kraft ist die an der Schaufel anliegende Druckdifferenz und durch Anwendung der verlustfreien *Bernoulligleichung*

$$p_{t3} = p_3 + \rho \frac{w_{3th}^2}{2} = p_4 + \rho \frac{w_{4th}^2}{2} \quad (3.3)$$

lässt sich die Geschwindigkeit w_{4th} ausdrücken und liefert eingesetzt in Glg. 3.1

$$C_D = \frac{\rho s \tau \sigma w_3}{\rho s \tau w_{4th}} = \frac{\sigma w_3}{\sqrt{\frac{2}{\rho} (p_{t3} - p_4)}}. \quad (3.4)$$

Unter Berücksichtigung des Druckverlustes durch Wandreibung im Spalt

$$p_{vR} = \rho \frac{w_4^2}{2} \frac{\lambda d}{2\tau} \quad (3.5)$$

sowie durch den Carnot'schen Stoßverlust

$$p_{vC} = \rho \frac{w_3^2}{2} (1 - \sigma)^2 \quad (3.6)$$

ergibt sich die verlustbehaftete *Bernoulligleichung* zu

$$p_{t3} - p_4 = \rho \frac{w_4^2}{2} + p_{vR} + p_{vC}. \quad (3.7)$$

Einsetzen von Glg. 3.7 in Glg. 3.4 liefert nach Umformung folgenden C_D -Wert:

$$C_D = \frac{1}{\sqrt{2 + \frac{\lambda d}{2\tau} + \frac{1}{\sigma^2} - \frac{2}{\sigma}}}. \quad (3.8)$$

Nach der Potentialtheorie gilt für den Kontraktionskoeffizienten σ einer scharfen Kante wie in *Milne-Thomson* [37] beschreiben

$$\sigma = \frac{\pi}{\pi + 2} = 0.611. \quad (3.9)$$

Darin beschreibt γ das Flächenverhältnis von Einblasefläche zu Spaltfläche durch

$$\gamma = \frac{A_i}{\tau s}. \quad (3.14)$$

Mittels Θ wird das Verhältnis der Einblasegeschwindigkeit zur Geschwindigkeit am Spalteintritt bezeichnet, welches durch

$$\Theta = \frac{w_5}{\sigma w_3} \quad (3.15)$$

beschrieben wird. Der Einblasekanal verbindet die Schaufelvorderkante mit dem Schaufelspalt. Da für den Einblasemassenstrom die am Einblasekanal anliegende Druckdifferenz maßgebend ist, ergibt sich daraus für passive Einblasung ein Verhältnis der Geschwindigkeiten von $\Theta = 1$. Bei nicht vorhandener Einblasung entfallen jene Terme die das Einblasegeschwindigkeitsverhältnis enthalten und es ergibt sich wieder das vorher abgeleitete C_D -Modell ohne Einblasung. Es lässt sich eine Taylorreihe für den C_D -Wert bei kleinen Flächenverhältnissen γ entwickeln, welche sich durch Normierung auf den Fall ohne Einblasung durch

$$\frac{C_D}{C_{D0}} = 1 - (2 + \cos\delta) C_{D0}^2 \gamma \quad (3.16)$$

schreiben lässt. Gleichung 3.16 zeigt, dass sich mit Neigung der Einblasung gegen die Spaltstromrichtung sowie mit Erhöhung des Flächenverhältnisses γ der C_D -Wert reduzieren lässt.

3.3 Spaltverlustmodell

Um den bisher beschriebenen Einfluss einer Einblasung auf den C_D -Wert weiter auf Verlustbetrachtungen umzulegen, wird das Spaltverlustmodell nach *Yaras* und *Sjolander* [65] verwendet. Dieses Modell beruht auf der Tatsache, dass die gesamte kinetische Energie des Spaltmassenstroms verloren ist. Der Spaltverlustbeiwert wird durch

$$Y_{Sp} = 2K_E \frac{c}{s} \frac{\tau}{h} C_D \frac{\sin^2 \beta_2}{\sin^3 \beta_\infty} C_L^{3/2} \quad (3.17)$$

beschrieben, wobei eine lineare Schaufeldruckverteilung über der Schaufelhöhe vorausgesetzt wird. Der Faktor K_E beschreibt den Belastungszustand der Schaufel, welcher einen Wert von 0.5 für Schaufeln mit gleichmäßiger (*mid-loaded*) und 0.566 für Schaufeln mit vorder- (*front-loaded*) beziehungsweise hinterlastiger (*aft-loaded*) Druckverteilung besitzt. C_L ist der Auftriebsbeiwert des Profils. Der Winkel β_∞ steht für die Hauptströmrichtung und β_2 entspricht dem Abströmwinkel des Schaufelgitters. Dieses Spaltverlustmodell zeigt gute Übereinstimmung mit Ergebnissen aus Messungen. Es wird vorausgesetzt, dass passive Einblasung nur den C_D -Wert beeinflusst und alle anderen Faktoren unverändert bleiben.

Werden Untersuchungen an einer Profilgeometrie und gleichbleibenden Bedingungen durch-

geführt, sind bis auf die Spaltweite alle Werte konstant und es gilt für kleine Spaltweiten

$$Y_{Sp} = \text{const} \frac{\tau}{h}. \quad (3.18)$$

Es lässt sich für die Reduktion der Spaltverluste mittels passiver Einblasung durch einsetzen von Glg. 3.16 in Glg. 3.17

$$Y_{Sp0} - Y_{Sp} = (2 + \cos\delta) C_{D0}^2 \gamma Y_{Sp0} \quad (3.19)$$

schreiben. Eine Schaufel mit passiver Einblasung erzeugt hinsichtlich der Verluste eine Parallelverschiebung zu niedrigeren Werten, welche bei kleinen Spaltweiten signifikant ausfallen kann. Als einzige veränderliche Größe verbleibt der Einblasewinkel, wodurch die Verluste weiter gesenkt werden können.

3.4 Modellierung des Einblasekanals

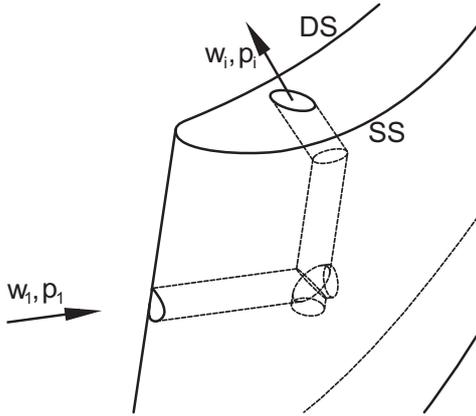


Abbildung 3.3: Größen an der Bohrung, $\delta=45^\circ$

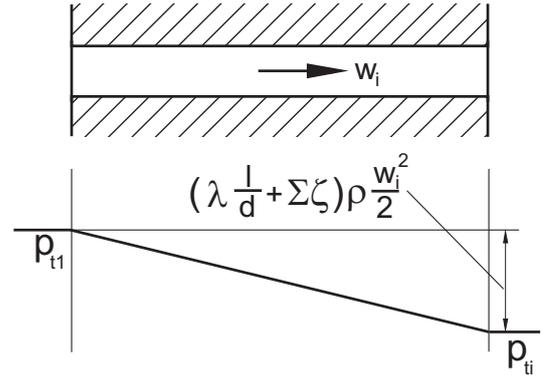


Abbildung 3.4: Modellansatz

Abbildung 3.3 zeigt die an dem Einblasekanal anliegenden Geschwindigkeiten sowie Drücke. Numerische Berechnungen mit voller Auflösung der Bohrung haben in *Hamik* [24] und in eigenen Untersuchungen nicht zufriedenstellende Ergebnisse geliefert, weshalb ein anderer Ansatz zur Anwendung kommt, um die Verluste in der Bohrung adäquat zu erfassen. Das eindimensionale Modell zur Bestimmung der Einblasegeschwindigkeit ist in Abb. 3.4 dargestellt. Über den Einblasekanal wird die verlustbehaftete *Bernoulligleichung* für ruhende Systeme mittels

$$p_{t1} = p_1 + \frac{\rho}{2} w_1^2 = p_i + \frac{\rho}{2} w_i^2 + \Delta p_v \quad (3.20)$$

angesetzt. Der Verlustterm

$$\Delta p_v = \frac{\rho}{2} w_i^2 \left(\lambda \frac{l}{d} + \Sigma \zeta \right) \quad (3.21)$$

setzt sich aus dem Rohrreibungswiderstand $\lambda \frac{l}{d}$ sowie dem Einfluss vorhandener Einbauten $\Sigma\zeta$ zusammen und beschreibt die in dem Einblasekanal entstehenden Verluste. In diesem Fall entsprechen Einbauten den Abschnitten innerhalb des Kanals um die gewünschte Einblaserichtung herzustellen, sowie dem Eintrittsverlust an der Schaufelvorderkante. Mit dem statischen Druckkoeffizienten über den Einblasekanal

$$C_{pi} = \frac{p_i - p_1}{\frac{\rho}{2} w_1^2} \quad (3.22)$$

lässt sich Glg. 3.20 zu

$$\frac{w_i}{w_1} = \sqrt{\frac{1 - C_{pi}}{1 + \lambda \frac{l}{d} + \Sigma\zeta}} \quad (3.23)$$

umformen. Passive Spalteinblasung entsteht durch die an der Bohrung anliegende Druckdifferenz zwischen Schaufelvorderkante und Schaufelspalt. Der statische Druck an der Schaufelvorderkante entspricht in etwa dem statischen Druck am Spalteintritt. Der Druck im Schaufelspalt nimmt sehr schnell ab und entspricht bis zum Spaltende dem saugseitigen Druck. Aus der Kenntnis der Profildruckverteilung der Schaufel lässt sich somit auf den statischen Druckkoeffizienten C_{pi} an der Einblasestelle schließen und so die Einblasegeschwindigkeit ermitteln.

3.5 Rotationseinfluss

Um einen Einfluss der Rotation auf die Leistung einer Turbinenstufe mit geneigter passiver Einblasung zu untersuchen, wird eine globale Betrachtungsweise gewählt. Für die Leistung einer Turbinenstufe kann

$$P = M\Omega = F_b r_m \Omega \quad (3.24)$$

geschrieben werden, wobei M das Drehmoment und Ω die Winkelgeschwindigkeit beschreibt. Das Drehmoment lässt sich weiters als Produkt von Schaufelkraft in Umfangsrichtung F_b und mittlerem Radius r_m darstellen. Um in weiterer Folge vergleichende Aussagen treffen zu können, ist die Drehzahl sowie der mittlere Radius als konstant zu betrachten. Wird an den Schaufeln der Turbinenstufe eine geneigte passive Einblasung vorgesehen, ergibt sich in Umfangsrichtung die zusätzliche Kraft

$$F_i = \dot{m}_i w_i \cos\delta \cos\gamma, \quad (3.25)$$

welche durch den Impuls aus Einblasemassenstrom und Einblasegeschwindigkeit hervorgerufen wird. Der Angriffspunkt dieser Kraft liegt an der Schaufelspitze. Die Anordnung ist exemplarisch an einer Schaufel in Abb. 3.5 dargestellt, worin δ^* den in Umfangsrichtung projizierten Neigungswinkel der Einblasung darstellt. Die Umrechnung der Kraft erfolgt mittels dem Staffelungswinkel γ und dem Neigungswinkel der Einblasebohrung δ . Unter der Voraussetzung inkompressibler Strömung lässt sich die zusätzliche Kraft mit dem Querschnitt

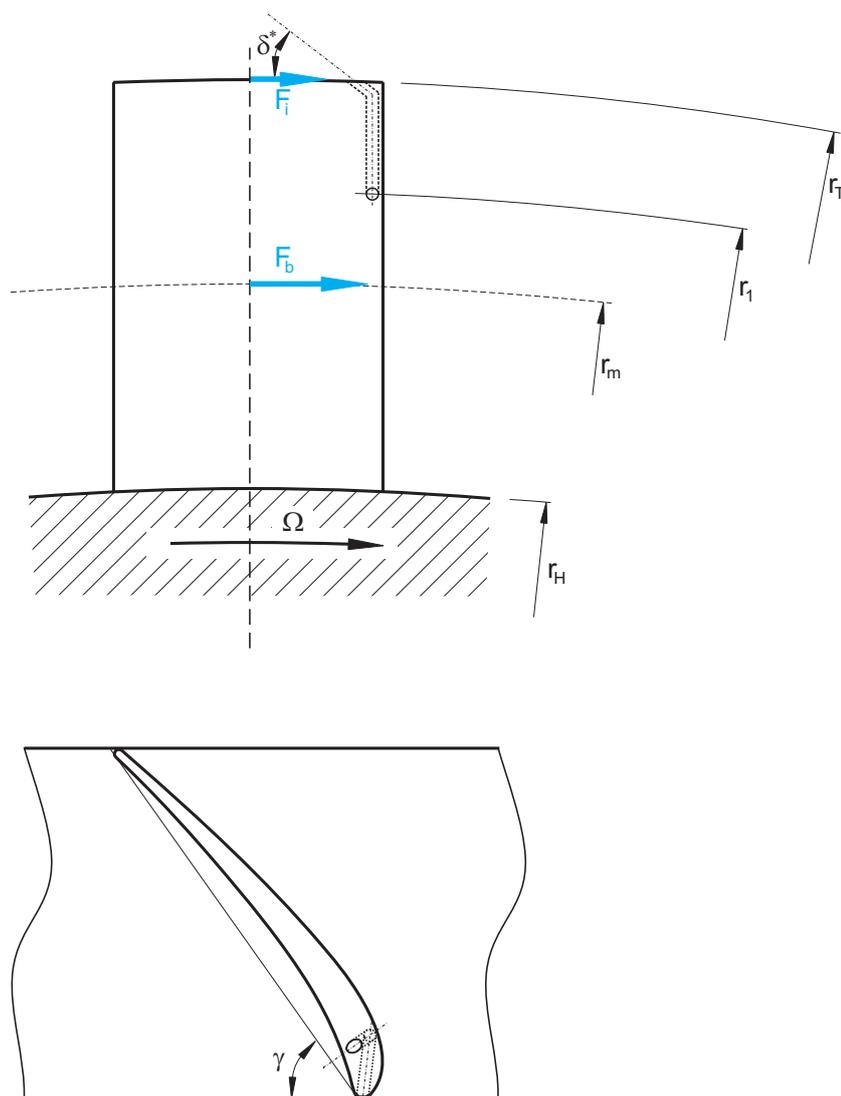


Abbildung 3.5: Wirkende Kräfte auf die Schaufel

des Einblasekanals zu

$$F_i = \rho A_i w_i^2 \cos \delta \cos \gamma \quad (3.26)$$

umformen. Ein Kreisquerschnitt mit Durchmesser d

$$A_i = \frac{d^2 \pi}{4} \quad (3.27)$$

wird für die Fläche des Einblasekanals verwendet. Um die Einblasegeschwindigkeit zu bestimmen, wird die verlustbehaftete *Bernoulligleichung* im rotierenden System

$$p_1 + \frac{\rho}{2} w_1^2 - \frac{\rho}{2} (\Omega r_1)^2 = p_i + \frac{\rho}{2} w_i^2 - \frac{\rho}{2} (\Omega r_T)^2 + \Delta p_v \quad (3.28)$$

über die Bohrung angewendet. Die zusätzlichen Terme $(\Omega r_1)^2$ und $(\Omega r_T)^2$ beschreiben die Energieänderung aufgrund der Zunahme der Umfangsgeschwindigkeit von Eintritt bis Austritt des Einblasekanals. Der Druckverlust Δp_v ist nach Glg. 3.21 zu berücksichtigen und mit dem statischen Druckkoeffizienten C_{pi} nach Glg. 3.22 an der Stelle der Einblasung kann Glg. 3.28 zu

$$\frac{w_i}{w_1} = \sqrt{\frac{1 - C_{pi} + \frac{\Omega^2}{w_1^2} (r_T^2 - r_1^2)}{1 + \lambda \frac{l}{d} + \sum \zeta}} \quad (3.29)$$

umgeformt werden. Der Vergleich zu Glg. 3.23 ohne Rotationsanteil zeigt einen zusätzlichen Term, welcher für eine Erhöhung der Einblasegeschwindigkeit durch Zunahme der Umfangsgeschwindigkeit an der Schaufelspitze sorgt. Der Radius des Einblasekanaleintritts sollte möglichst in die Nähe des Nabenradius gesetzt werden, um diesen Anteil zu erhöhen. Dem gegenüber steht die Zunahme der Reibung bei einem längeren Einblasekanal.

Schreibt man die Leistung mit der zusätzlichen Umfangskraft durch geneigte Einblasung an, ergibt sich

$$P_i = (F_b r_m + F_i r_T) \Omega. \quad (3.30)$$

Da keine absoluten Werte aus rotierenden Betrachtungen untersucht werden, soll die relative Änderung zu dem Fall ohne Einblasung betrachtet werden. Auskunft über den zusätzlichen Anteil durch passive Einblasung gibt das Verhältnis der Leistungen

$$\frac{P_i}{P_0} = \frac{F_{bi}}{F_{b0}} + \frac{F_i}{F_{b0}} \frac{2}{1 + \nu} \quad (3.31)$$

an. Darin wird mit ν das Nabenverhältnis

$$\nu = \frac{r_H}{r_T} \quad (3.32)$$

eingeführt, welches in diesem Fall das Verhältnis von Schaufelnaben- zu Schaufelspitzenradius angibt. Mit der Durchflusszahl φ

$$\varphi = \frac{c_m}{u_T} \quad (3.33)$$

wird die axiale Durchströmung durch das Verhältnis von Meridiangeschwindigkeit c_m zu Umfangsgeschwindigkeit an der Schaufelspitze u_T charakterisiert. Die Meridiangeschwindigkeit lässt sich durch

$$c_m = w_1 \sin \beta_1 \quad (3.34)$$

ausdrücken. Als eine realistische radiale Position des Einblasekanaleintritts an der Schaufelvorderkante wird in weiterer Folge der mittlere Radius r_m verwendet. Setzt man Glg. 3.29 in Glg. 3.26 und weiters in Glg. 3.31 ein und verwendet das Nabenverhältnis sowie

die Durchflusszahl, so erhält man für das Verhältnis der Leistungen mit dem zusätzlichen Anteil durch den Umfangsimpuls

$$\frac{P_i}{P_0} = \frac{F_{bi}}{F_{b0}} + \frac{\rho}{F_{b0}} \frac{2r_T^2}{1+\nu} \frac{d^2\pi}{4} \frac{\varphi^2\Omega^2}{\sin^2\beta_1} \frac{1 - C_{pi} + \frac{\sin^2\beta_1}{\varphi^2} \left(1 - \frac{(\nu+1)^2}{4}\right)}{1 + \lambda \frac{l}{d} + \sum \zeta} \cos\delta \cos\gamma. \quad (3.35)$$

In Glg. 3.35 kommen als Größen des Schaufelgitters nur Staffelungswinkel γ , relativer Zuströmwinkel β_1 und der statische Druckkoeffizient C_{pi} vor, welche durch die zu untersuchende Geometrie festgelegt sind. Durchmesser, Länge und Widerstandsbeiwert des Einblasekanals sind ebenfalls durch das vorliegende Schaufelprofil vorgegeben.

Lassen sich die Schaufelkräfte bei Messungen in einem ruhenden Gitter bestimmen beziehungsweise durch numerische Berechnungen ermitteln, kann durch die Wahl von Schaufelspitzenradius r_T , Nabenverhältnis ν , Durchflusszahl φ und Winkelgeschwindigkeit Ω der Einfluss einer geeigneten passiven Einblasung auf das Verhältnis der Leistungen einer Turbinenstufe mittels diesem Modell untersucht werden.

Es lässt sich leicht aus Glg. 3.31 erkennen, dass sich der theoretisch größte Impulsgewinn bei einem Einblasewinkel von $\delta = 0^\circ$ ergibt, wobei hier der gesamte Anteil der kinetischen Energie des Einblasestrahls in Umfangsrichtung in eine zusätzliche Umfangskraft übergeht. Es zeigt sich, dass für eine auf die Schaufelspitze normale Einblasung ($\delta = 90^\circ$) das Verhältnis der Leistungen auf

$$\frac{P_i}{P_0} = \frac{F_{bi}}{F_{b0}} \quad (3.36)$$

reduziert und nur durch die erhöhte Schaufelkraft bei konstanter Drehzahl und gleicher Geometrie einen Einfluss auf die Leistung der Turbinenstufe hat.

Kapitel 4

Versuchsaufbau und Messtechnik

Um den vorhergehenden analytischen Betrachtungen und den folgenden numerischen Simulationen (Kap. 5) eine weitere Stütze zu geben, werden in diesem Kapitel die Rahmenbedingungen zur Ermittlung der experimentellen Messergebnisse näher erläutert. Durch einheitliche Versuchsbedingungen im Labor am Institut für Energietechnik und Thermodynamik der TU Wien kann der Einfluss des Einblasewinkels auf die Methode der passiven Spalteinblasung anhand experimenteller Messungen validiert werden. Einleitend werden die im Versuchsaufbau verwendeten Einrichtungen wie der Gitterwindkanal und die zur Datenerfassung benötigten Geräte beschrieben. Ein weiterer wesentlicher Teil dieses Kapitels stellt die Herstellung eines geneigten Einblasekanals an einer realen Schaufelgeometrie dar, sowie die zur Anwendung kommende pneumatische Messtechnik und deren Messprinzip. Abschließend wird der Ablauf einer Messung sowie die Auswertung der gemessenen Größen erörtert.

4.1 Gitterwindkanal

Der lineare Schaufelgitterwindkanal am Institut für Energietechnik und Thermodynamik arbeitet im subsonischen Bereich und hat den in Abb. 4.1 dargestellten Aufbau. Die Luft wird durch eine Filterkammer außerhalb des Gebäudes angesaugt und über ein Axialgebläse mit verstellbarer Vorleitreihe mit anschließendem Diffusor in einen geschlossenen zylindrischen Kanal, dem Beruhigungsrohr, gedrückt. Ein Gleichrichter und ein Turbulenzsieb sind zwischen Diffusor und Beruhigungsrohr eingebaut, um mögliche Ungleichförmigkeiten der Abströmung des Axialgebläses gleichzurichten und eine einheitliche Turbulenz herzustellen. Nach dem Beruhigungsrohr strömt die Luft durch ein Übergangsstück, welches eine Querschnittsänderung von rund auf rechteckig vollzieht. Dort findet eine starke Beschleunigung statt, wodurch eine gleichmäßige Anströmung des Schaufelgitters erzielt werden soll. Numerische Untersuchungen von *Benoni* [7] zeigen den Einfluss der geometrischen Form des Übergangsstückes sowie der damit verbundenen starken Beschleunigung der Strömung auf die Ausbildung der Zuströmung in der Messwiege. Danach befindet sich die Messwiege mit dem schwenkbaren Schaufelgitter, um verschiedene Anströmbedingungen untersuchen zu können. Die Kanalhöhe kann durch verstellbare Plexiglasungen eingestellt werden. Eine

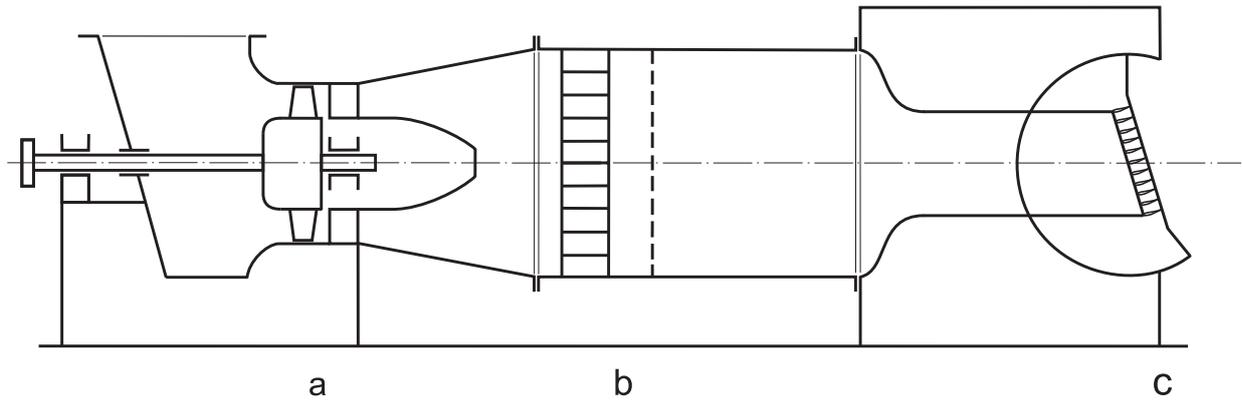


Abbildung 4.1: Schematischer Aufbau des Gitterwindkanals, **a** Axialgebläse mit Diffusor, **b** Beruhigungsrohr mit Gleichrichter und Turbulenzsieb, **c** Wiege mit Schaufelgitter [59]

Grenzschichtausblasung ist nicht vorgesehen, da die Grenzschichten der Zuströmung typische Parameter einer Axialturbine aufweisen sollen.

Generelle Daten des Windkanals:

- das Axialgebläse besitzt einen Außendurchmesser von $d = 630$ mm und wird von einem Drehstrommotor mit $P = 30$ kW bei einer Drehzahl von $n = 3000$ U/min betrieben und fördert bei diesem Aufbau einen Volumenstrom $\dot{V} = 2.7$ m³/s.
- das Querschnittsverhältnis des Übergangsstückes ergibt sich mit dem Querschnitt des Beruhigungsrohres $A_1 = 1.13 \cdot 10^6$ mm² und dem Querschnitt der Messwiege $A_2 = 8.1 \cdot 10^4$ mm² zu $A_1/A_2 \approx 14$.
- die Strömungsgeschwindigkeit des ungestörten Bereiches bei den vorhandenen Einstellungen der Messwiege bei Betriebszustand liegt bei $w_{cl} \approx 32$ m/s, was einer Zuström-machzahl von $Ma_{cl} = \frac{w_{cl}}{a} \approx 0.1$ entspricht, worin a die lokale Schallgeschwindigkeit ist. Da die Machzahl von $Ma \approx 0.2$ nicht überschritten wird, kann man die Strömung näherungsweise als inkompressibel betrachten.
- der von *Willinger* [59] gemessene Turbulenzgrad der ungestörten Zuströmung beträgt $Tu \approx 5\%$, welcher einem typischen Wert für Innenströmungen entspricht. Detaillierte Untersuchungen zu dem Turbulenzgrad des Windkanals mittels Hitzdrahtanemometrie sind in *Mijailovic* [36] zu finden.

Der in der Messwiege verbaute Schaufelkasten enthält sechs Schaufeln der S180 Geometrie mit der in Tab. 4.1 angeführten Abmessungen. Die Gesamthöhe ergibt sich zu 540 mm. Die Position der Messwiege ist auf die Nennzuströmung von $\beta_1 = 90^\circ$ eingestellt. Abbildung 4.3 zeigt die Lage des lokalen Koordinatensystems. Nur die vierte Schaufel in y' -Richtung gesehen wird vermessen und mit passiver Einblasung ausgestattet. Das Messgebiet befindet sich 0.3 axiale Sehnenlängen stromab der Schaufelhinterkante und die Fünflochsonde wird durch eine Traversierung in y' -Richtung automatisch über der Schaufelteilung positioniert. Der in z -Richtung zu vermessende Bereich der halben Schaufelhöhe wird in 16 Messreihen aufgeteilt, um eine ausreichende Auflösung zu erzielen. Der Abstand der letzte Reihe in

wandnähe wird halbiert, um dort die Auflösung zur Erfassung der Strömung zu erhöhen. 37 Messpunkte über eine Messreihe ergeben ein Messgitter von 5 mm mal 3 mm. Aus der Anzahl von Messreihen und Messpunkten pro Reihe ergibt sich eine Gesamtmesspunktezahl von 592.

4.2 Peripheriegeräte

Der verwendete Messaufbau ist in Abb. 4.2 dargestellt. Zur Messung der relevanten Drücke kommen ein Pitotrohr, eine Wandbohrung und eine Fünflochsonde zur Anwendung. Diese pneumatischen Sonden sind über PVC-Schläuche mit piezoresistiven HONEYWELL-Druckaufnehmern verbunden, welche von einem 8V-Netzgerät versorgt werden. Die Kali-

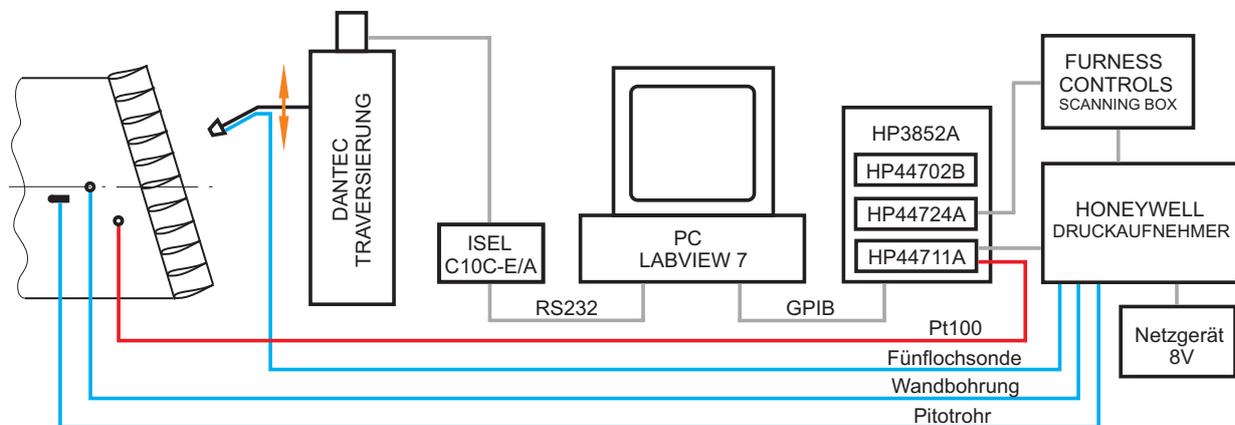


Abbildung 4.2: Messaufbau

brierdaten der Druckaufnehmer wurden aus den Messungen von [59] übernommen, wo diese mittels U-Rohrmanometern bestimmt wurden. Diese Kalibrierdaten werden am PC verwendet, um die an den Druckaufnehmern anliegende Spannung in die dazu proportionale Druckdifferenz umzurechnen. Die Fünflochsonde wird mittels einer DANTEC-Traversierung parallel zur Gitterhinterkantenebene positioniert. Die genaue Positionierung des Messgebietes kann Abb. 4.3 entnommen werden. Der verwendete Schrittmotor wird mittels einer ISEL C10C-E/A Steuerung gesteuert und ist über eine RS232-Schnittstelle mit dem PC verbunden. Jeder Millimeter Weg der Traverse entspricht 160 Impulsen am Schrittmotor und die Verfahrensgeschwindigkeit kann über die Taktfrequenz der Steuerimpulse eingestellt werden.

Die zentrale Einheit des Messaufbaus ist das Datenerfassungs- und Steuerungssystem HP 3852A welches mit einem Hochgeschwindigkeitsmultiplexer HP 44711A, einem Hochgeschwindigkeitsvoltmeter HP 44702B und einem Digitalausgang HP 44724A bestückt und über einen GPIB-Bus mit dem PC verbunden ist. Der Multiplexer HP 44711A und das Voltmeter HP 44702B erfassen die Spannungen der piezoresistiven Druckaufnehmer sowie des Pt100-Temperaturfühlers. Durch Stromimpulse des Digitalausgangs HP 44724A wird das Druckmessstellenumschaltgerät (FURNESS CONTROLS) gesteuert, da für die Bohrungen 2 bis 5 der Fünflochsonde nur ein Druckaufnehmer zu Verfügung steht. Die Steuerung des Schrittmotors sowie des Datenerfassungssystems HP 3852A erfolgt durch LabVIEW 7.0,

wodurch alle zur Messung benötigten Vorgänge automatisiert durchgeführt werden können.

4.3 Herstellung der Einblasegeometrie

Aufbauend auf den vorhergehenden Arbeiten am Institut von *Willinger* [59] und *Hamik* [24] wird die Geometrie des Spitzenschnittes einer schwach umlenkenden Niederdruck Gasturbinenschaufel verwendet, welches auch detailliert von *Sjolander* und *Amrud* [50], *Yaras et al.* [62], *Yaras* und *Sjolander* [63] und *Chan et al.* [10] untersucht wurde. Die geometrischen Details des Profils sind in Tab. 4.1 angeführt.

Tabelle 4.1: Schaufelgeometrie S180

Sehnenlänge s [mm]	182.2
Schaufelhöhe h [mm]	150
Schaufelteilung t [mm]	108
Schaufelseitenverhältnis h/s [-]	0.823
Teilungsverhältnis s/t [-]	1.687
Staffelungswinkel γ [°]	51

Die zu untersuchenden Spaltweiten sind in Tab. 4.2 angeführt. Die Spaltweiten sind auch bezogen auf Sehnenlänge sowie auf Schaufelhöhe und Spaltlänge dargestellt, da je nach Betrachtungsfall verschiedene Längen charakteristisch sind. *Zhou* und *Hodson* [66] untersuchten Spaltweiten zwischen 1.0% und 2.2% der Profelsehnenlänge. Die kleinste hier vorhandene Spaltweite liegt mit 0.85% leicht unterhalb dieses Bereiches, da die Tendenz zu immer kleineren Spaltweiten führt um auch die Spaltverluste auf diesem Weg zu senken.

Tabelle 4.2: Nominelle Spaltweiten

τ [mm]	τ/s [%]	τ/h [%]	τ/d [%]
1.55	0.85	1.03	9.3
2.55	1.40	1.70	15.5
4.55	2.50	3.03	27.4

Das Profil ist mit allen geometrischen Parametern in Abb. 4.3 dargestellt. Weiters ist auch das Messgebiet eingezeichnet, welches hinsichtlich der Lage dem Messfeld in [24] entspricht. Der Messbereich entspricht in der Höhe einer Schaufelteilung, ist aber um eine Viertelteilung Richtung Saugseite versetzt um den gesamten Spaltwirbel hinter der mit passiver Einblasung versehenen Schaufel zu erfassen. Weiters wird nur die Kanalhälfte auf der Schaufelspaltseite vermessen, um das Messgebiet auf den wesentlichen Bereich zu beschränken und dadurch eine höhere Auflösung an Messpunkten zu erzielen.

Nach dem analytischen Modell (Kap. 3.2) wird eine weitere Reduktion der Spaltverluste bei Einblasung gegen die Strömungsrichtung der Spaltströmung vorhergesagt. Somit ergibt sich das Ziel eine maximale Neigung der Einblasebohrung bei der vorhandenen S180 Schaufelgeometrie vorzusehen. Die Richtung der Neigung ist normal auf die Profelsehne der

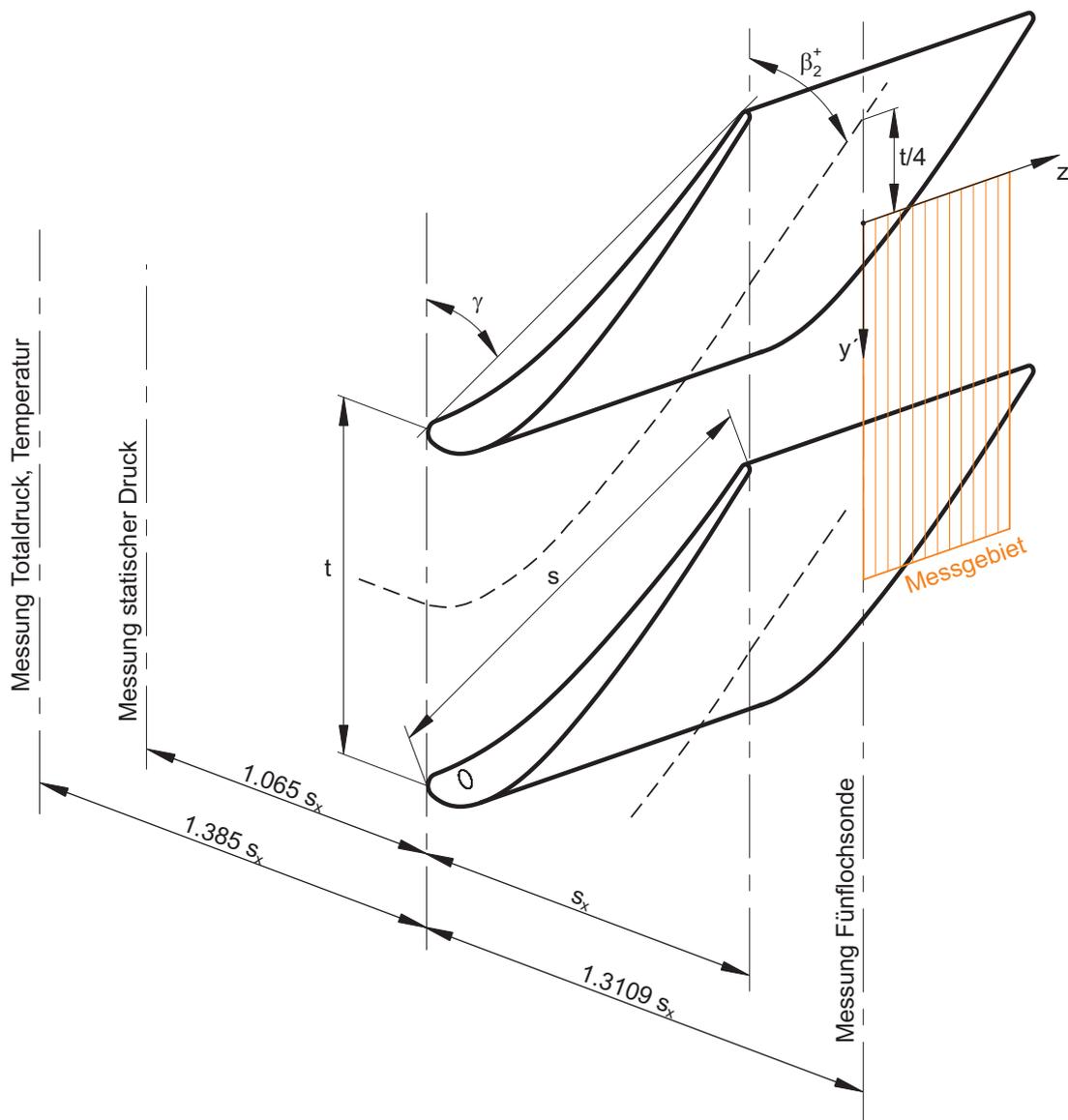


Abbildung 4.3: Lineares Schaufelgitter

Schaufel. Durch die geringe Profildicke ist die maximale Neigung mit 45° begrenzt. Die Position der Einblasebohrung ist, wie bei der in [24] verwendeten Schaufel, an der Stelle der höchsten Profildruckdifferenz, wobei sich aber die Position der Bohrung an der Schaufelspitze Richtung Druckseite verschiebt. Der Durchmesser der Bohrung entspricht ebenfalls jenem aus vorhergehenden Untersuchungen, um wiederum Vergleichbarkeit zu garantieren. Die Schaufel musste wie in Abb. 4.4 geteilt werden, um die Herstellbarkeit der Bohrung ohne zusätzliche Bearbeitung der Flächen im Spalt und in Spaltnähe zu gewährleisten. Zur Positionierung der beiden Schaufelteile zueinander kommt ein Zylinderstift im vorderen Teil der Schaufel in Verbindung mit einer Passung in der durchgehenden Bohrung zur Schaufelaufnahme im Schaufelkasten zum Einsatz. Um eine ausreichende Überdeckung zwischen 45° Bohrungsaustritt und vertikalem Teil der Bohrung zu erreichen, musste der vertikale Teil der Bohrung nahe an die Saugseite der Schaufel gelegt werden. Eine Gesamtschauflerhöhe von 144 mm dient in Verbindung mit Profilplatten unterschiedlicher Dicke zur Einstellung

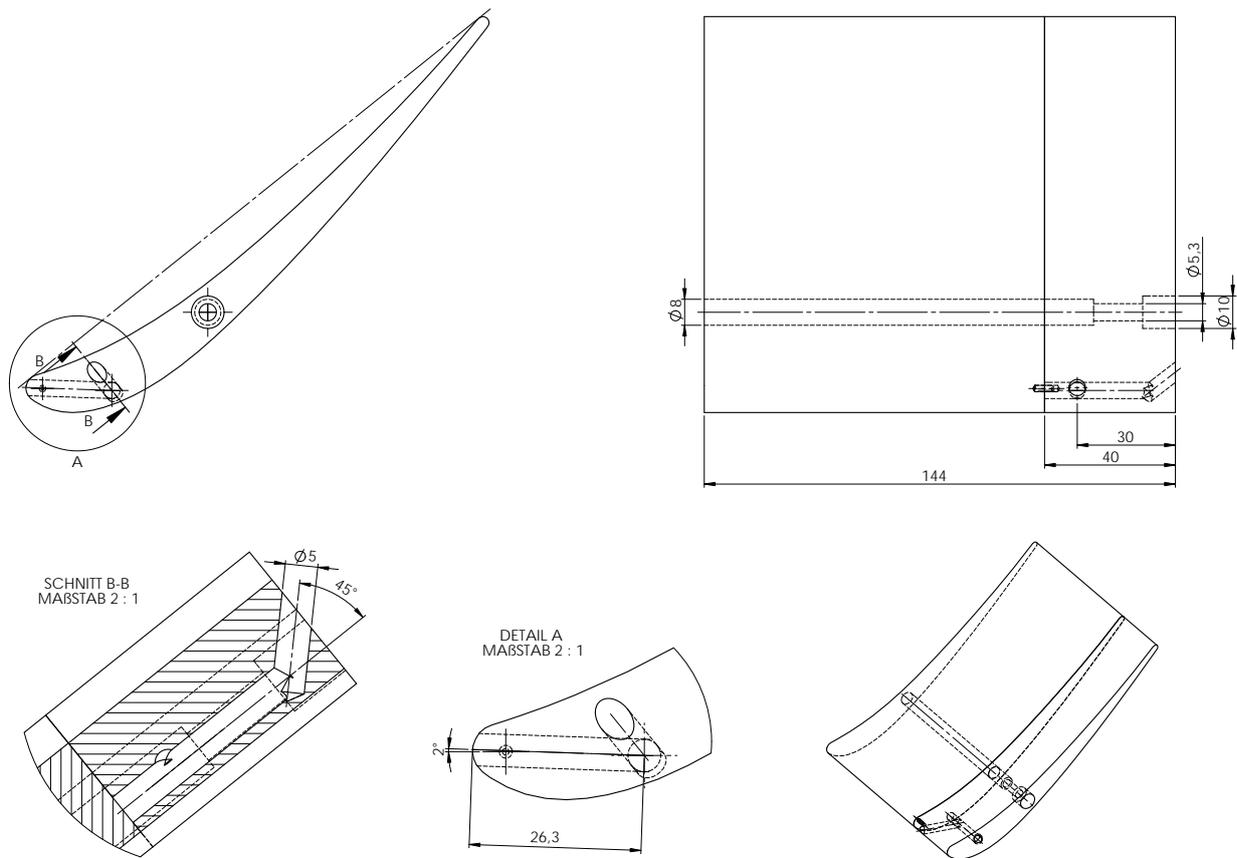


Abbildung 4.4: Realisierte 45° Einblasegeometrie

der gewünschten Spaltweite.

Damit stehen alle für das analytische Spaltverlustmodell benötigten Geometriedaten des Schaufelprofils fest und mittels Glg. 3.17 aus Kap. 3.3 lassen sich die Spaltverluste bestimmen, welche in Abb. 4.5 dargestellt sind. Es zeigt sich, dass nach dem analytischen Modell eine Reduktion der Spaltverluste bei einer Spaltweite von 1.03% der Schaufelhöhe mit 90° Einblasung um 8.8% und mit 45° Einblasung um 11.5% ausfällt.

4.4 Pneumatische Sondenmesstechnik

Die Strömungsmessung mittels pneumatischer Messtechnik bietet die Möglichkeit durch sogenannte Strömungsvektorsonden Betrag sowie Richtung des Geschwindigkeitsvektors zu bestimmen, aber auch Verlustbetrachtungen durchzuführen. Es werden durch die Einfachheit des Messprinzips direkt zeitliche Mittelwerte gemessen, womit für ingenieurmäßige Anwendungen zur Betrachtung stationärer Vorgänge ein wesentlicher Vorteil dargestellt ist.

Bei isentroper Verzögerung einer Strömung bis auf Geschwindigkeit Null in einem sogenannten Staupunkt liegt dort der Totaldruck p_t vor. Setzt man für ein inkompressibles Medium

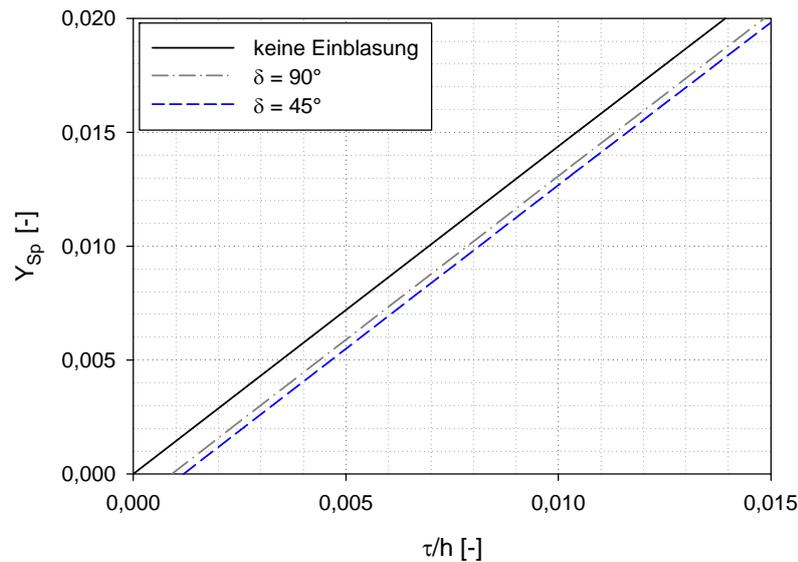


Abbildung 4.5: Potential der passiven Einblasung

die verlustfreie *Bernoulligleichung* in einem Punkt an, so erhält man

$$p_t = p + \frac{\rho}{2} w^2, \quad (4.1)$$

worin p für den statischen Druck steht. Somit muss zur Bestimmung der Geschwindigkeit einer Strömung der statische Druck und der Totaldruck ermittelt werden. Die Geschwindigkeit ist eine vektorielle Größe und es müssen Betrag und Richtung bestimmt werden. Wenn die Richtung bekannt ist, kann mittels einer Wandbohrung der statische Druck und mittels Pitotrohr der Totaldruck bestimmt werden. Misst man weiters auch noch die Temperatur des strömenden Mediums, so ist über die *ideale Gasgleichung*

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (4.2)$$

auch die Dichte bestimmbar und damit auch die Strömungsgeschwindigkeit. Diese Anordnung kommt bei der Messung der Zuströmgeschwindigkeit zur Anwendung.

