

STEPHAN WEIDNER

Einfluss des Dralls auf den Überschallnachlauf  
eines längsangeströmten zylindrischen Körpers



STEPHAN WEIDNER

Einfluss des Dralls auf den Überschallnachlauf  
eines längsangeströmten zylindrischen Körpers

SCHRIFTENREIHE DES INSTITUTS FÜR STRÖMUNGSMECHANIK  
KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE (KIT)

BAND 7

Eine Übersicht aller bisher in dieser Schriftenreihe erschienenen  
Bände finden Sie am Ende des Buchs.

# Einfluss des Dralls auf den Überschallnachlauf eines längsangeströmten zylindrischen Körpers

VON  
STEPHAN WEIDNER

Karlsruher Institut für Technologie  
Institut für Strömungsmechanik

Einfluss des Dralls auf den Überschallnachlauf  
eines längsangeströmten zylindrischen Körpers

Zur Erlangung des akademischen Grades eines Doktor-Ingenieurs von der  
KIT-Fakultät für Maschinenbau des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)  
genehmigte Dissertation

von Stephan Weidner

Tag der mündlichen Prüfung: 1. Juli 2019  
Hauptreferentin: Prof. Dr.-Ing. Bettina Frohnapfel  
Korreferenten: Prof. Dr.-Ing. habil. Friedrich Seiler  
Prof. Dr.-Ing. Ewald Krämer

#### Impressum



Karlsruher Institut für Technologie (KIT)  
KIT Scientific Publishing  
Straße am Forum 2  
D-76131 Karlsruhe

KIT Scientific Publishing is a registered trademark  
of Karlsruhe Institute of Technology.  
Reprint using the book cover is not allowed.

[www.ksp.kit.edu](http://www.ksp.kit.edu)



*This document – excluding the cover, pictures and graphs – is licensed  
under a Creative Commons Attribution-Share Alike 4.0 International License  
(CC BY-SA 4.0): <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/4.0/deed.en>*



*The cover page is licensed under a Creative Commons  
Attribution-No Derivatives 4.0 International License (CC BY-ND 4.0):  
<https://creativecommons.org/licenses/by-nd/4.0/deed.en>*

Print on Demand 2020 – Gedruckt auf FSC-zertifiziertem Papier

ISSN 2199-8868  
ISBN 978-3-7315-1030-7  
DOI 10.5445/KSP/1000118606





# **Einfluss des Dralls auf den Überschallnachlauf eines längsangeströmten zylindrischen Körpers**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTOR-INGENIEURS (DR.-ING.)

von der KIT-Fakultät für Maschinenbau des  
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)  
genehmigte

DISSERTATION

von

Stephan Weidner

Tag der mündlichen Prüfung: 01. Juli 2019

Hauptreferentin: Prof. Dr.-Ing. Bettina Frohnäpfel  
Korreferenten: Prof. Dr.-Ing. habil. Friedrich Seiler  
Prof. Dr.-Ing. Ewald Krämer



# Vorwort

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am *Deutsch-Französischen Forschungsinstitut Saint-Louis* (ISL). Die Idee zu dieser Arbeit erhielt ich durch Dr. Robert Hruschka und Dr.-Ing. Friedrich Leopold, welche anschließend auch die wissenschaftliche Betreuung am ISL übernahmen.

Mein herzlichster Dank gilt insbesondere Dr. Robert Hruschka für dessen umfassende Unterstützung während der gesamten Arbeit. Durch sein Interesse an dem Thema und sein persönliches Engagement bei der Betreuung meines Promotionsvorhabens hat er einen erheblichen Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet. Seine konstruktiven Anmerkungen und Hinweise sowie seine jederzeitige Diskussionsbereitschaft haben mir sowohl bei der Durchführung der experimentellen und numerischen Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit als auch bei deren Auswertung und der Zusammenfassung der Ergebnisse sehr geholfen.

Dr.-Ing. Friedrich Leopold gilt mein aufrichtigster Dank nicht nur für die Wertschätzung meiner Arbeit sowie die fachlich wertvollen und hilfreichen Diskussionen, sondern auch für die organisatorische Unterstützung, mit welcher er diese Arbeit von Beginn an begleitete und letztendlich überhaupt ermöglichte.

Zum Gelingen der experimentellen Untersuchungen hat die ISL-Arbeitsgruppe *Aerodynamik, Messungen und Simulationen* maßgeblich beigetragen. Mein besonderer Dank gilt hierbei Joseph Juncker für seine Unterstützung bei den Druckmessungen sowie Christian Rey und Thibaut Gauthier für ihre Mithilfe bei den PIV- und PSP-Messungen. Dominique Willmé danke ich für die außergewöhnliche Fürsorge, die er dem Windkanal *S20* unmittelbar vor dessen geplanter Stilllegung entgegenbrachte. Ohne sein persönliches Engagement und seine wiederholte Bereitschaft seinen Arbeitstag außerplanmäßig zu verlängern, wäre die Durchführung der über 400 Windkanalversuche im Rahmen dieser Arbeit wohl nicht möglich gewesen.