Ist die Richtung nicht bekannt, kommen sogenannte Strömungsvektorsonden zum Einsatz. Dabei sind zur Bestimmung des lokalen statischen Druckes Kalibrierdaten erforderlich, welche vom Sondenhersteller mitgeliefert werden, oder an einem Kalibrierwindkanal erfasst werden müssen. Wesentliche Bedeutung ist hier der Kalibrierung der Sonde zuzuweisen. Diese muss bei ähnlichen Strömungsbedingungen (ähnliche Sondenreynoldszahl) erfolgen um Reynoldszahl abhängige Strömungseffekte am Sondenkopf richtig zu erfassen. Bei ebenen Strömungen kommen Dreilochsonden und bei räumlichen Strömungen Fünflochsonden zum Einsatz. Je nach Einsatzweise kann nun zwischen folgenden Messmethoden unterschieden werden:

- Abgleichverfahren (*nulling mode*), ergibt sich wie der Name schon sagt aus dem Abgleich der Druckdifferenz der äußeren Bohrungen der Sonde. Dies geschieht durch Ausrichten der Sonde in Strömungsrichtung. Diese Vorhergehensweise bringt einen

hohen Zeitaufwand mit sich, da in jedem Punkt die Sonde in der Strömung ausgerichtet werden muss.

- Ausschlagverfahren (*non nulling mode*), bei dem die Sonde zu Beginn der Messung in der Strömung positioniert wird und die anliegenden Drücke gemessen werden ohne die Sonde auszurichten. Ein wesentlicher Vorteil dieser Methode liegt in der Automatisierbarkeit, da die Sonde nur positioniert werden muss. Weiters ist positiv, dass die Sonde an jedem Messpunkt exakt die gleiche Ausrichtung und somit die gleiche Position besitzt. Dies gestaltet sich bei Verwendung des *nulling modes* für jeden Messpunkt schwierig. Nachteilig ergibt sich aber der Bedarf an zusätzlichen Kalibrierdaten, um auch die Richtung der Strömung bestimmen zu können. Über zuvor bestimmte Kalibrierdaten kann nun auf die Geschwindigkeit und den Strömungswinkel zurückgerechnet werden.

4.4.1 Fünflochsonde

Zur Messung der räumlichen Strömung des Nachlaufes der zu untersuchenden Schaufel kommt eine Fünflochsonde mit kegeligem Kopf im *non nulling mode* zur Anwendung. Der Sondenkopf besitzt einen Kegelwinkel von 60° sowie einen Aussendurchmesser von 3 mm. Die Bohrungen zur Druckaufnahme weisen einen Durchmesser von 0.5 mm auf. Abbildung 4.6 zeigt das Schema des verwendeten Sondenkopfs. Die Definition des Gier- und des Nick-

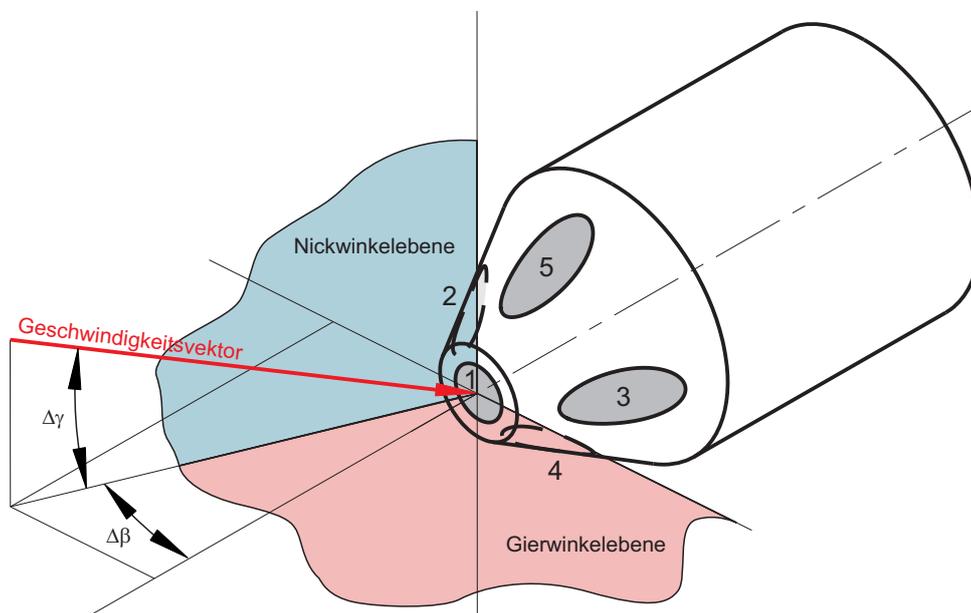


Abbildung 4.6: Gier- und Nickwinkel an der Fünflochsonde

winkels erfolgt nach *Treaster* und *Yocum* [56]. Die Ebene des Gierwinkels ist durch die Lage der Bohrungen 1, 2 und 3 definiert. Der Gierwinkel selbst ergibt sich als Winkel zwischen der Längsachse der Sonde und dem in die Ebene projizierten Geschwindigkeitsvektor. Die Ebene des Nickwinkels ist durch den Geschwindigkeitsvektor und dessen Projektion in die Ebene 1, 2 und 3 bestimmt. Die Umrechnung der gemessenen Drücke auf Geschwindigkeit

und Strömungswinkel in einem Messpunkt geschieht durch die im Folgenden beschriebenen Koeffizienten.

Der Druck \bar{p} entspricht dem arithmetischen Mittelwert aus den anliegenden Drücken an den vier äußeren Bohrungen am Sondenkopf

$$\bar{p} = \frac{p_2 + p_3 + p_4 + p_5}{4} \quad (4.3)$$

und wird in weiterer Folge zur Definition der benötigten Koeffizienten verwendet. Zur Bestimmung der Strömungsrichtung lässt sich der Gierwinkelkoeffizient durch

$$k_\beta = \frac{p_2 - p_3}{p_1 - \bar{p}} \quad (4.4)$$

definieren und der Nickwinkelkoeffizient lässt sich analog dazu durch

$$k_\gamma = \frac{p_4 - p_5}{p_1 - \bar{p}} \quad (4.5)$$

beschreiben. Um nun nach Bestimmung der Richtung des Strömungsvektors auch die Geschwindigkeit aus den anliegenden Drücken zu bestimmen, wird der Totaldruckkoeffizient als

$$k_t = \frac{p_1 - p_t}{p_1 - \bar{p}} \quad (4.6)$$

definiert und der statische Druckkoeffizient durch

$$k_s = \frac{\bar{p} - p}{p_1 - \bar{p}}. \quad (4.7)$$

Am Institut für Energietechnik und Thermodynamik der TU Wien ist ein Kalibrierwindkanal vorhanden, welcher einen Düsendurchmesser von 120 mm besitzt und Gierwinkel sowie Nickwinkel unabhängig voneinander eingestellt werden können. Die Kalibrierung der verwendeten Fünflochsonde erfolgte bei einer Sondenreynoldszahl von 9200. Dies entspricht einer Strömungsgeschwindigkeit von ca. 50 m/s und stimmt mit der Abströmgeschwindigkeit des linearen Gitters im Windkanal überein. Die Kalibrierung wurde nach *Treaster* und *Yocum* [56] durchgeführt und die Kalibrierdaten wurden aus [59] übernommen.

4.5 Versuchsablauf

Der generelle Versuchsablauf einer Messreihe lässt sich wie folgt gliedern:

1. Messung der Umgebungsbedingungen
2. Messung der Zuströmgrößen
3. Messung der Abströmgrößen
4. Positionierung der Fünflochsonde

5. Wiederholung ab Punkt 2. für die restlichen Messpunkte einer Messreihe

Da die Traversierung nur eine Achse besitzt und diese sich in Schaufelteilungsrichtung befindet, muss nach jeder Messreihe die Position der Sonde in Richtung der Schaufelhöhe per Hand eingestellt werden.

Die benötigten Größen Temperatur, statischer Druck und Totaldruck zur Bestimmung der Zuströmung, werden vor jeder Nachlaufmessung gemessen und über die Messdauer einer Messreihe gemittelt. Die Position der Wandbohrung zur Messung des statischen Druckes befindet sich 1.065 axiale Sehnenlängen stromauf der Vorderkante, hat einen Durchmesser von 2 mm und befindet sich auf der Einspannseite des Schaufelkastens. Das Pitotrohr zur Messung des Totaldruckes sowie der Pt100-Temperaturfühler zur Messung der Temperatur befinden sich 1.385 axiale Sehnenlängen vor der Schaufelvorderkante. Das Pitotrohr hat einen Außendurchmesser von 3 mm und einen Innendurchmesser von 1 mm. Die Messdauer der Drücke beträgt 5 Sekunden mit einem Abtastintervall von 0.01 Sekunden. Die Temperatur wird als Einzelwert aufgenommen.

Der zu vermessende Bereich des Nachlaufs entspricht einer halben Schaufelhöhe und einer Schaufelteilung (siehe Abb. 4.3). Die fünf Drücke der Messsonde in der Abströmung werden ebenfalls mit einem Abtastintervall von 0.01 Sekunden und einer Messdauer von 5 Sekunden pro Bohrung nacheinander gemessen und danach wird die Sonde durch die Traversierung automatisch positioniert. Um die Druckänderung in den Leitungen ausgleichen zu können, beträgt die Wartezeit zwischen den Messungen der einzelnen Drücke der Fünflochsonde 15 Sekunden zwischen der Messung der Bohrung 1 und Bohrung 2 und 10 Sekunden zwischen den anderen drei Bohrungen. Diese Zeiten wurden durch Versuche bestimmt und sind durch den Querschnitt sowie die Länge der verwendeten Schläuche bestimmt. Der Grund für die erhöhte Wartezeit zwischen Bohrung 1 und 2 ist die höhere Druckdifferenz durch den anliegenden Totaldruck. Die Wartezeit nach der Positionierung der Sonde beträgt 3 Sekunden, um auch bei dem aktuellen Messpunkt anfängliche Druckschwankungen in den Leitungen während der Messung zu vermeiden. Es ergibt sich eine Messdauer je Messpunkt von 85 Sekunden und für eine gesamte Messreihe von ca. 55 Minuten.

Bei den vermessenen Spaltweiten 2.55 und 4.55 mm wurde bei den ersten drei Messreihen in Wandnähe der Referenzwinkel β_{2ref}^+ von 40° auf 50° geändert, um den Messbereich des Gierwinkels der Fünflochsonde von $\pm 30^\circ$ nicht zu verlassen.

4.6 Auswertung

Die aus dem Messprogramm ausgegebenen Drücke entsprechen den arithmetischen Mittelwerten

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i. \quad (4.8)$$

Dazu werden auch die zugehörigen Standardabweichungen

$$s = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (4.9)$$

ausgegeben, um später statistische Betrachtungen durchführen zu können. Die Auswertung der gemessenen Daten erfolgt in FORTRAN. Dort werden zuerst die Zuströmbedingungen ermittelt und durch Anwendung der Kalibrierdaten der Fünflochsonde in jedem Messpunkt einer Messreihe die Geschwindigkeiten, Strömungswinkel, statischer sowie Totaldruckkoeffizient berechnet, sowie deren über die Messreihe massenstromgemittelten Größen bestimmt.

Kapitel 5

Berechnungsmodell

Bei der numerischen Strömungsberechnung von turbulenten Strömungen ist die Wahl des Berechnungsmodells entscheidend. Das Berechnungsmodell setzt sich aus der Wahl des passenden Turbulenzmodells, der Wandbehandlung, der Diskretisierungsmethoden, sowie der Erstellung eines dazu passenden Berechnungsnetzes zusammen. In diesem Kapitel wird im Detail auf die einzelnen Bereiche eingegangen.

5.1 Beschreibung turbulenter Strömungen

Eine wesentliche dimensionslose Kennzahl zur Beschreibung von Strömungszuständen ist die *Reynoldszahl*

$$Re = \frac{uL}{\nu}, \quad (5.1)$$

welche das Verhältnis von Trägheitskraft zu Reibungskraft beschreibt und mittels der Strömungsgeschwindigkeit u , einer geeigneten charakteristischen Länge L und der kinematischen Viskosität ν des Fluides gebildet wird. Mit dieser Kenngröße lässt sich bestimmen, ob eine Strömung laminaren oder turbulenten Charakter besitzt. Laminare Strömungen haben für technische Anwendungen geringe Bedeutung, turbulente Strömungen hingegen sind bei technischen Anwendungen alltäglich. Vor allem Innenströmungen in Turbomaschinen sind generell von turbulenter Art. Die Reynoldszahl lässt sich weiters auch dazu verwenden, um in realitätsnahen Modellversuchen bei geometrisch ähnlichen Körpern die gleiche Turbulenz einzustellen.

Eine weitere wichtige Kennzahl zur Beschreibung des Strömungszustandes ist die *Machzahl*

$$Ma = \frac{u}{a}, \quad (5.2)$$

welche durch das Verhältnis von lokaler Strömungsgeschwindigkeit u zu Schallgeschwindigkeit a gebildet wird und Auskunft über den Einfluss kompressibler Effekte gibt. Für Machzahlen ≤ 0.2 kann der Einfluss kompressibler Effekte vernachlässigt werden und das Fluid

näherungsweise als inkompressibel betrachtet werden. Turbulente, inkompressible Strömungen sind in *Greitzer et al.* [23] ausführlich beschrieben.

Grundgleichungen

Für ein isothermes System stellen sich die Grundgleichungen wie folgt dar. Die Impulserhaltung eines Fluides in vektorieller Form wird durch

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho \vec{u} \nabla \vec{u} = -\nabla p + \nabla \vec{\tau} + \vec{f} \quad (5.3)$$

beschreiben. Der Term $\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t}$ beschreibt den zeitlichen Transport und verschwindet für stationäre Probleme. Der konvektive Transport wird durch den Term $\rho \vec{u} \nabla \vec{u}$ abgebildet, der Term $-\nabla p$ steht für den Druckgradienten. Der Dissipationsterm $\nabla \vec{\tau}$ steht für den viskosen Anteil und \vec{f} beschreibt die Volumskraft. Die Kontinuitätsgleichung lautet

$$\nabla \vec{u} = 0. \quad (5.4)$$

Diese Gleichungen werden auch als *Navier-Stokesgleichungen* bezeichnet und bilden für den inkompressiblen Fall das zu lösende Gleichungssystem. In kartesischen Koordinaten können die obigen Gleichungen mit der Einsteinschen Summationskonvention wie folgt formuliert werden:

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ji}}{\partial x_j} - f_i, \quad (5.5)$$

$$\langle i = 1, 2, 3 \rangle \quad \langle j = 1, 2, 3 \rangle,$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0. \quad (5.6)$$

In den Gleichungen sind u_i die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors \vec{u} , τ_{ji} die Komponenten des Spannungstensors $\vec{\tau}$, f_i die Komponenten des Volumskraftvektors \vec{f} , ρ die Dichte und p der Druck. Die Navier-Stokesgleichungen, Glg. 5.3 und Glg. 5.4 bzw. Glg. 5.5 und Glg. 5.6, beschreiben laminare und turbulente Strömungen exakt.

Für ein newtonsches Fluid mit konstanter dynamischer Viskosität μ lautet der Spannungstensor τ_{ji} in Abhängigkeit der Geschwindigkeitsgradienten

$$\tau_{ji} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (5.7)$$

Eine additive Erhöhung des Druckes durch die Gewichtskräfte des massebehafteten Fluidteilchens wird aufgrund Inkompressibilität sowie vernachlässigbarem Höhenunterschied nicht berücksichtigt, wodurch der Volumskraftvektor \vec{f} in den im Absolutsystem beschriebenen Navier-Stokesgleichungen zu Null wird.

5.2 Turbulenzmodellierung

Turbulente Strömungen sind stark instationär, wobei der Hauptströmung zeitlich und räumlich stochastische Schwankungsbewegungen überlagert sind. Betrachtet man nun die Struktur einer turbulenten Strömung, so sind Wirbel verschiedener Größenordnungen zu erkennen. Es erfolgt ein kaskadenartiger Energietransport von den größten zu den kleinsten Wirbeln. Die Energie der kleinsten Wirbel geht in innere Energie über. Es ergeben sich je nach Modellierungsansatz die in Tab. 5.1 angeführten Möglichkeiten turbulente Strömungen zu berechnen. Der Rechenaufwand variiert je nach Grad der Modellierung der turbulenten Strukturen und ist ohne Modellierung am Größten. Keine Modellierung bedeutet auch Auf-

Tabelle 5.1: Modellierungsvarianten turbulenter Strömungen

keine Modellierung	DNS	(Direct Numerical Simulation)
	LES	(Large Eddy Simulation)
teilweise Modellierung	DES	(Detached Eddy Simulation)
	SAS	(Scale Adaptive Simulation)
volle Modellierung	RANS	(Reynolds Averaged Navier Stokes)

lösung der kleinsten Wirbel welche in innere Energie übergehen. DNS ist wegen des hohen Diskretisierungsaufwandes für technische Anwendungen nicht realisierbar. Eine teilweise Modellierung bedeutet Auflösung großer Wirbelstrukturen und Modellierung kleiner Strukturen mittels Turbulenzmodellen. Bei LES kommen zur Beschreibung dieser Grenze Filter zur Anwendung. Ein passendes Berechnungsmodell erfordert aber noch immer einen erheblichen Diskretisierungsaufwand, um technisch relevante Anwendungen zu berechnen. Volle Modellierung bedeutet, dass keine Wirbelstruktur aufgelöst wird, sondern alle turbulenten Vorgänge mittels Turbulenzmodellierung erfasst werden. Bei den RANS Turbulenzmodellen liegt der niedrigste Netzaufwand vor, womit deren weite Verbreitung zu erklären ist. Da es kein allgemein gültiges Turbulenzmodell gibt, spielt die Wahl dessen eine wesentliche Rolle. SAS Modelle sind für instationäre Probleme eine interessante Alternative für technische Anwendungen, da der Modellierungsaufwand nicht viel höher liegt als bei einem vergleichbaren RANS Modell, aber durch Einführung einer Längenskala ein zu einer LES Berechnung vergleichbares Ergebnis erzielt werden kann.

Wie erwähnt, ist für technische Anwendungen im Allgemeinen die Hauptströmung ohne Schwankungen von Bedeutung, weshalb die Navier-Stokesgleichungen für turbulente Strömungen gemittelt werden. Die Strömungsgrößen werden in einen Mittelwert und in einen Schwankungsteil aufgeteilt

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad (5.8)$$

mit den Beziehungen

$$\frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} u_i dt = \bar{u}_i, \quad \frac{1}{\Delta t} \int_{t_0}^{t_0+\Delta t} u'_i dt = 0. \quad (5.9)$$

Setzt man die Beziehungen 5.8 in die Navier-Stokesgleichungen 5.5 ein, so erhält man die sogenannten RANS Gleichungen:

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ji} - \overline{\rho u'_i u'_j}). \quad (5.10)$$

Die Kontinuitätsgleichung lautet:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0. \quad (5.11)$$

In den Reynoldsgleichungen kommen zusätzlich die Beziehungen der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeiten $-\overline{u'_i u'_j}$ vor. Die Terme $-\overline{\rho u'_i u'_j}$ werden als turbulente Spannungen oder Reynoldsspannungen bezeichnet. Diese Korrelationen sind unbekannt und das System der Differentialgleichungen, bestehend aus Impuls- (Glg. 5.10) und Kontinuitätsgleichung (Glg. 5.11), ist nicht mehr geschlossen. Um dieses Gleichungssystem lösen zu können, müssen Beziehungen abgeleitet werden, die die Reynoldsspannungen mit den zeitlich gemittelten Größen verknüpfen. Dies geschieht durch Turbulenzmodelle. Das Spektrum an Turbulenzmodellen ist groß und variiert mit dem Grad der Modellierung der Turbulenz. Generell kann man die RANS-Turbulenzmodelle in zwei Gruppen aufteilen. Einerseits in die Wirbelviskositätsmodelle (siehe Tab. 5.2) und andererseits in die Reynoldsspannungsmodelle (RSM). Eine genaue Beschreibung der verschiedenen Turbulenzmodelle ist in *Ferziger* und *Perić* [21] und *Wilcox* [57] zu finden.

Tabelle 5.2: Übersicht einiger Wirbelviskositätsmodelle

Nullgleichungsmodelle	Prandtl'sches Mischungsweglängenmodell
	Baldwin-Lomax Modell
Eingleichungsmodelle	Spalart-Allmaras Modell
Zweigleichungsmodelle	k - ϵ Modell
	k - ω Modell
	k - ω SST Modell

Lee et al. [34] untersuchten den Einfluss von drei verschiedenen RANS Turbulenzmodellen bei der Berechnung einer linearen Anordnung von acht Verdichterschaufeln mit Spalt auf den Spaltwirbel. Es kamen das Spalart-Allmaras Modell, das RNG k - ϵ Modell und ein Reynoldsspannungsmodell zur Anwendung. Die Berechnungsergebnisse wurden mit jenen von Messungen der gleichen Anordnung verglichen. Die verwendeten Turbulenzmodelle zeigen für diesen Fall gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen.

Huang et al. [28] verwendeten das Spalart-Allmaras Modell zur Berechnung einer axialer Turbinenbeschaufelung mit Spalt. Es wurde der Einfluss der Schaufelbelastung auf die Ausprägung des Spaltwirbels untersucht. Das verwendete Turbulenzmodell liefert adäquate Ergebnisse, aber mit übermäßiger Diffusion in dem Spaltwirbelkern. Es wird auf die Gruppe der Reynoldsspannungsmodelle verwiesen, welche als genaueste Turbulenzmodelle beschrieben werden, um Wirbelstrukturen zu berechnen.

Benoni und *Willinger* [8] verwendeten ein Reynoldsspannungsmodell sowie das Realizable

k - ϵ Modell um den Einfluss des Turbulenzmodells auf die Berechnung passiver Einblasung bei axialer Turbinenbeschaukelung zu untersuchen. Die Ergebnisse zeigen für beide Turbulenzmodelle qualitativ gute Übereinstimmung mit Messergebnissen. Das Reynoldsspannungsmodell reagiert sehr sensibel, weshalb hohe Unterrelaxation angewendet wurde, um stabile Konvergenz zu erreichen. Das Realizable k - ϵ Modell ist aufgrund seiner Robustheit und des geringeren Rechenaufwandes zu bevorzugen, weshalb weiters dieses Turbulenzmodell im Detail beschrieben wird.

5.2.1 Realizable k - ϵ Modell

Das zur Anwendung kommende Realizable k - ϵ Modell gehört zu den Zweigleichungsmodellen und basiert auf dem Wirbelviskositätsprinzip nach *Boussinesq*

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij}, \quad (5.12)$$

worin die Reynoldsspannungen proportional zu den Geschwindigkeitsgradienten gesetzt werden. Die Wirbelviskosität μ_t

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5.13)$$

beschreibt den Zuwachs der Viskosität durch turbulente Schwankungsbewegungen und hängt nur vom Strömungszustand ab. Für die k - ϵ Modelle reduziert sich somit die Berechnung der Reynoldsspannungen auf die Modellierung der Wirbelviskosität. Dieser Ansatz ist physikalisch nicht begründet, zeigt aber im Gebrauch gute Übereinstimmung mit physikalischen Vorgängen. Der Wirbelviskositätsansatz nach *Boussinesq* beruht auf der Annahme isotroper Turbulenz. Diese Annahme trifft aber nur in Ausnahmefällen zu und die Struktur turbulenter Strömungen ist erwiesenermaßen von anisotropem Verhalten der Normalspannungen geprägt. Bei reiner Scherströmung verschwinden die Normalkomponenten der Schergeschwindigkeiten und es wird aus Gründen der Verträglichkeit der Anteil $\frac{2}{3} k$ zu den Reynoldsnormalspannungen dazu addiert, worin k für die turbulente kinetische Energie steht und durch

$$k = \frac{\overline{u'u'} + \overline{v'v'} + \overline{w'w'}}{2} \quad (5.14)$$

beschrieben wird. Turbulenzmodelle denen das Wirbelviskositätsprinzip zugrunde liegt sind sehr gut geeignet um Scherströmungen zu berechnen, liefern aber bei folgenden Problemen bzw. physikalischen Effekten falsche, bzw. ungenaue Ergebnisse:

- Im Bereich des Staupunktes, z.B. bei Umströmung eines Zylinders, wird die Turbulenzstruktur wegen der Umlenkung der Strömung beeinflusst. Dort ist der Anteil der Hauptdiagonale des Schergeschwindigkeitstensors, im Vergleich zu Scherströmungen, nicht zu vernachlässigen. Mit dem Standard k - ϵ Modell wird dort die Turbulenzproduktion eindeutig zu hoch berechnet, es tritt die sogenannte Staupunktanomalie auf.

Beispielsweise gilt für die Reynoldsspannungen in x -Richtung

$$\overline{u'u'} \geq 0. \quad (5.15)$$

Formt man die in Glg. 5.14 definierte turbulente kinetische Energie um in

$$\overline{u'u'} = 2k - (\overline{v'v'} + \overline{w'w'}), \quad (5.16)$$

ergibt sich mittels der Bedingung aus Glg. 5.15, dass der Ausdruck $(\overline{v'v'} + \overline{w'w'}) \geq 0$ ist und sich daraus die *realizability* Bedingung zu

$$0 \leq \overline{u'u'} \leq 2k \quad (5.17)$$

ergibt. Bei starker Beschleunigung und Verzögerung wird beim Standard k - ϵ Modell diese Bedingung verletzt und führt zu Reynoldsspannungen außerhalb dieses Bereiches.

- Stromlinienkrümmung kommt häufig vor und führt zu unterschiedlichen Beschleunigungen in den Koordinatenrichtungen, zu einer Umverteilung der Normalspannungen und zu asymmetrischen Zuständen der Grenzschichten. Schon bei schwacher Krümmung ist eine gegenseitige Beeinflussung von Verzerrung und Turbulenzstruktur zu erkennen.
- In drallbehafteten Strömungen kommen anisotrope Turbulenzstrukturen vor.
- Turbulenzinduzierte Sekundärwirbelformen, wie sie bei Rohren mit rechteckigem Querschnitt entstehen, werden ebenfalls nicht erfasst.

Die Transportgleichungen des Realizable k - ϵ Modell nach *ANSYS FLUENT 13.0 Theory Guide* [2] lauten

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + \rho P - \rho \epsilon, \quad (5.18)$$

$$\rho \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho \bar{u}_i \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + C_1 \rho S \epsilon - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu \epsilon}} \quad (5.19)$$

mit der Dissipationsrate ϵ als zweite Transportgröße welche durch

$$\epsilon = \nu \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)} \quad (5.20)$$

definiert ist. Mittels dem Wirbelviskositätsansatz ergibt sich der Produktionsterm zu

$$P = \nu_t S_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (5.21)$$

worin weiters der Schergeschwindigkeitstensor durch

$$S_{ij} = \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (5.22)$$

gebildet wird. Bei dem Realizable k - ϵ Modell besitzt die ϵ Gleichung im Produktionsterm $C_1 \rho S \epsilon$ kein k im Nenner. Der Term $C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k + \sqrt{\nu} \epsilon}$ kann ebenfalls nicht singular werden, da im Nenner $\sqrt{\nu} \epsilon$ additiv hinzu kommt. Somit gibt es im Vergleich zu anderen k - ϵ Modellen keine Singularität aufgrund von k im Nenner. In der Gleichung für ϵ treten folgende Faktoren auf:

$$C_1 = \max \left[0.43, \frac{\eta}{\eta + 5} \right], \quad \eta = S \frac{k}{\epsilon}, \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}}. \quad (5.23)$$

Ein wesentlicher Unterschied zu anderen k - ϵ Modellen ist, dass der Wert C_μ in der Wirbelviskosität ν_t nicht mehr konstant ist und sich aus den in *ANSYS FLUENT 13.0 Theory Guide* [2] angegebenen Gleichungen berechnet. Die standardmäßig eingestellten Konstanten des Realizable k - ϵ Modells sind in Tab. 5.3 angeführt. Um nun die *realizability* Bedingung

Tabelle 5.3: Standardkonstanten des Realizable k - ϵ Modells

σ_k	σ_ϵ	C_2
1.00	1.20	1.90

zu erfüllen, wird eine neue Formulierung von C_μ eingeführt, welche Effekte der mittleren Verzerrung, sowie der Turbulenzgrößen k und ϵ berücksichtigt. Nach [2] kann für die Trägheitsunterschicht einer Grenzschicht gezeigt werden, dass der Standardwert $C_\mu = 0.09$ gilt. Das Realizable k - ϵ Modell zeigt im Vergleich zu einem Standard k - ϵ Modell bessere Ergebnisse bei rotierenden Strömungen, Ablösung, Rezirkulation und bei Strömungen mit komplexen Sekundärströmungen.

5.2.2 Wandbehandlung

Der Übergang von der ungestörten Strömung hin zur Wand an der die Haftbedingung herrscht, wird als Grenzschicht bezeichnet (siehe Abb. 5.1). In dieser Schicht sind viskose Effekte wesentlich und müssen entsprechend berücksichtigt werden. Der Wandeinfluss nimmt bei turbulenter Strömung rasch ab und ist nach geringer Distanz von der Wand nicht mehr präsent. Gerade bei Innenströmungen wie es auch in Turbomaschinen der Fall ist, wird das Strömungsgebiet von Wänden begrenzt und viskose Effekte in den wandnahen Zonen dominieren die Ergebnisse numerischer Berechnungen, weshalb die Wandbehandlung eine wesentliche Rolle spielt. Bei auftretender Ablösung ist es wichtig hier eine adäquate Beschreibung zu wählen, um die dadurch entstehenden Verluste auch richtig zu erfassen.

Folgende Parameter geben Auskunft über den Charakter einer Grenzschicht:

- *Grenzschichtdicke* δ : wird in *Schlichting* und *Gersten* [47] willkürlich durch Erreichen von $u = 0.99 u_\infty$ definiert.

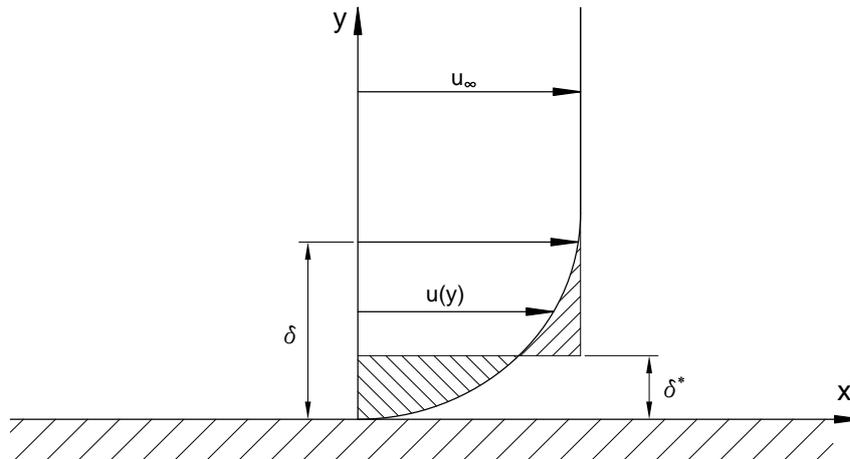


Abbildung 5.1: Grenzschichtparameter

- *Verdrängungsdicke*: ist ein physikalisches Maß für die Grenzschichtdicke und beschreibt jene Dicke, um welche die Außenströmung bei reibungsfreier Strömung abgedrängt wird.

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u(y)}{u_\infty} \right) dy \quad (5.24)$$

- *Impulsverlustdicke*: es entsteht durch die Abdrängung ein Massenstromdefekt wodurch auch der Impuls gegenüber der reibungsfreien Außenschicht geringer ist.

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{u(y)}{u_\infty} \left(1 - \frac{u(y)}{u_\infty} \right) dy \quad (5.25)$$

- *Energieverlustdicke*: beschreibt den Verlust an kinetischer Energie in der Grenzschicht gegenüber der ungestörten Außenströmung.

$$\delta^{***} = \int_0^{\delta} \frac{u(y)}{u_\infty} \left(1 - \left(\frac{u(y)}{u_\infty} \right)^2 \right) dy \quad (5.26)$$

- *Formfaktor*: charakterisiert die Form der Geschwindigkeitsverteilung in der Grenzschicht. Der Formfaktor für turbulente Grenzschichten liegt zwischen 1.0 und 1.4.

$$H = \frac{\delta^*}{\delta^{**}} \quad (5.27)$$

Um nun Grenzschichtströmungen allgemein zu charakterisieren, ist es nahe liegend dimensionslose Variablen zu verwenden um das physikalische Verhalten zu beschreiben. Der di-

mensionslose Wandabstand y^+ und die dimensionslose Geschwindigkeit u^+ sind mittels

$$y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad \text{und} \quad u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad (5.28)$$

definiert, worin u_τ die Schubspannungsgeschwindigkeit (Glg. 5.30), y der Normalwandabstand und ν die kinematische Viskosität des Fluides beschreibt. Die Grenzschicht kann mit Hilfe dieser Parameter leicht in die folgenden drei Bereiche eingeteilt werden:

- $y^+ < 5$: Viskose Unterschicht
- $y^+ \geq 5 \dots \approx 30$: Übergangsbereich
- $y^+ > 30$: Logarithmischer Bereich

In Abb. 5.2 ist schematisch das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil einer Grenzschicht über dem dimensionslosen Wandabstand logarithmisch aufgetragen. Die zwei wesentlichen

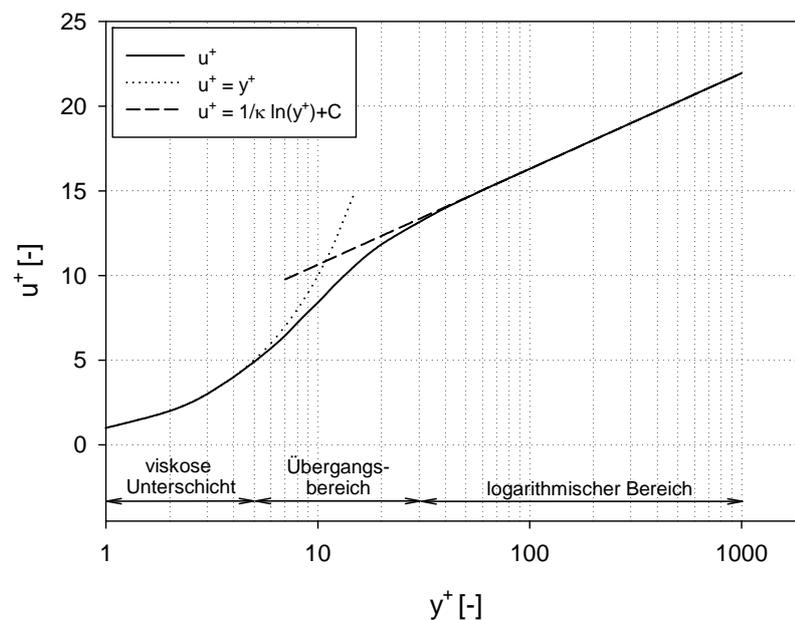


Abbildung 5.2: Dimensionslose Geschwindigkeitsverteilung an der Wand

Bereiche viskosen und turbulenten Charakters einer Grenzschicht werden im Folgenden eingehend beschrieben.

Viskose Unterschicht

Die Beschreibung der wandnahen Strömung ist grundsätzlich durch die Wandschubspannung τ_w

$$\tau_w = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (5.29)$$

charakterisiert, woraus sich weiters die Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (5.30)$$

ableiten lässt. Diese Größe beschreibt die Geschwindigkeitsschwankungen durch Turbulenz. Der hohe Geschwindigkeitsgradient in Wandnähe führt zu niedrigen Reynoldszahlen und sinkenden Fluktuationen, wodurch die molekulare Viskosität in der viskosen Unterschicht dominiert. Der Geschwindigkeitsgradient bestimmt die Wandschubspannung, so dass Glg. 5.29 unter Verwendung von Glg. 5.28 zu der Annahme

$$u = \frac{y \tau_w}{\mu} = \frac{y u_\tau^2}{\nu} \rightarrow u^+ = y^+ \quad (5.31)$$

führt. Der Zusammenhang $u^+ = y^+$ gilt Allgemein in der viskosen Unterschicht, außer bei gesonderten Strömungszuständen, wie etwa Ablösung.

Logarithmischer Bereich

Mit steigendem Abstand von der Wand $y \rightarrow \infty$ nähert sich die Geschwindigkeit u in der Grenzschicht der ungestörten Geschwindigkeit u_∞ . Hier bekommt die turbulente Viskosität bedeutenden Anteil, wie die molekulare Viskosität in der viskosen Unterschicht. Das dimensionslose Verhältnis der Geschwindigkeit zur Schubspannungsgeschwindigkeit ist eine Funktion von y/δ^{**} und lässt sich durch

$$\frac{u_\infty - u}{u_\tau} = f(y/\delta^{**}), \quad (5.32)$$

beschreiben, worin δ^{**} für die Impulsverlustdicke steht. Differenziert man nun Glg. 5.32 nach y und verwendet die *Von Karman Konstante* κ , ergibt sich

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u_\tau}{\kappa y}. \quad (5.33)$$

Nach Integration ergibt sich der logarithmische Zusammenhang

$$u = \frac{1}{\kappa} u_\tau \ln y^+ + B u_\tau, \quad (5.34)$$

welcher ebenfalls allgemeine Gültigkeit besitzt. Die Integrationskonstante B ist empirisch bestimmt mit einem Wert von ≈ 5.1 . Dieses logarithmische Gesetz ist in Abb. 5.2 als strichlierte Linie dargestellt.

Bei Anwendung von k - ϵ Turbulenzmodellen ist es wesentlich, dass diese nur in Regionen vollturbulenten Bereiches Gültigkeit besitzen. An der Wand müssen Wandfunktionen zur Anwendung kommen, um das Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht aufzubringen. Dieses Profil wird der wandnächsten Zelle aufgeprägt, welche zur korrekten Anwendung des

logarithmischen Gesetzes einen dimensionslosen Wandabstand von

$$30 \leq y^+ \leq 100 \quad (5.35)$$

aufweisen soll. Wandfunktionen besitzen die Eigenschaft Ablösung zu unterdrücken und somit derartige Strömungszustände falsch wiederzugeben. Deswegen wird für diese Arbeit der folgend beschriebene Ansatz gewählt, um eine adäquate Wandauflösung trotz k - ϵ Turbulenzmodell zu erhalten.

Erweiterte Wandbehandlung

Die Erweiterte Wandbehandlung (*Enhanced Wall Treatment*) ist in ANSYS FLUENT 13.0 eine Methode zur Beschreibung der wandnahen Zonen, welche den klassischen Zweischichtenansatz mit sogenannten erweiterten Wandfunktionen kombiniert. Wenn die Auflösung des Netzes an der Wand fein genug ist um die viskose Unterschicht aufzulösen ($y^+ < 2$), entspricht die erweiterte Wandbehandlung dem Zweischichtenansatz. Liegt der Wandabstand aber im Bereich des logarithmischen Gesetzes ($y^+ > 15$), wird durch die erweiterten Wandfunktionen die Grenzschicht ohne signifikanten Verlust an Genauigkeit im Vergleich zu Standardwandfunktionen wiedergegeben.

Somit ist es möglich Turbulenzmodelle die generell in Verbindung mit Wandfunktionen zur Anwendung kommen, auch bei Netzen mit voller Wandauflösung anzuwenden. Details zur Theorie und Implementierung dieses Modells sind im *FLUENT Theory Guide* [2] angeführt.

5.3 Diskretisierungsmethoden

Numerische Strömungsberechnung wird heutzutage hauptsächlich mittels dem *Finite Volumen Verfahren* als Diskretisierungsmethode durchgeführt, da die Anforderungen an das diskrete Berechnungsnetz hinsichtlich Regelmäßigkeit niedrig sind und eine flexible Netzgestaltung möglich ist. Es kommen die Erhaltungsgleichungen in ihrer integralen Form

$$\int_V \rho \vec{u} \operatorname{div} \vec{u} dV = \int_V \mu \nabla \operatorname{div} \vec{u} dV - \int_V \nabla p dV + \int_V \vec{f} dV \quad (5.36)$$

$$\int_V \rho \operatorname{div} \vec{u} dV = 0 \quad (5.37)$$

zur Anwendung. Es wird für jedes Volumenelement die Integration der Erhaltungsgleichungen ausgeführt und mittels dem Integralsatz von *Gauß*

$$\int_V \operatorname{div} \vec{u} dV = \int_A \vec{u} \cdot \vec{n} dA \quad (5.38)$$

lassen sich die Volumenintegrale in Oberflächenintegrale umwandeln. Daraus wird ein algebraisches Gleichungssystem für den gesamten Lösungsbereich aufgestellt, welches es iterativ

zu lösen gilt. Bei der Lösung des nichtlinearen Gleichungssystems kommt für eine skalare Transportgröße Φ Unterrelaxation mittels

$$\Phi_{neu} = \Phi_{alt} + \alpha \Delta \Phi \quad (5.39)$$

zur Anwendung, um die Änderung dieser Größe zu kontrollieren und den nichtlinearen Charakter stabil zu halten. Der Unterrelaxationsfaktor α in Glg. 5.39 beschreibt wie groß der Einfluss der alten und der aktuellen Lösung auf die neue Lösung ist. Es kommen die Standard Werte für das gewählte Realizable $k-\epsilon$ Turbulenzmodell in *ANSYS FLUENT 13.0* zur Anwendung.

Bei der Messung wird der Druck über mehrere Sekunden gemittelt und somit ein stationärer Zustand aufgenommen, weshalb auch die Berechnung stationär ausgeführt wird. Durch die vorliegenden niedrigen Machzahlen wird das Strömungsfeld als inkompressibel betrachtet und der Gleichungslöser als *pressure based* ausgeführt. Aus den Erhaltungsgleichungen wird das aktuelle Geschwindigkeitsfeld berechnet. Eine Korrektur für den Druck wird mittels der Gleichung von *Poisson*

$$\nabla \cdot \nabla p = -\nabla \cdot [\nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u})] \quad (5.40)$$

erreicht, welche angewendet auf das Geschwindigkeitsfeld für den aktuellen Schritt die Kontinuität erfüllt. Die Berechnung der Gleichungen erfolgt getrennt und nacheinander. Diese Kopplung von Geschwindigkeit und Druckfeld erfolgt über den *SIMPLEC* - Algorithmus. Dieser implizite Algorithmus bestimmt die Korrektur des Druckfeldes der Zelle P aus den aktuellen Geschwindigkeiten der Nachbarzellen nb und den Koeffizientenmatrizen A mittels

$$\frac{\delta}{\delta x_i} \left[\frac{\rho}{A_P + \sum_{nb} A_{nb}} \left(\frac{\delta p'}{\delta x_i} \right) \right]_P = \left[\frac{\delta (\rho u_i^*)}{\delta x_i} \right]_P \quad (5.41)$$

und daraus die Korrektur der Geschwindigkeit durch

$$u'_{i,P} \approx -\frac{1}{A_P + \sum_{nb} A_{nb}} \left(\frac{\delta p'}{\delta x_i} \right)_P. \quad (5.42)$$

Die aktuellen Werte ergeben sich dann zu

$$u_i = u_i^* + u'_i, \quad (5.43)$$

worin u_i^* der Wert der vorhergehenden Iteration und u'_i die Korrektur der Geschwindigkeit bezeichnet. Da der *SIMPLEC* - Algorithmus bei der Druckkorrektur keinen Fehlerterm aufweist und dadurch nicht unterrelaxiert werden muss, kann bei Berechnungsnetzen mit geringer Verzerrung beschleunigte Konvergenz erzielt werden.

Die Bildung der benötigten Ableitungen für den konvektiven und dissipativen Transport wird mittels der Methode *least squares cell based* realisiert. Die Bildung der Ableitungen nach dieser Methode hat vergleichbare Genauigkeit mit knotenbasierten Methoden, erfordert aber weniger Rechenaufwand.

Die Diskretisierung des konvektiven Transportes erfolgt mittels dem *Upwind* Verfahren zweiter Ordnung. Es wird in Abhängigkeit der Strömungsrichtung mittels der Werte zwei-

er stromauf liegender Zellen linear interpoliert. Der diffusive Transport ist mittels einem *Zentraldifferenzenverfahren* zweiter Ordnung diskretisiert.

Weitere Details zur Theorie und Implementierung der Diskretisierung sind in *Ferziger* und *Perić* [21] und *ANSYS FLUENT 13.0 Theory Guide* [2] angeführt.

5.4 Numerische Einstellungen

Es kommen die in Kap. 5.3 angeführten Diskretisierungsmethoden in *ANSYS FLUENT 13.0* zur Anwendung. Weiters wird die Genauigkeit der Fließkommazahlen mittels der Option *double precision* von 32Bit auf 64Bit erhöht. Zur Bestimmung der Konvergenz der Berechnungen, kommen einerseits die globalen Residuen einer Transportgröße Φ

$$R_{\Phi} = \frac{\sum_{\text{alle Zellen}} |\sum_{nb} A_{nb} \Phi_{nb} + b - A_P \Phi_P|}{\sum_{\text{alle Zellen}} |A_P \Phi_P|} \quad (5.44)$$

zur Anwendung, deren Abbruchschranke bei 10^{-6} liegt, andererseits integrale Größen von Totaldruck, Strömungswinkel und Massenstrom in der Messebene sowie der statische Druck am Eintritt, deren Konvergenzbedingung auf eine relative Schwankung von 1% gestellt ist.

5.5 Randbedingungen

Um das Rechengebiet vollständig zu beschreiben, müssen an den Rändern Randbedingungen aufgeprägt werden. Die Grundlage dafür bildet die Anordnung der Schaufel im Schaufelkasten des Windkanals, um möglichst realistische Randbedingungen bei dem Berechnungsmodell aufzubringen.

Eintritt

Die Eintrittsrandbedingung befindet sich 0.93 axiale Sehnenlängen vor der Schaufelvorderkante. Zur Anwendung kommt eine Geschwindigkeitsrandbedingung, welche sich aus den gemessenen Größen in Tab. 5.4 ableiten und für das Berechnungsmodell wie folgt bestimmen lässt.

Tabelle 5.4: Zuström Grenzschichtparameter aus *Willinger* [58]

99% Grenzschichtdicke δ [mm]	22.9
Verdrängungsdicke δ_1^* [mm]	2.0
Impulsverlustdicke δ_1^{**} [mm]	1.5
Energieverlustdicke δ_1^{***} [mm]	2.8
Formfaktor H	1.34

Zur Bestimmung des Geschwindigkeitsverlaufs in der Grenzschicht wird eine Verteilung

nach dem 1/7-Potenzgesetz zugrunde gelegt, welche mit der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung korreliert. Diese weist mit dem in Tab. 5.4 angeführten Formfaktor eindeutig auf eine turbulente Grenzschicht hin, welcher unter der Grenze von 1.4 für voll turbulente Grenzschichten liegt.

$$w_x(z) = \begin{cases} w_{x,cl} \left(\frac{z}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}} & z < \delta \\ w_{x,cl} & z \geq \delta \end{cases} \quad (5.45)$$

Der Verlauf der turbulenten kinetischen Energie k lässt sich aus dem Turbulenzgrad bestimmen, welcher in Kanalmitte einen Wert von $Tu_{cl} = 5\%$ und an der Wand von $Tu_w = 12\%$ zeigt. Der Übergang des Turbulenzgrades zwischen ungestörter Strömung in Kanalmitte und dem Wert an der Wand wird mittels einer quadratischen Funktion angenähert.

$$k(z) = \frac{3}{2} Tu^2(z) w_x^2(z) \quad (5.46)$$

Die Eintrittsrandbedingung für die turbulente Dissipation wird durch

$$\epsilon(z) = \frac{C_\mu^{\frac{3}{4}} k^{\frac{3}{2}}(z)}{l_m} \quad (5.47)$$

beschrieben, wobei für das turbulente Längenmaß $l_m = 0.001 t$ gesetzt wird. Die Implementierung dieser Randbedingung wird mittels UDFs in *ANSYS FLUENT 13.0* vorgenommen, siehe Anhang B.

Austritt

Die Austrittsrandbedingung befindet sich 0.9 axiale Sehnenlängen hinter der Schaufel um eine mögliche Rückwirkung der Randbedingung auf die zu untersuchende Strömung im Schaufelgitter zu vermeiden. Es wird eine Druckrandbedingung verwendet und der Umgebungsdruck aufgeprägt. Diese Randbedingung entspricht in Kombination mit der Geschwindigkeitsrandbedingung am Eintritt der Anordnung im Windkanal, da dort die Strömung hinter dem Schaufelgitter als Freistrahle in die Umgebung mündet und inkompressible Strömungsverhältnisse vorliegen.

Wandzonen

An allen Wänden muss die Haftbedingung erfüllt sein, und somit die Geschwindigkeit an der Wand zu Null gesetzt werden. Die Bestimmung der Turbulenzgrößen erfolgt durch die erweiterte Wandbehandlung, welche in Kap. 5.2.2 beschrieben wurde.

Symmetrie

Um die Anzahl der Zellen zu reduzieren, kommt in der Mitte des Schaufelkanals eine Symmetrierandbedingung zur Anwendung. Dies entspricht der Messanordnung, welche in der Auswertung keinen Einfluss des Spaltwirbels in der Kanalmitte zeigt (siehe Messergebnisse in Kap. 6.3) und die Anwendung der Symmetrierandbedingung rechtfertigt. Diese Randbedingung lässt keinen Massenaustausch über die Symmetrieebene zu, da nur Geschwindigkeiten in der Ebene zugelassen werden.

Periodische Ränder

Rollt man ein Turbinengitter von der zylindrischen Anordnung in die Ebene ab, so erhält man ein ebenes Gitter mit unendlich vielen Schaufeln. Durch Anwendung periodischer Ränder ist es möglich dieses Gitter durch Abbildung einer einzigen Schaufel zu modellieren und dadurch weitere Zellen zu sparen, wie in Abb. 5.3 dargestellt. Die Breite des zu modellierenden Kanals entspricht einer Teilung und die Ränder folgen der Kanalmitte zwischen zwei Schaufeln. Diese Randbedingung muss bei der Netzerstellung berücksichtigt werden, da die Knoten an den periodischen Rändern die gleiche Position haben müssen, um die Gleichheit der skalaren Größen an diesen zu gewährleisten. Da aber bei der Messanordnung im Windkanal nur eine Schaufel mit einer Bohrung modifiziert ist (siehe Abb. 5.4), muss überprüft werden, ob hier die Anwendung der periodischen Randbedingung in Teilungsrichtung

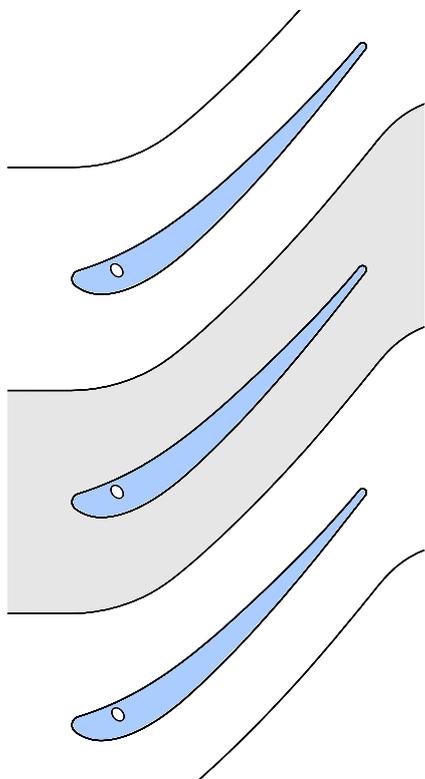


Abbildung 5.3: Ebenes Turbinengitter mit periodischen Rändern in Kanalmitte

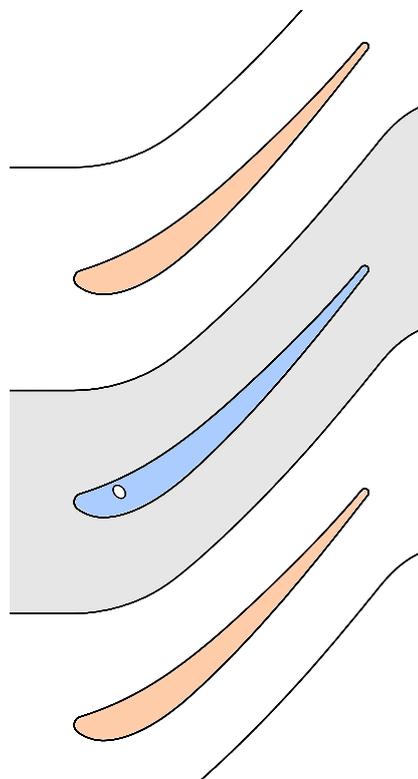


Abbildung 5.4: Anordnung des ebenen Turbinengitters im Windkanal

zulässig ist.

In *Zhou* und *Hodson* [66] ist ähnlich wie der Anordnung hier nur die mittlere Schaufel des linearen Turbinengitters im Windkanal mit einer Einblasung versehen. Die Einblasung bewirkt nur eine lokale Änderung des Strömungsfeldes im Schaufelspalt der modifizierten Schaufel und somit auch nur in deren Abströmung. *Rao* und *Camci* [42] modifizierten bei ihren Untersuchungen im rotierenden System ebenfalls nur eine Schaufel mit aktiver Einblasung und fanden heraus, dass für niedrige Einblasemassenstromverhältnisse unter 0.41% des Eintrittsmassenstroms kein Einfluss auf die benachbarten Schaufeln vorliegt.

Durch Erstellung eines Berechnungsmodells mit zwei benachbarten Schaufeln ohne Einblasung wurde überprüft, ob die tatsächliche Anordnung im Windkanal einen Einfluss auf das Ergebnis im Vergleich zu periodischen Randbedingungen liefert. Die vorhandene Teilung, sowie gewählte Position und Ausdehnung des Messgebietes bewirken keine Interaktion des Spaltwirbels der zu untersuchenden Schaufel mit dem Nachlauf der Nachbarschaufel. Die Ergebnisse des flächengemittelten Totaldruckkoeffizienten sind in Tab. 5.5 dargestellt.

Tabelle 5.5: Totaldruckkoeffizienten $\overline{C_{pt2}}$ bei $\delta = 45^\circ$ und $\tau = 2.55$ mm

Schaufel	periodische RB	realer Aufbau	Abweichung [%]
ohne Einblasung unterhalb	-0.2758	-0.2758	-
$\delta = 45^\circ$	-0.2713	-0.2711	0.07
ohne Einblasung oberhalb	-0.2758	-0.2793	1.27

Die Abweichung des Totaldruckkoeffizienten für die zu untersuchende Schaufel mit Einblasung ist vernachlässigbar und die Anwendung der periodischen Randbedingung ist somit gerechtfertigt.

Bohrung

Eine volle Diskretisierung des Einblasekanals führt zu hohen Widerständen innerhalb der Bohrung, wie in *Benoni* und *Willinger* [8] beschrieben. Durch die erhöhten Verluste wird der Einblasemassenstrom zu niedrig berechnet und führt zu einer verringerten Sperrwirkung, wie Abb. 5.5 (a) zeigt. Das in Kapitel 3.4 angeführte eindimensionale Modell zur Bestimmung der Verluste in der Bohrung kommt hier zur Anwendung, um Kanaleintritt sowie -austritt als verbundene Randbedingungen auszuführen. Dazu kommt am Austritt an der Schaufel (Eintritt in die Bohrung) eine Druckrandbedingung zur Anwendung. Am Eintritt in den Spalt (Austritt der Bohrung) wird der mittels der Verluste bestimmte Massenstrom vorgegeben. Die Richtung der Einblasung lässt sich vektoriell an der Randbedingung vorgeben.

Zur Bestimmung des Widerstandsbeiwertes des Kanals für die 90° und 45° Variante werden Berechnungen der Bohrung mittels extra Netzen, wie in Abb. 5.6 für die 45° Variante dargestellt, durchgeführt. Dabei wird die Schaufelvorderkante auch abgebildet, um den Einlaufverlust passend zu berücksichtigen. Zur Bestimmung des Verlustbeiwertes aus den

Berechnungen wird ein Zusammenhang verwendet, der sich aus Abb. 3.4 ergibt:

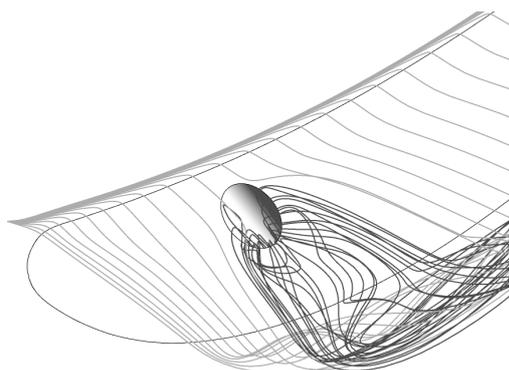
$$\Sigma\zeta = \frac{2(p_{t1} - p_{ti})}{\rho w_i^2} - \lambda \frac{l}{d} \quad (5.48)$$

Ein Vergleich der berechneten Werte mit den in *Bohl* und *Elmendorf* [9] angegebenen experimentell ermittelten Werten ist in Tab. 5.6 angeführt. Es zeigt sich eine gute Über-

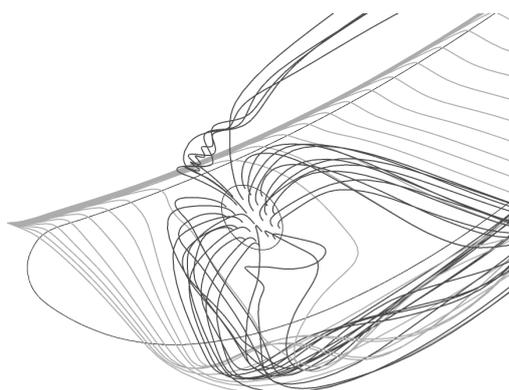
Tabelle 5.6: ζ -Werte für die Bohrungen

δ	RKE	<i>Bohl</i> und <i>Elmendorf</i> [9]
90°	1.66	1.6 - 1.8
45°	1.91	1.9 - 2.2

einstimmung, wobei der berechnete Wert für die 45° Bohrung an der unteren Grenze des experimentellen Wertebereichs liegt. Abbildung 5.5 (b) zeigt die Spaltstromlinien bei Berechnungen mittels Randbedingungen und es lässt sich eine stärker ausgeprägte Einblasung erkennen.



(a) Voll diskretisiert



(b) 1D-Modell

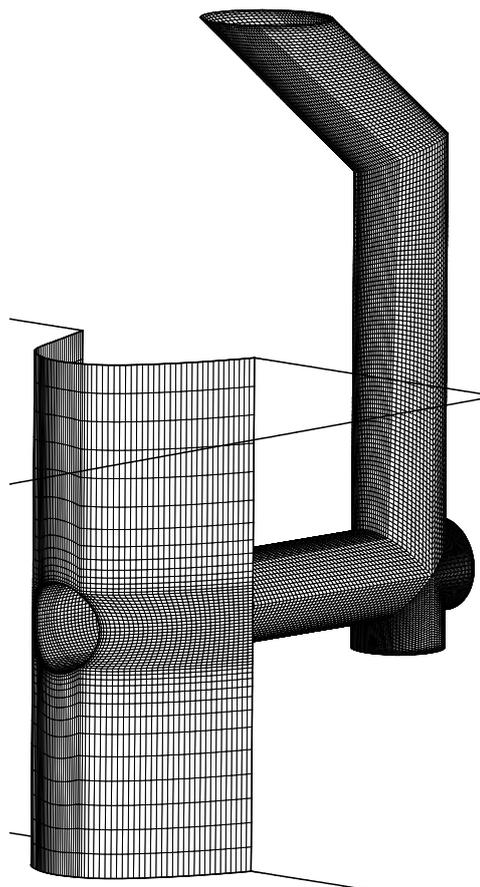


Abbildung 5.6: Detail des Berechnungsnetzes zur Bestimmung von ζ , $\delta=45^\circ$

Abbildung 5.5: Spaltstromlinien, $\delta=45^\circ$ [8]

Die Implementierung dieser eindimensionalen Betrachtung erfolgte in ANSYS FLUENT

13.0 durch die Verwendung von UDFs (siehe Anhang B).

5.6 Berechnungsnetz

Das Berechnungsmodell lässt sich aus den vorher beschriebenen Randbedingungen aufbauen und ist in Abb. 5.7 dargestellt. Die Eintrittsrandbedingung entspricht der Position der gemessenen Geschwindigkeiten und Turbulenzgrößen von [58]. Die Austrittsrandbedingung befindet sich 0.9 axiale Sehnenlängen hinter der Schaufelhinterkante und somit in ausreichender Entfernung um keine Rückwirkung auf die Schaufel und Messebene auszuüben. Die Messebene hat die gleiche Position wie bei den Messungen im Windkanal und wird bei der Vernetzung berücksichtigt, um bei der Auswertung direkt auf Knotenwerte zugreifen zu können. Die geometrischen Details der Schaufel und der Bohrungen entsprechen denen in Kap. 4. Das geometrische Modell wurde in *SolidWorks* aufgebaut und daraus das Volumenmodell erstellt. Die Netzerstellung wurde in *ICEM CFD 13.0* durchgeführt, wobei ein reines Hexaedernetz gewählt wurde, um eine hohe Qualität des Netzes zu erzielen und im Vergleich zu unstrukturierter Vernetzung Zellen zu sparen. Die Vernetzung selbst erfolgte über eine Blockstruktur, welche in Abb. 5.7 grau dargestellt ist. Einer der wesentlichen Vorteile einer Blockstrukturierung liegt in der Möglichkeit die Netzfeinheit effizient einzuteilen. Wandnahe Regionen können entsprechend fein aufgelöst werden und Zonen von ungestörter Strömung passend grob. Ein weiterer Vorteil liegt in der Ausrichtung der Blöcke zur Wand, um dort eine orthogonale Ausrichtung der Zellen zur Wand auch bei komplexerer Geometrie

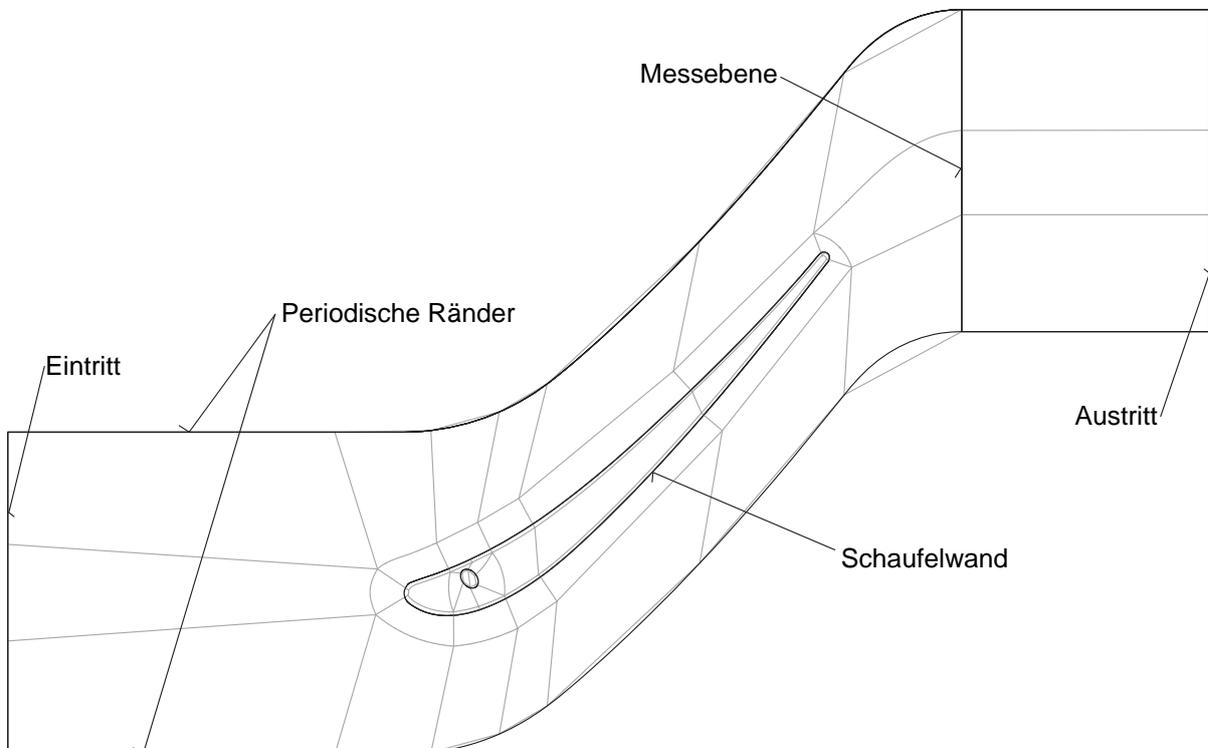
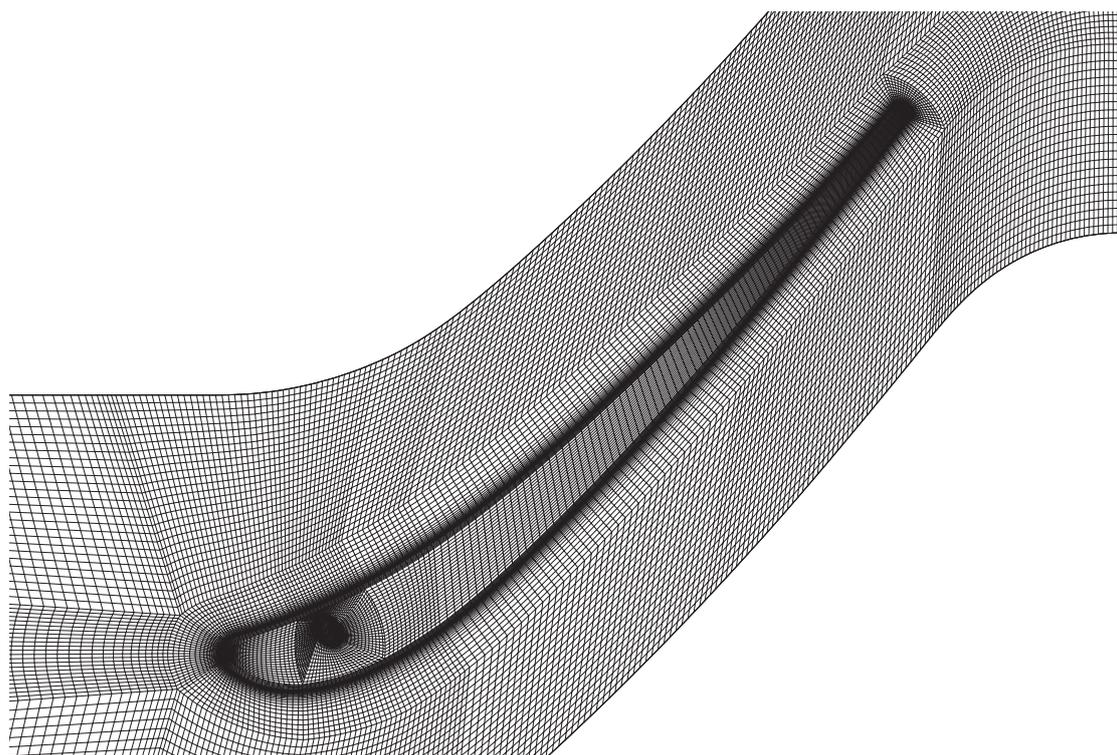
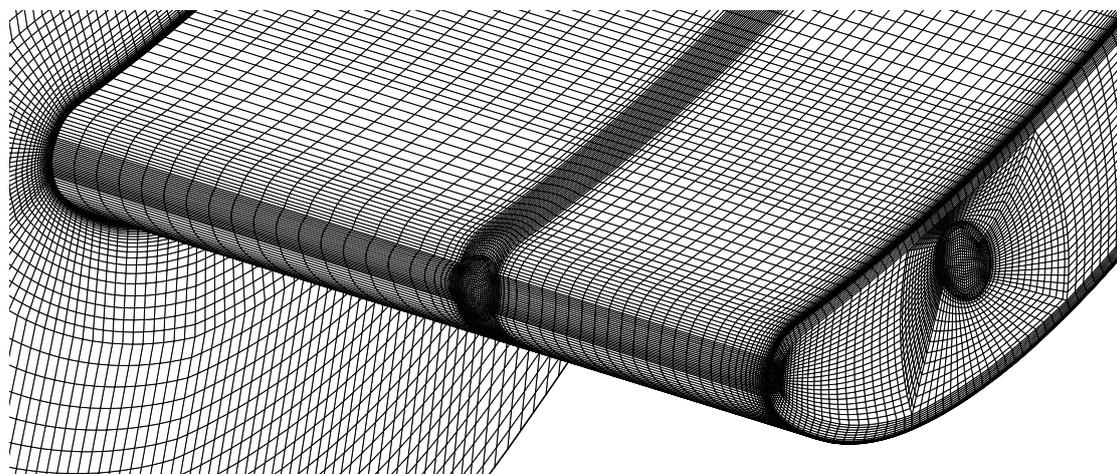


Abbildung 5.7: Berechnungsmodell mit Randbedingungen und Blockstruktur



(a) Netzdetail um die Schaufel



(b) Schaufeldetail mit Bohrungsrandbedingungen

Abbildung 5.8: Netzdetails bei $\delta=45^\circ$ Einblasung

zu erreichen (siehe Abb. 5.8). Details zu der Netzgenerierung in *ICEM CFD 13.0* sind in [4] ausgeführt.

Die Diskretisierung der Spaltweite hat wesentlichen Einfluss auf die Ausbildung der Spaltströmung. *Ameri et al.* [1] verwendeten 32 Zellen und *Tallman* und *Lakshminarayana* [52] 27 Zellen für deren numerische Untersuchungen zu Spaltströmung bei einer Spaltweite von 1% der Sehnenlänge. *Niu* und *Zang* [39] wählten 25 Zellen bei einer Spaltweite von 1.667% der Schaufelhöhe. Bei einer Spaltweite von 2% der Schaufelhöhe diskretisierten *Li et al.* [35] den Spalt mittels 29 Zellen und *Huang et al.* [28] verwendeten dafür 36 Zellen. Bei den

Netzunabhängigkeitsuntersuchungen in dieser Arbeit stellte sich eine Anzahl von 40 Zellen über der Spaltweite als zielführend heraus.

Die Netze unterscheiden sich nur durch die unterschiedlichen Spaltweiten von 1.03% bis 3.03% der Schaufelhöhe. Die Zellenzahl im Schaufelspalt ist für alle Spaltweiten mit 40 Zellen konstant, wodurch sich für alle Varianten eine Anzahl von 3.6 Millionen Zellen ergibt. Durch Anwendung von Randbedingungen am Ein- und Austritt der Bohrung ist es möglich die Netze auch für die Berechnung der Varianten ohne Einblasung heranzuziehen. Für die Bestimmung des Profil- und Sekundärverlustes kommt ein Netz ohne Spalt mit 1.8 Millionen Zellen zur Anwendung.

5.6.1 Netzqualität

Wesentlich für die numerische Stabilität und Konvergenz ist die Qualität des verwendeten Berechnungsnetzes. Es gibt eine Vielfalt an unterschiedlichen Kriterien zur Bestimmung der Netzqualität. Die wesentlichsten sind:

- *Determinante*: beschreibt die Abweichung von einer idealen Zelle und ist das Verhältnis von kleinster zur größter Determinante der Jacobimatrix aller Knoten einer Zelle. Es wird für jeden Knoten einer Zelle die Lage zu den Nachbarknoten untersucht. Die Einträge in der Jacobimatrix entsprechen den Ableitungen der Vektoren in lokalen nach globalen Koordinaten. Dabei kommt dem Wert 0 einer auf eine oder mehrere Kanten degenerierten Zelle zu und der Wert 1 entspricht einer idealen Zelle.
- *Verzerrung (Skew)*: es wird für ein Hexaederelement der Winkel zwischen Flächennormalvektor und Vektor von Flächenzentrum zu Zellenzentrum für alle sechs Flächen gebildet. Der maximale Wert wird normiert, sodass der Wert 0 einer hoch verzerrten Zelle entspricht und ein rechtwinkliger Hexaeder den Wert 1 besitzt.
- *Orthogonalität*: für alle sechs Flächen der Zelle wird der Cosinus des Winkels zwischen Flächennormalvektor und Vektor von Flächenzentrum zu Zellenzentrum gebildet, sowie der Cosinus des Winkels zwischen Flächennormalvektor und Vektor durch die beiden Zellenzentren der an der Fläche angrenzenden Zellen gebildet. Der minimale Wert entspricht der Orthogonalität. Dabei entspricht dem Wert 0 ein hoch verzerrtes Gitter und ein Wert von 1 einem kartesischen Gitter.
- *Seitenverhältnis (Aspect Ratio)*: ist das Verhältnis der kürzesten zur längsten Seitenlänge einer Zelle.

In Tab. 5.7 sind diese Kriterien für die verwendeten Berechnungsnetze zusammengefasst wobei der Minimumwert für die schlechteste Zelle des Netzes steht und der Mittelwert die durchschnittliche Qualität des gesamten Netzes beschreibt. Die niedrigen Werte des Seitenverhältnisses lassen sich auf die vollauflösende Vernetzung in wandnähe zurückführen, um das geforderte y^+ zu erreichen. In *ANSYS FLUENT 13.0* lässt sich dafür ein alternativer Algorithmus wählen, um bei den wandnächsten Zellen den korrekten Wandabstand zu berechnen.

Tabelle 5.7: Berechnungsnetzqualität

	Bereich	Minimum	Mittelwert
Determinante	0 - 1	0.66	0.98
Verzerrung	0 - 1	0.31	0.87
Orthogonalität	0 - 1	0.46	0.87
Seitenverhältnis	0 - 1	0.002	0.24

5.6.2 Diskretisierungsfehler

Um den Fehler des Diskretisierungsverfahrens zu bestimmen, wird das Verfahren von *Schäfer* [46] angewendet. Der entstehende Diskretisierungsfehler hängt von der Anzahl und Anordnung der Gitterpunkte des verwendeten Netzes sowie von dem zur Anwendung kommenden Diskretisierungsverfahren ab. Das in *ANSYS FLUENT 13.0* gewählte Diskretisierungsverfahren ist ein *Upwind* Verfahren zweiter Ordnung. Wenn das Diskretisierungsverfahren konsistent ist, wird der Fehler bei feiner werdendem Netz immer kleiner. Mittels der Extrapolation nach *Richardson* und *Gaunt* [45] lässt sich der Diskretisierungsfehler quantifizieren. Das Verfahren besteht aus Berechnung des gleichen Falls bei mindestens drei systematisch verfeinerten Netzen. Es ergibt sich für die Verdopplung der Zellenzahlen in jeder Richtung eine Verachtfachung der Gesamtzahl der Zellen, wie in Tab. 5.8 angeführt ist. Der untersuchte Fall entspricht der Schaufel bei 2.55 mm Spaltweite ohne Einblasung. Zur Auswertung werden die integralen Werte von statischem Druckkoeffizient, Totaldruckkoeffizient und Strömungswinkel in der Messebene herangezogen. Die Ordnung des Verfahrens

Tabelle 5.8: Netzdetails für Richardson Extrapolation

Netz	Abstand h	Zellenzahl	Zellen über Spaltweite
1	4	117452	12
2	2	1047586	25
3	1	8819006	51

p sowie der Fehler e lässt sich mittels

$$p = \frac{\ln\left(\frac{\Phi_{2h} - \Phi_{4h}}{\Phi_h - \Phi_{2h}}\right)}{\ln 2} \quad e = \frac{\Phi_h - \Phi_{2h}}{2^p - 1} \quad (5.49)$$

bestimmen. Tabelle 5.9 zeigt, dass das Konvergenzverhalten des Berechnungsverfahren bei dem Strömungswinkel nahezu zweite Ordnung hat und bei dem statischen sowie dem Totaldruckkoeffizienten dritte Ordnung aufweist. In Abb. 5.9 sind die normierten Ergebnisse der Extrapolation über der dimensionslosen Gitterweite h/h_{1h} dargestellt. Alle zur Auswertung herangezogenen Größen streben einem Grenzwert zu, welcher der gitterunabhängigen

Tabelle 5.9: Konvergenzordnung p des Verfahrens der ausgewerteten Größen

C_{p2}	C_{pt2}	β_2^+
3.17	3.30	1.93

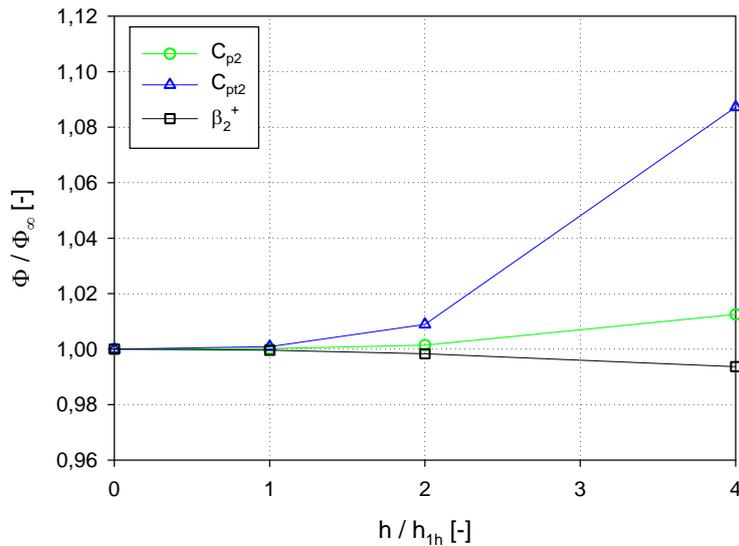


Abbildung 5.9: Richardson Extrapolation

Lösung entspricht. Bei dem größten Netz wird der Totaldruckkoeffizient zu hoch berechnet. Als Ursache dafür kann der Einfluss der Zellenzahl über der Spaltweite sowie eine unzureichende Wandbehandlung genannt werden. Die integralen Größen von Winkel und statischem Druckkoeffizienten zeigen generell netzunabhängiges Verhalten. Das in Folge zur Anwendung kommende Netz hat 3.6 Millionen Zellen, einen dimensionslosen Gitterabstand von 1.67 und weist für den integralen Totaldruckkoeffizienten die Abweichung von 0.74% der netzunabhängigen Lösung auf.

5.6.3 Validierung

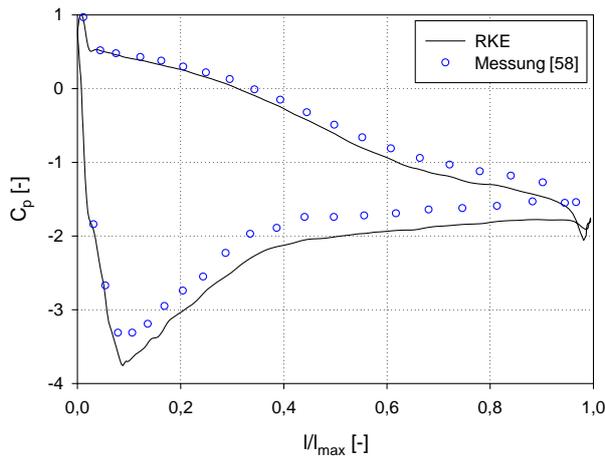
Eine Validierung des Berechnungsmodells ist wesentlich, bevor es zur Untersuchung von geneigter passiver Einblasung herangezogen werden kann. Dazu wird ein Vergleich mit Messergebnissen aus vorausgehenden Untersuchungen an einem Modell ohne Spalt durchgeführt.

Ein flächengemittelter dimensionsloser Wandabstand von $\overline{y^+} \approx 0.71 (< 1)$ und ein maximaler dimensionsloser Wandabstand von $y_{max}^+ \approx 2.91 (< 5)$ des verwendeten Berechnungsnetzes mit Spalt erfüllen die Bedingungen für die Anwendung der erweiterten Wandbehandlung.

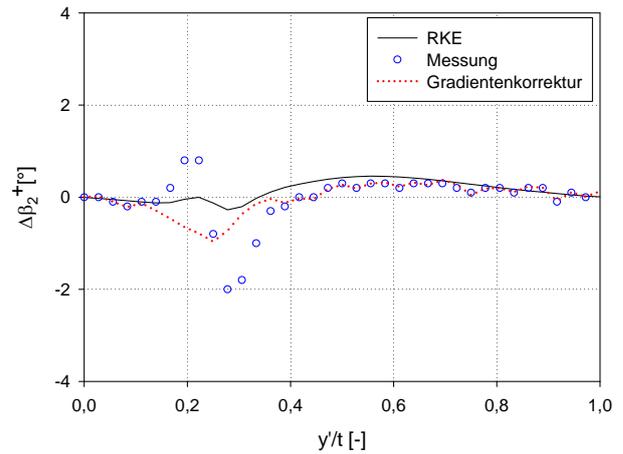
Die Ergebnisse von Berechnungen und Messungen ohne Schaufelspalt in Kanalmitte sind in Abb. 5.10 dargestellt. In Abb. 5.10 (a) ist der statische Druckkoeffizient C_p über der dimensionslosen Schaufellänge in Kanalmitte aufgetragen, welcher durch

$$C_p = \frac{p - p_{1,cl}}{\frac{\rho}{2} w_{1,cl}^2} \quad (5.50)$$

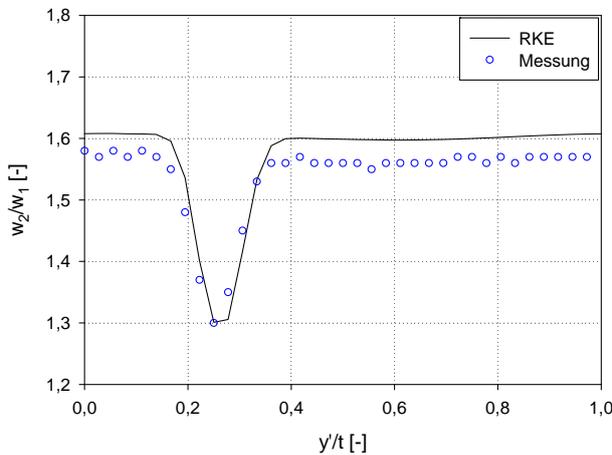
definiert ist und mit dem lokalen statischen Druck p an der Schaufeloberfläche gebildet wird. Sowohl die berechneten als auch die von *Willinger* [58] gemessenen Werte lassen sehr gut erkennen, dass die maximale Belastung der Schaufel bei $\approx 10\%$ der Sehnenlänge liegt. Messtechnisch wurde diese Anordnung durch in der Schaufel eingelegte Druckmessschläuche



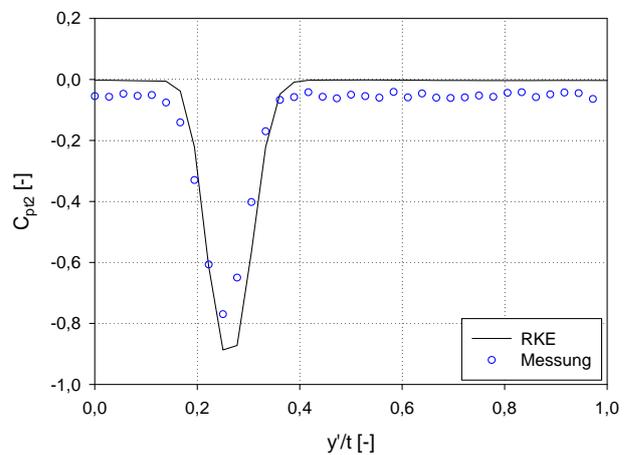
(a) Statischer Druckkoeffizient C_p , Schaufeloberfläche



(b) Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\beta_2^+$, Messebene



(c) bezogene Abströmgeschwindigkeit w_2/w_1 , Messebene



(d) Totaldruckkoeffizient C_{pt2} , Messebene

Abbildung 5.10: Validierung des Berechnungsmodells, $z/h=0.5$

mit Bohrungen in Kanalmitte realisiert. Ein Vergleich mit der berechneten Verteilung zeigt eine qualitativ gute Übereinstimmung.

Abbildung 5.10 (b) zeigt die Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\beta_2^+$ von der Primärabströmrichtung in Kanalmitte. Die Messwerte zeigen den für eine pneumatische Messung typischen Winkelfehler in gradientenbehafteter Strömung, wie es auch in der Nachlaufdelle des Profils der Fall ist. Durch eine Gradientenkorrektur nach *Willinger* und *Haselbacher* [60] lässt sich dieser Gradientenfehler korrigieren. Das Messergebnis zeigt generell eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Ergebnis der Berechnung.

In den Abb. 5.10 (c) und (d) sind bezogene Abströmgeschwindigkeit w_2/w_1 und der Totaldruckkoeffizient C_{pt2} nach Glg. 6.19 dargestellt. Diese beiden Größen zeigen sehr gute Übereinstimmung mit der Messung bezüglich der Lage und Größe des Geschwindigkeitsdefizites sowie des Totaldruckverlustes in der Nachlaufdelle. Hier ist ein geringer Versatz der Maxima zu erkennen, welcher durch einen geringen Positions- beziehungsweise Winkelfehler des Schaufelkastens, sowie andererseits durch einen Positionsfehler der Sonde oder einer

Kombination derer verursacht wird.

Es ist weiters eine betragsmäßige Abweichung der gemessenen Größen in den ungestörten Zonen in Abb. 5.10 (c) und (d) zu erkennen. In *Mijailovic* [36] wird das Zuströmfeld des Schaufelgitterwindkanals mittels Hitzdrahtanemometrie vermessen. Es zeigt sich, dass unterschiedliche Zuströmgeschwindigkeiten über dem Querschnitt vorhanden sind und die Positionierung des Pitotrohres zur Messung der Zuströmgeschwindigkeit eine wesentliche Rolle spielt. Die Ergebnisse deuten auf ein zu hoch gemessenes w_1 hin, da sowohl die bezogene Abströmgeschwindigkeit w_2/w_1 als auch der Totaldruckkoeffizient C_{pt2} in den ungestörten Bereichen zu niedrigere Werte aufweisen, als berechnet.

Durch den Vergleich mit gemessenen Größen und deren realistische Wiedergabe wird das Berechnungsmodell mit den verwendeten Randbedingungen als geeignet bewertet und zur Untersuchung des Einflusses geneigter passiver Einblasung auf die Reduktion von Spaltverlusten eingesetzt.

Kapitel 6

Auswertung der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Untersuchungen dargestellt. Aus den Messergebnissen werden unter Berücksichtigung von Messunsicherheiten Verlustbeiwerte gebildet, um den Effekt passiver Einblasung auf die Reduktion der Spaltverluste auszuwerten. Die detaillierten Ergebnisse der Nachlaufmessungen sind aufgrund unterschiedlicher Spaltweiten nicht miteinander vergleichbar. Die Berechnungen sind hingegen bei einheitlichen Spaltweiten durchgeführt worden, um die Ergebnisse miteinander vergleichen zu können und die Effekte passiver Einblasung auf die Strömung hinter dem Schaufelgitter zu untersuchen.

6.1 Messunsicherheiten

Eine Betrachtung der Messunsicherheiten ist bei Auswertungen messtechnischer Untersuchungen von hoher Bedeutung, da mittels eines Vertrauensniveaus die Messergebnisse an Aussagekraft gewinnen aber auch verlieren können.

6.1.1 Grundbegriffe der Messtechnik

Die Grundbegriffe der Messtechnik sind in *DIN 1319-1* [17] definiert. Die wichtigsten Begriffe sind:

- Messgröße: physikalische Größe, der die Messung gilt.
- Messwert: Wert, der zur Messgröße gehört und der Ausgabe eines Messgerätes oder einer Messeinrichtung eindeutig zugeordnet ist. Der Messwert setzt sich aus dem wahren Wert x_w , der zufälligen Messabweichung e_r und der systematischen Messabweichung e_s zusammen.

$$x = x_w + e_r + e_s \quad (6.1)$$

- Messergebnis: Aus Messungen gewonnener Schätzwert für den wahren Wert einer Messgröße.

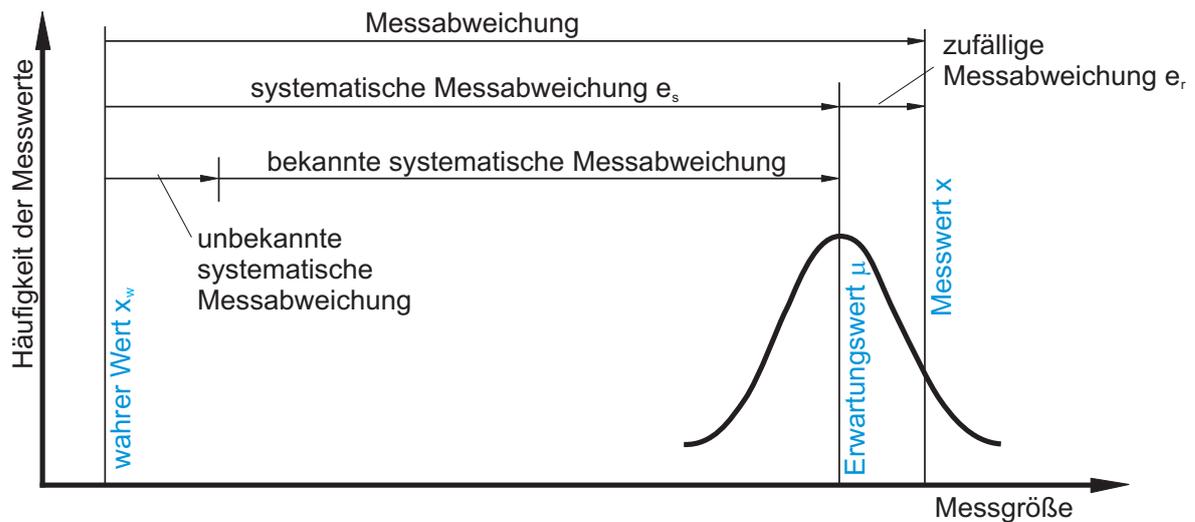


Abbildung 6.1: Häufigkeitsverteilung einer Messgröße [17]

- Erwartungswert: Wert, der zur Messgröße gehört und dem sich das arithmetische Mittel der Messwerte der Messgröße mit steigender Anzahl der Messwerte nähert, die aus Einzelmessungen unter denselben Bedingungen gewonnen werden können.
- Zufällige Messabweichung: Abweichung des unberichtigten Messergebnisses vom Erwartungswert.
- Systematische Messabweichung: Abweichung des Erwartungswertes vom wahren Wert.
- Messunsicherheit: Kennwert, der aus den Messungen gewonnen wird und zusammen mit dem Messergebnis zur Kennzeichnung eines Wertebereiches für den wahren Wert der Messgröße dient.

Die erläuterten Begriffe lassen sich wie in Abb. 6.1 dargestellt zusammenfassen. Die Messabweichung lässt sich in zufällige und systematische Messabweichungen aufteilen, welche in *DIN 1319-3* [18] und *DIN 1319-4* [19] beschrieben sind und zur Bestimmung der Messunsicherheit sowie eines Vertrauensintervalls im Folgenden verwendet werden.

6.1.2 Systematische Messabweichung

Die systematische Messabweichung lässt sich in eine bekannte und unbekannt systematische Messabweichung aufteilen. Bekannte systematische Fehler entstehen durch Imperfektionen der Messgeräte sowie des Messaufbaus oder der Messmethode. Erfassbare Einflüsse der Umgebung und durch den Beobachter verursachte Abweichungen zählen ebenfalls dazu. Sie sind nach Betrag und Richtung bekannt und können durch vergleichende Messungen mit Geräten und Verfahren höherer Genauigkeit erfasst werden.

Bekannte systematische Messabweichungen

Fertigungstechnische Toleranzen spielen hier eine wesentliche Rolle. Nach der Norm *DIN ISO 2768-1* [16] für Allgemeintoleranzen ist bei Klasse *Mittel* für einen Längenbereich von 120 bis 400 mm eine Abweichung vom Nennmaß von ± 0.2 mm zulässig. Unterschiedliche Schauffellängen sowie Maßabweichungen anderer Bauteile des Schauffelkastens führen bei 20°C Umgebungstemperatur zu den in Tab. 6.1 angegebenen Spaltweiten.

Tabelle 6.1: Spaltweiten bei 20°C Umgebungstemperatur

nominal	ohne Einbl.	$\delta = 90^\circ$	$\delta = 45^\circ$
1.55 mm	1.30 mm	1.45 mm	1.40 mm
2.55 mm	2.30 mm	2.45 mm	2.40 mm
4.55 mm	4.30 mm	4.45 mm	4.40 mm

Alle Schauffeln zeigen eine eindeutige Abweichung von den nominalen Spaltweiten. Die Schaufel mit der 90° Bohrung hat eindeutig die größten Spaltweiten, gefolgt von der Schaufel mit der 45° Bohrung und der Schaufel ohne Einblasung mit der kleinsten Spaltweite. Diese Tatsache führt zu dem Schluss, dass die detaillierten Ergebnisse der Nachlaufmessungen einer nominellen Spaltweite nur qualitativ aber nicht quantitativ miteinander verglichen werden können.