Dem ISL bin ich dafür dankbar, diese Arbeit ermöglicht zu haben. Den zahlreichen Kolleginnen und Kollegen des Instituts, die indirekt und direkt zu dieser Arbeit beigetragen haben, danke ich für ihr Interesse und ihre Hilfsbereitschaft.

Für die Übernahme des Hauptreferates und den interessanten Einblick in die universitäre Lehre am *Institut für Strömungsmechanik (ISTM)* des KIT möchte ich Professor Dr.-Ing. Bettina Frohnappel meinen Dank aussprechen.

Bei Professor Dr.-Ing. habil. Friedrich Seiler vom ISTM möchte ich mich für die Übernahme des Korreferates und die Anregungen bedanken, welche zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben.

Professor Dr.-Ing. Ewald Krämer vom *Institut für Aerodynamik und Gasdynamik (IAG)* der Universität Stuttgart danke ich für sein Interesse an dem Thema und seinen Beitrag zur Verbesserung der vorliegenden Arbeit im Rahmen des von ihm übernommenen Korreferates.

Für die Übernahme des Vorsitzes des Promotionsprüfungsausschusses bedanke ich mich bei Professor Dr.-Ing. Hans-Jörg Bauer vom *Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS)* des KIT.

Ein besonderer Dank gilt meiner Familie und meinen Freunden, die mir — so weit und lange es ihnen möglich war — den notwendigen Rückhalt und zusätzlichen Antrieb zur erfolgreichen Vollendung der vorliegenden Arbeit gegeben haben.

*Vielen Dank, merci beaucoup, thank you very much und kiitos paljon!*

Saint-Louis, im März 2020

*Stephan Weidner*

# Kurzfassung

Nachlaufströmungen existieren hinter fluidumströmten Körpern und beeinflussen die auf den Körper wirkenden aerodynamischen Kräfte. Für Überschallflugkörper kann sich eine Veränderung der Nachlaufströmung beispielsweise maßgeblich auf den Strömungswiderstand auswirken. Da die Auswirkungen von strömungsmechanischen Einflüssen auf Nachlaufströmungen bis heute nicht vollständig verstanden werden, ist die Untersuchung von Nachlaufströmungen nicht nur für technische Anwendungen im Bereich der Fahrzeug- und Flugkörperaerodynamik relevant, sondern auch aus wissenschaftlicher Sicht von grundlegender Bedeutung.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss eines vor der Modellhinterkante in die Strömung eingebrachten Dralls auf den Überschallnachlauf eines längsangeströmten zylindrischen Körpers untersucht.

In der Literatur ist mittels numerischer Untersuchungen bereits eine Veränderung der Nachlaufstruktur aufgrund eines eingebrachten Dralls gezeigt worden. Experimentell konnte diese Veränderung der Nachlaufstruktur jedoch bisher nicht nachgewiesen werden.

Der erste Teil der vorliegenden Arbeit umfasst experimentelle Untersuchungen zu rotierenden Überschallnachlaufströmungen. Zunächst wurden experimentelle Untersuchungen mit rotierenden Strömungskörpern durchgeführt, die gegenüber nichtrotierenden Nachlaufströmungen einen Druckabfall im Zentrum der Modellbasis erzeugten. Eine strukturelle Veränderung des Nachlaufs konnte jedoch nicht gezeigt werden. Deshalb wurden anschließend Windkanalversuche durchgeführt, bei denen festmontierte Strömungskörper mit angestellten Leitflächen höhere Drallraten im Nachlauf erzeugten. Durch die Vermessung des Geschwindigkeitsfeldes hinter den unterschiedlichen Strömungskörpern sowie Druckmessungen an der Basis der Strömungskörper konnte experimentell nachgewiesen werden, dass es aufgrund des eingebrachten Dralls zu zwei grundsätzlich verschiedenen, von der Drallrate abhängigen Veränderungen der

Nachlaufstruktur kommt. Für einen Anstellwinkel der Leitflächen von  $\lambda = 16^\circ$  bildete sich eine rotierende Nachlaufströmung mit einem zentralen, stromabgerichteten Wirbelschlauch aus, wie sie bisher nur durch numerische Simulationen vorhergesagt worden war. Ein höherer Leitflächenanstellwinkel von  $\lambda = 32^\circ$  führte zu einer bisher nicht beschriebenen Strukturänderung der Nachlaufströmung. In der Nähe der Strömungsachse bildete sich eine stromaufgerichtete Strömung aus, die vom fernen Nachlauf bis zur Basis des Strömungskörpers reichte.