Die vom Windkanal angesaugte Luft kommt von der Umgebung außerhalb des Laborgebäudes und es ist somit eine starke Abhängigkeit der Zuström- sowie Umgebungstemperatur gegeben. Die Messung der 16 Messreihen einer Anordnung benötigt dementsprechend 16 Stunden wobei sich die Bedingungen stark ändern können. Eine Änderung der Temperatur führt nach

$$\Delta l = l_0 \alpha \Delta T \quad (6.2)$$

zu einer entsprechenden Längenänderung der Schauffeln beziehungsweise der anderen Bauteile des Schauffelkastens. Für die Änderung der Spaltweite sind direkt die Schauffeln aus Aluminium und die Stahldistanzstäbe zur Positionierung der Seitenwände des Schauffelkastens verantwortlich. Bei niedrigen Temperaturen stellen sich somit größere Spaltweiten und bei hohen Temperaturen kleinere Spaltweiten ein. Die Ausdehnungskoeffizienten für die verwendeten Materialien sind in Tab. 6.2 angeführt.

Tabelle 6.2: Ausdehnungskoeffizienten α , *Schulze* [48]

Aluminium	$24.0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$
Stahl	$12.0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

Eine Temperaturänderung von $\Delta T = 30^\circ\text{C}$ führt somit bei der Schauffellänge von 144mm zu einer Längenänderung von 0.1 mm. Bei einer Spaltweite von 1.30 mm entspricht das einer Änderung der Spaltweite von 7.7%.

Zur Berechnung der tatsächlichen Spaltweiten im Betrieb wird die mittlere Temperatur aller sechzehn Messreihen einer Variante verwendet. Diese Spaltweiten sind in Tab. 6.3 inklusive eines Vertrauensintervalls angeführt um die Variation der Spaltweite über den gesamten Temperaturbereich zu berücksichtigen. Tabelle 6.3 zeigt tendenziell das gleiche Bild wie Tab. 6.1. Alle Messungen bis jene bei einer nominalen Spaltweite von 2,55 mm und mit 45° Einblasung wurden bei Temperaturen unterhalb von 20°C durchgeführt.

Tabelle 6.3: Spaltweiten unter Einsatzbedingungen [mm]

ohne Einbl.	$\delta = 90^\circ$	$\delta = 45^\circ$
1.32 ± 0.008	1.48 ± 0.003	1.41 ± 0.070
2.32 ± 0.012	2.48 ± 0.004	2.37 ± 0.010
4.31 ± 0.004	4.46 ± 0.011	4.41 ± 0.006

Unbekannte systematische Messabweichungen

Unbekannte systematische Messabweichungen sind nicht eindeutig erfassbar, lassen sich aber häufig abschätzen. Weiters gibt es auch unbekannt systematische Messabweichungen, die sich nicht erfassen lassen und von den zufälligen Messfehlern nicht unterscheiden lassen. Systematische Messabweichungen lassen sich durch wiederholte Messungen nicht erfassen.

In Tab. 6.4 sind die für die Eingangsgrößen gewählten systematischen Messabweichungen angegeben, welche sich einerseits durch Gerätedaten und andererseits durch Erfahrungswerte ergeben und den Werten in *Hamik* [24] entsprechen, da dieselben Geräte verwendet wurden.

Tabelle 6.4: Unbekannte systematische Messfehler

$\overline{C_{pt1}} = \pm 10^{-4}$	$\Delta y = \pm 10^{-5}$ mm	$\Delta \beta_2^+ = \pm 0.01^\circ$	$\Delta p = \pm 6.25$ Pa
$k_s = \pm 10^{-3}$	$s = \pm 10^{-3}$ mm	$\beta_{2,ref}^+ = \pm 0.15^\circ$	$p_u = \pm 150$ Pa
$k_t = \pm 10^{-3}$	$z = \pm 10^{-1}$ mm	$\Delta \gamma_2 = \pm 0.01^\circ$	$T = \pm 0.3$ K

Meist können für eine Eingangsgröße \bar{x}_i nur die untere Grenze a_i und die obere Grenze b_i für die möglichen Werte angegeben werden. Nach *DIN 1319-3* [18] gilt für die Messunsicherheit des systematischen Fehlers unter Annahme einer Rechteckverteilung

$$u(\bar{x}_i) = \frac{b_i - a_i}{\sqrt{12}}. \quad (6.3)$$

6.1.3 Zufällige Messabweichung

Die zufällige Messabweichung ist die Abweichung des unberichtigten Messergebnisses vom Erwartungswert. Diese ist nicht genau bekannt, da der Erwartungswert nicht genau bekannt

ist. Betrag und Vorzeichen lassen sich im Allgemeinen nicht erfassen. Zufällige Messabweichungen entstehen durch nicht beeinflussbare Vorgänge und lassen sich durch wiederholtes Messen derselben Größe erfassen und statistisch beschreiben. Die Messwerte bilden eine Häufigkeitsverteilung um den Erwartungswert μ . Der arithmetische Mittelwert der Messgröße i

$$\bar{x}_i = \frac{1}{n_i} \sum_{j=1}^{n_i} x_j \quad (6.4)$$

und die Messunsicherheit, welche sich aus der Standardabweichung und der Anzahl der Messungen der Messgröße durch

$$u(\bar{x}_i) = \frac{s_i}{\sqrt{n_i}} = \sqrt{\frac{1}{n_i(n_i - 1)} \sum_{j=1}^{n_i} (x_{ij} - \bar{x}_i)^2} \quad (6.5)$$

bilden lässt, sind bereits im Messdatenauswerteprogramm ermittelt worden.

6.1.4 Messunsicherheit

Die zufälligen und unbekannt systematischen Messabweichungen werden als unabhängig betrachtet und für eine Messgröße i mit zugehöriger systematischer Messabweichung j gilt für die Messunsicherheit der daraus entstandenen Größe k

$$u(\bar{x}_k) = \sqrt{u^2(\bar{x}_i) + u^2(\bar{x}_j)}. \quad (6.6)$$

Dies entspricht einer geometrischen Addition der Messabweichungen. Die Ergebnisgröße y_i lässt sich durch die Modellfunktion G_i durch

$$y_i = G_i(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_m) \quad (6.7)$$

bilden, welche explizit von m Eingangsgrößen abhängt. Hier ist die Ergebnisgröße der Gesamtverlust Y , welcher sich durch Glg. 6.12 als Modellfunktion mit den m gemessenen Eingangsgrößen explizit bestimmen lässt. Die Komponenten $u(y_i, y_j)$ der Messunsicherheit folgen nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz nach Gauß aus

$$u(y_i, y_j) = \sum_{k,l=1}^m \frac{\partial G_i}{\partial \bar{x}_k} \frac{\partial G_j}{\partial \bar{x}_l} u(\bar{x}_k, \bar{x}_l). \quad (6.8)$$

Werden mehrere Eingangsgrößen gleichzeitig aufgenommen, so muss die Kovarianz der Mittelwerte $u(\bar{x}_k, \bar{x}_l)$ berücksichtigt werden. Da die Eingangsgrößen bei allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen nacheinander gemessen wurden, wird ein Einfluss der Kovarianz vernachlässigt. Da in diesem Fall nur eine Ergebnisgröße vorliegt und die

Eingangsgrößen unkorreliert sind, reduziert sich Glg. 6.8 zu

$$u(y) = \sqrt{\sum_{k=1}^m \left(\frac{\partial G}{\partial \bar{x}_k}\right)^2 u^2(\bar{x}_k)}. \quad (6.9)$$

Das Bilden der Ableitungen für das Fehlerfortpflanzungsgesetz ist oft schwierig bis unmöglich und bei rechnergestützten Auswertungen auch nicht erwünscht. Deshalb werden stattdessen die Differenzen

$$\begin{aligned} \frac{\partial G}{\partial \bar{x}_k} = \frac{1}{u(\bar{x}_k)} & \left(G\left(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_k + \frac{1}{2}u(\bar{x}_k), \dots, \bar{x}_m\right) - \right. \\ & \left. - G\left(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_k - \frac{1}{2}u(\bar{x}_k), \dots, \bar{x}_m\right) \right). \end{aligned} \quad (6.10)$$

gebildet. Ziel dieser Auswertung ist die Angabe eines Vertrauensbereichs für die Gesamtverluste, welcher sich durch die erweiterte Messunsicherheit

$$y \pm ku(y) \quad (6.11)$$

angeben lässt. Darin ist k der Erweiterungsfaktor aus *DIN 1319-4* [19] mit dem Wertebereich $1 < k < 3$. In der Technik kommt üblicherweise ein Vertrauensniveau von $1 - \alpha \approx 95\%$ zur Anwendung und für den Erweiterungsfaktor ist in diesem Fall $k = 2$ zu setzen. Die gesamte statistische Auswertung wurde in FORTRAN realisiert, welche sich für jeden Messdatensatz der Nachlaufmessung automatisiert berechnen lässt. Die Ergebnisse sind in Tab. 6.5 dargestellt.

6.2 Verluste

6.2.1 Gesamtverluste

Zielgröße der Auswertung ist der Gesamtverlustbeiwert, der alleine eine Aussage über die Wirksamkeit der passiven Einblasung geben kann und mittels

$$Y = \frac{\overline{\overline{C_{pt1}}} - \overline{\overline{C_{pt2}}}}{\left(\frac{\overline{\overline{w_2}}}{w_{1,cl}}\right)^2} \quad (6.12)$$

direkt aus den flächengemittelten Messergebnissen, beziehungsweise direkt aus den Rechenergebnissen bestimmt werden kann.

Totaldruckkoeffizient der Zuströmung C_{pt1}

Der Totaldruckkoeffizient wird zur Erfassung von Strömungsverlusten in Turbinengittern verwendet. Bei den vorhandenen niedrigen Machzahlen lässt sich die Strömung näherungsweise als inkompressibel betrachten und es folgt für den Totaldruckkoeffizienten der Zuströmung

$$C_{pt1} = \frac{p_{t1}(z) - p_{t1,cl}}{\frac{\rho}{2} w_{1,cl}^2}. \quad (6.13)$$

Da für eine inkompressible Strömung der Zusammenhang zwischen Totaldruck, statischem Druck und Geschwindigkeit nach Glg. 4.1 gilt und der statische Druck über die Kanalhöhe konstant ist, lässt sich Glg. 6.13 zu

$$C_{pt1} = \frac{w_1^2(z)}{w_{1,cl}^2} - 1 \quad (6.14)$$

umformen. Der zur Bestimmung des Gesamtverlustes benötigte flächengemittelte Totaldruckverlust der Zuströmung $\overline{\overline{C_{pt1}}}$ wird durch Massenstrommittelung mit

$$\overline{\overline{C_{pt1}}} = \frac{\int_0^{h/2} C_{pt1} w_1(z) dz}{\int_0^{h/2} w_1(z) dz} \quad (6.15)$$

bestimmt. Setzt man nun Glg. 6.14 in Glg. 6.15 ein und erweitert mit $-\frac{1}{w_{1,cl}}$, ergibt sich

$$\overline{\overline{C_{pt1}}} = \frac{\int_0^{h/2} \frac{w_1(z)}{w_{1,cl}} \left(1 - \left(\frac{w_1(z)}{w_{1,cl}} \right)^2 \right) dz}{\int_0^{h/2} -\frac{w_1(z)}{w_{1,cl}} dz}. \quad (6.16)$$

Mittels den Definitionen der Verdrängungsdicke δ_1^* nach Glg. 5.24 und der Energieverlustdicke δ_1^{***} nach Glg. 5.26 lässt sich Glg. 6.16 durch

$$\overline{\overline{C_{pt1}}} = \frac{\delta_1^{***}}{\delta_1^* - \frac{h}{2}} \quad (6.17)$$

beschreiben und mit den in Tab. 5.4 angeführten Werten berechnen. Der Totaldruckkoeffizient am Eintritt ergibt sich zu

$$\overline{\overline{C_{pt1}}} = -0.05374. \quad (6.18)$$

Totaldruckkoeffizient der Abströmung C_{pt2}

$$C_{pt2} = \frac{p_{t2} - p_{t1,cl}}{\frac{\rho}{2} w_{1,cl}^2}. \quad (6.19)$$

Es wird die Totaldruckdifferenz zwischen den einzelnen abstromseitigen Messpunkten und dem Messpunkt der ungestörten Zuströmung in Kanalmitte auf den dynamischen Druck der Zuströmung bezogen. Die Zuströmgeschwindigkeit und die Dichte werden mittels Glg. 4.1 und 4.2 in jedem Messpunkt bestimmt, um mögliche Ungleichförmigkeiten der Zuströmbedingungen zu berücksichtigen. Gebiete mit einem Totaldruckkoeffizienten von $C_{pt2} = 0$ beschreiben eine verlustfreie Strömung. Definitionsgemäß beschreiben negative Totaldruckkoeffizienten verlustbehaftete Strömungsbereiche.

Der flächengemittelte Totaldruckkoeffizient ist definiert durch

$$\overline{\overline{C_{pt2}}} = \frac{\int_0^{h/2} \int_0^t C_{pt2} \frac{w_2}{w_{1,cl}} \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy' dz}{\int_0^{h/2} \int_0^t \frac{w_2}{w_{1,cl}} \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy' dz}, \quad (6.20)$$

wobei die Gewichtung der lokalen Größen über die lokalen Massenstromdichten erfolgt und die Integration mit Hilfe der Trapezregel durchgeführt wird. Die Dichte tritt in Glg. 6.20 nicht auf, da bei den vorhandenen niedrigen Machzahlen näherungsweise inkompressible Strömungsverhältnisse vorliegen und die Dichte als konstant angesehen werden kann. Bei pneumatischen Messungen muss ein Mindestabstand von wandnahen Zonen eingehalten werden. Da der wandnächste Messpunkt 2.5 mm von der Seitenwand entfernt liegt, ergibt sich ein verringertes Auswertebereich für die messtechnisch erfassten Größen.

Abströmgeschwindigkeit $w_2/w_{1,cl}$

Die dimensionslose Größe $w_2/w_{1,cl}$ beschreibt die lokale Abströmgeschwindigkeit w_2 , welche mittels der ungestörten Geschwindigkeit $w_{1,cl}$ in der Zuströmkanalmitte normiert wird. Die

flächengemittelte bezogene Abströmgeschwindigkeit ergibt sich zu

$$\frac{\overline{w_2}}{w_{1,cl}} = \frac{\int_0^{h/2} \int_0^t \left(\frac{w_2}{w_{1,cl}} \right)^2 \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy' dz}{\int_0^{h/2} \int_0^t \frac{w_2}{w_{1,cl}} \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy' dz}. \quad (6.21)$$

Nun lassen sich die Gesamtverluste nach Glg. 6.12 für die untersuchten Anordnungen bestimmen, welche in Tab. 6.5 für die gemessenen Gesamtverluste mit den berechneten Messunsicherheiten angeführt sind.

Tabelle 6.5: Vertrauensintervalle der gemessenen Gesamtverluste [%]

Spaltweite	ohne Einblasung	Spaltweite	$\delta = 90^\circ$	Spaltweite	$\delta = 45^\circ$
0 mm	6.05 ± 0.075	-	-	-	-
1.32 mm	8.90 ± 0.081	1.48 mm	9.17 ± 0.092	1.41 mm	8.64 ± 0.083
2.32 mm	10.52 ± 0.090	2.48 mm	10.34 ± 0.080	2.38 mm	9.92 ± 0.073
4.31 mm	12.28 ± 0.090	4.46 mm	12.11 ± 0.084	4.41 mm	12.00 ± 0.092

Bei der kleinsten nominellen Spaltweite zeigt die Variante mit 90° Einblasung, aufgrund der erhöhten Spaltweite von rund 12% gegenüber der Schaufel ohne Einblasung, die höchsten Gesamtverluste. Hingegen kann man bei der untersuchten Schaufel mit 45° Einblasung trotz einer vergrößerten Spaltweite von 7% eine Reduktion der Gesamtverluste erkennen. Bei den anderen Spaltweiten zeigt sich ein einheitliches Bild. Eine Reduktion der Gesamtverluste durch eine 90° und eine weitere Reduzierung durch 45° Einblasung.

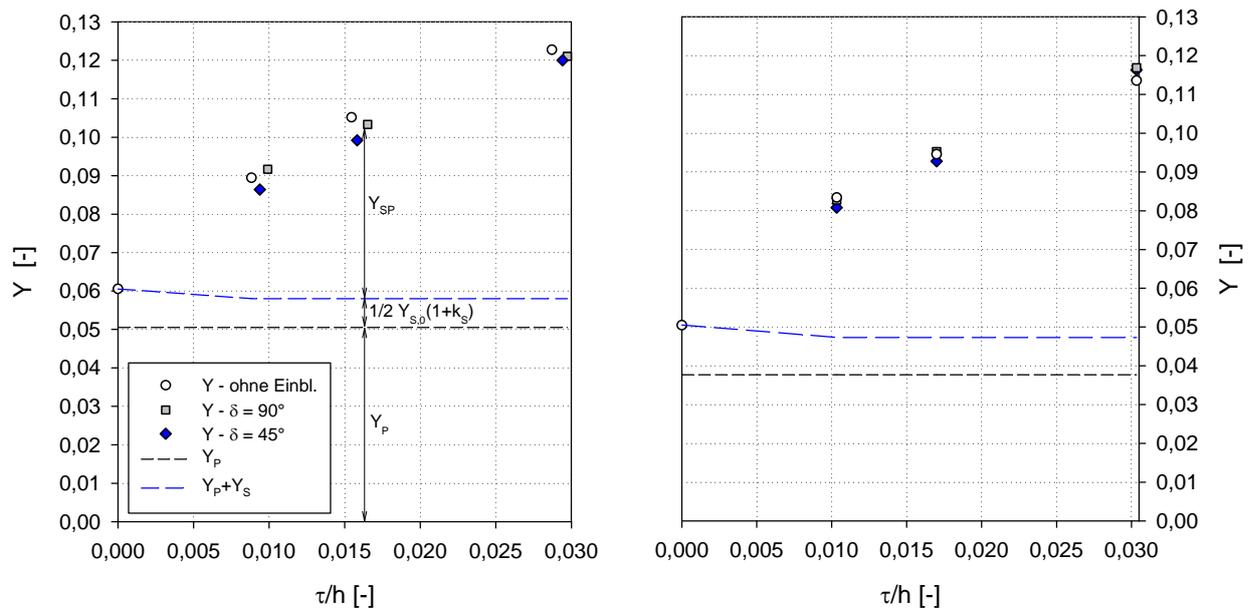
Bei Turbinengittern ohne Radialspalt ist es üblich, den Gesamtverlust in einen Profil- und einen Sekundärverlust aufzuteilen. Die Bestimmung des Profilverlustes Y_P des verwendeten Turbinengitters erfolgt bei einer Messung ohne Radialspalt in Kanalmitte. Daraus lässt sich der Sekundärverlust $Y_{S,0}$ für den Fall ohne Spalt bestimmen.

Bei Turbinengittern mit Radialspalt wird folgender Zusammenhang verwendet:

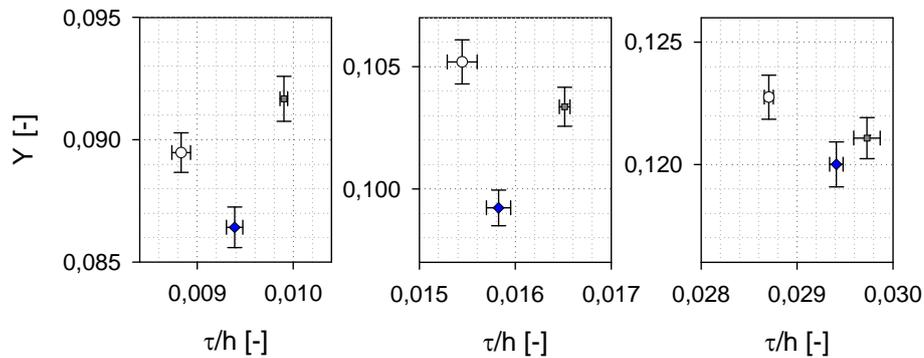
$$Y = Y_P + Y_S + Y_{Sp} = Y_P + \frac{1}{2} Y_{S,0} (1 + k_S) + Y_{Sp}. \quad (6.22)$$

Zusätzlich zu den Verlusten bei Gittern ohne Spalt tritt hier weiters noch der Spaltverlust Y_{Sp} auf. Nach *Yaras* und *Sjolander* [64] ist es generell unphysikalisch sekundäre Wirbelstrukturen zu trennen, da der Spaltwirbel mit dem Kanalwirbel interagiert. Im Sinne einer weiteren detaillierten Betrachtung der Spaltverluste wird die Aufteilung nach Glg. 6.22 verwendet. Um zu berücksichtigen, dass bei Turbinengittern mit Radialspalt der Spaltwirbel die dominante Wirbelstruktur ist und die Sekundärströmung deutlich verringert, wird nach *Chan et al.* [10] ein Faktor k_S eingeführt, welcher die Reduktion der auftretenden Sekundärverluste entsprechend berücksichtigt. Für das verwendete Gitter ergibt sich nach [10] $k_S \approx 0.5$. Somit lässt sich durch Kenntnis der bisher erwähnten Größen der gesuchte

Spaltverlust bestimmen. Trägt man den Zusammenhang aus Glg. 6.22 in Diagrammform für die tatsächlichen Spaltweiten auf, ergibt sich Abb. 6.2 (a) mit den Ergebnissen aus der Messung. Eine betragsmäßige Darstellung der Unsicherheiten in Abb. 6.2 (a) ist aus Sakerungsgründen nicht möglich, weshalb diese in Abb. 6.2 (c) bei den jeweiligen Bereichen der Spaltweiten vergrößert dargestellt sind. In Abb. 6.2 (b) sind die Ergebnisse der Berechnungen aufgetragen. Ein Vergleich von Abb. 6.2 (a) und (b) zeigt qualitativ eine gute



(a) Gesamtverluste und deren Aufteilung, Messung (b) Gesamtverluste und deren Aufteilung, Berechnung



(c) Lokale Vergrößerung der gemessenen Gesamtverluste mit Fehlerbalken

Abbildung 6.2: Gesamtverluste aus Messung und Berechnung

Vorhersage der Gesamtverluste durch das Berechnungsmodell. Die Profilverluste werden zu gering und die Sekundärverluste zu hoch berechnet. Bei den Berechnungen der Spaltweiten von 1.55 mm und 2.55 mm zeigt sich eine Reduktion mittels 45° Einblasung. Bei 4.55 mm Spaltweite liefern die Berechnungen mit passiver Einblasung höhere Gesamtverluste als bei der Variante ohne Einblasung. Dies deutet darauf hin, dass die Strömungsverluste bei der größten untersuchten Spaltweite mit passiver Einblasung zu hoch berechnet werden.

6.2.2 Spaltverluste

Für kleine Spaltweiten ist der Zusammenhang für die Spaltverluste nach Glg. 3.18 gegeben. Dieser Zusammenhang wird mittels Bezug der Spaltweite auf die Schaufelhöhe h gebildet. Die Messungen sind aber nur über die halbe Schaufelhöhe durchgeführt worden. Die Profilverluste sowie die Sekundärverluste werden über die Schaufelhöhe als konstant angesehen. Werden nun die gemessenen Spaltverluste auf die gesamte Schaufelhöhe bezogen, ergibt sich somit eine Halbierung der Werte. Eine lineare Regression gebildet aus den Messdaten für den Fall ohne passive Spalteinblasung führt zu dem linearen Zusammenhang

$$Y_{Sp0} = 1.2556 \frac{\tau}{h}. \tag{6.23}$$

Dieses Ergebnis kann mit dem Resultat aus Anwendung des Spaltverlustmodelles nach Glg. 3.17 für die verwendete Geometrie

$$Y_{Sp0} = 1.4342 \frac{\tau}{h} \tag{6.24}$$

verglichen werden. Es zeigt sich eine Überschätzung des analytischen Modells von 14% im Vergleich zur Messung. Die Reduktion der Spaltverluste für kleine Spaltweiten kann mittels Glg. 3.19 beschrieben werden und stellt eine Verschiebung der Spaltverluste zu niedrigeren Werten für Varianten mit passiver Einblasung dar. Die linearen Regressionen für die Messergebnisse sind in Abb. 6.3 dargestellt. Dabei zeigt sich das erwartete Ergebnis einer weiteren Reduktion der Spaltverluste durch geeignete passive Einblasung. Die Spaltverluste bei einer nominellen Spaltweite von 4.55 mm zeigen eine leicht degressive Tendenz, die auf eine Sättigung der Spaltverluste hindeutet. Dieses Ergebnis zeigt sich auch in den Messergebnissen von *Yaras* und *Sjolander* [65].

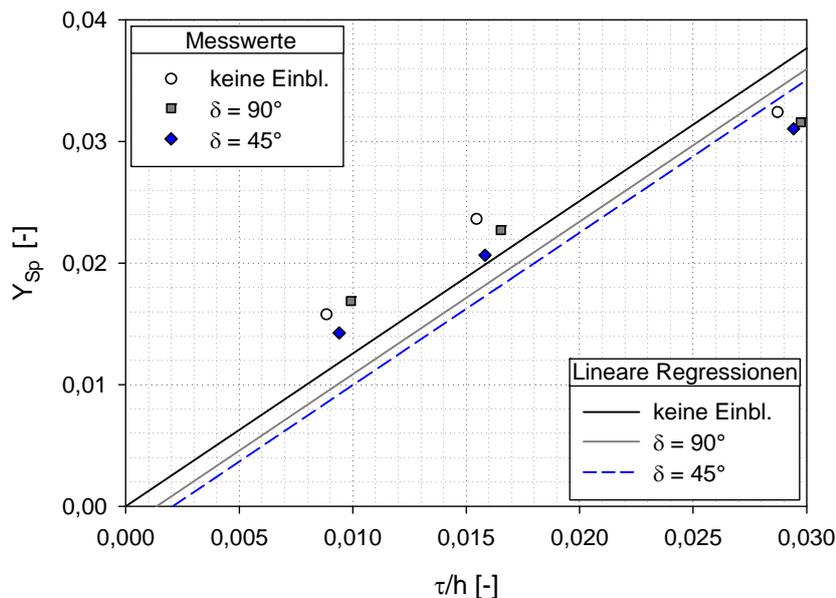


Abbildung 6.3: Spaltverluste mit linearen Regressionen

Die Ergebnisse für diese Verschiebung sind in Tab. 6.6 dargestellt. Die aus den gemessenen

Daten gewonnenen Ergebnisse zeigen eine eindeutig höhere Reduktion der Spaltverluste, als jene von dem analytischen Modell vorhersagten. Dies kann auf die Eindimensionalität des C_D -Modells zurückgeführt werden. Dieses Modell kann der realen dreidimensionalen Spaltströmung nicht wirklich Rechnung tragen und der Sperreffekt der passiven Einblasung wird nicht im vollen Ausmaß wiedergegeben.

Tabelle 6.6: Reduktion der Spaltverluste Y_{Sp}

	$Y_{Sp0} - Y_{Sp90}$	$Y_{Sp0} - Y_{Sp45}$
analytisch	0.0013	0.0017
gemessen	0.0017	0.0026

In Abb. 6.4 sind alle verwendeten Methoden zur Bestimmung der Spaltverluste für die Variante mit 45° Einblasung aufgetragen. Es ist eine gute Übereinstimmung der Spaltverluste zwischen Messung, Berechnung sowie mit dem analytischen Modell erkennbar. Die höchste erkennbare Reduktion der gemessenen Spaltverluste tritt bei der nominellen Spaltweite von $\tau/h = 1.7\%$ auf. Generell fällt die Reduktion der Spaltverluste bei den numerisch berechneten Varianten mit passiver Einblasung geringer aus als bei den gemessenen. Um nun die Ergebnisse der bisherigen Untersuchungen weiter zu stützen, kommt ein statistischer Test zur Anwendung.

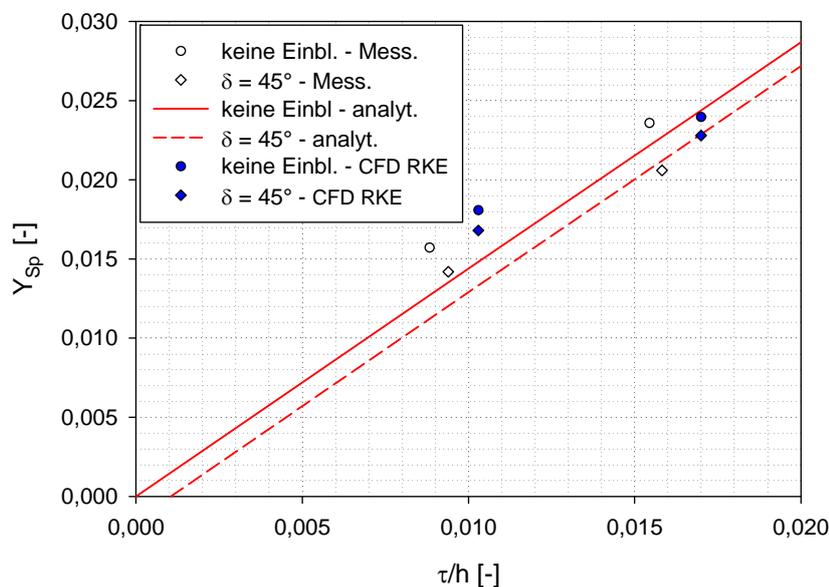


Abbildung 6.4: Spaltverlustvergleich

6.2.3 Test auf Wirkung der passiven Einblasung

Ein Test auf Wirkung der passiven Einblasung ist nur bei einheitlichen Spaltweiten möglich, womit zuerst eine Umrechnung der Gesamtverluste auf einheitliche Spaltweiten erfolgen

muss. Wie aus Abb. 6.2 ersichtlich, bleiben Profil- und Sekundärverlust für unterschiedliche Spaltweiten gleich, nur die Spaltverluste steigen mit der Spaltweite an. Für die Spaltverluste bei kleinen Spaltweiten gilt generell der Zusammenhang

$$Y_{Sp} = \text{const} \frac{\tau}{h}. \quad (6.25)$$

Eine Umrechnung der Spaltverluste wird durchgeführt, indem man die Änderung der Spaltverluste zwischen zwei Spaltweiten mittels

$$\frac{\Delta Y_{Sp}}{Y_{Sp1}} = \frac{Y_{Sp2} - Y_{Sp1}}{Y_{Sp1}} = \frac{\tau_2 - \tau_1}{\tau_1} \quad (6.26)$$

angibt. Damit lassen sich die Spaltverluste auf die Nennspaltweiten umrechnen und für die Gesamtverluste ergeben sich die in Tab. 6.7 angeführten Werte. Es zeigt sich die erwartete Verteilung der Spaltverluste. Die Messunsicherheiten in Tab. 6.5 gelten auch für die korrigierten Verluste, da alle Umrechnungen gleich erfolgen und die gemessenen Werte nur verschoben.

Tabelle 6.7: Gesamtverluste Y bei nominellen Spaltweiten [%]

Spaltweite	ohne Einbl.	$\delta = 90^\circ$	$\delta = 45^\circ$
1.55mm	9.41	9.31	8.90
2.55mm	10.95	10.47	10.20
4.55mm	12.62	12.23	12.19

In *Rasch et al.* [44] ist ein t -Test für unabhängige Stichproben angeführt, der hier als Nachweis zur Verbesserung der Gesamtverluste durch passive Einblasung herangezogen wird.

$$t_{df} = \frac{\bar{x}_1 - \bar{x}_2 - \mu_1 - \mu_2}{\sqrt{\frac{\sigma_1^2}{n_1} + \frac{\sigma_2^2}{n_2}}} \quad (6.27)$$

Bei dem Test auf Gleichheit der Mittelwerte wird die theoretische Mittelwertsdifferenz $\mu_1 - \mu_2 = 0$. Diese Testform wird als Nullhypothesensignifikanztest bezeichnet. Für den Fall mit $\delta = 90^\circ$ Einblasung ist die Nullhypothese, dass die passive Einblasung zu keiner Verbesserung der Gesamtverluste führt. Die Alternativhypothese dazu ist, dass die Gesamtverluste durch passive Einblasung reduziert werden können. Für den Fall mit $\delta = 45^\circ$ Einblasung ergibt sich als Nullhypothese die Annahme, dass eine zur Druckseite geneigte gegenüber einer senkrechten Einblasung zu keiner Reduktion der Gesamtverluste führt, wobei die Alternative hier ebenfalls zu einer Reduktion führt.

Für die in den Experimenten ausgeführte Anzahl von $n = 500$ Wiederholungen lässt sich Glg. 6.27 für die beiden Testvarianten in

$$t_{90} = \sqrt{n} \frac{Y_0 - Y_{90}}{\sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_{90}^2}} \quad t_{45} = \sqrt{n} \frac{Y_{90} - Y_{45}}{\sqrt{\sigma_{90}^2 + \sigma_{45}^2}} \quad (6.28)$$

umformulieren. Mit den sich ergebenden Werten lassen sich nun in einer Student t -Ver-

teilungstabelle mit der genannten Wiederholungszahl als Freiheitsgrad die entsprechenden Signifikanzen ablesen. Um nun die Hypothese zu prüfen, wird eine Signifikanzzahl von $\alpha = 5\%$ gewählt, welche einer Wahrscheinlichkeit von $1 - \alpha = 95\%$ entspricht. Ist die errechnete Wahrscheinlichkeit größer als die gewählte, so wird die Nullhypothese verworfen und die Alternativhypothese trifft zu. Die Ergebnisse des t -Tests sind in Tab. 6.8 dargestellt.

Tabelle 6.8: Signifikanz Gesamtverlustreduktion

Spaltweite	$1 - \alpha$	Lage $\delta = 90^\circ$	$1 - \alpha$	Lage $\delta = 45^\circ$
1.55mm	88.0 %	< 95.0 %	99.9 %	> 95.0 %
2.55mm	99.9 %	> 95.0 %	99.9 %	> 95.0 %
4.55mm	99.9 %	> 95.0 %	51.8 %	< 95.0 %

Bei der kleinsten untersuchten Spaltweite von 1.55 mm zeigt der t -Test für die 90° Einblasung keine signifikante Reduktion der Gesamtverluste. Bei der nominellen Spaltweite von 2.55 mm ist eine eindeutige Reduktion der Gesamtverluste durch passive Einblasung und eine weitere Reduktion dieser durch geneigte Einblasung vorhanden. Betrachtet man das Ergebnis für die größte untersuchte Spaltweite von 4.55 mm, zeigt sich auch ein signifikantes Ergebnis für die 90° Variante. Hier kann die untersuchte 45° Einblasung keine weitere signifikante Verbesserung erzielen.

6.3 Lokale Größen der Abströmung

Es erfolgt hier der Vergleich der detaillierten Messergebnisse für eine nominelle Spaltweite von 2.55 mm, da aus den Ergebnissen der Verlustbetrachtung und der Test auf Wirkung der passiven Einblasung bei dieser Spaltweite eindeutig eine Reduktion der Spaltverluste für beide Varianten auftritt.

Das Messgebiet liegt wie in Abb. 4.3 beschrieben 0.3 axiale Sehnenlängen hinter der Schaufelhinterkante. Ein Feld aus 592 Messpunkten ergibt sich aus 16 Messreihen zu jeweils 37 Messpunkten. Dieses Messgebiet wird in den folgenden Plots links ($z/h = 0$) durch die Kanalwand und rechts ($z/h = 0.5$) durch die Kanalmitte begrenzt. Das Auswertefeld beginnt in Teilungsrichtung mit $y'/t = 0$ und endet nach einer Teilung bei $y'/t = 1$ um den gesamten Spaltwirbel zu erfassen.

6.3.1 Messung

Messungen mit pneumatischen Sonden werden bis zu einem minimalen Abstand von zwei- bis dreifachem Sondendurchmesser zu der Wand durchgeführt, da sonst Gradienteneffekte der Grenzschicht mitgemessen werden, die das Messergebnis verfälschen. Bei den durchgeführten Messungen wurde hinter dem Schaufelkasten im Freistrahlgemessen. Um keine Gradientenfehler in der Randzone mitzumessen, liegt die der Wand nächste Messreihe bei $z/h = 0.01667$.

Sekundärgeschwindigkeitsvektoren

Um die Geschwindigkeitsverhältnisse in vektorieller Form in der Abströmebene darzustellen, muss zuerst die primäre Abströmrichtung bestimmt werden. Der Gierwinkel $\beta_{2,2D}^+$ lässt sich über die erweiterte Sinusregel nach Traupel [55] für die vorhandene niedrige Machzahl bestimmen und ergibt sich zu

$$\beta_{2,2D}^+ = 38.85^\circ. \quad (6.29)$$

Der Nickwinkel $\gamma_{2,2D}$ ergibt sich per Definition in primärer Richtung zu

$$\gamma_{2,2D} = 0^\circ. \quad (6.30)$$

Die Sekundärgeschwindigkeit ist die vektorielle Differenz des tatsächlichen Geschwindigkeitsvektors und der Projektion desselben in Primärrichtung. Abbildung 6.5 zeigt die räumliche Darstellung des Sekundärgeschwindigkeitsvektors. Es werden die Vektoren so wie alle

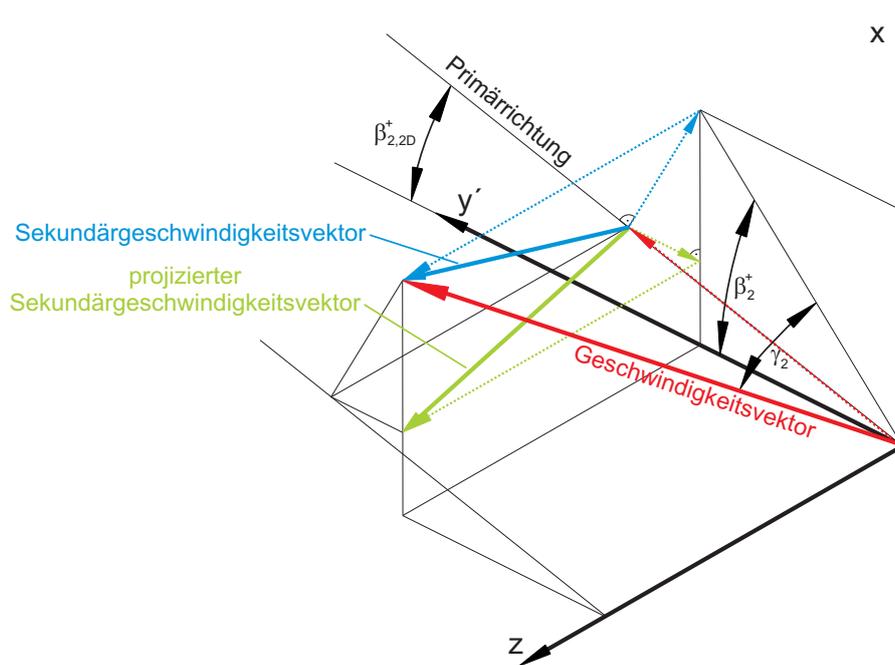


Abbildung 6.5: Definition des Sekundärgeschwindigkeitsvektors

anderen Größen in der Messebene parallel zur y' - z Ebene dargestellt, weshalb die Projektion des Sekundärgeschwindigkeitsvektors benötigt wird um keine proportionale Verzerrung des Vektorbildes in der Darstellungsebene zu erhalten. Zur Definition der Sekundärgeschwindigkeitskomponenten in der Messebene ergibt sich folgender Zusammenhang für die Geschwindigkeitskomponenten in Teilungsrichtung

$$w_{2S,y} = w_2 \cos \gamma_2 \sin (\beta_2^+ - \beta_{2,2D}^+) \sin \beta_{2,2D}^+ \quad (6.31)$$

und für die Komponenten in Richtung der Schaufelhöhe zu

$$w_{2S,z} = w_2 \sin \gamma_2. \quad (6.32)$$

Abbildung 6.6 zeigt für die gemessenen Anordnungen die bestimmten Sekundärgeschwindigkeitsvektoren. Eindeutig erkennbar ist die dominante Struktur des Spaltwirbels in allen drei Fällen mit dem Zentrum des Spaltwirbels bei $z/h \approx 0.1$ und $y'/t \approx 0.6$. Vergleicht man nun die tatsächlichen Spaltweiten in Tab. 6.3, kann man für die nominelle Spaltweite von 2.55 mm eine erhöhte Spaltweite von $\approx 7\%$ für die Variante mit 90° Einblasung und $\approx 3\%$ für den Fall mit 45° Einblasung gegenüber der Messung ohne Einblasung feststellen. Dies führt dazu, dass bei dem Plot der 90° Einblasung der positive Effekt durch die erhöhte Spaltweite ausgeglichen wird, und sich dasselbe Bild wie ohne Einblasung erkennen lässt. Bei der Variante mit 45° Einblasung zeigt sich trotz erhöhter Spaltweite eine klare Reduktion der Sekundärströmung des Spaltwirbels. Die Position des Wirbelzentrums zeigt eine Verschiebung hin zur Schaufelhinterkante, welche sich im Messgebiet bei $y'/t = 0.25$ befindet. Bei einer Position von $z/h \approx 0.05$ und $y'/t \approx 0.95$ zeigen die Sekundärgeschwindigkeitsvektoren den vorhandenen Kanalwirbel, der entgegengesetzten Drehsinn gegenüber dem Spaltwirbel besitzt und wesentlich schwächer ausgeprägt ist.

Vortizität ω_s

Um weitere Details wie die Wirbelstärke, Position und Größe der vorhandenen Wirbelstrukturen zu untersuchen, eignet sich die Vortizität als Auswertegröße. Die Vortizität in Primärströmungsrichtung lässt sich durch

$$\omega_s = \begin{pmatrix} \sin \beta_{2,2D}^+ \\ -\cos \beta_{2,2D}^+ \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{pmatrix} \quad (6.33)$$

darstellen. Zur Bestimmung der Rotation des Geschwindigkeitsvektors ist eine partielle Ableitung in x -Richtung notwendig, die Messebene liegt aber normal darauf, sodass diese Ableitung nicht gebildet werden kann. *Yaras* und *Sjolander* [63] sowie *Hamik* [24] verwenden zur Umschreibung dieses Problems die Bewegungsgleichung für ein reibungsfreies und inkompressibles Medium und es ergibt sich

$$\omega_x = \frac{\partial w_z}{\partial y} - \frac{\partial w_y}{\partial z} \quad \text{und} \quad \omega_y = \frac{1}{w_x} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_t}{\partial z} + w_y \omega_x \right). \quad (6.34)$$

Durch diesen Schritt lässt sich die Vortizität in y -Richtung durch gemessene Größen in der Messebene darstellen. Die Vortizität in Primärrichtung ergibt sich nach Gl. 6.33 zu

$$\omega_s = \omega_x \sin \beta_{2,2D}^+ - \omega_y \cos \beta_{2,2D}^+. \quad (6.35)$$

In Abb. 6.7 ist die dimensionslose Vortizität für die untersuchten Varianten aufgetragen. Es zeigt sich qualitativ das gleiche Bild wie bei den zuvor dargestellten Sekundärgeschwindigkeitsvektoren. Für das hier gewählte Koordinatensystem hat der Spaltwirbel positiven

Drehsinn und die Gebiete maximaler Vortizität kennzeichnen die Zentren der Spaltwirbel. Bei dem Plot der 90° Einblasung zeigt sich wie bei den Vektoren der Sekundärgeschwindigkeiten der negative Effekt der erhöhten Spaltweite. Bei der Variante mit 45° Einblasung ist eine klare Reduktion der Wirbelstärke erkennbar. Bei einer Position von $z/h \approx 0.1$ und $y'/t \approx 0.8$ zeigt sich bei allen Plots ein Gebiet mit negativer Vortizität, welches nach *Chan et. al* [10] als Kanalwirbel identifiziert werden kann.

Abströmwinkel β_2^+ und γ_2

Die Intensität der Sekundärströmungen lässt sich über die Darstellung der Strömungswinkel β_2^+ und γ_2 zeigen. Der Abströmwinkel β_2^+ ist durch

$$\beta_2^+ = \beta_{2,ref}^+ + \Delta\beta_2^+ \quad (6.36)$$

bestimmt, worin $\Delta\beta_2$ den Gierwinkel der Sonde (Abb. 4.6) beschreibt und der Winkel $\beta_{2,ref}^+$ der eingestellte Referenzwinkel der Sonde ist und für die ungestörte Abströmrichtung steht. Dieser Referenzwinkel bleibt für alle Messpunkte einer Messreihe konstant. Der eigentlich gemessene Strömungswinkel ist somit $\Delta\beta_2^+$, d.h. es werden an der Fünflochsonde die Abweichungen vom Referenzwinkel gemessen. Der Abströmwinkel β_2^+ ist der Supplementärwinkel zu β_2 . Der Abströmwinkel γ_2 ist definiert durch

$$\gamma_2 = \gamma_{2,ref} - \Delta\gamma_2 \quad (6.37)$$

und ist der Nickwinkel der Fünflochsonde (Abb. 4.6). Da sich die Sonde aber nur im Gierwinkel verstellen lässt, ergibt sich für die Referenz des Nickwinkels $\gamma_{2,ref} = 0^\circ$ und es folgt

$$\gamma_2 = -\Delta\gamma_2. \quad (6.38)$$

Ein qualitativer Überblick der Ergebnisse zu den Strömungswinkeln ist in Abb. 6.8 für die Abweichung des Gierwinkels $\Delta\beta_2^+$ und in Abb. 6.9 für den Nickwinkel γ_2 dargestellt. Die Darstellung des Gierwinkels als Abweichung vom Primärwinkel erfolgt aus Gründen der Übersichtlichkeit. In weiten Regionen entspricht die Umlenkung der ungestörten Strömung der gewünschten Primärrichtung $\beta_{2,ref}^+$ und eine Abweichung ist nicht zu erkennen. In Bereichen negativer Abweichungen des Gierwinkels $\Delta\beta_2^+$ entsteht eine sogenannte Mehrumlenkung, die bei allen Varianten bei dem Spaltwirbel bei $z/h \approx 0.12$ und $y'/t \approx 0.6$ auftritt. Zonen mit positiven Abweichungen beschreiben Regionen wo Minderumlenkung vorherrscht und befinden sich bei allen Plots zwischen Spaltwirbelzentrum und Kanalwand bei $z/h \approx 0.04$ und $y'/t \approx 0.6$. Im Vergleich zeigt die 90° Einblasung keine Verringerung der Mehr- und Minderumlenkung, wogegen die Variante mit 45° sehr wohl eine Reduktion der Maximalwerte zeigt und damit auch ein Indikator für eine Reduktion der Spaltwirbelstärke ist. Auch hier sind die unterschiedlichen Spaltweiten nicht zu vernachlässigen, die im Vergleich zu der Variante ohne Einblasung bei 90° Einblasung um 7% und bei 45° Einblasung um 2.6% erhöht ausfallen. Die Plots des Nickwinkels zeigen tendenziell das gleiche Bild wie die Plots des Gierwinkels. Die Bereiche des maximalen Nickwinkels liegen bei $z/h \approx 0.08$ und $y'/t \approx 0.65$ und die Bereiche bei $z/h \approx 0.1$ und $y'/t \approx 0.5$ zeigen die minimalen Werte.

Statischer Druckkoeffizient C_{p2}

Der statische Druckkoeffizient ist definiert durch

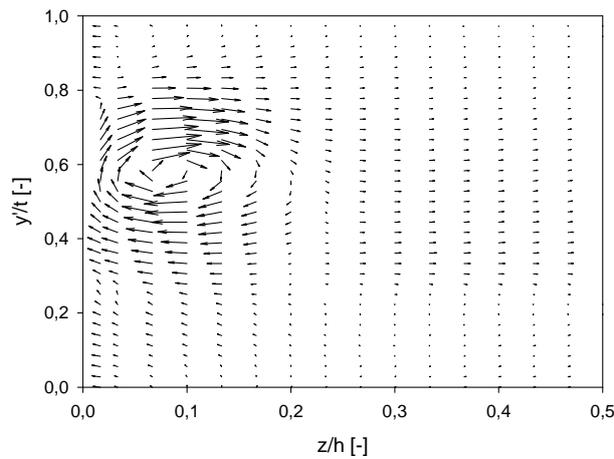
$$C_{p2} = \frac{p_2 - p_{1,cl}}{\frac{\rho}{2} w_{1,cl}^2} \quad (6.39)$$

und beschreibt die statische Druckdifferenz zwischen jedem einzelnen Messpunkt in der Abströmebene und dem Messpunkt der Zuströmung. Die Bestimmung der Dichte und der Geschwindigkeit der Zuströmung erfolgt analog zur bezogenen Abströmgeschwindigkeit $w_2/w_{1,cl}$.

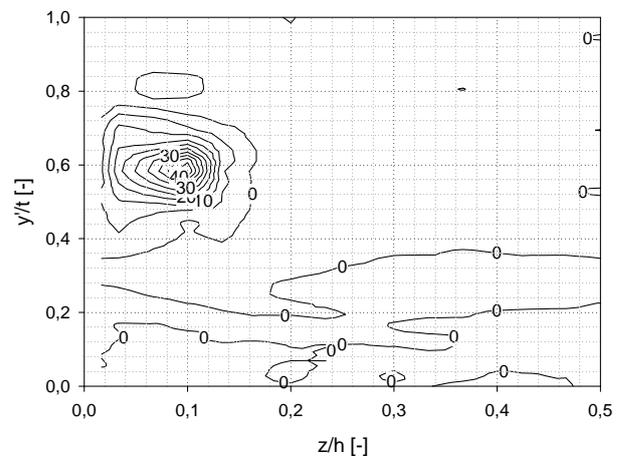
Abbildung 6.10 zeigt den statischen Druckkoeffizienten für die untersuchten Varianten. Der statische Druck sinkt aufgrund der beschleunigten Strömung im Turbinengitter ab und es stellen sich nach Glg. 6.39 negative Werte in den ungestörten Bereichen ein. Es sind in allen drei Plots Gebiete mit Werten unterhalb jener der ungestörten Abströmung zu erkennen, welche dem Spaltwirbel zuzuordnen sind. So ist ein direkter Vergleich des Einflusses passiver Einblasung auf den statischen Druck möglich. Vergleicht man den Plot ohne Einblasung mit jenem mit 90° Einblasung, so ist ein leichter Anstieg des minimalen statischen Druckkoeffizienten erkennbar. Die Position des Spaltwirbelzentrums liegt für beide Varianten bei $z/h \approx 0.08$ und $y'/t \approx 0.6$. Eine geringfügig verringerte Größe des Spaltwirbels kann für die Variante mit 90° Einblasung beobachtet werden, obwohl eine vergrößerte Spaltweite von 7% gegenüber der Schaufel ohne Einblasung vorhanden ist. Vergleicht man zusätzlich die Variante mit 45° Einblasung, fällt sofort ein Anstieg des minimalen statischen Druckkoeffizienten um ≈ 0.4 gegenüber keiner Einblasung auf. Auch die Ausdehnung des Spaltwirbels ist deutlich reduziert und die Position des Spaltwirbelzentrums nach $z/h \approx 0.07$ und $y'/t \approx 0.55$ verschoben.

Totaldruckkoeffizient C_{pt2}

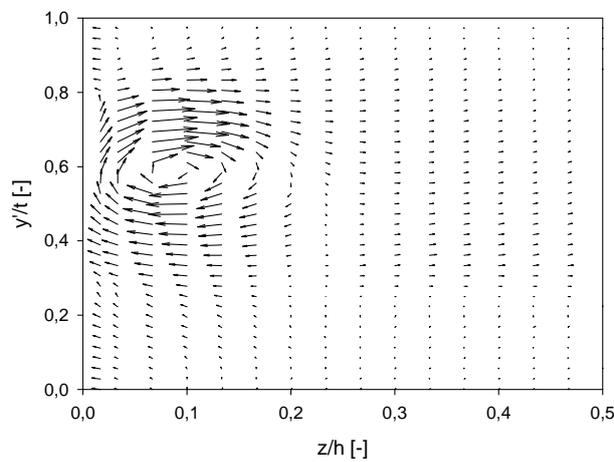
Der Totaldruckkoeffizient ist ein Maß für die Verluste und wird beschrieben durch Glg. 6.19. Abbildung 6.11 zeigt die Verteilung der Verluste über das Messgebiet. Regionen ohne Verluste haben den Wert Null und verlustbehaftete Gebiete sind durch negative Totaldruckkoeffizienten erkennbar. Bei allen Varianten ist ab $z/h > 0.25$ und $y'/t \approx 0.3$ die Nachlaufdüse zu erkennen welche die Profilverluste der untersuchten Schaufelgeometrie widerspiegelt. Eindeutig erkennbar ist das Gebiet des Spaltwirbels, dessen Zentrum sich für die Varianten ohne und mit 90° Einblasung bei $z/h \approx 0.08$ und $y'/t \approx 0.6$ befindet. Auch die Ausdehnung des Gebietes sowie der minimale Totaldruckkoeffizient stimmen für diese beiden Varianten überein. Bedenkt man die erhöhte Spaltweite bei dem Fall der 90° Einblasung, lässt auch dieser Plot auf eine Reduktion der Spaltverluste bei 90° Einblasung schließen. Die vorhergehenden lokalen Größen sowie die globalen Ergebnisse haben gezeigt, dass die Variante mit 45° Einblasung eindeutig positiven Einfluss auf die Reduktion des Spaltverlustes hat. Auch hier zeigt sich ein eindeutig von -2.2 auf -1.8 erhöhter Totaldruckkoeffizient im Zentrum des Spaltwirbels sowie eine reduzierte Ausdehnung des Spaltwirbelgebietes.



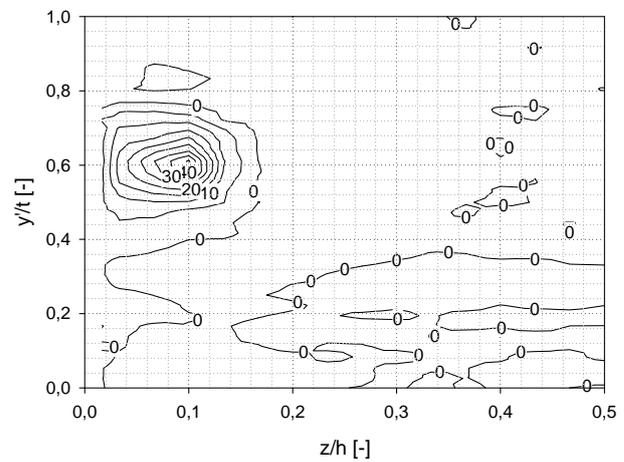
(a) ohne Einblasung



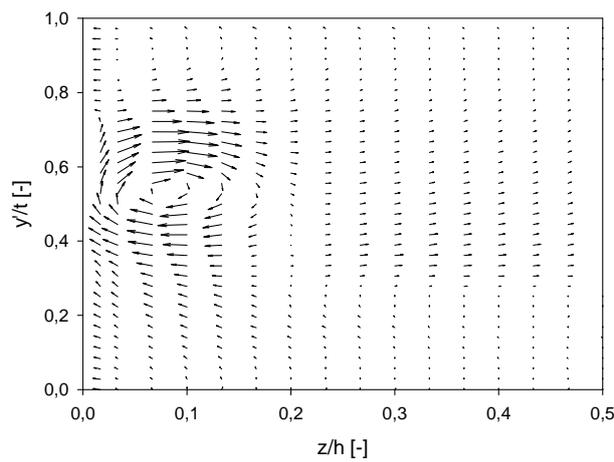
(a) ohne Einblasung



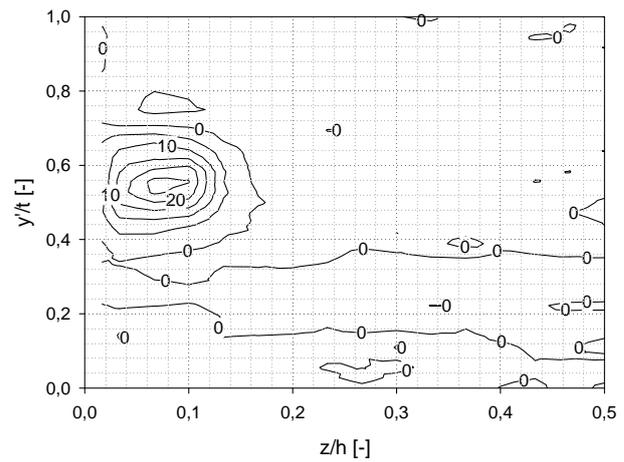
(b) $\delta=90^\circ$



(b) $\delta=90^\circ$



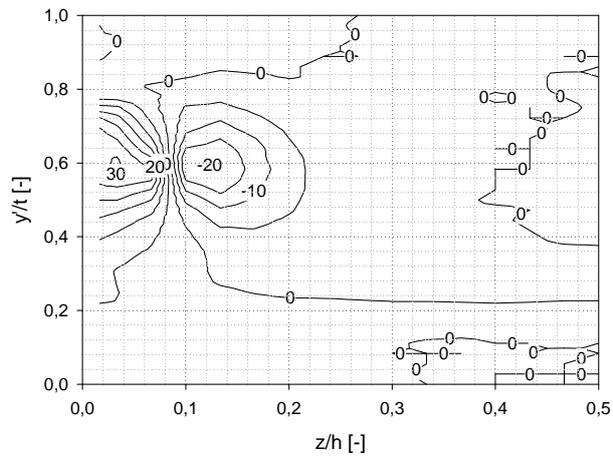
(c) $\delta=45^\circ$



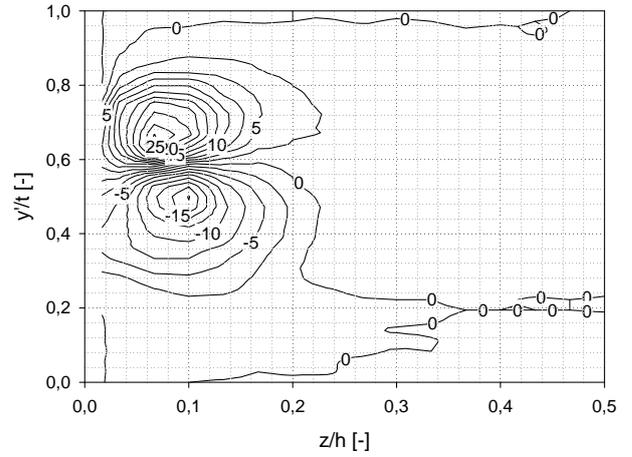
(c) $\delta=45^\circ$

Abbildung 6.6: Sekundärgeschwindigkeitsvektoren, $\tau=2.55\text{mm}$

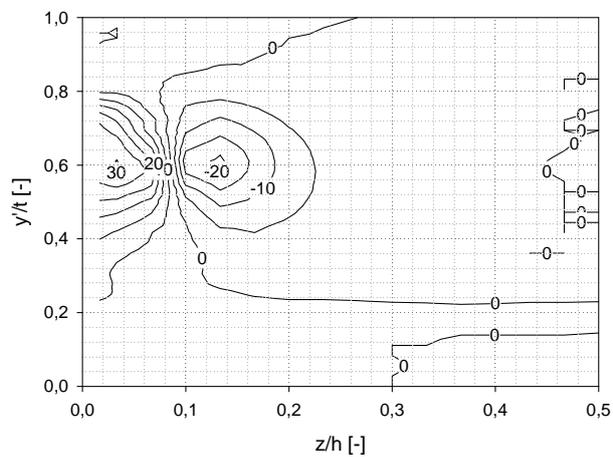
Abbildung 6.7: Dimensionslose Vortizität $\omega_s s/w_{1cl}$, $\tau=2.55\text{mm}$



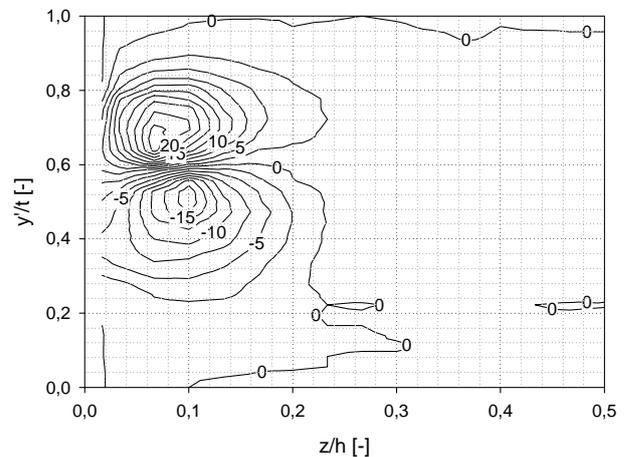
(a) ohne Einblasung



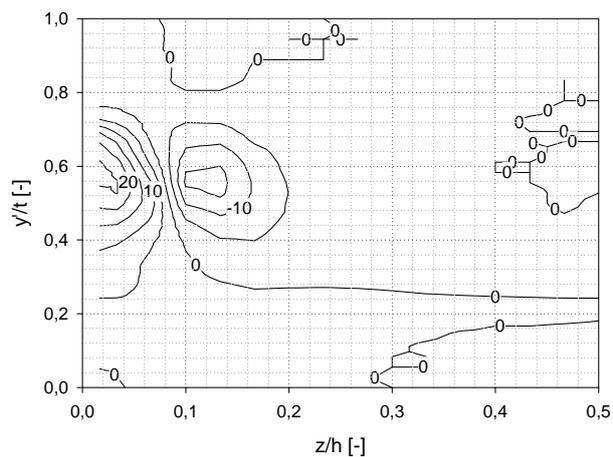
(a) ohne Einblasung



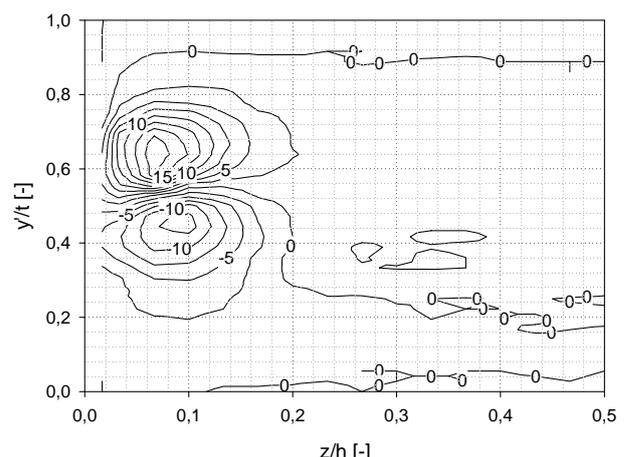
(b) $\delta=90^\circ$



(b) $\delta=90^\circ$



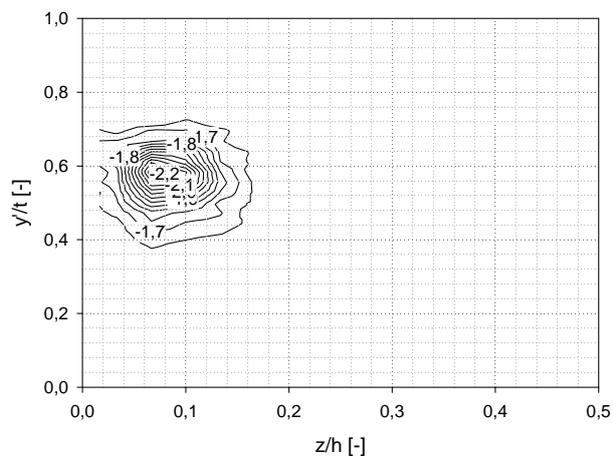
(c) $\delta=45^\circ$



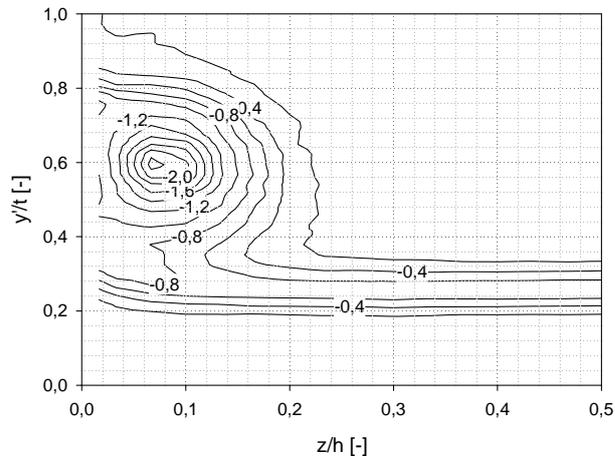
(c) $\delta=45^\circ$

Abbildung 6.8: Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\beta_2^+$, $\tau=2.55\text{mm}$

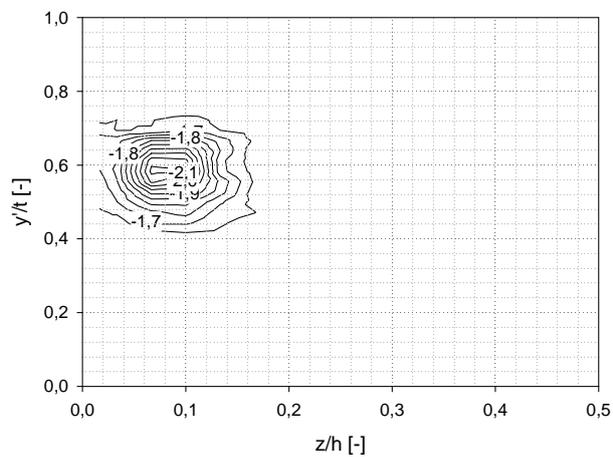
Abbildung 6.9: Abströmwinkel γ_2 , $\tau=2.55\text{mm}$



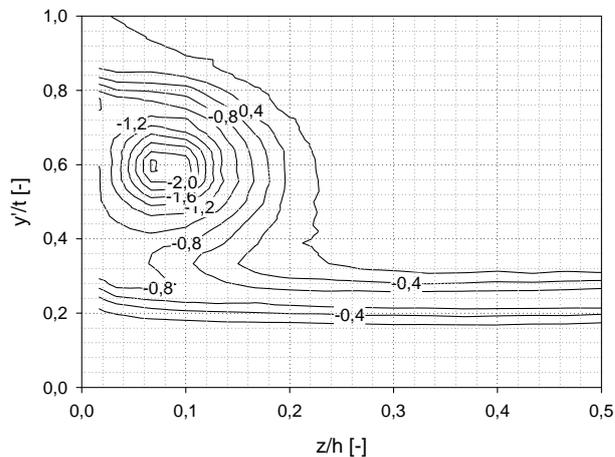
(a) ohne Einblasung



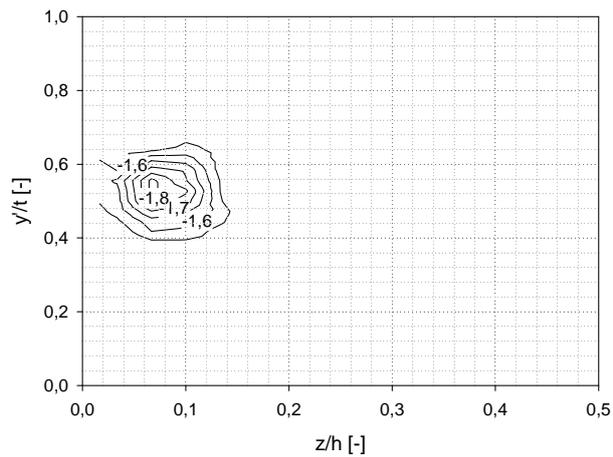
(a) ohne Einblasung



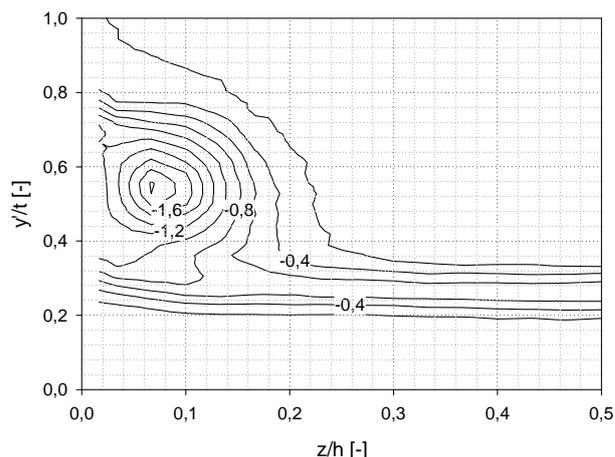
(b) $\delta=90^\circ$



(b) $\delta=90^\circ$



(c) $\delta=45^\circ$



(c) $\delta=45^\circ$

Abbildung 6.10: Statischer Druckkoeffizient C_{p2} , $\tau=2.55\text{mm}$

Abbildung 6.11: Totaldruckkoeffizient C_{pt2} , $\tau=2.55\text{mm}$

6.3.2 Berechnung

Für einen qualitativen Vergleich mit den lokalen Messergebnissen werden die Ergebnisse der CFD Berechnungen mit dem Realizable k - ϵ Turbulenzmodell bei einer Spaltweite von 2.55 mm herangezogen. Da bei den Berechnungsmodellen eindeutige Spaltweiten erzeugt werden können, sind diese Ergebnisse auch direkt untereinander vergleichbar, aber ein direkter Vergleich mit den Messergebnissen ist nicht möglich.

Sekundärgeschwindigkeitsvektoren

Abbildung 6.12 zeigt die Sekundärgeschwindigkeitsvektoren für die drei untersuchten Fälle. Qualitativ zeigen die Vektoren hinsichtlich Position und Größe des Sekundärgeschwindigkeitsfeldes Übereinstimmung mit den gemessenen Werten. Auch hier ist eindeutig der Spaltwirbel die dominante Struktur, dessen Zentrum sich bei $z/h \approx 0.08$ und $y'/t \approx 0.65$ befindet. Größe und Position des Spaltwirbels für den Fall ohne und mit 90° Einblasung sind annähernd gleich, wodurch sich hier kein Einfluss auf die Stärke des Sekundärgeschwindigkeitsfeldes durch passive Einblasung feststellen lässt. Bei dem Plot der 45° Einblasung lässt sich ein leicht reduziertes Sekundärgeschwindigkeitsfeld erkennen sowie eine Änderung der Position des Zentrums Richtung Saugseite auf $y'/t \approx 0.65$ feststellen. Bei einer Position von $z/h \approx 0.05$ und $y'/t \approx 1.0$ zeigen die Sekundärgeschwindigkeitsvektoren den vorhandenen Kanalwirbel, der entgegengesetzten Drehsinn gegenüber dem Spaltwirbel besitzt und auch bei der Berechnung wesentlich schwächer ausgeprägt ist.

Vortizität ω_s

Abbildung 6.13 zeigt die dimensionslose Vortizität für die untersuchten Fälle. Es zeigt sich qualitativ das gleiche Bild wie bei den zuvor dargestellten Sekundärgeschwindigkeitsvektoren. Für das gewählte Koordinatensystem hat der Spaltwirbel positiven Drehsinn und die Gebiete maximaler Vortizität kennzeichnen die Zentren der Spaltwirbel. Im Vergleich zu den Messungen zeigt sich durch die einheitliche Spaltweite eine niedrigere Vortizität bei 90° Einblasung. Es ist eine geringe Reduktion der maximalen Wirbelstärke bei 90° und 45° Einblasung im Zentrum des Spaltwirbels erkennbar. Bei einer Position von $z/h \approx 0.08$ und $y'/t \approx 0.85$ zeigt sich bei allen Plots ein Gebiet mit negativer Vortizität, welches als Kanalwirbel identifiziert werden kann und im Vergleich zu den Messergebnissen vergrößert in Erscheinung tritt.

Abströmwinkel β_2^+ und γ_2

Die berechneten Abweichungen des Gierwinkels $\Delta\beta_2^+$ sind in Abb. 6.14 und des Nickwinkels γ_2 Abb. 6.15 dargestellt. Ähnlich zu den Messergebnissen entspricht in weiten Regionen die Umlenkung der ungestörten Strömung der gewünschten Primärriechung $\beta_{2,ref}^+$ und eine Abweichung ist nicht zu erkennen. In Bereichen negativer Abweichungen des Gierwinkels ist auch hier Mehrumlenkung vorhanden, die bei allen Varianten bei $z/h \approx 0.135$ und

$y'/t \approx 0.65$ auftritt. Die Zonen mit positiven Abweichungen beschreiben die auftretende Minderumlenkung und befinden sich bei allen Plots bei $z/h \approx 0.02$ und $y'/t \approx 0.65$. Im Vergleich zeigen beide Varianten mit Einblasung keine ausgeprägte Verringerung der Mehr- und Minderumlenkung. Bei 45° Einblasung zeigt sich das Gebiet der Mehrumlenkung im ungestörten Abströmfeld reduziert. Die Plots des Nickwinkels zeigen tendenziell das gleiche Bild wie die Plots des Gierwinkels. Die Bereiche des maximalen Nickwinkels liegen bei $z/h \approx 0.08$ und $y'/t \approx 0.8$ und die Bereiche bei $z/h \approx 0.08$ und $y'/t \approx 0.55$ zeigen die minimalen Werte.

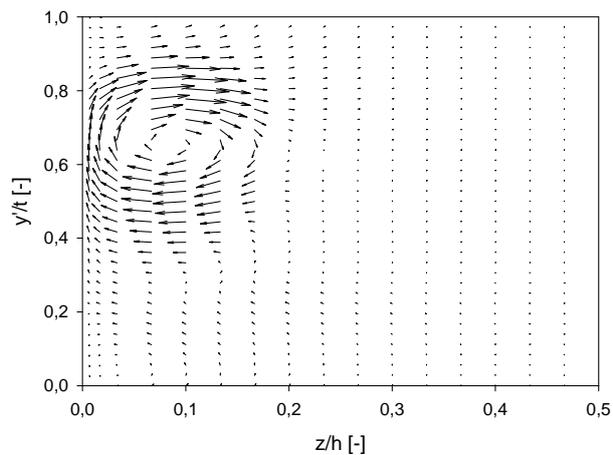
Statischer Druckkoeffizient C_{p2}

Abbildung 6.16 zeigt den statischen Druckkoeffizienten. Auch hier ist die einzige auftretende Struktur in den Plots des statischen Druckkoeffizienten der Spaltwirbel. Die Position des Spaltwirbelzentrums liegt für ohne und 90° Einblasung bei $z/h \approx 0.065$ und $y'/t \approx 0.65$. Für 45° Einblasung verschiebt sich das Zentrum Richtung Saugseite auf $y'/t \approx 0.6$ und ein Anstieg des minimalen statischen Druckkoeffizienten um ≈ 0.2 gegenüber keiner Einblasung ist vorhanden. Auch die Ausdehnung des Spaltwirbels stellt sich verringert dar.

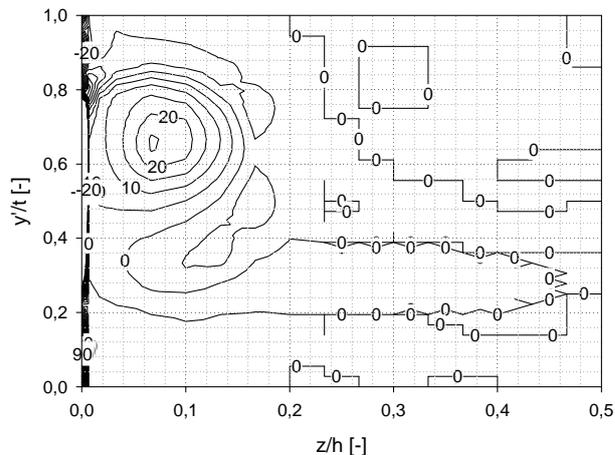
Totaldruckkoeffizient C_{pt2}

Abbildung 6.17 stellt den Totaldruckkoeffizienten für die untersuchten Fälle dar. Der Totaldruckkoeffizient ist ein Maß für die Verluste und wird durch Glg. 6.19 beschrieben. Verlustfreie Regionen zeigen den Wert Null und jene Gebiete mit Verlust sind durch negative Totaldruckkoeffizienten erkennbar. Wie auch bei den Messungen ist bei allen Varianten ab $z/h > 0.25$ und $y'/t \approx 0.3$ die Nachlaufdüse zu erkennen welche die Profilverluste widerspiegelt. Die Position des Spaltwirbelzentrums für den Fall ohne und mit 90° Einblasung befindet sich bei $z/h \approx 0.08$ und $y'/t \approx 0.65$. Für 45° Einblasung zeigt sich wieder die Verschiebung Richtung Saugseite zu $y'/t \approx 0.6$. Für beide Varianten passiver Einblasung lässt sich eine reduzierte Ausdehnung des Totaldruckkoeffizienten erkennen. Der minimale Wert fällt für alle Varianten gleich aus.

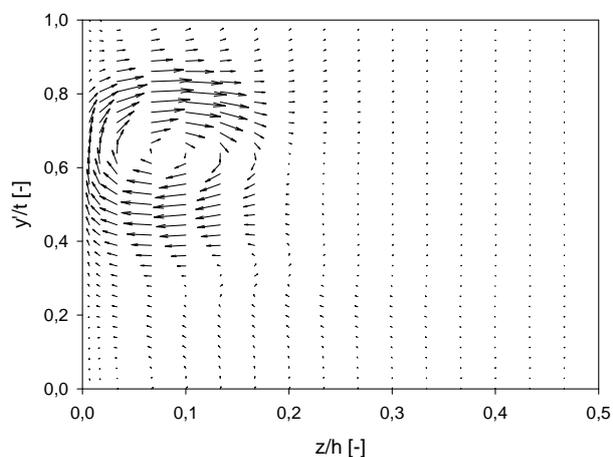
Die lokalen Ergebnisse der Berechnungen zeigen tendenziell dasselbe Bild wie die Messergebnisse. Geneigte passive Einblasung hat eindeutig positiven Einfluss auf die weitere Reduktion des Spaltverlustes im Vergleich zu 90° Einblasung.



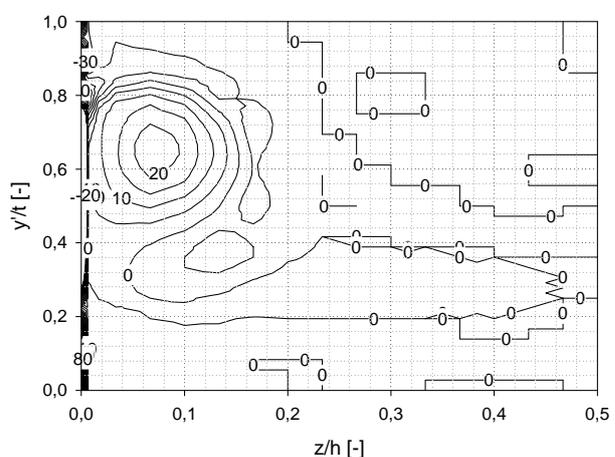
(a) ohne Einblasung



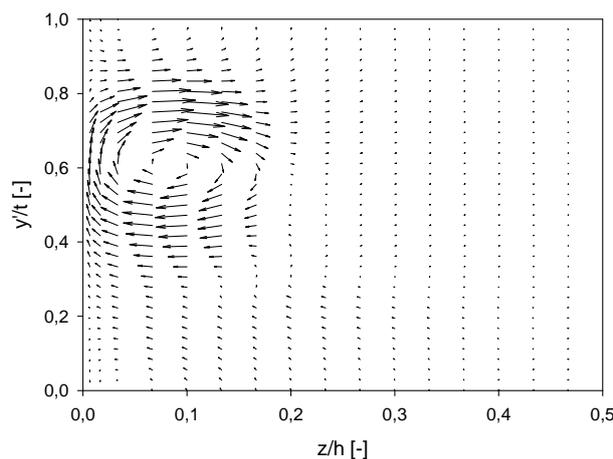
(a) ohne Einblasung



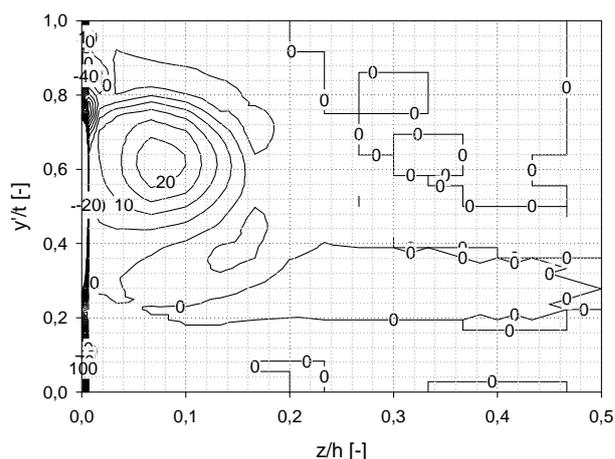
(b) $\delta=90^\circ$



(b) $\delta=90^\circ$



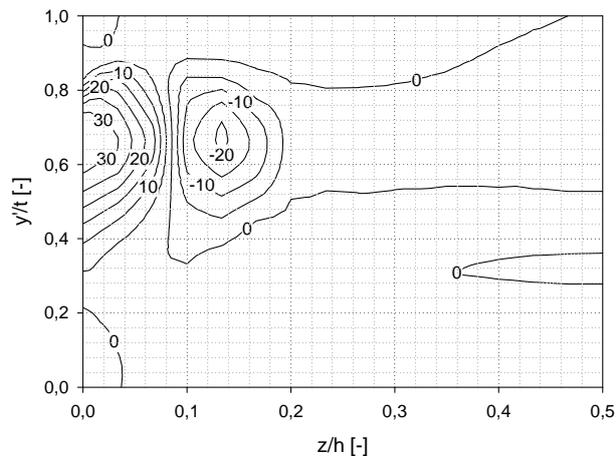
(c) $\delta=45^\circ$



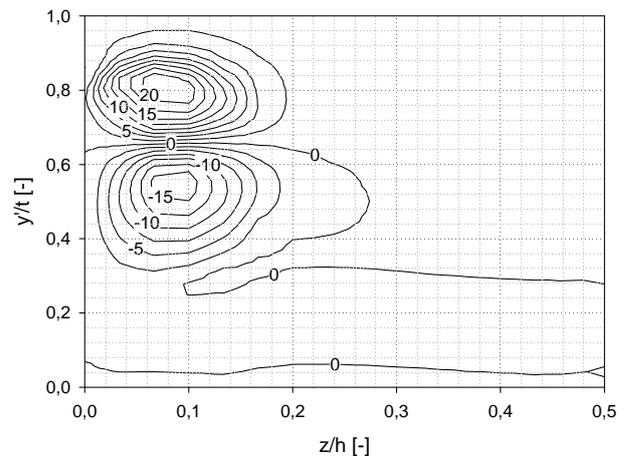
(c) $\delta=45^\circ$

Abbildung 6.12: Sekundärgeschwindigkeitsvektoren, $\tau=2.55\text{mm}$

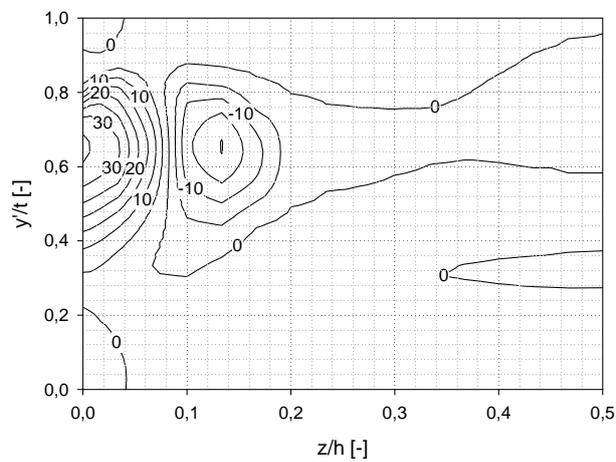
Abbildung 6.13: Dimensionslose Vortizität $\omega_s s / w_{1cl}$, $\tau=2.55\text{mm}$



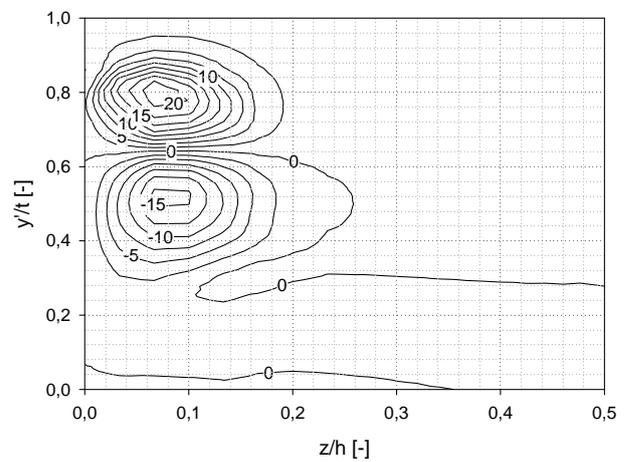
(a) ohne Einblasung



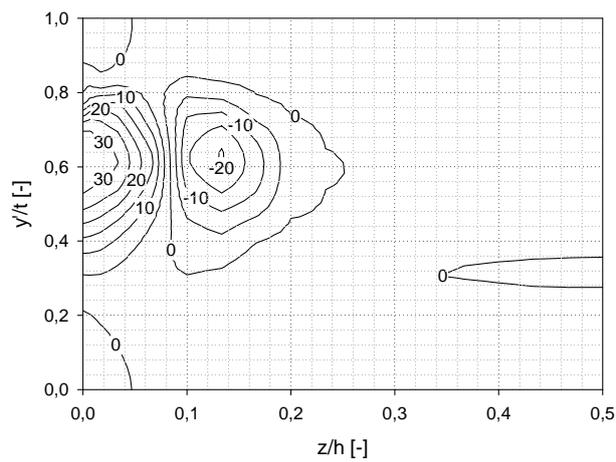
(a) ohne Einblasung



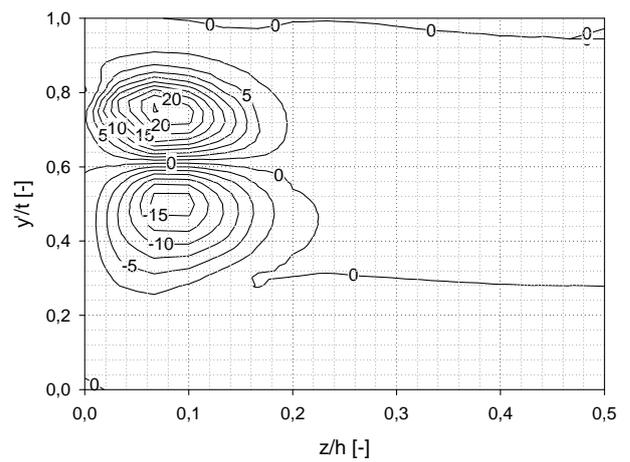
(b) $\delta=90^\circ$



(b) $\delta=90^\circ$



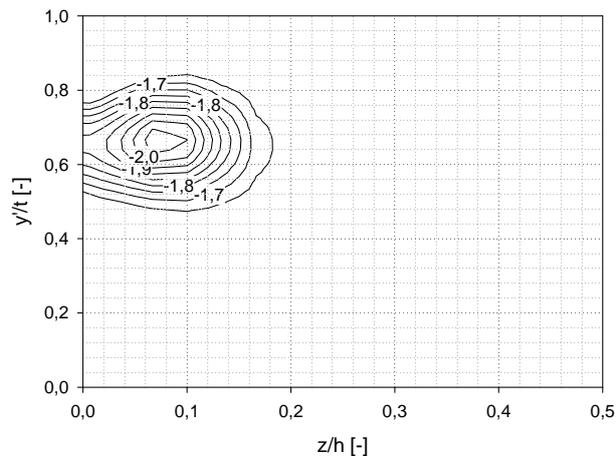
(c) $\delta=45^\circ$



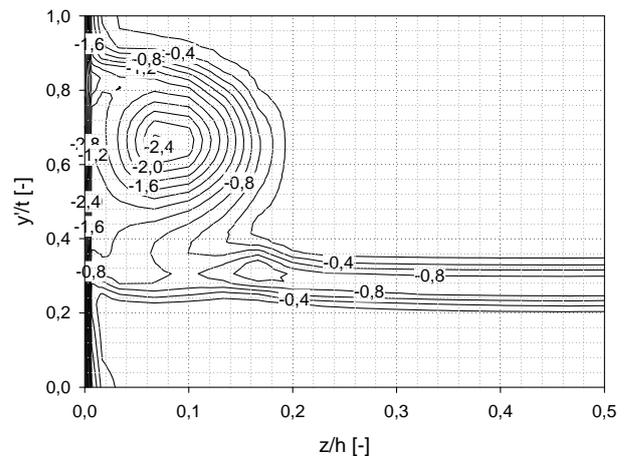
(c) $\delta=45^\circ$

Abbildung 6.14: Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\beta_2^+$, $\tau=2.55\text{mm}$

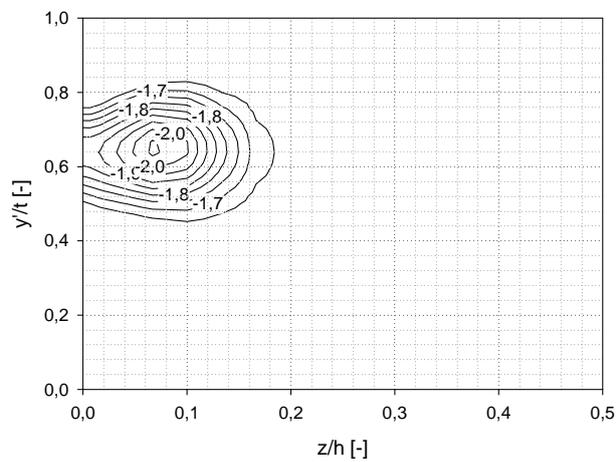
Abbildung 6.15: Abströmwinkel γ_2 , $\tau=2.55\text{mm}$



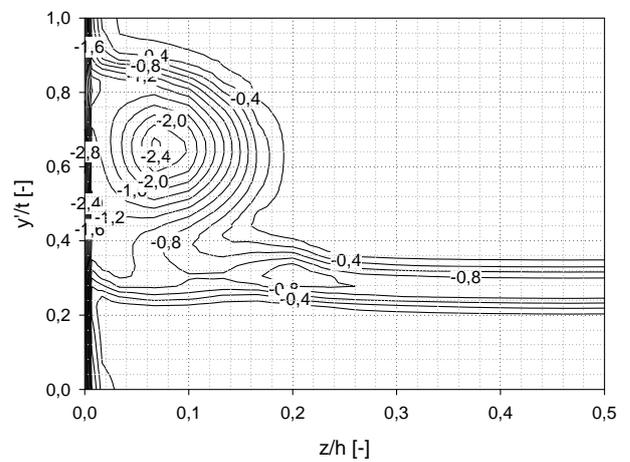
(a) ohne Einblasung



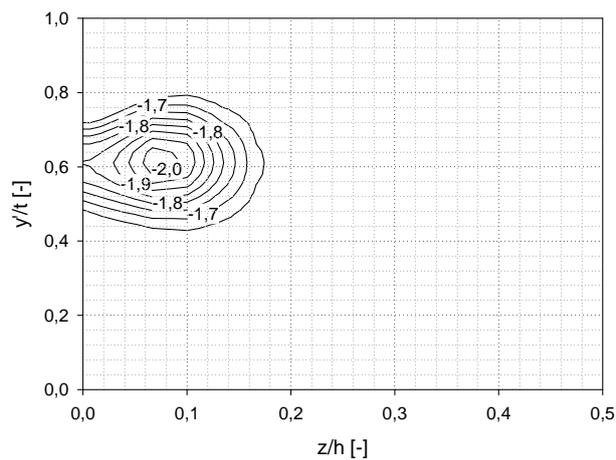
(a) ohne Einblasung



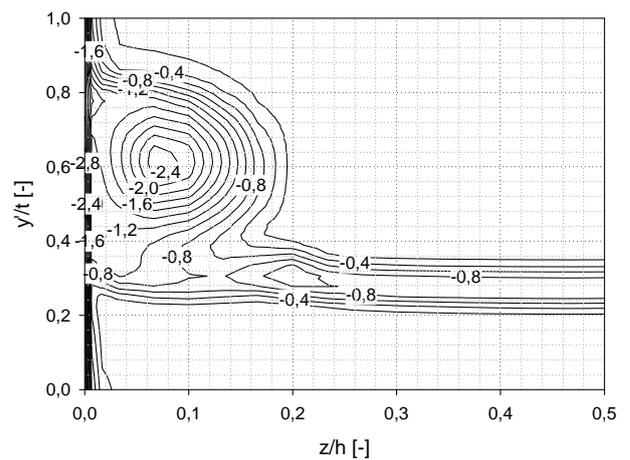
(b) $\delta=90^\circ$



(b) $\delta=90^\circ$



(c) $\delta=45^\circ$



(c) $\delta=45^\circ$

Abbildung 6.16: Statischer Druckkoeffizient C_{p2} , $\tau=2.55\text{mm}$

Abbildung 6.17: Totaldruckkoeffizient C_{pt2} , $\tau=2.55\text{mm}$

Teilungsgemittelte Größen

Um eine übersichtliche Darstellung bisher lokal ausgewerteter Daten zu erhalten, werden die aussagekräftigen Größen Abströmwinkel und Totaldruckkoeffizient über die Teilung gemittelt. Dies ist aber nur für die berechneten Varianten möglich, da bei der Messung keine einheitlichen Spaltweiten vorliegen. Die Mittelung erfolgt über die Schaufelteilung, wobei die Gewichtung der lokalen Größen über die lokalen Massenstromdichten eingeht. Mit der lokalen Massenstromdichte lässt sich der teilungsgemittelte Abströmwinkel

$$\overline{\beta_2^+} = \frac{\int_0^t \beta_2^+ \frac{w_2}{w_{1,cl}} \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy'}{\int_0^t \frac{w_2}{w_{1,cl}} \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy'} \quad (6.40)$$

und der teilungsgemittelte Totaldruckkoeffizient

$$\overline{C_{pt2}} = \frac{\int_0^t C_{pt2} \frac{w_2}{w_{1,cl}} \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy'}{\int_0^t \frac{w_2}{w_{1,cl}} \cos\gamma_2 \sin\beta_2^+ dy'} \quad (6.41)$$

angeben. Es gelten die gleichen Bedingungen wie zu der Bestimmung der flächengemittelten Größen und es kommt ebenfalls die Trapezregel bei der numerischen Integration zur Anwendung. Die Darstellung der teilungsgemittelten Größen in Abb. 6.18 erfolgt in Abhängigkeit der bezogenen Koordinate z/h , wobei $z/h = 0$ die Kanalwand und $z/h = 0.5$ die Kanalmitte beschreibt.