Um die strömungsmechanischen Zusammenhänge sowie die Ursachen für die experimentell beobachteten Veränderungen der Strömungsstruktur beschreiben zu können, wurden im zweiten Teil dieser Arbeit numerische Simulationen durchgeführt. Mit Hilfe turbulenzauflösender Grobstruktursimulationen konnten die experimentellen Strömungsfelder qualitativ gut modelliert werden. Die Simulationsergebnisse für  $\lambda = 16^\circ$  zeigen, dass aufgrund des in den Nachlauf eingebrachten Dralls in einem entlang der Bahnlinie eines Fluidelementes mitgeführten und mitrotierenden Bezugssystem Zentrifugalkräfte erzeugt wurden. Die Zentrifugalkräfte resultierten in einem gegenläufig rotierenden, konzentrischen und torusförmigen Wirbelpaar an der Basis des Strömungskörpers und führten zur Ausbildung des experimentell beobachteten, zentralen, stromabgerichteten Wirbelschlauches. Für  $\lambda = 32^\circ$  verhinderten die Zentrifugalkräfte eine Ablenkung der an der Modellhinterkante ablösenden Strömung in Richtung der Zentralachse, sodass sich ein zylinderförmiges Totwassergebiet ausbildete. Begrenzt wurde das Totwassergebiet im fernen Nachlauf durch die an den Windkanalwänden reflektierten Verdichtungsstöße, die an den Leitflächenvorderkanten entstanden. Ein Teil der Strömung konnte den durch die reflektierten Verdichtungsstöße erzeugten axialen Druckgradienten nicht überwinden und wurde in Richtung der Basis umgelenkt.

Die experimentellen und numerischen Ergebnisse zeigen außerdem, dass die Veränderungen der Nachlaufstruktur mit einer Verringerung des Basisdruckes um bis zu 80 % gegenüber einem nichtrotierenden Nachlauf einhergehen. Der eingebrachte Drall resultierte somit zusätzlich zu den strukturellen Veränderungen in einer maßgeblichen Erhöhung des Strömungswiderstandes in Abhängigkeit von der Drallrate der Nachlaufströmung.

# Abstract

Wake flows exist behind bodies in a fluid flow and affect the aerodynamic forces acting on these bodies. Small changes in the wake flow properties can for example significantly alter the total drag of supersonic flight vehicles. There are, however, effects on the wake that are not yet fully understood. Wake flows are therefore not only relevant for technical applications as vehicle aerodynamics, but also of a fundamental interest in scientific research.

The present work investigates the effect of swirl introduced upstream of the base corner on the wake of axisymmetric afterbodies in a supersonic flow.

Previous numerical studies in the literature indicated a change in the wake flow structure caused by spinning finned afterbodies, however, no experimental proof was found.

Therefore, wind tunnel experiments on swirling supersonic wake flows were conducted in the first part of the present work. The first study with physically spinning afterbodies shows a decrease of the central base pressure compared to non-swirling wake flows. A structural change of the wake, however, was not observed. Hence, wind-tunnel experiments on models having stationary but canted fins introducing a higher swirling motion to the wake were conducted. Dependent on the swirl rate introduced by the canted fins, measurements of the velocity field behind the models and the pressure distribution at the model base show evidence of two distinctively different wake flow structures. For a fin cant angle of  $\lambda = 16^\circ$ , a rotating wake flow with a central downstream vortex tube formed, which was previously described only by numerical simulations. A higher fin cant angle of  $\lambda = 32^\circ$  resulted in a change of the wake structure, which was observed for the first time. Near the central axis of the flow field an upstream flow was established, extending from the far wake up to the model base.

In order to describe the fluid-dynamical processes and the origins for the experimentally observed structural changes of the rotating wakes, numerical

simulations were performed in the second part of this work. The results of large-scale turbulence-resolving simulations are qualitatively in good agreement with the measured flow fields. The numerical results for the model with  $\lambda = 16^\circ$  show that the swirling flow motion in the wake introduced centrifugal forces in the non-inertial Lagrangian reference frame following the pathline of an individual fluid parcel. The centrifugal forces led to a concentric, counter-rotating, toric vortex pair near the model base and resulted in the formation of the experimentally-observed central downstream vortex tube. For  $\lambda = 32^\circ$ , the centrifugal forces acting on the swirling fluid prevented the flow detaching at the base corner from being deflected toward the central axis. This resulted in a cylindrical dead air region behind the model. The dead air region was bounded in the far wake by the shocks caused by the fin leading edges, which were reflected from the wind tunnel walls. Parts of the flow were not capable of overcoming the adverse pressure gradient caused by the reflected shocks and thus were directed back to the base.

Additionally, the experimental and numerical results show that the changes in the wake flow structure go along with a decrease in base pressure of up to 80 % in comparison to a non-rotating wake. The swirling motion resulted therefore not only in two distinct changes of the wake flow structure but also in a significant increase in drag dependent on the swirl rates in the wake.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Vorwort</b> . . . . .	<b>i</b>
<b>Kurzfassung</b> . . . . .	<b>iii</b>
<b>Abstract</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>Symbol- und Abkürzungsverzeichnis</b> . . . . .	<b>xi</b>
<b>1 Einleitung</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Zielsetzung . . . . .	3
1.3 Vorgehensweise . . . . .	3
1.4 Aufbau der Arbeit . . . . .	4
<b>2 Stand der Forschung</b> . . . . .	<b>7</b>
2.1 Achsensymmetrischer Überschallnachlauf . . . . .	7
2.1.1 Empirische Korrelationen . . . . .	7
2.1.2 Theoretische Modelle . . . . .	7
2.1.3 Experimentelle Analysen und numerische Simulationen . . . . .	9
2.1.4 Beeinflussung von Nachlaufströmungen . . . . .	16
2.2 Drallströmungen . . . . .	18
2.2.1 Wechselwirkung von Wirbelschläuchen mit Verdichtungsstößen . . . . .	18
2.2.2 Einfluss des Dralls auf turbulente Mischungsprozesse . . . . .	20

<b>3</b>	<b>Studie mit rotierenden Strömungskörpern</b>	<b>23</b>
3.1	Versuchsaufbau und Anströmbedingungen	23
3.1.1	Messung des statischen Drucks der Anströmung	25
3.1.2	Messung der Grenzschichtdicke	26
3.2	Modellgeometrien und Strömungsbedingungen im Nachlauf	29
3.3	Messungen des zentralen Basisdruckes	31
3.4	Druckabschätzung für rotierende Nachlaufströmungen	36
3.5	Vergleich von rotierenden, geraden mit nichtrotierenden, angestellten Leitflächen	39
3.6	Fazit zur Studie mit rotierenden Strömungskörpern	41
<b>4</b>	<b>Experimentelle Methoden</b>	<b>43</b>
4.1	Konfigurationen mit angestellten Leitflächen	43
4.2	Messmethoden	44
4.2.1	Ölanstrichverfahren	44
4.2.2	Particle Image Velocimetry (PIV)	46
4.2.3	Druckmessungen	53
<b>5</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>63</b>
5.1	Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes	63
5.2	Geschwindigkeitsfeld im Nachlauf	66
5.3	Druckfeld	73
5.3.1	Statischer Druck vor der Modellhinterkante	73
5.3.2	Basisdruck	76
5.4	Ergebnisse für weitere Leitflächenanstellwinkel	80
5.4.1	Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes	80
5.4.2	Geschwindigkeitsfeld im Nachlauf	82
5.4.3	Druckfeld	85
5.5	Zusätzliche Basisdruckmessungen mittels PSP-Methode	89
5.6	Fazit zu den experimentellen Ergebnissen	90

---

<b>6</b>	<b>Numerische Simulationsmethoden</b>	<b>95</b>
6.1	Turbulenzmodellierung	96
6.2	Diskretisierung des Rechengebietes	98
6.3	Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen	102
6.4	Einfluss der räumlichen Diskretisierungsdichte auf das Simulationsergebnis	103
6.5	Einfluss der Methode zur Turbulenzmodellierung auf das Simulationsergebnis	112
<b>7</b>	<b>Numerische Ergebnisse und Interpretation der Messergebnisse</b>	<b>117</b>
7.1	Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse	117
7.1.1	Statischer Druck an der Modelloberfläche im Bereich der Leitflächen	117
7.1.2	Axiales und radiales Geschwindigkeitsfeld	119
7.1.3	Turbulente kinetische Energie	125
7.1.4	Wandschubspannungen	128
7.1.5	Basisdruck	130
7.1.6	Fazit zum Vergleich zwischen den Simulationen und Messungen	132
7.2	Interpretation der Mess- und Simulationsergebnisse	133
7.2.1	Azimutalgeschwindigkeit	133
7.2.2	Radiale Druckgradienten und Zentrifugalkräfte	136
7.2.3	Ähnlichkeit zum Wirbelaufplatzen in Überschallströmungen	140
7.3	Fazit zu den numerischen Ergebnissen	142
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>145</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>149</b>