Die Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\overline{\beta_2^+}$ ist durch

$$\Delta\overline{\beta_2^+} = \overline{\beta_2^+} - \overline{\beta_2^+}_{z/h=0.5} \quad (6.42)$$

beschrieben und ist in Abb. 6.18 (a) dargestellt. Die ungestörte Abströmung in Kanalmitte zeigt wie zu erwarten keine Abweichung vom Abströmwinkel. Bei $z/h \approx 0.1$ ist die maximale Mehrumlenkung von $\approx 2^\circ$ zu erkennen, welche auf den Spaltwirbel zurückzuführen ist. In Wandnähe steigt die Abweichung des Winkels auf bis zu $\approx 12^\circ$ stark an, da Fluid durch den vorhandenen Spalt eine erhöhte Minderumlenkung erfährt. Die Variante mit 45° Einblasung zeigt vor allem in Wandnähe eine reduzierte Minderumlenkung durch passive Spalteinblasung. Dies hat positive Auswirkungen auf die nächste Leitreihe, da die Fehlanströmung geringer ausfällt und dadurch die Inzidenzverluste reduziert werden. Die Schaufel mit 90° Einblasung zeigt generell keinen positiven Einfluss auf den teilungsgemittelten Verlauf der Abweichung des Abströmwinkels.

Den teilungsgemittelten Totaldruckkoeffizienten zeigt Abb. 6.18 (b). In Kanalmitte ent-

spricht der teilungsgemittelte Totaldruckkoeffizient den Profilverlusten. Der Totaldruckkoeffizient fällt ab $z/h \leq 0.2$ stark ab und ist dort ein Maß für die Spaltverluste, welche zur Wand hin stark ansteigen. Vergleicht man nun die untersuchten Fälle, so tritt ein verminderter Totaldruckverlust nur bei 45° Einblasung in wandnähe auf. Dies steht für einen reduzierten Verlust durch einen verkleinerten Spaltwirbel. Die Variante mit 90° zeigt hier keine Reduktion des Totaldruckverlustes aufgrund passiver Einblasung.

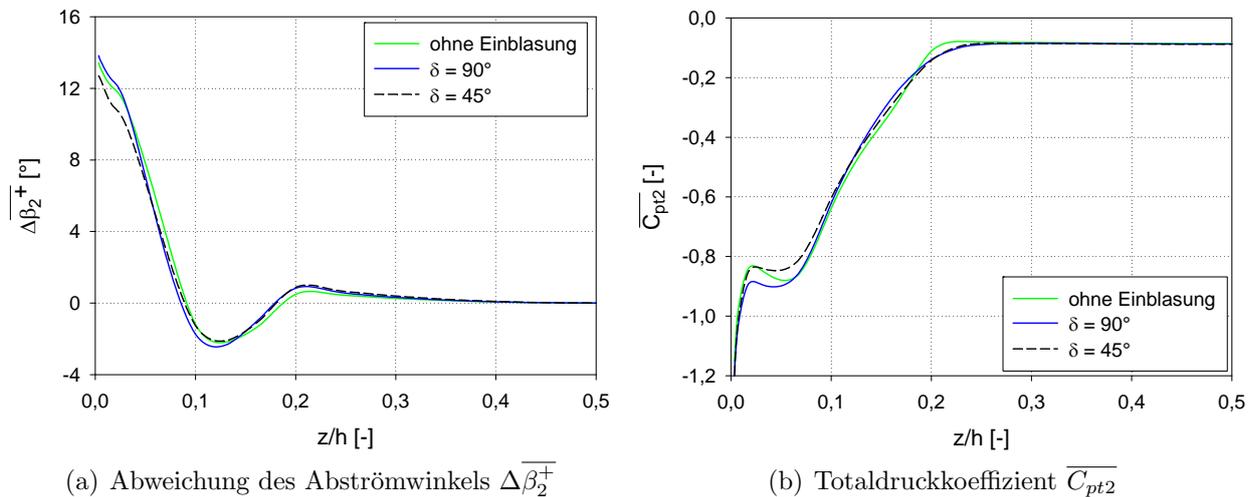


Abbildung 6.18: Teilungsgemittelte Größen, $\tau=2.55\text{mm}$

6.4 Weitere Berechnungsergebnisse

Es werden nun weitere Details aus den numerischen Berechnungen ausgewertet, um im Spalt und in Spaltnähe genaueren Einblick auf die Wirkung passiver Einblasung zu erhalten.

6.4.1 Schaufeldruckverteilung

Der statische Druckkoeffizient ist nach Glg. 5.50 definiert und ist in Abb. 6.19 an der Schaufeloberfläche über der Bogenlänge für die Spaltweite von 2.55 mm aufgetragen. Verglichen werden für die untersuchten Varianten der Einfluss passiver Einblasung auf die Schaufeldruckverteilung in Kanalmitte und in Nähe der Schaufelspitze bei $z/h = 0.963$. Die Druckverteilung in Kanalmitte zeigt für alle Varianten gleichen Verlauf und es ist kein Einfluss durch passive Einblasung erkennbar. An der Schaufelspitze stellt sich aufgrund der grenzschichtbehafteten Zuströmung im Staupunkt ein reduzierter statischer Druckkoeffizient von $C_p \approx 0.6$ ein. Dies ist auf die Lage innerhalb der Zuströmungsgrenzschicht zurückzuführen, da dort eine geringere Zuströmungsgeschwindigkeit vorliegt. Ein erhöhter statischer Druck an der Druckseite in der Nähe der Schaufelvorderkante zeigt einen positiven Einfluss passiver Einblasung. Bedingt durch die Bildung des Spaltwirbels verschiebt sich die Druckverteilung an der Saugseite der Schaufel in Spaltnähe in Richtung Schaufelmitte. Passive Einblasung

führt an der Saugseite zu einer starken Veränderung der Druckverteilung an der saugseitigen Schaufelspitze. Der niedrigste Druck ist aufgrund der Sperrwirkung des Einblasestrahls für beide Varianten abgesenkt und zeigt sich Richtung Schaufelvorderkante hin verschoben.

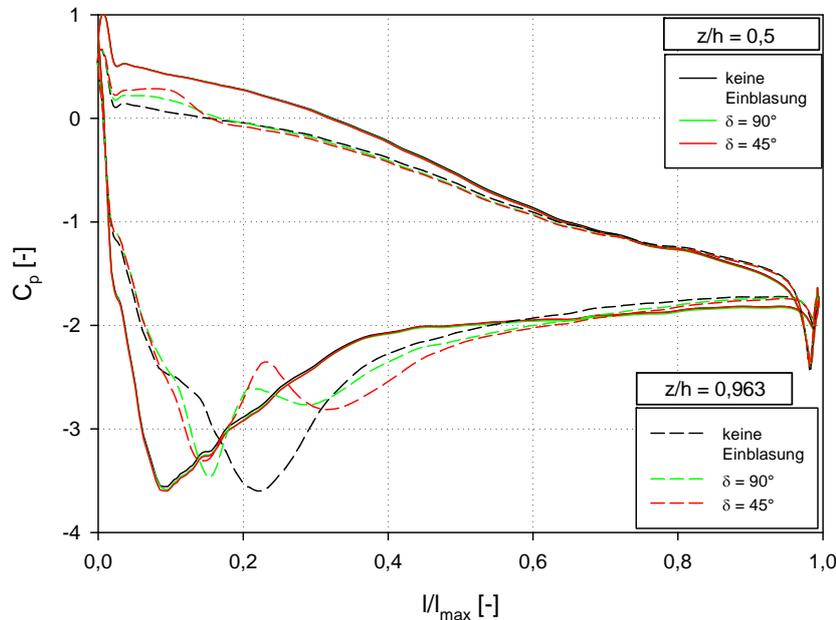


Abbildung 6.19: Statischer Druckkoeffizient an der Schaufeloberfläche, $\tau=2.55\text{mm}$

6.4.2 Schaufelspalt

Der in den Spalt mündende Einblasestrahl erzeugt mit der grenzschichtbehafteten Spaltströmung eine in *Greitzer et al.* [23] als *jet in crossflow* bezeichnete Strömungsform. Der Einblasestrahl wird in Strömungsrichtung umgelenkt und es bildet sich ein gegenläufig rotierendes Wirbelpaar (*counter rotating vortex pair*) als dominante Struktur aus. Die Ausbildung des Wirbelpaares hängt von dem eingebrachten Impuls des Einblasestrahls sowie von der Scherschicht zwischen Strahl und Querströmung ab. Detaillierte numerische Untersuchungen des Wirbelpaares im Nahfeld einer kreisförmigen Einblasestelle wurden von *Cortelezzi* und *Karagozian* [12] durchgeführt. Abbildung 6.20 (a) zeigt für einen senkrechten Strahl die gleichmäßige Ausbildung des Wirbelpaares. Bei geneigter Einblasung und vorliegender Inzidenz der Anströmung bildet sich der luvseitige Wirbel aufgrund erhöhter Scherung mit der Querströmung stärker aus, wie in Abb. 6.20 (b) dargestellt. *Kahn* und *Johnston* [31] untersuchten bei Einblasung in Strömungsrichtung den Einfluss des Einblaseswinkels δ und Anströmwinkels α auf die Ausbildung von Wirbelstrukturen bei grenzschichtbehafteter Querströmung. Bei Winkeln von $\alpha = 60^\circ$ und $\delta = 150^\circ$ zeigten sich ein dominanter sowie ein schwach ausgebildeter Wirbel. Aus der Forderung nach maximal erzielbarer Sperrwirkung ergibt sich, dass die Nickebene des Einblasekanals immer genau im rechten Winkel auf die Spaltströmung stehen soll. Dies kann nur bei einer Spaltweite zutreffen, da mit zunehmender Spaltweite die Minderumlenkung im Spalt ansteigt.

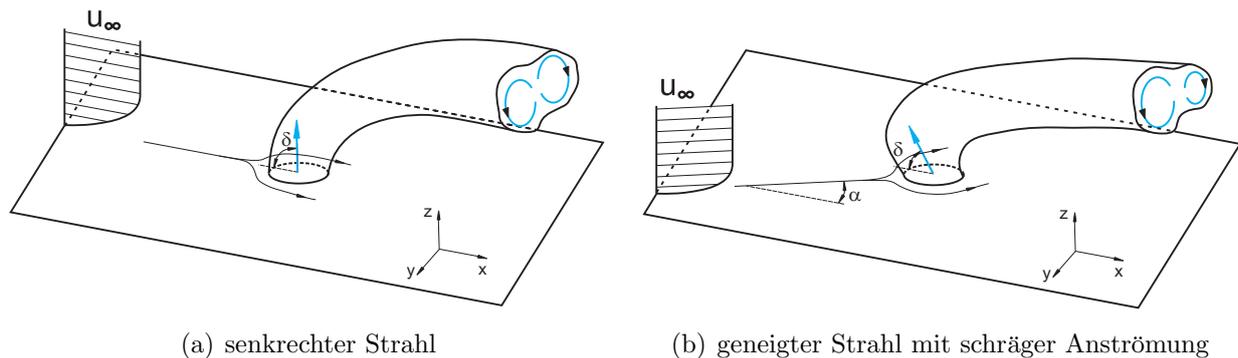


Abbildung 6.20: Strömungseffekt durch Einblasestrahls in Querströmung

Abbildung 6.21 zeigt in Schnittansichten den statischen Druck sowie Stromlinien im Schau-felspalt für die untersuchten Varianten bei 2.55mm Spaltweite. Durch die kleinen Spaltweiten kommt es zu keiner vollständigen Ausbildung des beschriebenen Wirbelpaares. Der Einblasestrahls trifft auf das Gehäuse und erfährt dort eine Richtungsänderung. Weiters liegt im Spalt auch ein Druckgradient vor, der zusätzlich die im Spalt herrschende Strömung beeinflusst. In Abb. 6.21 (a) ist für 90° Einblasung eindeutig eine Ablöseblase am Eintritt in den Spalt zu erkennen. Durch das Auftreffen des Einblasestrahls auf der gegenüberliegenden Wand bildet sich bei Zusammentreffen mit der Spaltströmung der höchste Druck aus. Hinter der Bohrung tritt ebenfalls ein ausgeprägtes Rückströmgebiet in Erscheinung. Derselbe Schnitt ist für die 45° Variante in Abb 6.21 (b) dargestellt. Die Ablöseblase am Spalteintritt fällt sehr klein aus, jedoch sind starke Sekundärströmungen hinter der Einblasung zu identifizieren. Trotz dieser Bedingungen kann man in Abb. 6.21 (c) anhand der Stromlinien in den Schnitten ein gegenläufiges Wirbelpaar erkennen. Abbildung 6.21 (d) zeigt schwach ausgeprägte Wirbelstrukturen hinter der geneigten Bohrung ohne eindeutig ein Wirbelpaar feststellen zu können.

Abbildung 6.22 zeigt den statischen Druck sowie die Stromlinien auf der Schaufelspitze. Der niedrigste statische Druck liegt am vorderen Teil der Schaufel direkt nach Eintritt in den Schaufelspalt vor. Aufgrund der starken Beschleunigung kommt es dort zu einer Ablösung. Die Ablösezone wird durch die Separationsstromlinie charakterisiert, welche die Strömung an der Oberfläche entlang des Profils teilt. Der Einfluss von 90° Einblasung ist in Abb. 6.22 (b) dargestellt. Durch den Einblasestrahls entsteht direkt vor der Bohrung eine Zone mit hohem statischen Druck, wodurch das Ablösegebiet vor der Bohrung reduziert ausfällt. In Abb. 6.22 (c) ist der Fall mit 45° Einblasung visualisiert. Im Vergleich zu dem Fall ohne Einblasung liegt hier ein Teil der Bohrung in der Zone der Ablöseblase. Dies stellt nach *Chen et al.* [11] die optimale Position für eine Einblasung dar, da durch die in der Ablöseblase vorliegenden niedrigen Drücke sowie Geschwindigkeiten eine verbesserte Sperrwirkung erzielt werden kann. Durch die Neigung der Einblasung fällt zudem das Gebiet mit hohem statischen Druck vergrößert aus und die Ablösezone im vorderen Bereich des Schaufelspalts stellt sich weiter reduziert dar. Ab $\approx 30\%$ der Schaufelsehnenlänge zeigt sich kein Einfluss passiver Einblasung auf den statischen Druck sowie auf die Stromlinien an der Schaufelspitze.

In Abb. 6.23 sind die Stromlinien im Schaufelspalt abgebildet. Bei der Variante ohne Boh-

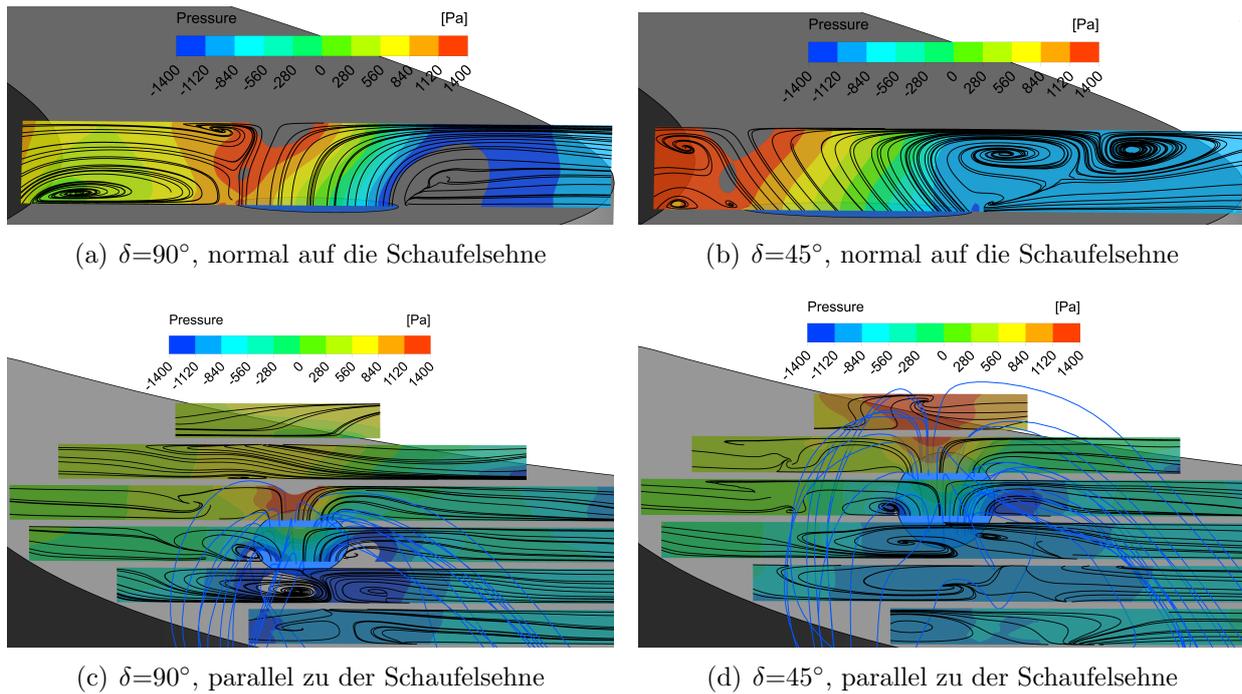


Abbildung 6.21: Statischer Druck und Stromlinien im Schaufelspalt an der Einblasestelle

ung zeigt sich, dass bei 2.55mm die Durchströmung des Spalts nicht normal auf die Sehne der Schaufel erfolgt, wie aber zur Auslegung der Einblaserichtung vorausgesetzt wurde. Bei 90° Einblasung in Abb. 6.23 (b) hat dieser Effekt nur einen geringen Einfluss, da der Einblaserstrahl immer senkrecht auf die Spaltströmung steht. Abb. 6.23 (c) zeigt die Stromlinien für 45° Einblasung und es lässt sich ein vergrößerter Einflussbereich aufgrund der geneigten Ausführung identifizieren. Sehr wohl führt eine Fehlanströmung bei 45° Einblasung zu einer Begünstigung jenes Astes des gegenläufigen Wirbelpaares, welcher gleichen Drehsinn wie der Spaltwirbel hat und diesen verstärken kann. Betrachtet man Abb. 6.21 (d), so lässt sich trotz schwacher Wirbelstrukturen dieser Effekt erkennen.

Abbildung 6.24 zeigt die dimensionslose Vortizität an diskreten Schnitten normal zur Schaufelsehne. Die dargestellte Vortizität wird mit den in der Schnittebene vorliegenden Geschwindigkeiten gebildet. In Abb. 6.24 (a) ist der Fall ohne Einblasung dargestellt und man kann sehr gut die Entstehung des Spaltwirbels erkennen. Die maximale Vortizität tritt im vorderen Teil der Schaufel auf. Dort ist das Wachstum des Spaltwirbels durch die hohe Schaufeldruckdifferenz am stärksten ausgeprägt. Mit sinkender Druckdifferenz in Richtung Schaufelhinterkante nimmt auch die Wirbelstärke wieder ab. Die Größe des Spaltwirbels nimmt ab der Schaufelhinterkante ab. In Abb. 6.24 (b) ist die Variante mit 90° Einblasung abgebildet. Als erstes lässt sich die erwünschte Störung des Spaltwirbels beim Aufrollen durch die passive Einblasung erkennen. Dies hat zur Folge, dass die Größe sowie die maximale Vortizität im Zentrum des Spaltwirbels reduziert werden und dieser näher zur Saugseite rückt. Durch den diskreten Einblaserstrahl entsteht eine Störung, die bei der Bildung des Spaltwirbels zwei Zonen hoher Vortizität erkennen lässt. Die schaufelsaugseitige Zone entspricht dem Spaltwirbel und das zweite Gebiet erhöhter Vortizität ist auf die Einblasung zurückzuführen, wobei sich diese einen Schnitt später als vereint darstellen. Dabei ist zu

erkennen, dass der Spaltwirbel sich in die durch Einblasung eingebrachte Wirbelstruktur eingliedert. Die Ausführung mit 45° Einblasung ist in Abb. 6.24 (c) illustriert. Hier fällt auf, dass die Störung durch die Einblasung weiter verstärkt ausfällt und der Spaltwirbel noch näher an der Saugseite liegt. Auch hier zeigt sich diese zweifache Wirbelstruktur, welche aber nicht so stark ausgeprägt und für eine verstärkte Sperrwirkung der Einblasung steht.

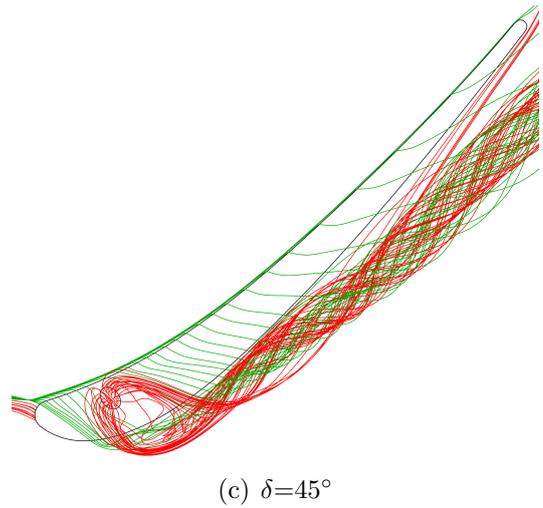
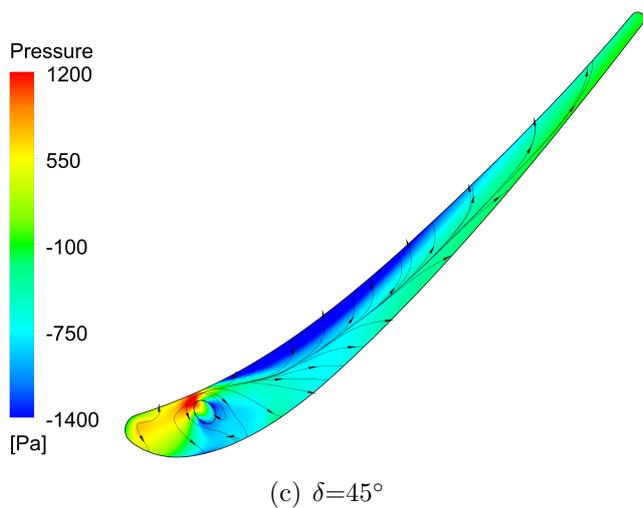
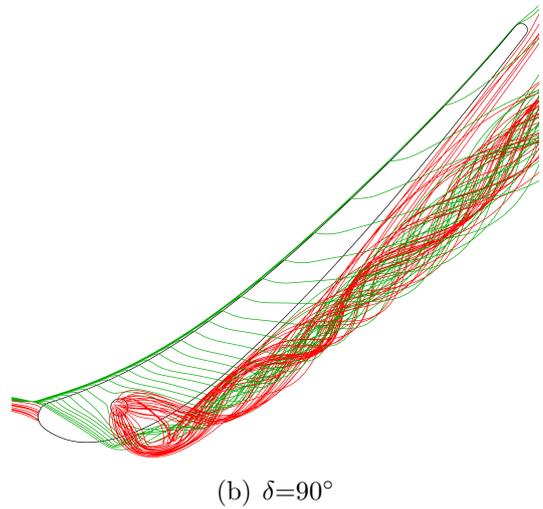
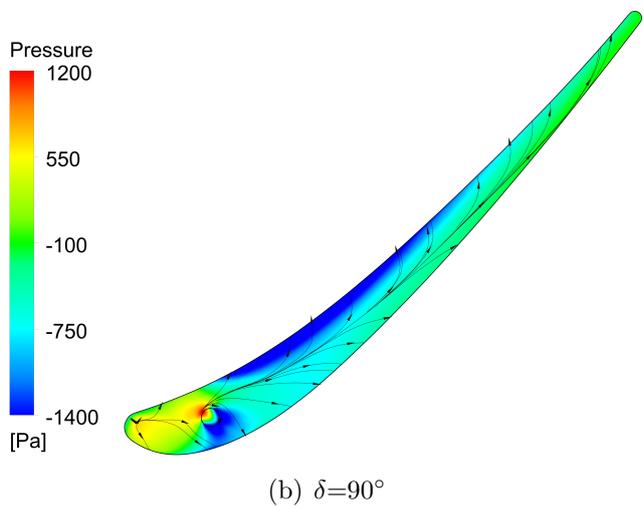
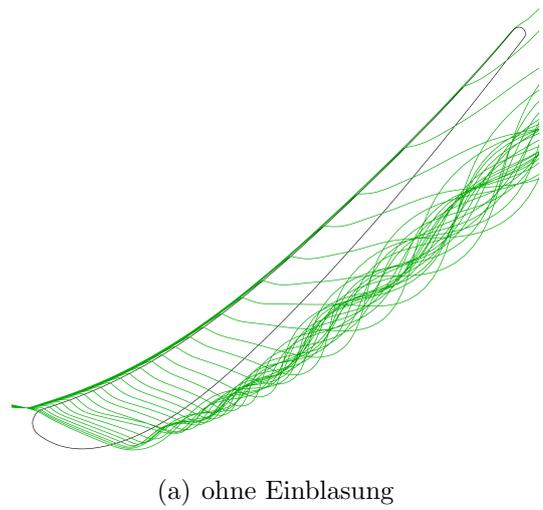
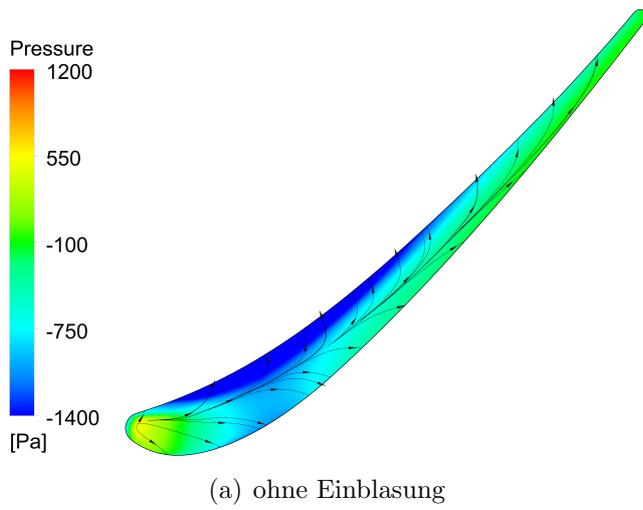
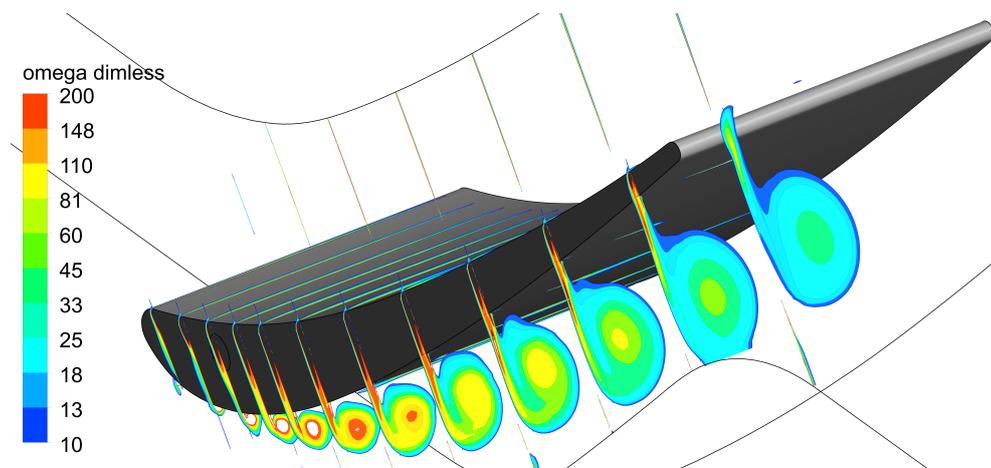
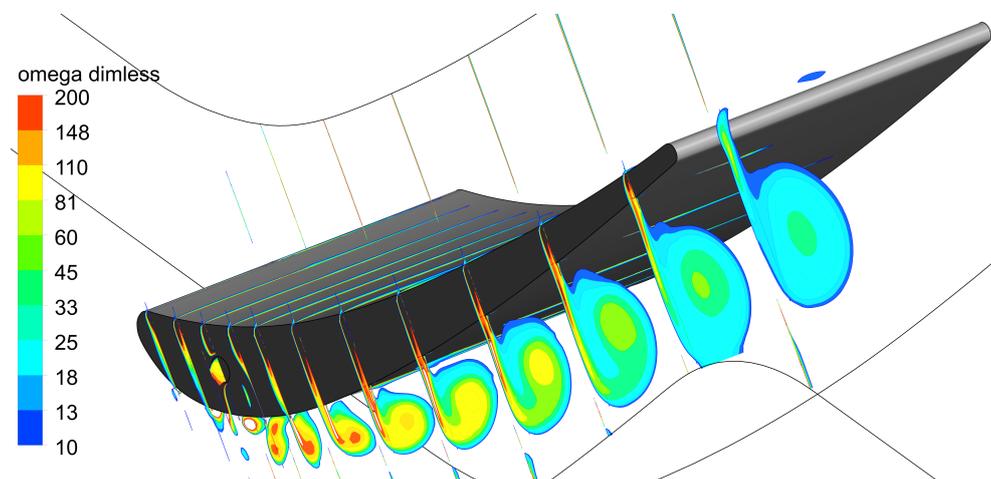


Abbildung 6.22: Statischer Druck und Stromlinien auf der Schaufelspitze, $\tau=2.55\text{mm}$

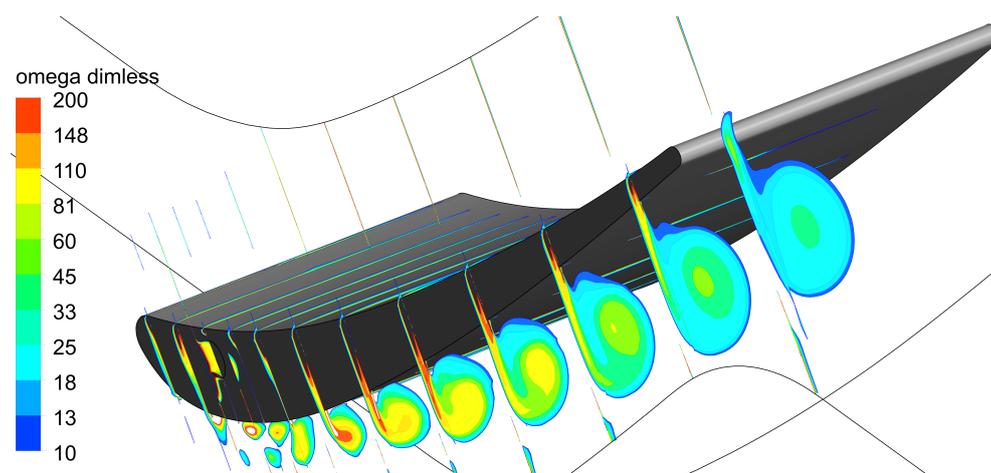
Abbildung 6.23: Stromlinien im Spalt, $\tau=2.55\text{mm}$



(a) ohne Einblasung



(b) $\delta=90^\circ$



(c) $\delta=45^\circ$

Abbildung 6.24: Dimensionslose Vortizität $\omega s/w_{1,cl}$, $\tau=2.55\text{mm}$

6.4.3 Rotationseinfluss

Es kommt der in Kap. 3.5 aufgestellte Zusammenhang zur Bestimmung des Einflusses der Rotation bei passiver Spalteinblasung auf die Leistung einer Turbinenstufe zur Anwendung. Da im linearen Schaufelgitterwindkanal keine Möglichkeit zur Messung der Schaufelkräfte besteht, werden Ergebnisse der numerischen Berechnungen mittels dem Realizable $k-\epsilon$ Modell herangezogen.

Zur weiteren Auswertung wird die resultierende Kraft in y -Richtung an der Schaufeloberfläche herangezogen. Die Berechnungen mit Einblasung berücksichtigen die Bohrung nur als Randbedingung, weshalb die Kräfte an den auszuwertenden Flächen innerhalb der Schaufeln hier nicht berücksichtigt werden können. Die Schaufelkraft in Teilungsrichtung wird mit der Schaufelhöhe sowie der Sehnenlänge normiert, um in weiterer Folge realistische geometrische Verhältnisse der Schaufel innerhalb einer Turbinenstufe berücksichtigen zu können. Diese Drücke sind in Tab. 6.9 angeführt. Es ist zu erkennen, dass die Schaufelkraft bei 45° Einblasung den geringsten Wert aufweist. Dies ist auf die geneigte Einblasung zurückzuführen, welche nicht nur die Schaufeldruckverteilung (Abb. 6.19) in der Nähe der Schaufelspitze beeinflusst, sondern auch die Schaufelkraft reduziert.

Tabelle 6.9: Bezogene Schaufelkräfte in Umfangsrichtung aus CFD Berechnungen [Pa]

Spaltweite	ohne	$\delta = 90^\circ$	$\delta = 45^\circ$
1.55 mm	893,74	894,56	891,69
2.55 mm	879,96	881,06	878,94
4.55 mm	857,28	856,53	854,73

Es werden im Folgenden Annahmen zu einer realistischen Geometrie einer Niederdruck-Turbinenstufe getroffen. In Tab. 6.10 sind generelle Wertebereiche sowie die gewählten Werte angeführt. Das gewählte Nabenverhältnis sowie die Durchflusszahl sind repräsentativ für eine derartige Turbinenstufe. Ein Verhältnis der Schaufelhöhe zu der Sehnenlänge (*aspect ratio*) für Niederdruckturbinen kann nach *Curtis et al.* [13] bis zu 5 betragen. Die gewählte Drehzahl ist als konstant zu betrachten und entspricht einer Turbine im 50Hz Netzbetrieb. Der gewählte Außenradius von 0.8m entspricht einem typischen Niederdruckteil einer stationären Gasturbine. Die Abhängigkeit der Kraft ist in erster Linie von dem Durchmesser des Einblasekanals abhängig, da dieser den Massenstrom und somit die zusätzliche Kraft vorgibt. Das gewählte Verhältnis des Bohrungsdurchmessers zu Sehnenlänge

Tabelle 6.10: Parameter einer Niederdruckturbinenstufe

	Bereich	gewählter Wert
Nabenverhältnis ν	0.5 - 0.8	0.7
Durchflusszahl φ	0.2 - 0.7	0.5
Drehzahl n	-	3000 min^{-1}
Außenradius r_K	-	0.8 m
Schaufel - aspect ratio	2 - 5	3
Bohrung - aspect ratio	-	0.03

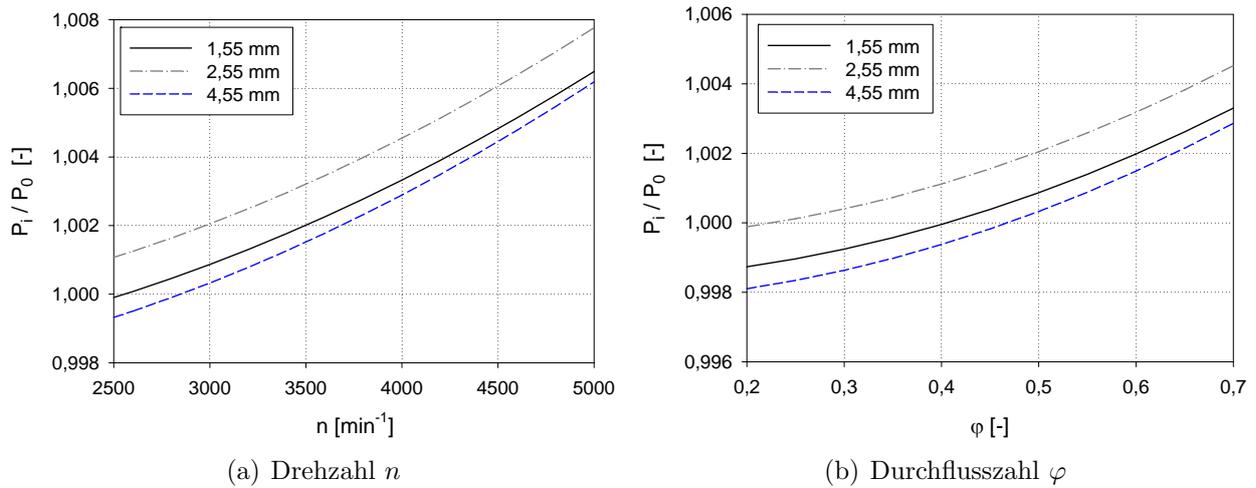


Abbildung 6.25: Abhängigkeit des Leistungsverhältnisses einer Turbinenstufe mit 45° Einblasung bei Rotation

von 3% entspricht bei dieser Profilform dem maximal möglichen Verhältnis.

Abbildung 6.25 (a) zeigt den Einfluss der Drehzahl n und Abb. 6.25 (b) die Abhängigkeit des Verhältnis der Leistungen P_i/P_0 von der Durchflusszahl nach Glg. 3.35 bei den gewählten Größen. Das Verhältnis der Leistungen nimmt sowohl mit steigender Drehzahl sowie mit steigendem Durchfluss zu. Weiters lässt sich erkennen, dass der Zugewinn bei einer Spaltweite von 2.55 mm ausgeprägter ausfällt.

Die in Tab. 6.11 angeführten Werte für die betrachteten Spaltweiten bei den gewählten geometrischen Verhältnissen zeigen bei 45° Einblasung unter Berücksichtigung von Rotation einen Anstieg der Leistung im Vergleich zu 90° Einblasung. Bei einem direkten Vergleich zeigt sich bei einer Spaltweite von 2.55 mm für beide Varianten das größte Leistungsverhältnis.

Tabelle 6.11: Verhältnis der Leistungen P_i/P_0 [%]

Spaltweite	$\delta = 90^\circ$	$\delta = 45^\circ$
1.55 mm	100.091	100.087
2.55 mm	100.125	100.205
4.55 mm	99.913	100.033

Tabelle 6.12 zeigt die Verhältnisse der berechneten Gesamtverluste Y_i/Y_0 um die bisherigen Ergebnisse weiter zu stützen. Bei der kleinsten untersuchten Spaltweite tritt neben erhöhter Kraft auch eine Reduktion der Gesamtverluste auf, welche bei 45° Einblasung deutlich ausfällt. Dies deutet darauf hin, dass die numerisch berechneten Modelle in beiden Fällen die Verluste und deren Reduktion durch passive Einblasung wiedergeben können und eine Erhöhung der Kraft vorhersagen. Bei 2.55 mm tritt für beide Varianten der höchste Kraftzuwachs auf. Es zeigt sich nur bei der geneigten Einblasung auch ein reduzierter Verlust. Bei einer Spaltweite von 4.55 mm ist kein positiver Einfluss passiver Einblasung auf die Reduktion der Verluste zu erkennen, nur bei geneigter Einblasung ist eine geringe Erhöhung

der Kraft vorhanden. Dies bedeutet, dass Strömungsverluste durch passive Einblasung bei 4.55 mm Spaltweite zu hoch und die zu übertragende Kraft zu niedrig berechnet werden.

Tabelle 6.12: Verhältnis der Gesamtverluste Y_i/Y_0 [%]

Spaltweite	$\delta = 90^\circ$	$\delta = 45^\circ$
1.55mm	99.23	96.93
2.55mm	100.13	97.55
4.55mm	102.59	102.15

Unter Berücksichtigung vereinfachter geometrischer Verhältnisse sowie Annahme eines Betriebszustandes kann passive Einblasung auch hinsichtlich eines Einflusses auf die Schaufelkraft untersucht werden. Der positive Effekt einer erhöhten Kraft untermauert die Reduktion der Verluste bei kleinen Spaltweiten.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Einfluss von Geometrieparametern auf passive Spalteinblasung bei axialer Turbinenbeschaufelung aufbauend auf *Hamik* [24] untersucht. Die wesentlichen Untersuchungen wurden experimentell und numerisch durchgeführt. Als variable Parameter wurden die Spaltweite und der Einblasewinkel gewählt, da die Spaltverluste einerseits von der Spaltweite abhängen und andererseits eine weitere Reduktion der Spaltverluste bei gegenüber der Druckseite geneigter Einblasung vorhergesagt wird.

Die experimentellen Untersuchungen wurden am Windkanal des Institutes für Energietechnik und Thermodynamik der Technischen Universität Wien durchgeführt. Die Schaufelgeometrie entspricht dem Spitzenschnitt einer schwach umlenkenden Niederdruck Turbinenbeschaufelung. Der Effekt einer geneigten Einblasung wurde anhand eines um 45° geneigten Einblasekanals untersucht, wobei dies die maximal erreichbare Neigung darstellt, welche durch die Dicke des Profils an der Einblasestelle begrenzt ist. Mittels pneumatischer Messtechnik wurde der Nachlauf der mit Einblasung versehenen Schaufel an 592 Messpunkten vermessen. Lineare Regressionen der gemessenen Spaltverluste zeigen eindeutig weiter reduzierte Spaltverluste durch geneigte Einblasung. Fertigungstoleranzen sowie unterschiedliche Umgebungs- sowie Zuströmtemperaturen führen zu ungleichen Spaltweiten, wodurch kein quantitativer Vergleich der lokalen Größen bei einer nominellen Spaltweite möglich ist. Unter Berücksichtigung der vorhandenen Messunsicherheiten wurde ein statistischer Test durchgeführt, um die Aussagekraft der Messergebnisse weiter zu stützen. Der verwendete t -Test lieferte ein eindeutiges Ergebnis bei einer nominellen Spaltweite von 2.55 mm. Hier führt 90° Einblasung zu einer Reduktion der Spaltverluste und 45° reduziert die durch den Spalt entstandenen Verluste eindeutig weiter.

Um den Einfluss auch numerisch zu untersuchen, wurden mittels einem Modell des im Windkanal verbauten Schaufelgitters und dem Realizable k - ϵ Turbulenzmodell Berechnungen durchgeführt. Das numerische Modell wurde vorab validiert und der Diskretisierungsfehler anhand für die Auswertung wesentlicher Größen bestimmt, sowie das Netz auf dessen Qualität untersucht. Es wurde ein eindimensionales Modell zur Berücksichtigung der Bohrung mittels Randbedingungen angewendet, da Berechnungen mit voller Diskretisierung der Boh-

rung keine zufriedenstellenden Ergebnisse liefern konnten. Die numerischen Berechnungen wurden einheitlich an den nominellen Spaltweiten durchgeführt, um die Ergebnisse quantitativ miteinander vergleichen zu können. Es zeigt sich ein positiver Einfluss auf die Reduktion der Spaltverluste bei einer gegen die Druckseite geneigten passiven Einblasung. Bei der größten untersuchten Spaltweite zeigen die Berechnungen indifferente Ergebnisse, welche auf zu hohe Berechnung der Verluste im Schaufelspalt mit Einblasung zurückzuführen sind. Detaillierte Betrachtungen der Berechnungen zeigen, dass der Spaltwirbel hinter der Einblasestelle daran gehindert wird sich aufzurollen und sich in einen zweiten Wirbel welcher durch die Einblasung entsteht, eingliedert. Weiters wirkt sich die Position der Einblasestelle bei 45° Einblasung in der Ablöseblase positiv auf die Sperrwirkung aus. Schließlich lässt sich auch erkennen, dass eine Durchströmung des Spaltes normal zur Schaufelsehne nur bei kleinen Spaltweiten gegeben ist und somit die Ausrichtung der Einblasebohrung schon bei einer Spaltweite von 2.55 mm nicht mehr ideal ausfällt, da bei steigender Spaltweite zunehmende Minderumlenkung im Spalt auftritt.

Das C_D -Modell von *Hamik* und *Willinger* [26] wurde zur Berücksichtigung passiver Einblasung verwendet, um die aus Messung und numerischer Berechnung bestimmten Spaltverluste auch mit einem analytischen Modell von *Yaras* und *Sjolander* [65] zu vergleichen. Dabei zeigte sich bei den kleinen Spaltweiten gute Übereinstimmung, wobei das analytische Modell die Reduktion unterschätzt. Dieses eindimensionale Modell ist nicht in der Lage dreidimensionale Effekte zu berücksichtigen, diese spielen aber eine wesentliche Rolle. Eine vergleichende Auswertung der lokalen Größen der Abströmung von Messung und Berechnung ist nur qualitativ möglich, da die Spaltweiten der messtechnisch untersuchten Varianten unterschiedlich ausfallen. Bei den Berechnungen ist Vergleichbarkeit gegeben und der positive Einfluss geneigter passiver Einblasung auf Reduktion des Spaltwirbels ist in den lokalen Ergebnissen vorhanden.

Abschließend wurde ein einfaches analytisches Modell zur Untersuchung des Einflusses geneigter passiver Einblasung auf zusätzliche Leistung durch eine erhöhte Umfangskraft bei rotierendem System entwickelt. Dazu wurde die *Bernoulligleichung* für rotierende Systeme über die Bohrung angesetzt und die zusätzliche Kraft durch den zusätzlichen Impuls in Umfangsrichtung berücksichtigt. Schaufelkräfte aus den numerischen Berechnungen konnten in Verbindung mit abgeschätzter Geometrie einer Niederdruck Gasturbinenstufe verwendet werden, um den Einfluss auf eine zusätzliche Leistung bei geneigter Einblasung zu untersuchen. Bei 45° geneigter Einblasung zeigt sich ein positiver Einfluss auf das Verhältnis der Leistungen bei berücksichtigter Rotation.