## **Anhang**

<b>A RANS-Simulationen</b> . . . . .	<b>171</b>
A.1 Numerische Methoden . . . . .	171
A.2 Ergebnisse . . . . .	173
A.3 Fazit zu den RANS-Simulationen . . . . .	175
<b>B Massenstrom in das nahe Nachlaufgebiet verursacht durch PIV-Messungen</b> . . . . .	<b>179</b>
B.1 Messung des maximalen Massenstroms . . . . .	179
B.2 Einfluss des PIV-Massenstroms auf das Strömungsfeld . . . . .	180
B.2.1 Abschätzung mittels semi-empirischer Korrelation . . . . .	180
B.2.2 DES-Simulationen mit zentralem Massenstrom . . . . .	180

# Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

## Lateinische Symbole

$a$	[-]	Koeffizient für Richardson-Extrapolation
$A$	[-]	Stern-Volmer-Koeffizient
$A_b$	[m <sup>2</sup> ]	Fläche der Modellbasis
$b$	[Pa]	statistische systematische Messabweichung
$B$	[-]	Stern-Volmer-Koeffizient
$C_{CFL}$	[-]	Courantzahl $U\Delta t/\Delta x$
$\overline{C_{pb}}$	[-]	Basisdruckkoeffizient, zeitlich und räumlich gemittelt
$D$	[m]	Basisdurchmesser der Modelle
$E_{U,U'}$	[m <sup>3</sup> /s <sup>2</sup> ]	Spektrum der turbulenten kinetischen Energie basierend auf den Geschwindigkeitsfluktuationen $U'$ bezogen auf die Wellenzahl $\kappa$
$E_{U,U'}^l$	[m/s <sup>2</sup> ]	Spektrum der turbulenten kinetischen Energie basierend auf den Geschwindigkeitsfluktuationen $U'$ bezogen auf die turbulente Längenskala $l_\kappa$
$f_{\text{äqui.}}$	[Hz]	theoretische Äquivalenzdrehrate für Modelle mit angestellten Leitflächen
$f_M$	[Hz]	Modelldrehrate
$f_{M,\text{max}}$	[Hz]	maximal erreichte Modelldrehrate
$f_{\text{rot.}}$	[Hz]	Drallrate der Strömung
$F_S$	[-]	Sicherheitsfaktor des Gitterkonvergenzindex (GCI)
GCI	[-]	Gitterkonvergenzindex
$h_{LF}$	[m]	Höhe der Leitflächen
$h_m^*$	[-]	relative numerische Gitterauflösung
$i$	[-]	Zählvariable
$I$	[-]	Graustufenintensität
$k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	turbulente kinetische Energie

$k^\star$	[–]	turbulente kinetische Energie, normiert mit $U_\infty^2$
$k_{U_x, U_r}^\star$	[–]	turbulente kinetische Energie, basierend auf axialen und radialen Geschwindigkeitsfluktuationen, normiert mit $U_\infty^2$
$l_\kappa$	[m]	turbulente Längenskala
$L_D$	[m]	Modelllänge mit konstantem Durchmesser $D$
$L_\delta$	[m]	Laufänge der Grenzschicht
$m$	[–]	numerischer Gitterindex
$\dot{m}_{\max}$	[kg/s]	gemessener maximaler Massenstrom durch das Modell
$\dot{m}_{\text{PIV}}$	[kg/s]	abgeschätzter maximaler Massenstrom während der PIV-Messungen
$\dot{m}_{\text{Sim.}}$	[kg/s]	simulierter Massenstrom in das Rezirkulationsgebiet
$\min U_x^\star$	[m/s]	maximale relative Rückströmgeschwindigkeit
$M$	[–]	Machzahl
$n_{\text{LF}}$	[–]	Anzahl der Leitflächen
$N_{\text{Exp.}}$	[–]	Anzahl der Messungen
$N_G$	[–]	Anzahl der numerischen Gitterzellen des inneren Rechengitters
$N_\varphi$	[–]	Anzahl der azimutalen Gitterpunkte zur dichte-gewichteten Mittelung der numerischen Ergebnisse
$p$	[Pa]	Druck
$p_{b, fM=0}^\star$	[–]	relativer Basisdruck ohne Modellrotation
$\bar{p}$	[–]	entdimensionalisierte Modelldrehrate
$\bar{p}_{\max}$	[–]	experimentell maximal erreichte entdimensionalisierte Modelldrehrate
$p_{\text{Pitot}}$	[Pa]	Pitotdruck
$q$	[–]	Exponent für Richardson-Extrapolation
$q_f$	[–]	formale Konvergenzordnung des numerischen Schemas
$r$	[m]	Radialkoordinate im zylindrischen Koordinatensystem
$R$	[m]	Basisradius
$Re_D$	[–]	Reynoldszahl bezogen auf den Durchmesser $D$ , $\frac{\rho_\infty U_\infty D}{\mu_\infty}$
$Re_L$	[–]	Reynoldszahl bezogen auf die charakteristische Länge $L$ , $\frac{\rho_\infty U_\infty L}{\mu_\infty}$

$Re_{L,\delta}$	[–]	Reynoldszahl bezogen auf die Lauflänge der Grenzschicht $L_\delta$ , $\frac{\rho_\infty U_\infty L_\delta}{\mu_\infty}$
$s_{\widehat{p_b^*}}$	[Pa]	statistische zufällige Messabweichungen von $\widehat{p_b^*}$
$s_{\overline{p_b^*}}$	[Pa]	Standardabweichung des Mittelwertes der Messwerte $\overline{p_b^*}$
$s_{p_b^*}$	[Pa]	Standardabweichung der Messwerte für $p_b^*$
$s_{p_{b,M=0}^*}$	[Pa]	Standardabweichung der Messungen des zentralen Basisdruckes ohne Rotation
$S$	[–]	Wirbelstärke
$t$	[s]	Zeit
$t_{95\%}$	[–]	Koeffizient der Student- $t$ -Verteilung zum Konfidenzniveau von 95 %
$T$	[K]	Temperatur
$u_{p_b^*}$	[Pa]	kombinierte statistische Abweichung der Messwerte $p_b^*$ vom wahren Wert der Messgröße $(p_b^*)_{\text{real}}$
$u^+$	[–]	dimensionslose Strömungsgeschwindigkeit
$U$	[m/s]	Strömungsgeschwindigkeit
$U_{A,\text{rot.}}$	[m/s]	Anströmgeschwindigkeit rotierender Leitflächen
$U_{x,\text{ext.}}$	[m/s]	axiale Strömungsgeschwindigkeit der äußeren Strömung eines Schlauchwirbels
$U_{\varphi,\text{max}}$	[m/s]	maximale azimutale Strömungsgeschwindigkeit innerhalb eines Schlauchwirbels
$U_{p_b^*,95\%}$	[–]	Messunsicherheit von $p_b^*$ zum Konfidenzniveau von 95 %
$V$	[m <sup>3</sup> ]	Volumen
$x$	[m]	Axialkoordinate im kartesischen und zylindrischen Koordinatensystem
$x_{\text{SP}}$	[m]	axiale Position des hinteren Stagnationspunktes
$x _{\min U_x^*}$	[m]	axiale Position der maximalen Rückströmung
$y$	[m]	Vertikalkoordinate im kartesischen Koordinatensystem
$y^+$	[–]	dimensionsloser Wandabstand
$z$	[m]	Horizontalkoordinate im kartesischen Koordinatensystem

### Griechische Symbole

$\beta_{p_b^*,i}$	[Pa]	systematische Abweichung vom wahren Wert der Messgröße $(p_b^*)_{\text{real}}$
$\gamma$	[–]	Isentropenexponent
$\delta$	[m]	mittlere Grenzschichtdicke
$\Delta b_{p_b^*,i}$	[Pa]	Unsicherheit der systematischen Messabweichung $b_{p_b^*,i}$
$\Delta r$	[m]	radialer Wandabstand
$\Delta t$	[s]	diskreter Zeitschritt für transiente numerische Strömungssimulationen
$\Delta t_M$	[s]	zeitliches Mittelungsintervall für transiente Simulationsergebnisse
$\Delta V_B$	[m <sup>3</sup> ]	Volumenänderung des Ballons
$\Delta x$	[m]	räumliche Diskretisierungslänge des numerischen Rechengitters
$\Delta\varphi_{\text{LF}\rightarrow\text{PIV}}$	[°]	azimutale Lage der PIV-Ebene relativ zur Position der nächsten Leitfläche an der Modellhinterkante
$\varepsilon$	[m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup> ]	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
$\epsilon_{p_b^*}$	[Pa]	zufällige Abweichung des Messwertes $p_b^*$
$\eta$	[–]	Vergrößerungsfaktor der numerischen Rechengitter
$\kappa$	[1/m]	Wellenzahl
$\lambda$	[°]	Anstellwinkel der Leitflächen
$\lambda_{\text{rot.}}$	[°]	Anströmwinkel rotierender Leitflächen
$\mu_\infty$	[Pa s]	dynamische Viskosität im Freistrom
$\nu_{p_b^*}$	[–]	effektive Anzahl der Freiheitsgrade der Student- $t$ -Verteilung
$\nu_{b,i}$	[–]	effektive Anzahl der Freiheitsgrade der statistischen systematischen Messabweichungen
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\sigma_{\varphi,p_b}$	[–]	relative Standardabweichung der azimutalen Basisdruckverteilung $p_b(\varphi)$
$\sigma_{\text{PSP}}$	[–]	relative Standardabweichung der mittels PSP-Methode gemessenen azimutalen Basisdruckverteilung $p_b(\varphi)$
$\tau_W$	[Pa]	Wandschubspannung
$\varphi$	[°]	Azimutalkoordinate im zylindrischen Koordinatensystem