Ausblick

Ergebnisse zu den Untersuchungen einer geneigten passiven Spalteinblasung in einem linearen Turbinengitter zeigen eindeutig eine weitere Reduktion der Spaltverluste gegenüber senkrechter Einblasung. Es steht somit eine wirkungsvolle Methode zur Reduktion von Spaltverlusten bei axialer Turbinenbeschaufelung zur Verfügung, wobei nun mögliche weitere Felder für Untersuchungen zu dem Gebiet passiver Einblasung diskutiert werden. Als weiterführende Forschungsarbeiten am Institut für Energietechnik und Thermodynamik der

Technischen Universität Wien zu dieser Thematik können einerseits weitere Untersuchungen am linearen Schaufelgitter erfolgen, sowie andererseits Versuche an einer sich gerade im Aufbau befindlichen eineinhalbstufigen Kaltluftturbine durchgeführt werden.

Zu weiteren Untersuchungen am linearen Schaufelgitter sind beginnend die Herstellung einheitlicher Versuchsbedingungen am Schaufelgitterwindkanal zu nennen. Genaue Einhaltung der erforderlichen Spaltweiten bei den zu untersuchenden Anordnungen sind hier anzuführen, um direkte Vergleichbarkeit der gemessenen Effekte untereinander sicherzustellen. Zur Durchführung von Messungen im Schaufelgitter sowie Betrachtung lokaler Effekte ist die Anwendung einer weiter miniaturisierten Strömungssonde zu erwähnen. Die Untersuchung des Einblasekanals stellt ebenfalls einen für zukünftige Messungen interessanten Punkt dar, da die Bestimmung des tatsächlichen Massenstromes von Interesse ist und weiter Aufschluss über die Wirksamkeit passiver Einblasung geben kann. Weiters lässt sich aus dieser Kenntnis eine realistische Randbedingung für numerische Berechnungen ableiten. Um den Einfluss von Teil- beziehungsweise Überlastzuständen auf passive Einblasung zu untersuchen, kann die Inzidenz des Schaufelgitters variiert werden. So können auch mögliche Ablöseerscheinungen an der Schaufelvorderkante durch den Einblasekanal untersucht werden. Auch Messungen der Strömungsgeschwindigkeit mittels PIV sowie Bestimmung der Reynoldsspannungen durch CTA liegen im Fokus zukünftiger Untersuchungen im linearen Schaufelgitter mit passiver Spalteinblasung.

An der sich gerade im Aufbau befindlichen Kaltluftturbine sind wesentliche Untersuchungen unter realen Einsatzbedingungen möglich. Hier ist als erstes der Einfluss von Rotation auf passive Einblasung zu nennen, sowie der damit verbundene Einfluss einer Wandbewegung. Da geneigte passive Einblasung nicht nur die Spaltverluste weiter senkt, sondern bei Rotation ein zusätzlicher Impuls in Umfangsrichtung auftritt, ist es erforderlich, das Moment an der Welle zu messen und Untersuchungen hinsichtlich Wirkungsgrad anzuschließen. Es gilt außerdem weitere Effekte wie die Zustandsänderung des Mediums über die Bohrung zu berücksichtigen. Rotor-Stator-Interaktion ist weiters als wesentliches Ziel von Untersuchungen anzuführen, da durch die Nachlaufdüsen der Leitschaufelreihe eine instationäre Beaufschlagung des Einblasekanals sogenannte „*pulsed jets*“ im Spalt erzeugt. Auch Untersuchungen hinsichtlich Bauteilbelastung, hervorgerufen durch Störung der Struktur durch den Einblasekanal, stellen ein noch nicht untersuchtes Detail dar. Aufmerksamkeit ist auch auf Verschmutzung des Einblasekanals zu legen, da die Zuverlässigkeit dieser passiven Methode auch eine wesentliche Rolle spielt.

Weitere Überlegungen führen zu der Integration der Methode passiver Einblasung in ein anderes Konzept, um so das Einsatzgebiet zu erweitern. Beispielsweise wäre hier abgedeckte Beschauung sowie nicht abgedeckte Schaufeln mit bereits optimierter Form der Schaufelspitze zu nennen. Die angeführten weiterführenden Untersuchungen sollen möglichst von instationären numerischen Berechnungen mittels SAS Turbulenzmodell begleitet werden, um weitere Einblicke zu bekommen, die messtechnisch schwierig bis gar nicht erfassbar sind.

Literaturverzeichnis

- [1] A. A. Ameri, E. Steinthorsson und D. L. Rigby. Effect of Squealer Tip on Rotor Heat Transfer and Efficiency. *Journal of Turbomachinery*, 120(4):753–759, 1998.
- [2] ANSYS Inc. *FLUENT 13.0, Theory Guide*, 2010.
- [3] ANSYS Inc. *FLUENT 13.0, UDF Manual*, 2010.
- [4] ANSYS Inc. *ICEM CFD 13.0, Manual*, 2010.
- [5] T. Arts. *Turbine Blade Tip Design and Tip Clearance Treatment*. Lecture Series LS 2004–02. VKI, 2004.
- [6] T. A. Auxier. Aerodynamic Tip Sealing for Rotor Blades, 1995. US Patent 5,403,158.
- [7] A. Benoni. Numerische Simulation der Zuströmung im Schaufelgitterwindkanal. Diplomarbeit, TU Wien, 2009.
- [8] A. Benoni und R. Willinger. Numerical Simulation of Passive Tip-Leakage Flow Control Method for Axial Turbines. In *Proceedings of the 6th European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering (ECCOMAS 2012)*, Paper Nr. 5429, Wien, 2012.
- [9] W. Bohl und W. Elmendorf. *Technische Strömungslehre*. Kamprath-Reihe. Vogel Verlag, 14 Auflage, 2008.
- [10] J. K. K. Chan, M. I. Yaras und S. A. Sjolander. Interaction Between Inlet Boundary Layer, Tip-Leakage and Secondary Flows in a Low-Speed Turbine Cascade. *ASME Paper 94-GT-250*, 1994.
- [11] G. Chen, W. N. Dawes und H. P. Hodson. A Numerical and Experimental Investigation of Turbine Tip Gap Flow. *AIAA Paper 93-2253*, 1993.
- [12] L. Cortelezzi und A. R. Karagozian. On the Formation of the Counter-Rotating Vortex Pair in Transverse Jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 446:347–373, 2001.
- [13] E. Curtis, H. Hodson, M. Banieghbal, J. Denton, R. Howell und N. Harvey. Development of Blade Profiles for Low-Pressure Turbine Applications. *Journal of Turbomachinery*, 119(3):531–538, 1997.
- [14] J. D. Denton. Loss Mechanisms in Turbomachines. *Journal of Turbomachinery*, 115(4):621–656, 1993.

- [15] J. D. Denton. Some Limitations of Turbomachinery CFD. *ASME Paper GT2010-22540*, 2010.
- [16] Deutsches Institut für Normung. Allgemeintoleranzen – Teil 1: Toleranzen für Längen- und Winkelmaße ohne einzelne Toleranzeintragung. *DIN ISO 2768-1*, 1991.
- [17] Deutsches Institut für Normung. Grundlagen der Messtechnik – Teil 1: Grundbegriffe. *DIN 1319-1, 1995-01*, 1995.
- [18] Deutsches Institut für Normung. Grundlagen der Messtechnik – Teil 3: Auswertung von Messungen einer einzelnen Meßgröße, Messunsicherheit. *DIN 1319-3, 1996-05*, 1996.
- [19] Deutsches Institut für Normung. Grundlagen der Messtechnik – Teil 4: Auswertung von Messungen, Messunsicherheit. *DIN 1319-4, 1999-02*, 1999.
- [20] M. Eberlinc, B. Širok, M. Hočevár und M. Dular. Numerical and Experimental Investigation of Axial Fan with Trailing Edge Self-Induced Blowing. *Forschung im Ingenieurwesen*, 73:129–138, 2009.
- [21] J. Ferziger und M. Perić. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 1 Auflage, 2008.
- [22] P. Ghaffari. Einfluss des Schaufelkantenradius sowie der Einblasung auf den Spaltmassenstrom in axialen Turbinenbeschaufelungen. Diplomarbeit, TU Wien, 2011.
- [23] E. Greitzer, C. Tan und B. Graf. *Internal Flow: Concepts and Applications*. Cambridge Engine Technology Series, 3. Cambridge University Press, 2004.
- [24] M. Hamik. *Reduktion der Spaltverluste in einem axialen Turbinengitter durch passive Einblasung*. Dissertation, TU Wien, 2007.
- [25] M. Hamik und R. Willinger. An Innovative Passive Tip-Leakage Control Method for Axial Turbines: Basic Concept and Performance Potential. *Journal of Thermal Science*, 16(3):215–222, 2007.
- [26] M. Hamik und R. Willinger. An Innovative Passive Tip-Leakage Control Method for Axial Turbines: Linear Cascade Wind Tunnel Results. *ASME Paper GT2008-50056*, 2008.
- [27] F. J. G. Heyes, H. P. Hodson und G. M. Dailey. The Effect of Blade Tip Geometry on the Tip Leakage Flow in Axial Turbine Cascades. *Journal of Turbomachinery*, 114(3):643–651, 1992.
- [28] A. C. Huang, E. M. Greitzer, C. S. Tan, E. F. Clemens, S. G. Gegg und E. R. Turner. Blade Loading Effects on Axial Turbine Tip Leakage Vortex Dynamics and Loss. *ASME Paper GT2012-68302*, 2012.
- [29] International Energy Agency, Paris. *World Energy Outlook*, 2010.
- [30] International Energy Agency, Paris. *CO₂ Emissions from Fuel Combustion*, 2012.

-
- [31] Z. U. Khan und J. P. Johnston. On Vortex Generating Jets. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(5):506–511, 2000.
- [32] S. K. Krishnababu, P. J. Newton, B. Dawes, G. D. Lock und H. P. Hodson. An Experimental and Numerical Investigation of the Tip Leakage Flow and Heat Transfer Using a Rotor Tip Gap Model. In *Proceedings of the 6th European Turbomachinery Conference*, Lille, Frankreich, 2005.
- [33] L. Langston. Secondary Flows in Axial Turbines – A Review. *Heat Transfer in Gas Turbine Systems*, 934:11–26, 2001.
- [34] G. Lee, J. Park und J. Baek. Performance Assessment of Turbulence Models for the Quantitative Prediction of Tip Leakage Flow in Turbomachines. *ASME Paper GT2004-53403*, 2004.
- [35] W. Li, W. Qiao, K. Xu und H. Luo. Numerical Simulation of Active Control on Tip Leakage Flow in Axial Turbine. *Chinese Journal of Aeronautics*, 22(2):129–137, 2009.
- [36] P. Mijailovic. Messung der Zuströmung im Schaufelgitterwindkanal mittels 3D-Hitzdrahtanemometrie. Diplomarbeit, TU Wien, 2013.
- [37] L. Milne-Thomson. *Theoretical Hydrodynamics*. MacMillan, London, 5 Auflage, 1974.
- [38] Y. C. Nho, J. S. Park, Y. J. Lee und J. S. Kwak. Effects of Turbine Blade Tip Shape on Total Pressure Loss and Secondary Flow of a Linear Turbine Cascade. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 33(1):92–100, 2012.
- [39] M. Niu und S. Zang. Parametric study of tip cooling injection in an axial turbine cascade: Influences of injection circumferential angle. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, 224(1):109–118, 2010.
- [40] M. Pouagare, K. Lazarus und W. P. Weinhold. Tip Leakage Reduction Through Tip Injection in Turbomachines. *AIAA Paper 86-1746*, 1986.
- [41] N. M. Rao und C. Camci. A Flow Visualization Study of Axial Turbine Tip Desensitization by Coolant Injection from a Tip Trench. *ASME Paper IMECE2004-60943*, 2004.
- [42] N. M. Rao und C. Camci. Axial Turbine Tip Desensitization by Injection From a Tip Trench: Part 1 – Effect of Injection Mass Flow Rate. *ASME Paper GT2004-53256*, 2004.
- [43] N. M. Rao und C. Camci. Axial Turbine Tip Desensitization by Injection From a Tip Trench: Part 2 – Leakage Flow Sensitivity to Injection Location. *ASME Paper GT2004-53258*, 2004.
- [44] B. Rasch, W. Hofmann, M. Friese und E. Naumann. *Quantitative Methoden*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 3 Auflage, 2010.

- [45] L. F. Richardson und J. A. Gaunt. The Deferred Approach to the Limit. Part I. Single Lattice. Part II. Interpenetrating Lattices. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 226(636–646):299–361, 1927.
- [46] M. Schäfer. *Numerik im Maschinenbau*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 1 Auflage, 1999.
- [47] H. Schlichting und K. Gersten. *Grenzschicht-Theorie*. Springer Berlin Heidelberg, 10 Auflage, 2006.
- [48] G. Schulze. *Die Metallurgie des Schweißens*. VDI-Buch. Springer Berlin Heidelberg, 3 Auflage, 2004.
- [49] S. A. Sjolander. *Secondary and Tip-Clearance Flows in Axial Turbines*. Lecture Series LS 1997–01. VKI, 1997.
- [50] S. A. Sjolander und K. K. Amrud. Effects of Tip Clearance on Blade Loading in a Planar Cascade of Turbine Blades. *Journal of Turbomachinery*, 109(2):237–245, 1987.
- [51] J. Stephens, T. Corke und S. Morris. Turbine Blade Tip Leakage Flow Control: Thick/Thin Blade Effects. *45th AIAA Aero. Sci. Mtg., Reno, NV*, 646, 2007.
- [52] J. Tallman und B. Lakshminarayana. Methods for Desensitizing Tip Clearance Effects in Turbines. *ASME Paper 2001–GT–0486*, 2001.
- [53] J. A. Tallman. A Computational Study of Tip Desensitization in Axial Flow Turbines: Part 1 – Baseline Turbine Computations and Comparisons With Measurement. *ASME Paper GT2004–53918*, 2004.
- [54] J. A. Tallman. A Computational Study of Tip Desensitization in Axial Flow Turbines: Part 2 – Turbine Rotor Simulations with Modified Tip Shapes. *ASME Paper GT2004–53919*, 2004.
- [55] W. Traupel. *Thermische Turbomaschinen – Erster Band*. Springer Berlin Heidelberg, 3 Auflage, 1977.
- [56] A. L. Treaster und A. M. Yocum. The Calibration and Application of Five-hole Probes. *ISA Transactions*, 18(3):23–34, 1979.
- [57] D. Wilcox. *Turbulence Modeling for CFD*. DCW Industries, 3 Auflage, 2006.
- [58] R. Willinger. *Beitrag zur aerodynamischen Wechselwirkung zwischen axialer Turbinenstufe und nachgeschaltetem Diffusor*. Dissertation, TU Wien, 1997.
- [59] R. Willinger. *Sekundär- und Spaltströmung im axialen Turbinengitter unter Teil-, Nenn- und Überlastbedingungen*. Habilitation, TU Wien, 2002.
- [60] R. Willinger und H. Haselbacher. A Three-Hole Pressure Probe Exposed to Velocity Gradient Effects – Experimental Calibration and Numerical Simulation. In *Conference on Modelling Fluid Flow*, Budapest, Ungarn, 2003.

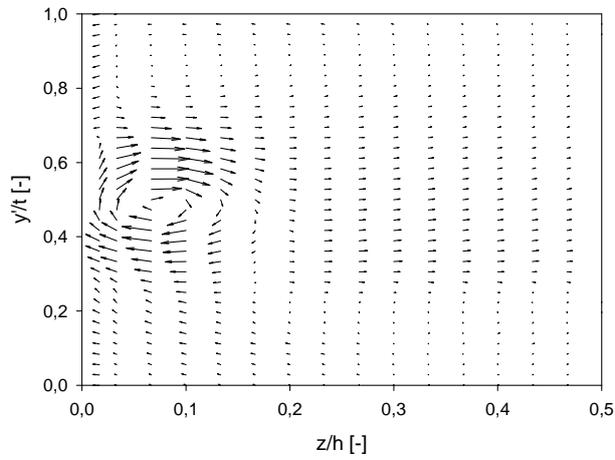
- [61] S. Wissel, S. Rath-Nagel, M. Blesl, U. Fahl und A. Voß. Stromerzeugungskosten im Vergleich. *Arbeitsbericht der Universität Stuttgart, Institut für Energiewirtschaft und Rationelle Energieanwendung [IER]*, 2008.
- [62] M. Yaras, Z. Yingkang und S. A. Sjolander. Flow Field in the Tip Gap of a Planar Cascade of Turbine Blades. *Journal of Turbomachinery*, 111(3):276–283, 1989.
- [63] M. I. Yaras und S. A. Sjolander. Development of the Tip-Leakage Flow Downstream of a Planar Cascade of Turbine Blades: Vorticity Field. *Journal of Turbomachinery*, 112(4):609–617, 1990.
- [64] M. I. Yaras und S. A. Sjolander. Losses in the Tip-Leakage Flow of a Planar Cascade of Turbine Blades. *AGARD, Secondary Flows in Turbomachines (SEE N 90–21009 14–07)*, 1990.
- [65] M. I. Yaras und S. A. Sjolander. Prediction of Tip-Leakage Losses in Axial Turbines. *Journal of Turbomachinery*, 114(1):204–210, 1992.
- [66] C. Zhou und H. Hodson. The Tip Leakage Flow of an Unshrouded High Pressure Turbine Blade with Tip Cooling. *ASME Paper GT2009–59637*, 2009.

Anhang A

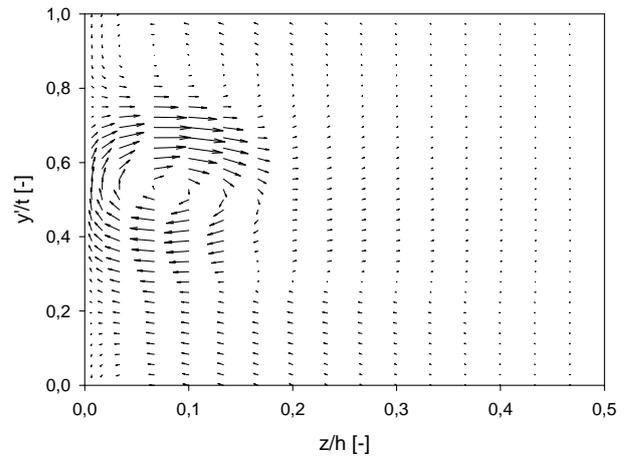
Diagramme

In diesem Anhang befinden sich die detaillierten Diagramme der punktuellen Größen zu den Messungen und den Berechnungen bei 1.55 mm und 4.55 mm Spaltweite. Bei den Messungen ist zu beachten, dass es sich bei den angegebenen Spaltweiten um die nominellen Werte handelt.

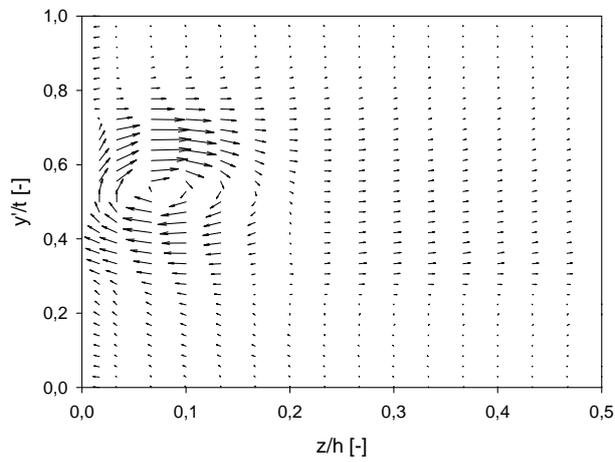
Ergebnisse bei den hier angeführten Spaltweiten zeigen einen Einfluss passiver Einblasung auf den Spaltwirbel in dem Messgebiet.



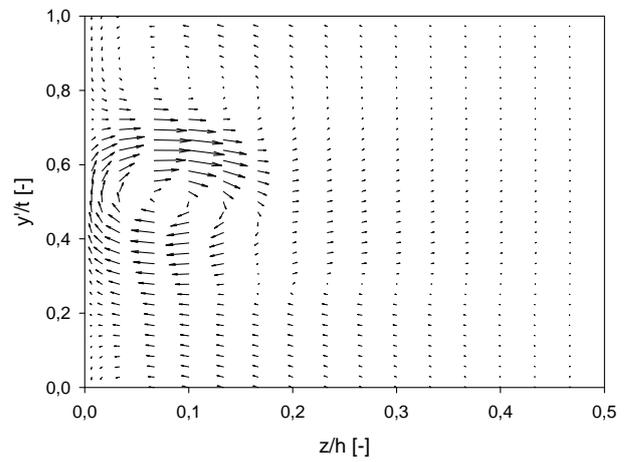
(a) Messung, ohne Einblasung



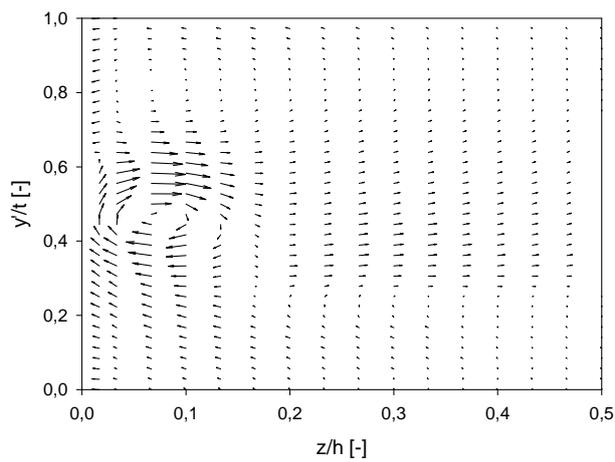
(d) RKE, ohne Einblasung



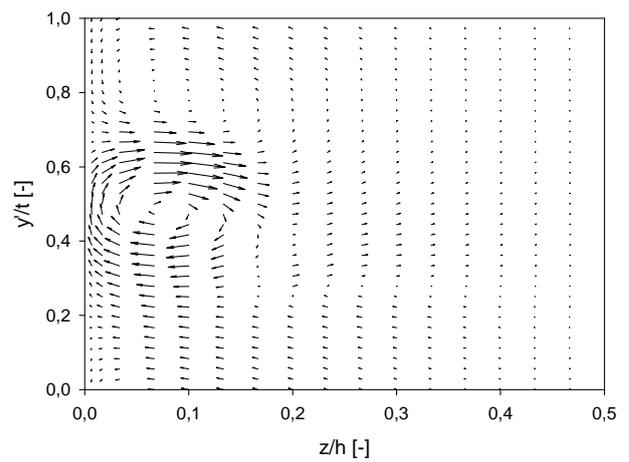
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

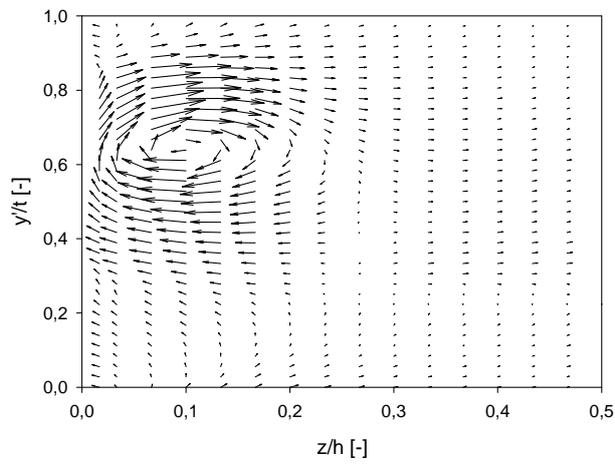


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

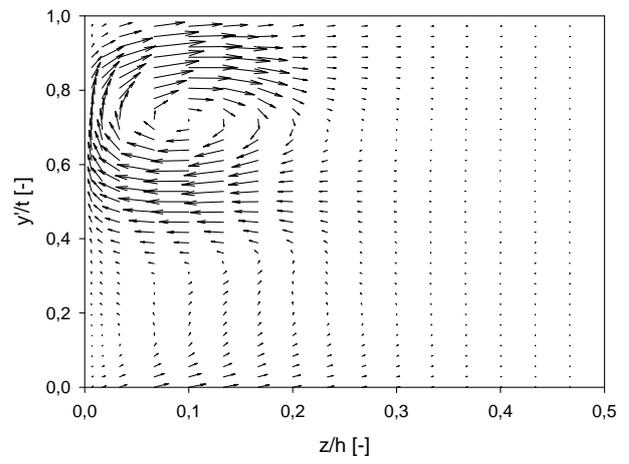


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

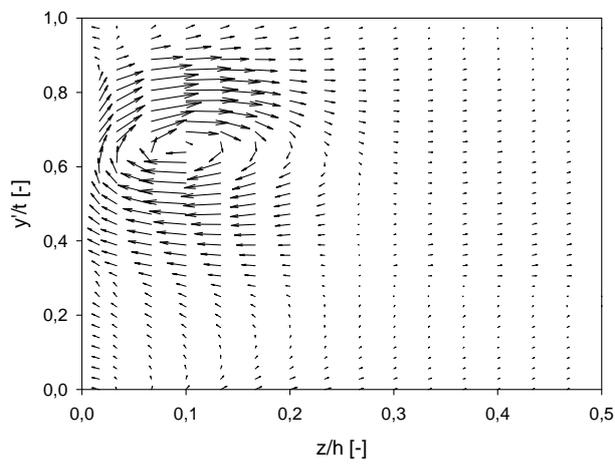
Abbildung A.1: Sekundärgeschwindigkeitsvektoren, Nominelle Spaltweite $\tau=1.55\text{mm}$



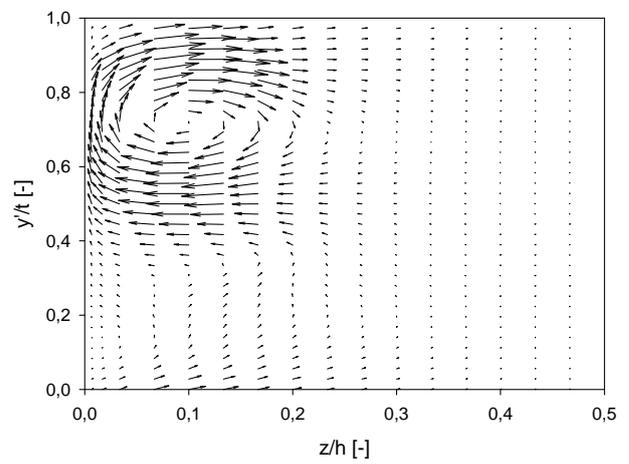
(a) Messung, ohne Einblasung



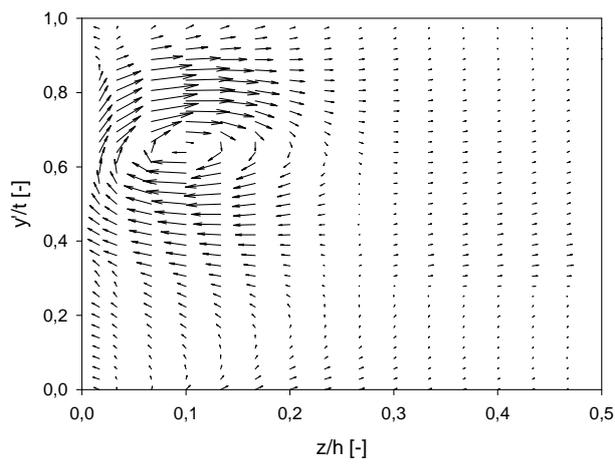
(d) RKE, ohne Einblasung



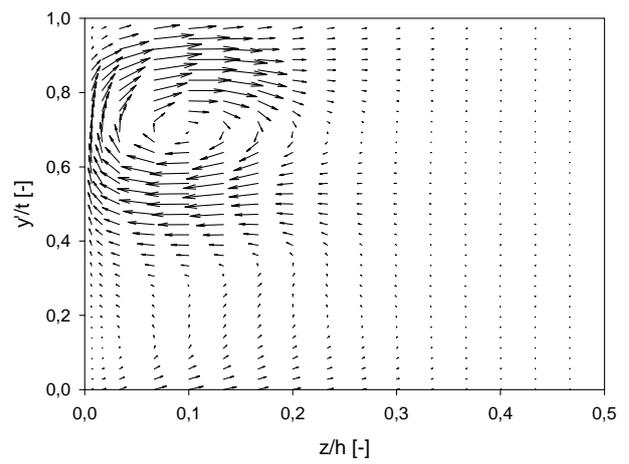
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

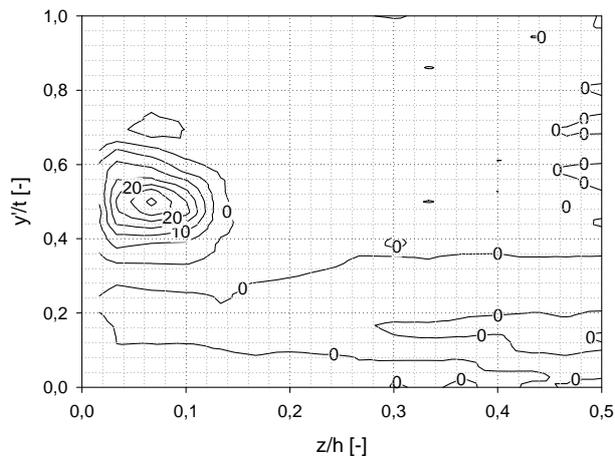


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

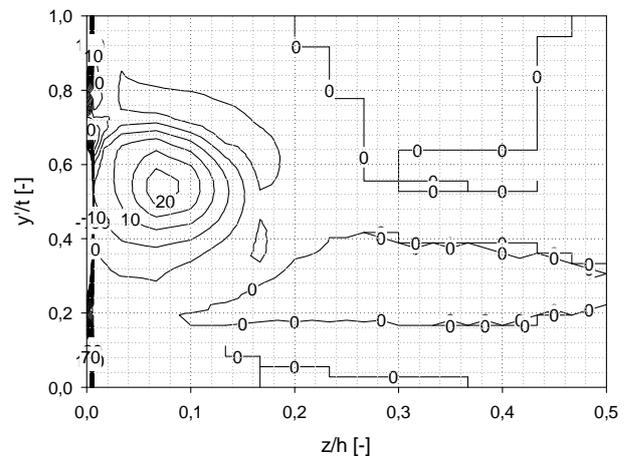


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

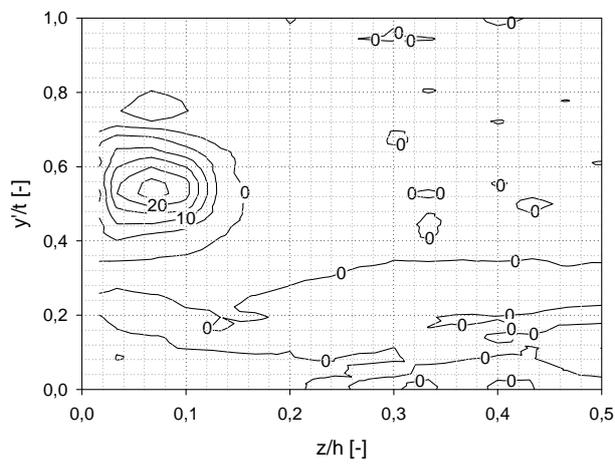
Abbildung A.2: Sekundärgeschwindigkeitsvektoren, Nominelle Spaltweite $\tau=4.55\text{mm}$



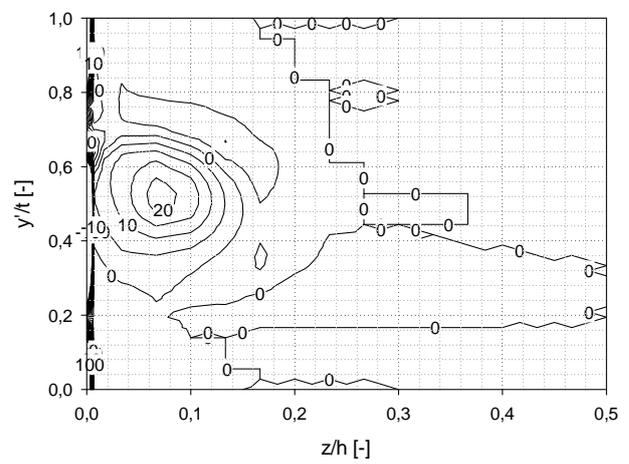
(a) Messung, ohne Einblasung



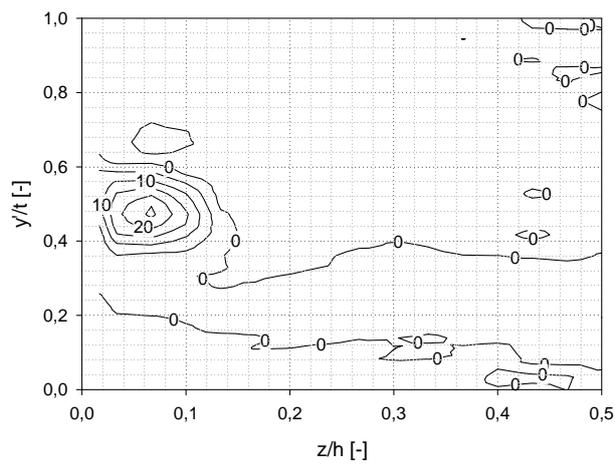
(d) RKE, ohne Einblasung



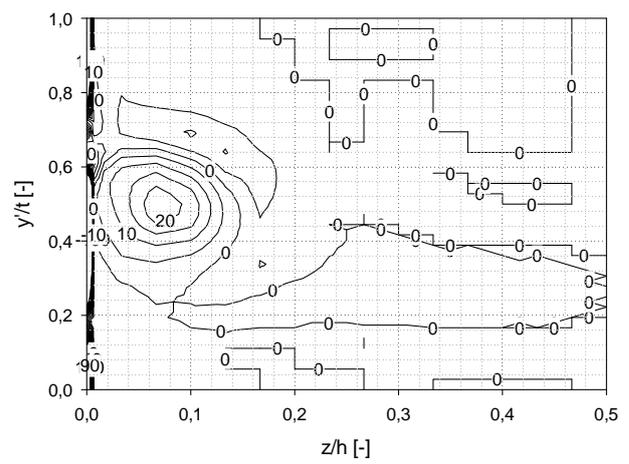
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

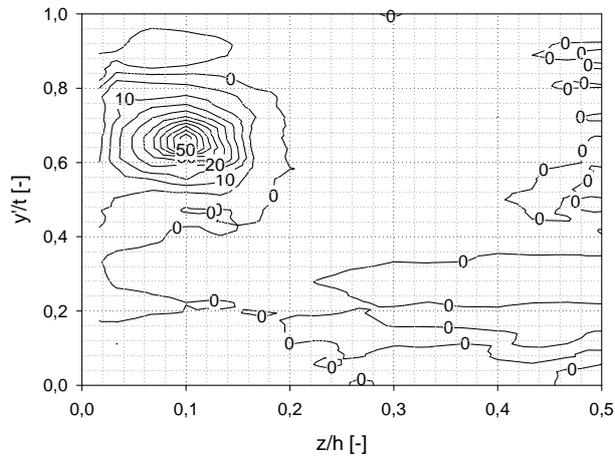


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

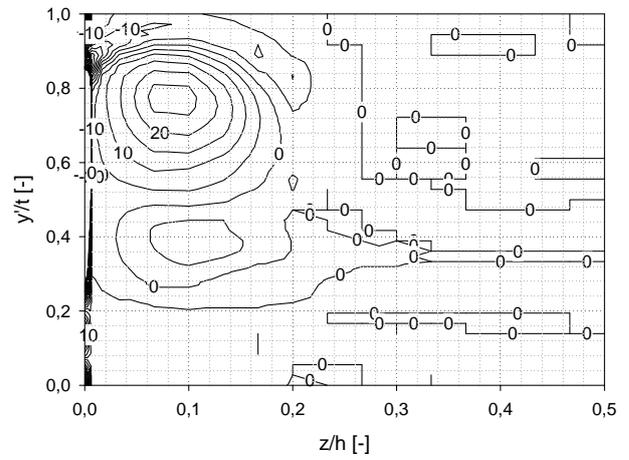


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

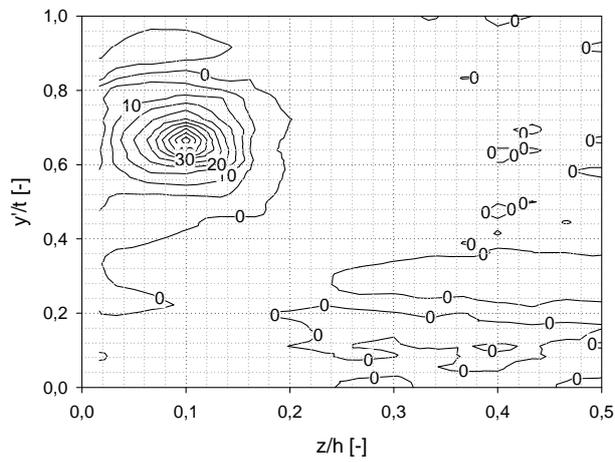
Abbildung A.3: Dimensionslose Vortizität $\omega_s s/w_{1cl}$, Nominelle Spaltweite $\tau=1.55\text{mm}$



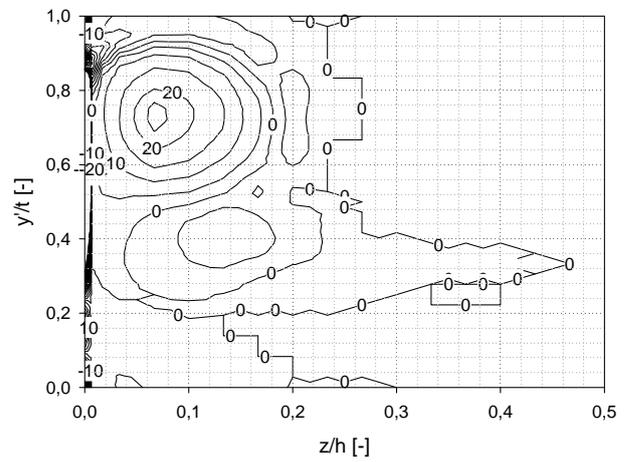
(a) Messung, ohne Einblasung



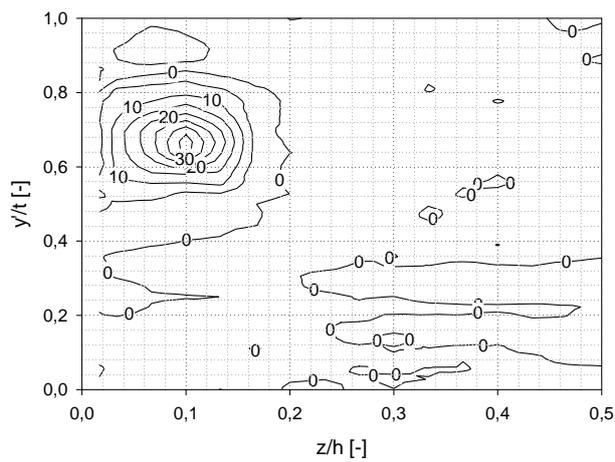
(d) RKE, ohne Einblasung



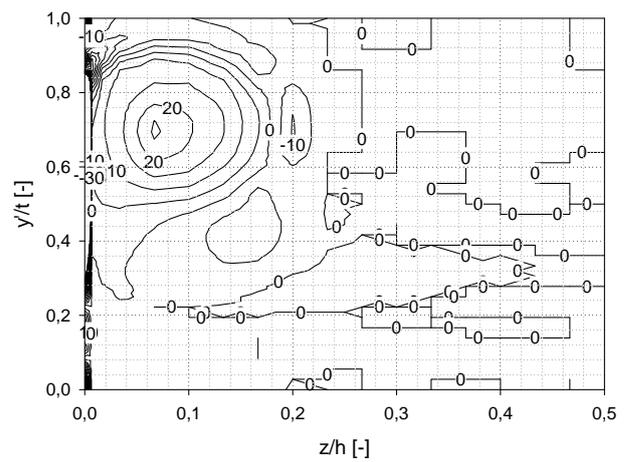
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

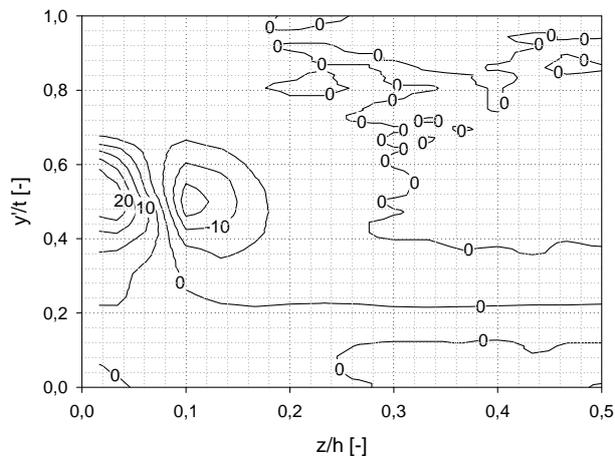


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

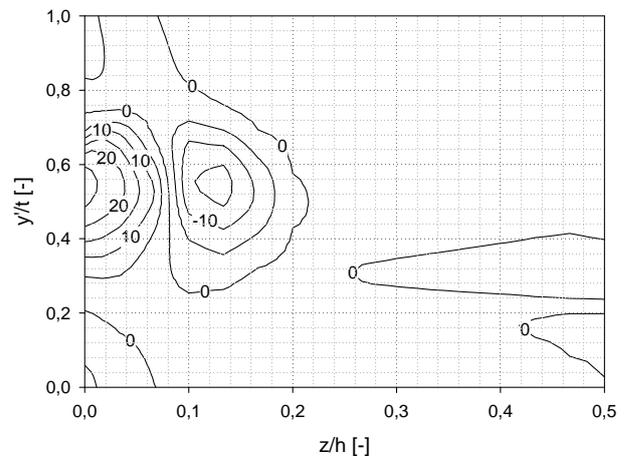


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

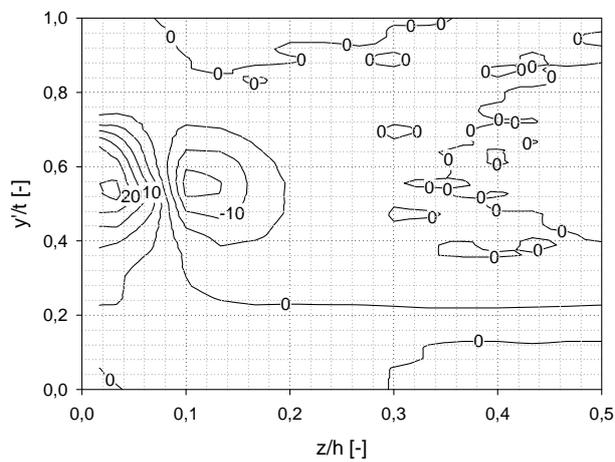
Abbildung A.4: Dimensionslose Vortizität $\omega_s s/w_{1cl}$, Nominelle Spaltweite $\tau=4.55\text{mm}$



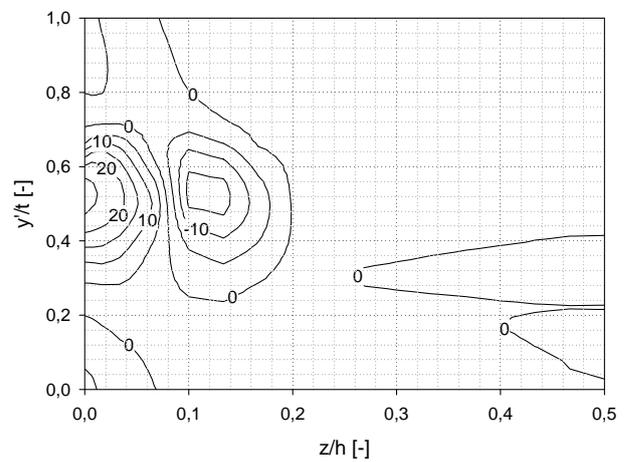
(a) Messung, ohne Einblasung



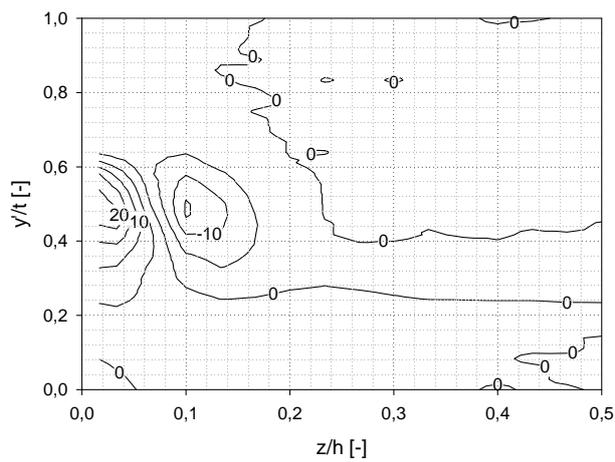
(d) RKE, ohne Einblasung



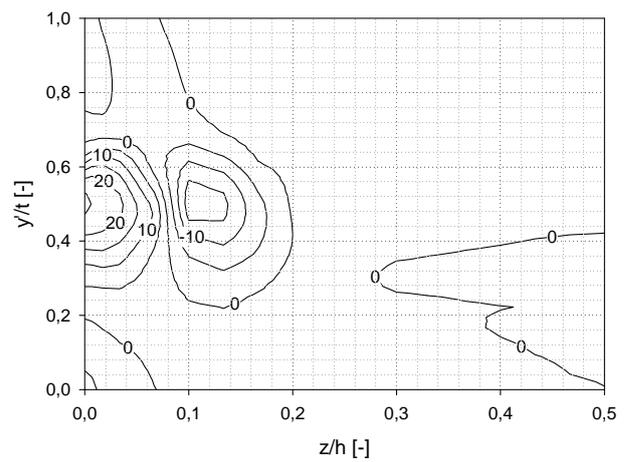
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

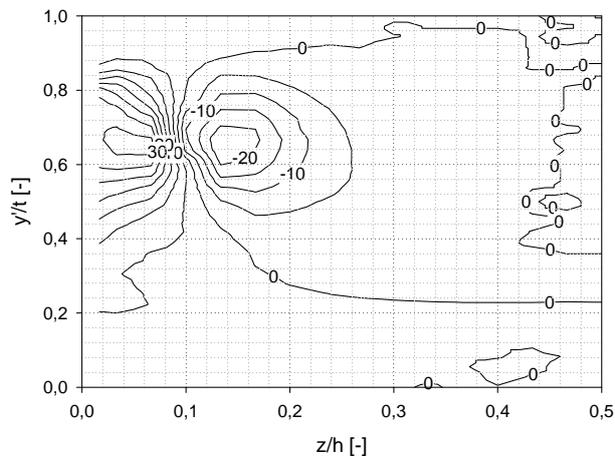


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

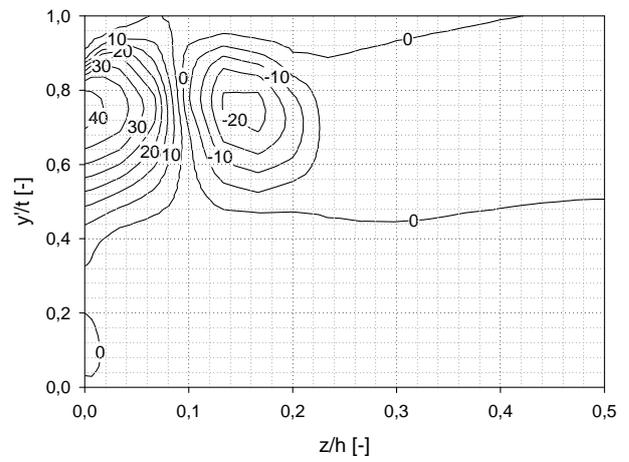


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

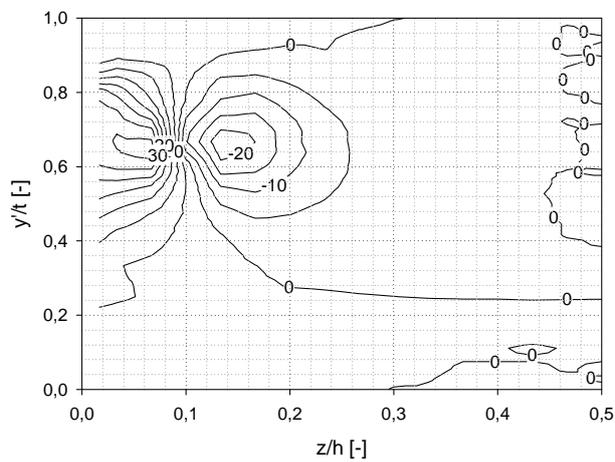
Abbildung A.5: Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\beta_2^+$, Nominelle Spaltweite $\tau=1.55\text{mm}$



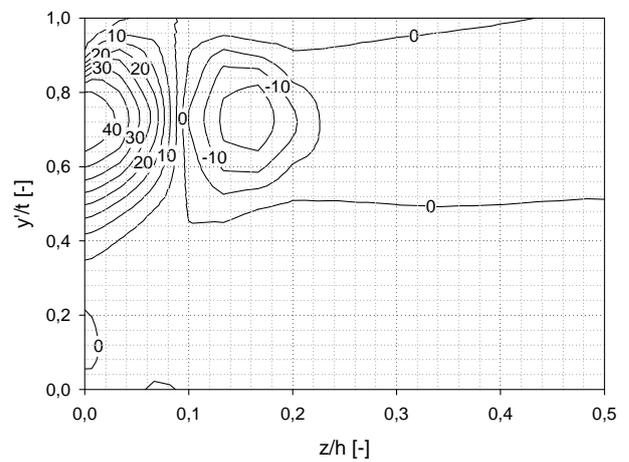
(a) Messung, ohne Einblasung



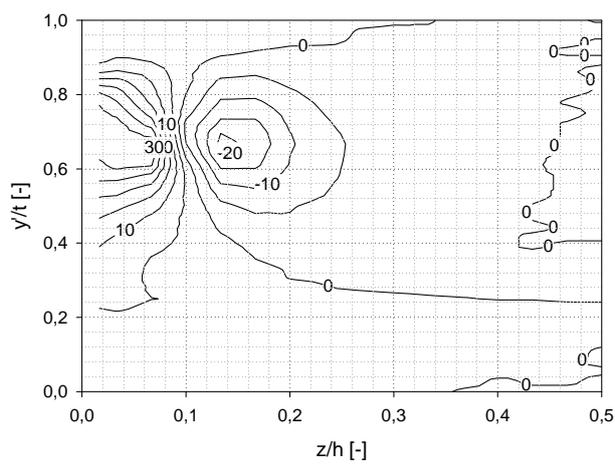
(d) RKE, ohne Einblasung



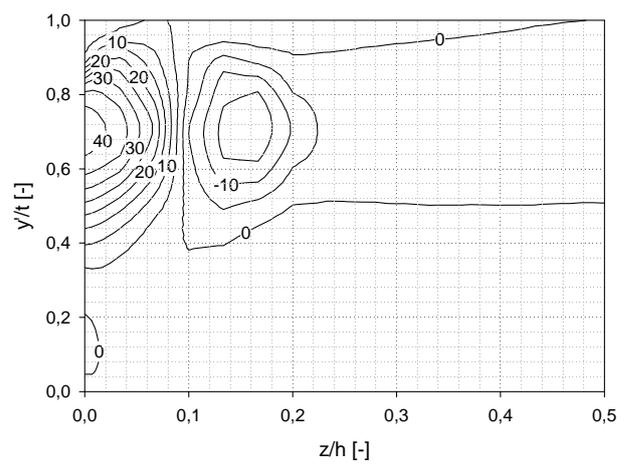
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

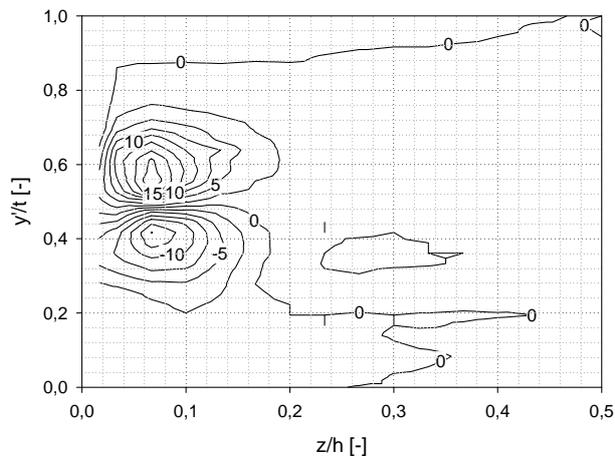


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

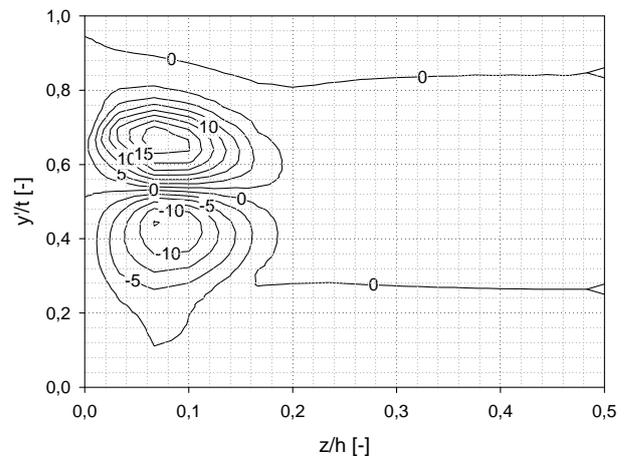


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

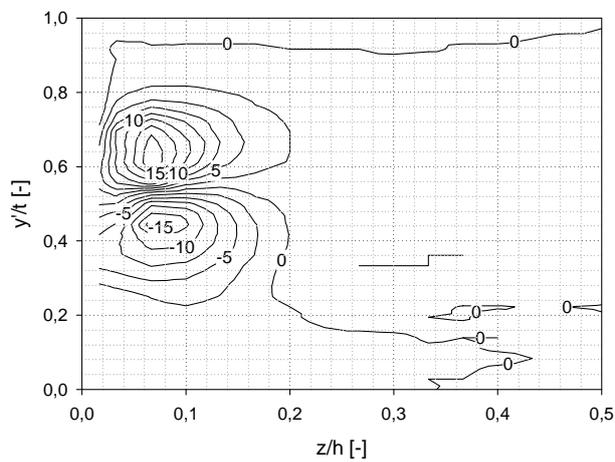
Abbildung A.6: Abweichung des Abströmwinkels $\Delta\beta_2^+$, Nominelle Spaltweite $\tau=4.55\text{mm}$



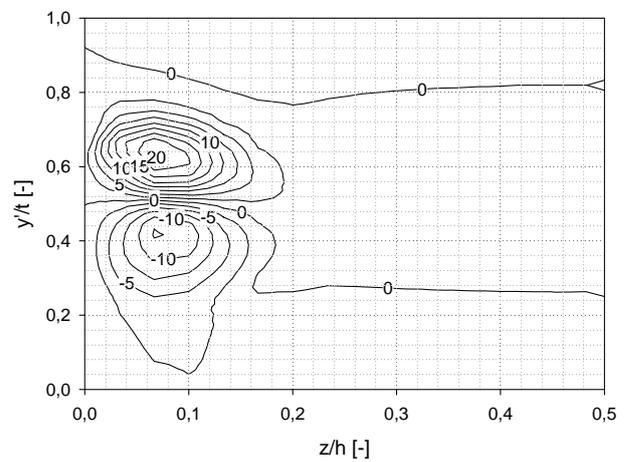
(a) Messung, ohne Einblasung



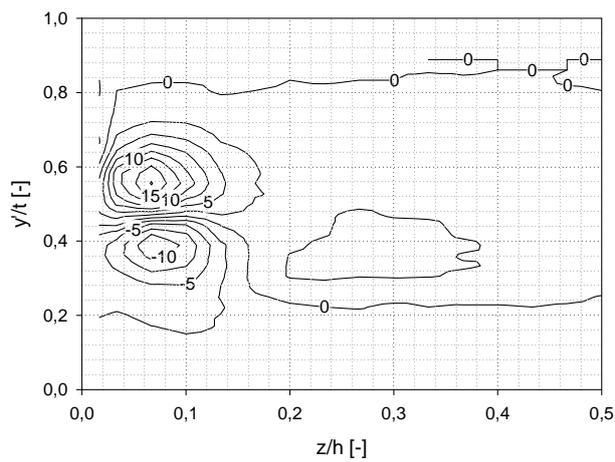
(d) RKE, ohne Einblasung



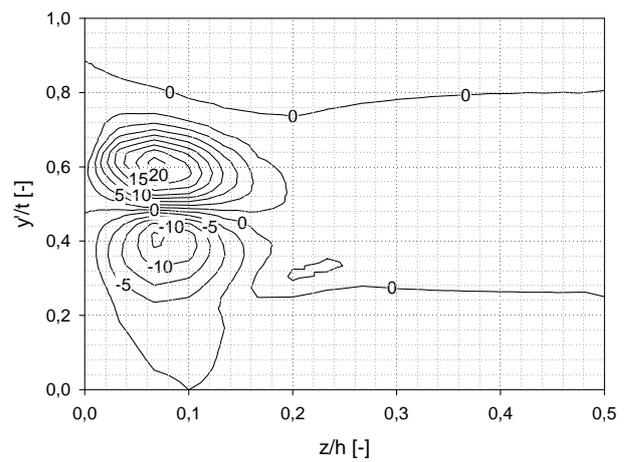
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

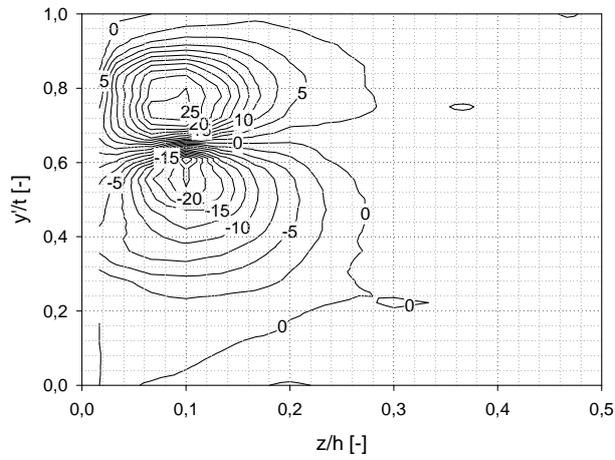


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

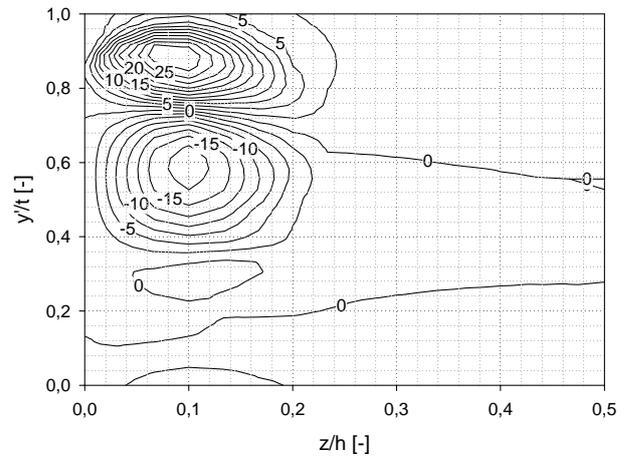


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

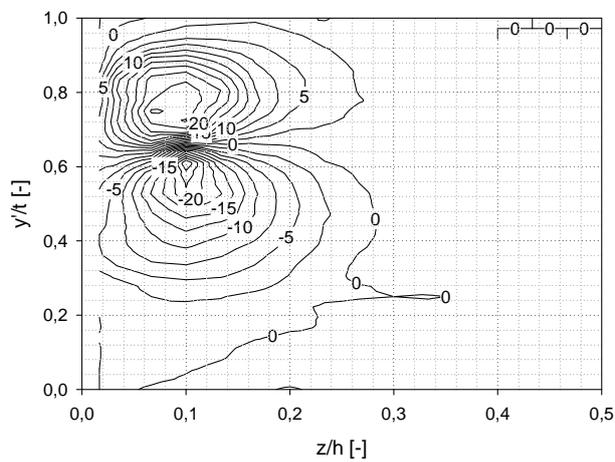
Abbildung A.7: Abströmwinkel γ_2 , Nominelle Spaltweite $\tau=1.55\text{mm}$



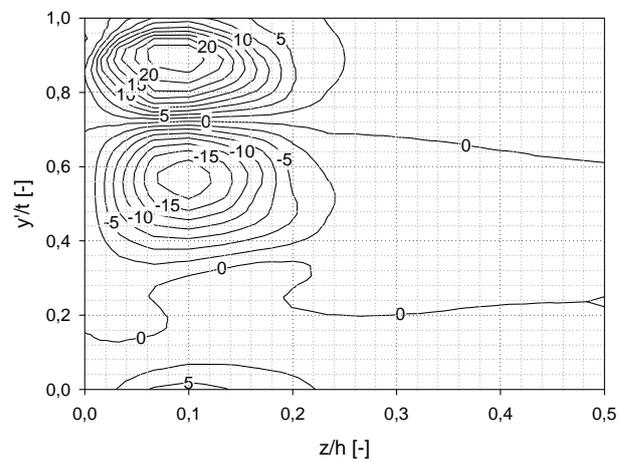
(a) Messung, ohne Einblasung



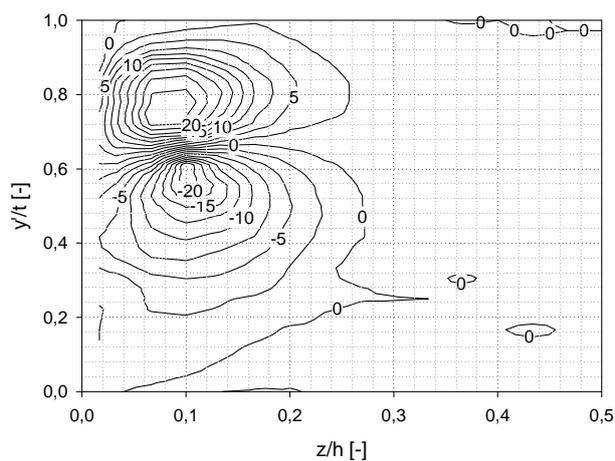
(d) RKE, ohne Einblasung



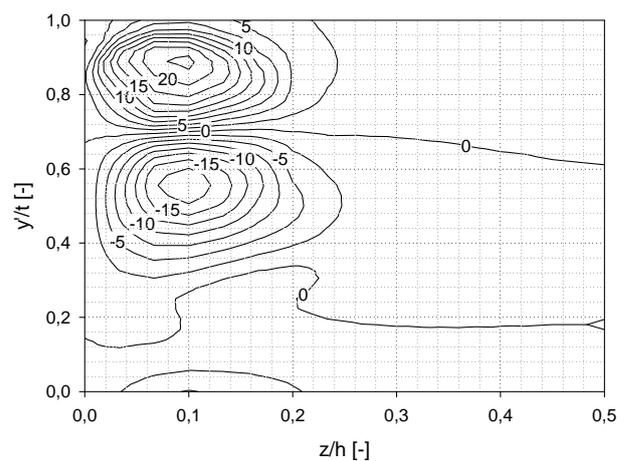
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

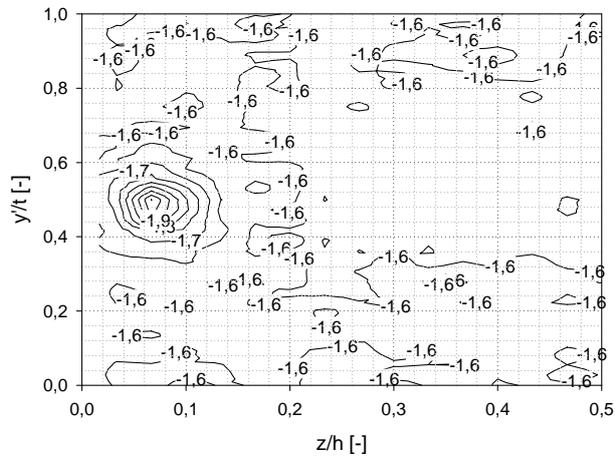


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

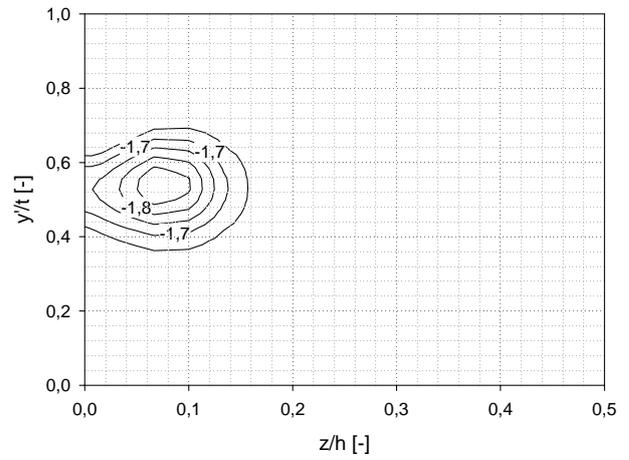


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

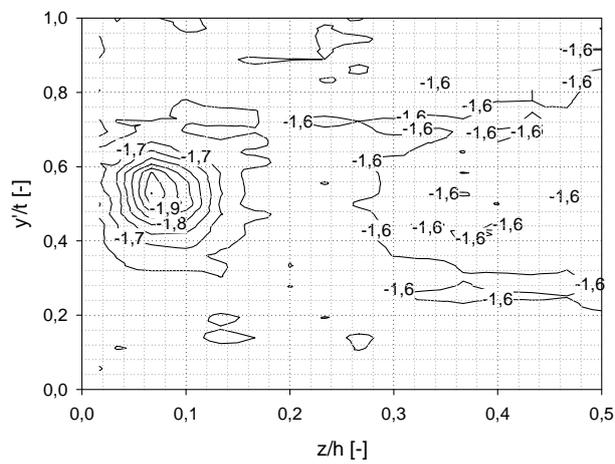
Abbildung A.8: Abströmwinkel γ_2 , Nominelle Spaltweite $\tau=4.55\text{mm}$



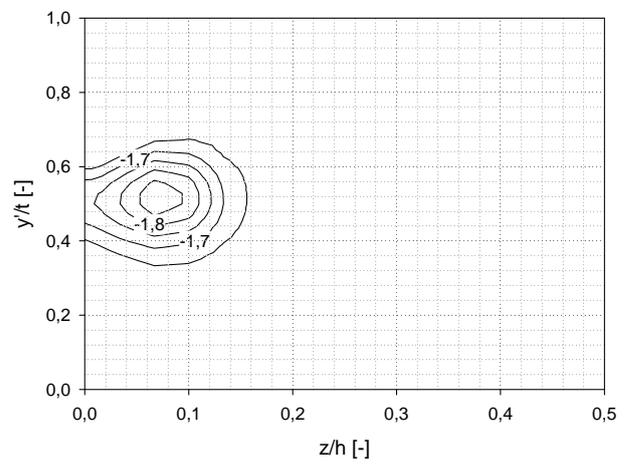
(a) Messung, ohne Einblasung



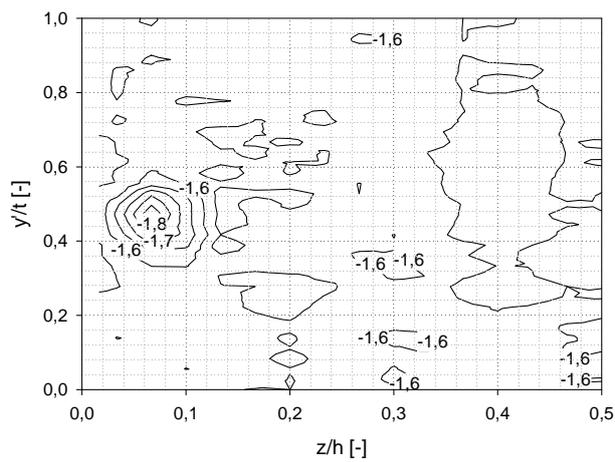
(d) RKE, ohne Einblasung



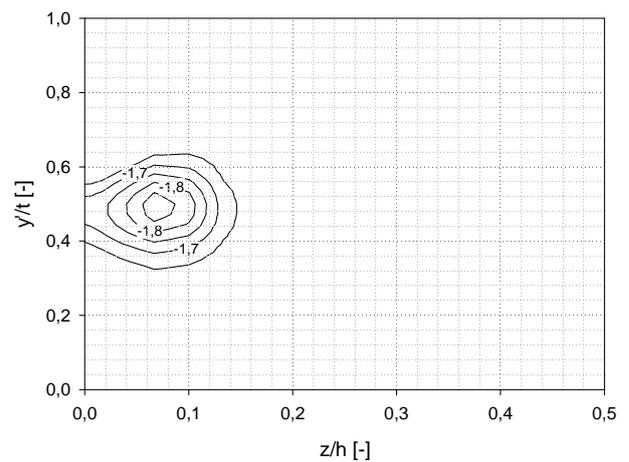
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

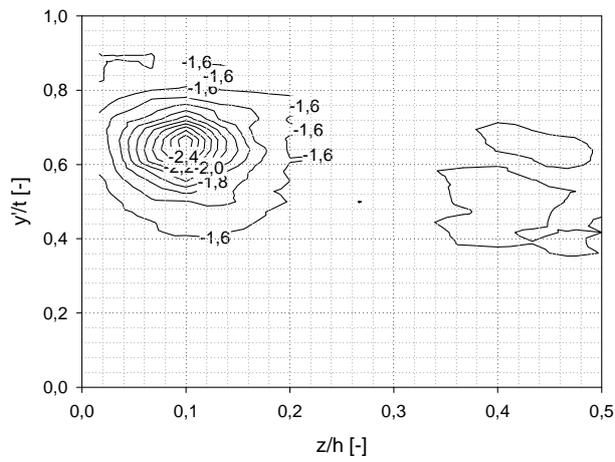


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

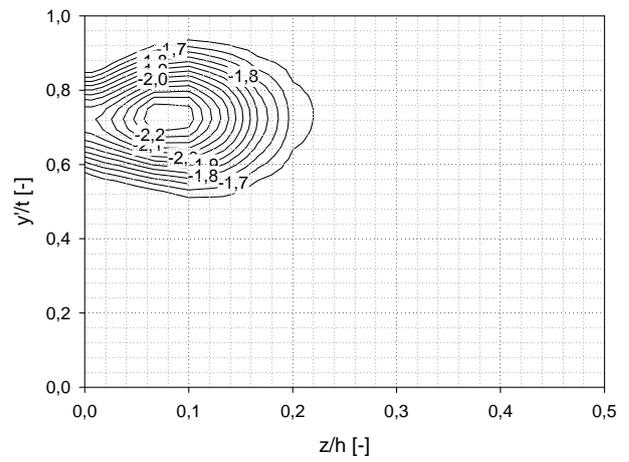


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

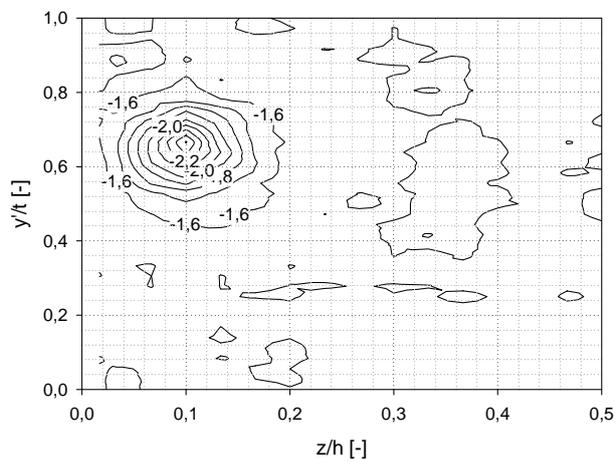
Abbildung A.9: Statischer Druckkoeffizient C_{p2} , Nominelle Spaltweite $\tau=1.55\text{mm}$



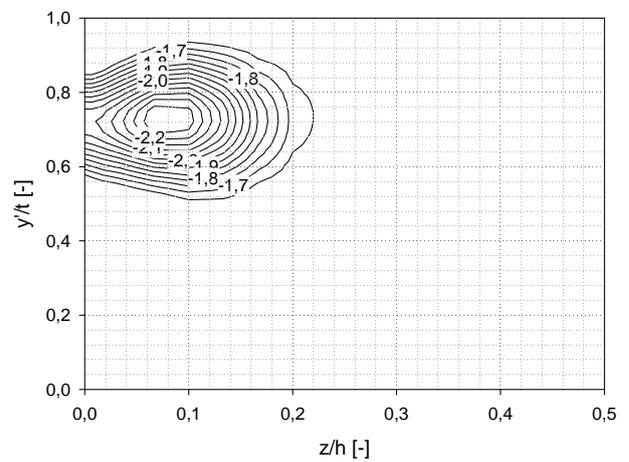
(a) Messung, ohne Einblasung



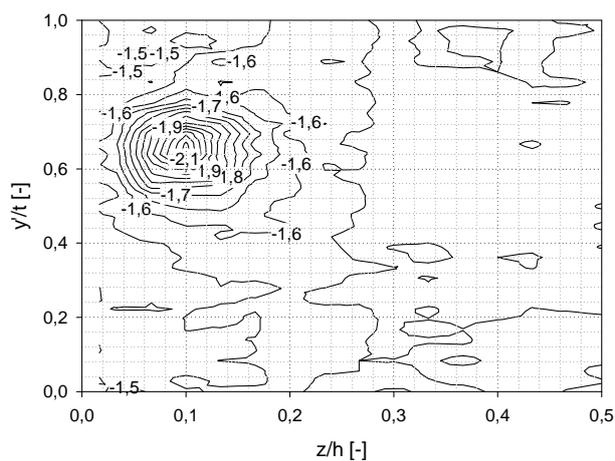
(d) RKE, ohne Einblasung



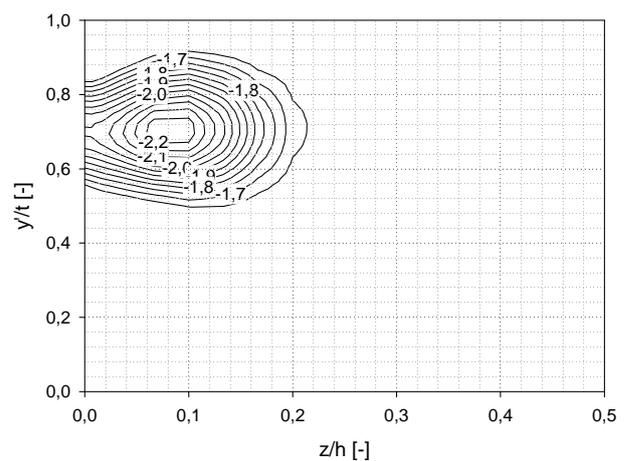
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

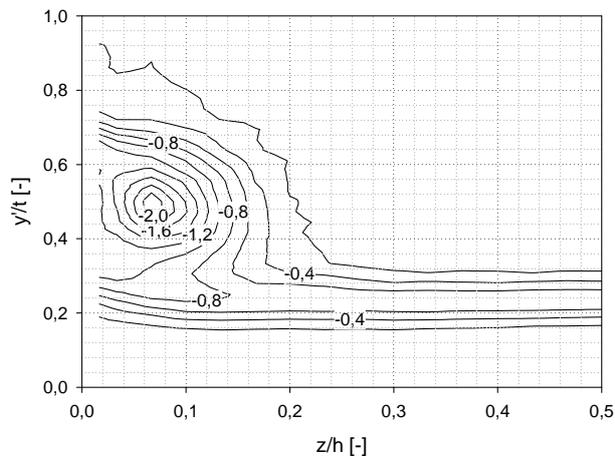


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

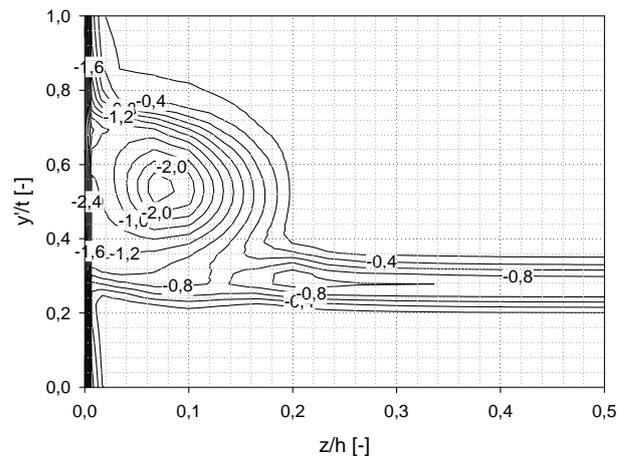


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

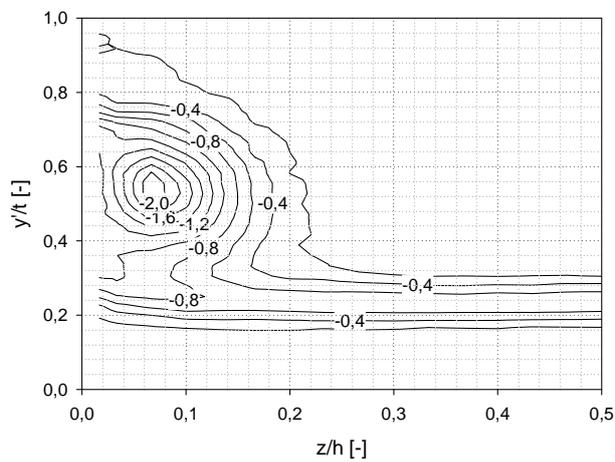
Abbildung A.10: Statischer Druckkoeffizient C_{p2} , Nominelle Spaltweite $\tau=4.55\text{mm}$



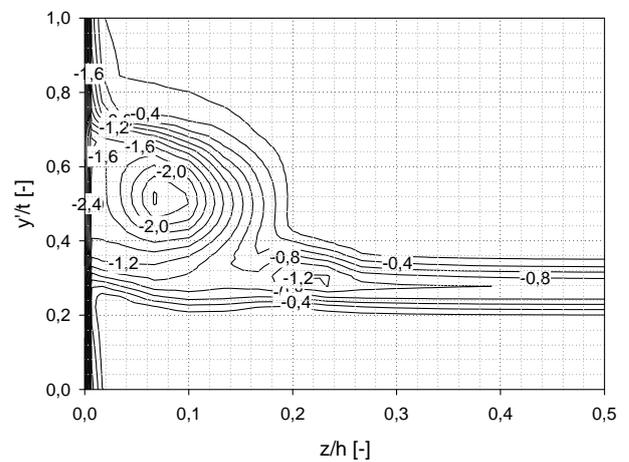
(a) Messung, ohne Einblasung



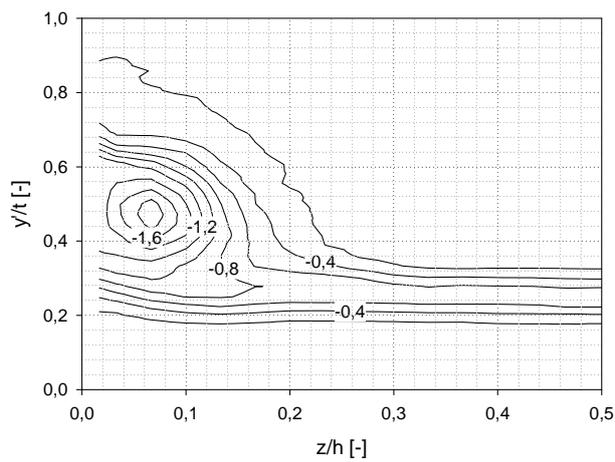
(d) RKE, ohne Einblasung



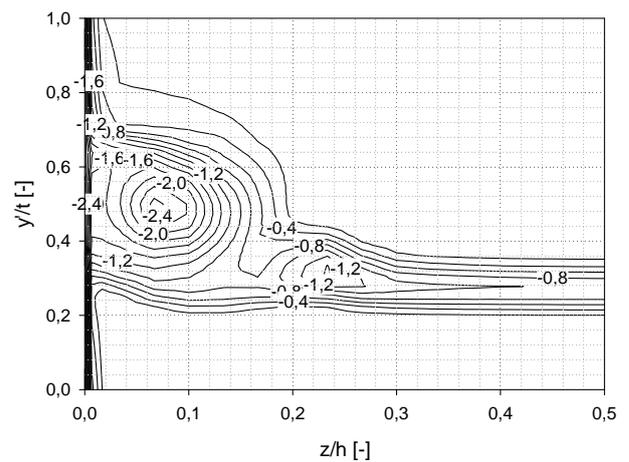
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$

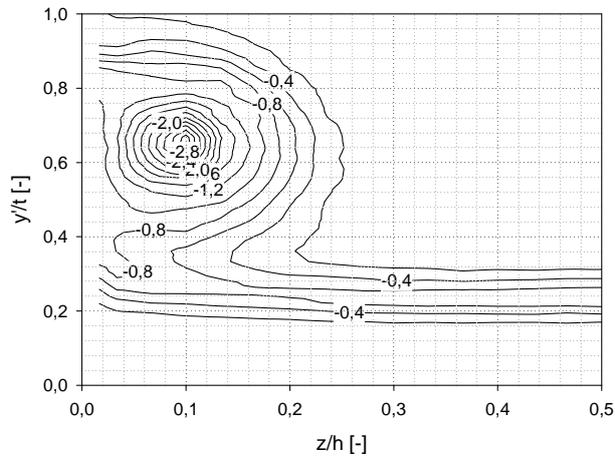


(c) Messung, $\delta=45^\circ$

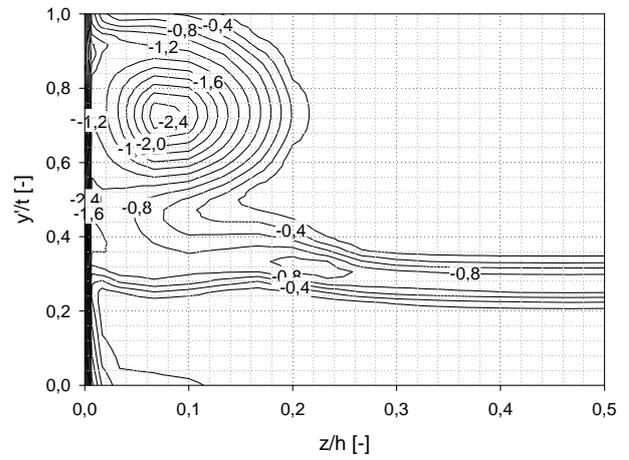


(f) RKE, $\delta=45^\circ$

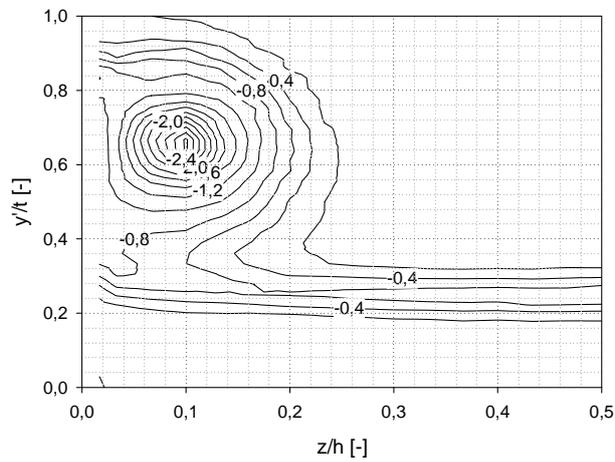
Abbildung A.11: Totaldruckkoeffizient C_{pt2} , Nominelle Spaltweite $\tau=1.55\text{mm}$



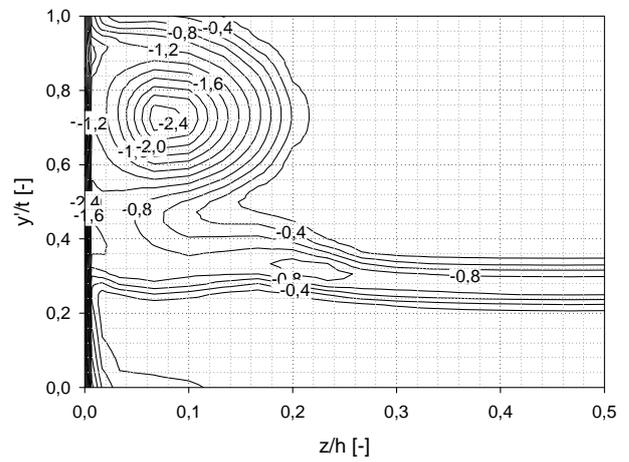
(a) Messung, ohne Einblasung



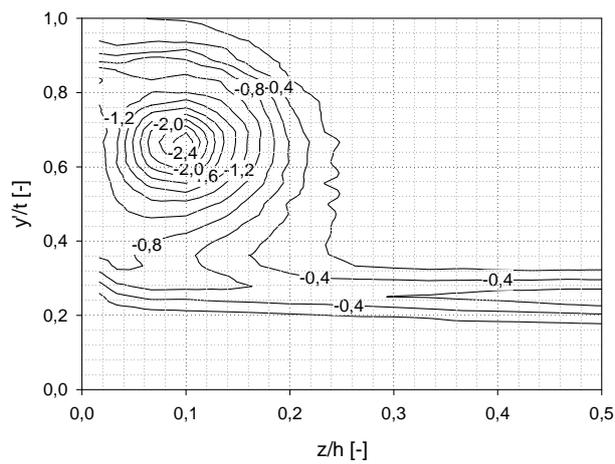
(d) RKE, ohne Einblasung



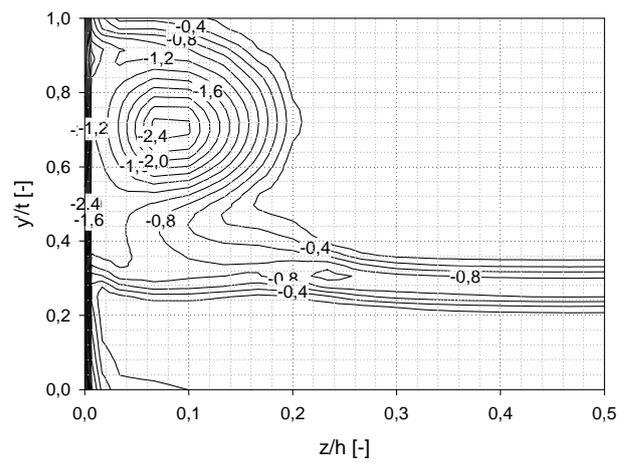
(b) Messung, $\delta=90^\circ$



(e) RKE, $\delta=90^\circ$



(c) Messung, $\delta=45^\circ$



(f) RKE, $\delta=45^\circ$

Abbildung A.12: Totaldruckkoeffizient C_{pt2} , Nominelle Spaltweite $\tau=4.55\text{mm}$

Anhang B

User Defined Functions

Programmcode für die Eintrittsrandbedingung der Geschwindigkeit und der Turbulenzgrößen und für die 1D-Betrachtung der Bohrung nach [3].

```
1 #include "udf.h"
2
3 #define b 0.0229      /* boundary layer thickness in m */
4 #define h 0.15       /* inlet weight in m */
5 #define w 33.        /* inlet velocity in m/s */
6 #define tuw 0.12     /* Turbulenzgrad an der Wand in \% */
7 #define tucl 0.05    /* Turbulenzgrad in Kanalmitte in \% */
8 #define cmu 0.09     /* Konstante für Turbulenzmodelle */
9 #define lt 0.000108  /* Turbulentes Laengenmaß in m lt=0.001*t mit t
   =108mm */
10
11 /* Eintrittsprofil x-Geschwindigkeit */
12 DEFINE_PROFILE(x_velocity, thread, position)
13 {
14     real x[ND_ND]={0.};
15     real z=0.;
16     real value=0.;
17     face_t f;
18
19     begin_f_loop(f, thread)
20     {
21         F_CENTROID(x, f, thread);
22         z = h-x[2];
23         if (z < b)
24         {
25             value=w*pow(z/b,1./7.);
26             F_PROFILE(f, thread, position) = value;
27         }
28         else
29         {value=w;
30             F_PROFILE(f, thread, position) = value;
31         }
32     }
33     end_f_loop(f, thread)
34 }
```

```

35 |
36 | /* Eintrittsprofil turbulente kinetische Energie k */
37 | DEFINE_PROFILE(turbulent_kinetic_energy, thread, position)
38 | {
39 |     real x[ND_ND]={0.};
40 |     real z=0.;
41 |     real value=0.;
42 |     face_t f;
43 |
44 |     begin_f_loop(f, thread)
45 |     {
46 |         F_CENTROID(x, f, thread);
47 |         z = h-x[2];
48 |         if(z < b)
49 |         {
50 |             value=3./2.*pow(tuw-(tuw-tucl)*(2.*z/b-pow(z/b,2.)),2.)*
                    pow(w*pow(z/b,1./7.),2.);
51 |             F_PROFILE(f, thread, position) = value;
52 |         }
53 |         else
54 |         {
55 |             value=3./2.*pow(tucl,2.)*pow(w,2.);
56 |             F_PROFILE(f, thread, position) = value;
57 |         }
58 |     }
59 |     end_f_loop(f, thread)
60 | }
61 |
62 | /* Eintrittsprofil turbulente Dissipationsrate e */
63 | DEFINE_PROFILE(dissipation_rate, thread, position)
64 | {
65 |     real x[ND_ND]={0.};
66 |     real z=0.;
67 |     real value=0.;
68 |     face_t f;
69 |
70 |     begin_f_loop(f, thread)
71 |     {
72 |         F_CENTROID(x, f, thread);
73 |         z = h-x[2];
74 |         if(z < b)
75 |         {
76 |             value = pow(cmu,3./4.)*pow(3./2.*pow(tuw-(tuw-tucl)*(2.*z
                    /b-pow(z/b,2.)),2)*pow(w*pow(z/b,1./7.),2.),3./2.)/lt;
77 |             F_PROFILE(f, thread, position) = value;
78 |         }
79 |         else
80 |         {
81 |             value = pow(cmu,3./4.)*pow(3./2.*pow(tucl,2.)*pow(w,2.)
                    ,3./2.)/lt;
82 |             F_PROFILE(f, thread, position) = value;
83 |         }
84 |     }
85 |     end_f_loop(f, thread)
86 | }

```

```
87 |
88 | #define roh 1.225          /* Dichte in kg/m3 */
89 | #define db 0.005          /* Durchmesser der Bohrung in m */
90 | #define lb 0.054          /* Länge der Bohrung in m */
91 | #define lambda 0.03       /* Verlust hydraulisch glatt */
92 | #define zeta 1.911        /* Zeta Wert der Bohrung mit 45 Grad
    |     Einblaserichtung - zeta=1.661 für 90 Grad Einblaserichtung */
93 |
94 | static real mass_flow = 0.0;
95 |
96 | /* ID of the input faces (--> pressure outlet BC in fluent) */
97 | int face_A = 30127;
98 |
99 | DEFINE_EXECUTE_AT_END( calculate_mass_flow )
100 | {
101 |     real flux_A = 0.0;
102 |
103 |     Domain *d = Get_Domain(1);
104 |     Thread *t = Lookup_Thread(d, face_A);
105 |     face_t f;
106 |
107 |     begin_f_loop(f,t)
108 |     {
109 |         flux_A += F_FLUX(f,t);
110 |     }
111 |
112 |     end_f_loop(f,t)
113 |
114 |     mass_flow = flux_A*sqrt(4.5/(1.+lambda*lb/db+zeta));
115 |
116 | }
117 |
118 |
119 | /* Eintrittsmassenstrom aus der Bohrung zurueck in den Spalt */
120 | DEFINE_PROFILE(bore_mass_flow,thread,position)
121 | {
122 |     face_t f;
123 |
124 |     begin_f_loop(f,thread)
125 |     {
126 |         F_PROFILE(f,thread,position) = mass_flow;
127 |     }
128 |     end_f_loop(f,thread)
129 | }
```

Lebenslauf

03.05.1982 geboren in Wien

Schulbildung

1988 bis 1992 Volksschule Sta. Christiana, Rodaun
1992 bis 1997 Gymnasium Wenzgasse, BRG13, Wien
1997 bis 2002 HTBLuVA Mödling, Fachrichtung KFZ-Technik

Studium

2003 bis 2009 Studium an der Technischen Universität Wien
Maschinenbau mit Vertiefung Energietechnik
2009 bis 2013 Universitätsassistent an der Technischen Universität Wien
am Institut für Energietechnik und Thermodynamik
Fachbereich Strömungsmaschinen

Publikationen

- 2011 G. Bischelmaier, **A. Benoni**, R. Willinger:
Computation of Leaf Seal Flow Using a Porous Medium Approach; in: "Conference Proceedings of the 9th European Conference on Turbomachinery - Fluid Dynamics and Thermodynamics", Istanbul, Türkei (2011).
- 2012 **A. Benoni**, R. Willinger:
Numerical Simulation of Passive Tip-Leakage Flow Control Method for Axial Turbines; in: "Proceedings of the 6th European Congress on Computational Methods in Applied Sciences and Engineering", Wien, Österreich (2012).
- 2013 **A. Benoni**, R. Willinger:
Design Modification of a Passive Tip-Leakage Control Method for Axial Turbines: Linear Cascade Wind Tunnel Results; in: "Proceedings of ASME 2013 Turbine Blade Tip Symposium 2013", Hamburg, Deutschland (2013).