$\phi$	[-]	Basisdruckverhältnis bezogen auf den Basisdruck ohne Modellrotation $p_{b,0}^*$
$\Psi$	[-]	Wahrscheinlichkeitsdichte
$\omega$	[1/s]	spezifische Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie
$\omega_{\text{rot.}}$	[rad/s]	Strömungswinkelgeschwindigkeit, $2\pi f_{\text{rot.}}$
$\Omega$	[rad/s]	Modellwinkelgeschwindigkeit, $2\pi f_M$

### Numerische Symbole

①	äußerer Wirbelring im Nachlauf
②	innerer Wirbelring im Nachlauf
③	zentraler, stromabgerichteter Wirbelschlauch im Nachlauf

### Lateinische Indizes

b	an der Modellbasis
bc	Randbedingung unmittelbar hinter der Modellhinterkante
B	im Ballon
e	unmittelbar vor der Modellhinterkante
<i>i</i>	Zählvariable
<i>j</i>	Versuchsnummer
<i>m</i>	bezogen auf das Rechengitter mit dem Index <i>m</i>
$\min U_x^*$	bezogen auf die maximale relative Rückströmgeschwindigkeit $U_x^*$
n	normal zum Verdichtungsstoß
NLTV	aufgrund von Nichtlinearitäten, Hysteresen und Zeitabhängigkeiten
$p_\infty$	bezogen auf den statischen Druck im Freistrom $p_\infty$
$p_b$	bezogen auf den Basisdruck $p_b$
$\underline{p_b^*}$	bezogen auf den relativen Basisdruck $p_b^*$
$\overline{p_b^*}$	bezogen auf den mittleren relativen Basisdruck $\overline{p_b^*}$
$\widehat{p_b^*}$	bezogen auf die Summe des wahren Wertes der Messgröße und der systematischen Abweichungen $\widehat{p_b^*}$
PIV	zeitlicher Mittelwert der PIV-Messungen
<i>r</i>	Komponente in radialer Richtung <i>r</i>
ref.	Referenzmessung für PSP-Methode

rot.	mit Modellrotation
Sim.	zeitlicher und azimuthaler Mittelwert der numerischen Simulation
T0	aufgrund einer temperaturbedingten Nullpunktverschiebung
T1	aufgrund einer temperaturbedingten Sensitivitätsveränderung
VB	im Vakuumbehälter
$x$	Komponente in axialer Richtung $x$
$x _{\min U_x^*}$	bezogen auf die axiale Position der maximalen relativen Rückströmgeschwindigkeit $\min U_x^*$
$x_{SP}$	bezogen auf die axiale Position des hinteren Stagnationspunktes $x_{SP}$

### Griechische Indizes

$\varphi$	Komponente in azimuthaler Richtung $\varphi$
-----------	--

### Numerische Indizes

0	Ruhebedingung, Totalgröße
1	vor dem Verdichtungsstoß
2	hinter dem Verdichtungsstoß
$\infty$	im Freistrom

### Bezeichnungsgrundsätze

$\widehat{X}$	Summe aus dem wahren Wert der Messgröße $(X)_{\text{real}}$ und den systematischen Messabweichungen $\sum_i \beta_{X,i}$
$(X)_{\text{real}}$	wahrer Wert der Messgröße $X$
$X^*$	normiert mit Freistrombedingung $X_\infty$
$X^*$	komplex Konjugierte von $X$
$\overline{X}$	Mittelwert von $X$
$X'$	zeitlicher Schwankungswert der Größe $X$
$\frac{\partial X}{\partial r}$	partielle Ableitung von $X$ in radialer Richtung $r$

### Konstanten

$R_{\text{Luft}} = 287,1 \text{ J}/(\text{kg K})$  spezifische Gaskonstante für trockene Luft

**Abkürzungen**

CCD	Charge-Coupled-Device-Sensor
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CI	Konfidenzintervall
DES	Detached-Eddy Simulation
DNS	Direkte Numerische Simulation
GCI	Grid Convergence Index, Gitterkonvergenzindex
$k-\omega$ -SST	Wirbelviskositätsmodell nach Menter (1994)
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LES	Large-Eddy Simulation
LF	Leitfläche
MILES	Monotone-Integrated Large-Eddy Simulation
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Kristall
PIV	Particle Image Velocimetry
PSP	drucksensitive Farbe ( <i>pressure-sensitive paint</i> )
PtTFPP	Platin(II)-5,10,15,20-Tetrakis-(2,3,4,5,6-Pentafluorophenyl)- Porphyrin
RANS	Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichungen
RMS	quadratischer Mittelwert ( <i>root mean square</i> )
SA	Wirbelviskositätsmodell nach Spalart und Allmaras (1992)
SGS	Sub-Grid Scale
SP	hinterer Stagnationspunkt
SST	Shear-Stress Transport

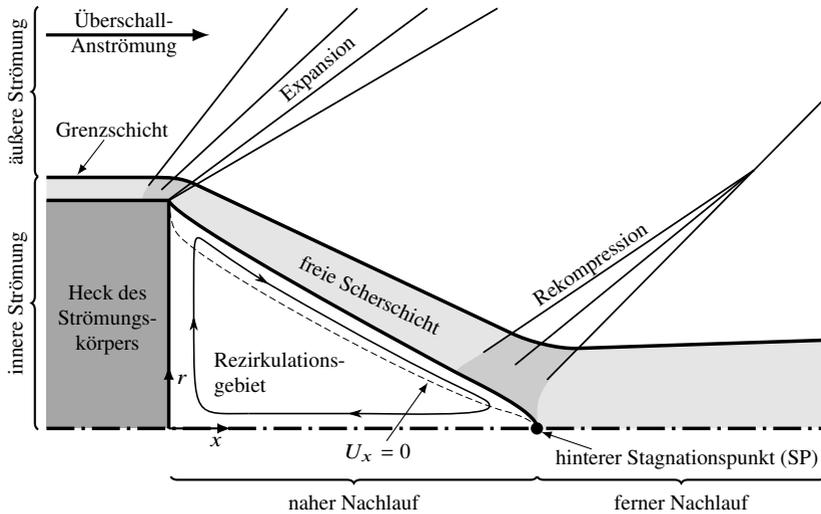


# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Als Nachlauf wird das Strömungsgebiet bezeichnet, welches sich unmittelbar hinter dem von einer Strömung umschlossenen Körper ausbildet. Strömungen dieser Art sind sowohl aus grundlagenorientierter, wissenschaftlicher Sicht als auch bei der Entwicklung von Flugkörpern und Fahrzeugen relevant, da sie die aerodynamischen Kräfte des Strömungskörpers beeinflussen können. Ein hoher Einfluss ergibt sich zum Beispiel auf den Strömungswiderstand von Überschallflugkörpern mit einem flachen Heck (Lamb und Oberkampf, 1995). Ähnliche Strömungen werden auch zur grundlagenorientierten Untersuchung von turbulenten, kompressiblen Scherschichten (Demetriades, 1968, 1976) verwendet.

In Abbildung 1.1 ist der klassische Überschallnachlauf hinter einem achsensymmetrischen Strömungskörper skizziert, wie er bereits von Chapman (1950) gezeigt wurde. Die Strömung expandiert an der Hinterkante des Körpers. Der maximale Winkel der Strömungsumlenkung durch die Expansion ist begrenzt, sodass die Grenzschicht an der Hinterkante des Körpers ablöst. Aus der Grenzschicht entwickelt sich zwischen der äußeren und der inneren Strömung des nahen Nachlaufgebietes eine in Richtung der zentralen Achse des Strömungsfeldes abgelenkte freie Scherschicht. Das Fluid wird in der Nähe der Achse erneut umgelenkt, sodass sich in der äußeren Überschallströmung ein Rekompansionsstoß ausbildet. Durch die Kompression entsteht ein ansteigender Druckgradient und ein Teil der inneren Strömung wird aufgrund des geringeren Totaldrucks gegenüber der äußeren Strömung in Richtung des Körpers umgelenkt, sodass ein Rezirkulationsgebiet entsteht (Korst, 1956). Der an der zentralen Achse entstehende hintere Stagnationspunkt (SP) unterteilt das Strömungsgebiet in den nahen und fernen Nachlauf. Die Isotache mit der Axialgeschwindigkeit  $U_x = 0$  grenzt die stromauf- und stromabgerichteten Strömungsbereiche voneinander ab (Lamb und Oberkampf, 1995).



**Abbildung 1.1:** Skizze einer zeitlich gemittelten, nichtrotierenden Überschallnachlaufströmung nach Chapman (1950) hinter einem achsensymmetrischen Strömungskörper (Weidner et al., 2017, 2019b).

Der Zustand der Strömung im Rezirkulationsgebiet ist von vielen Faktoren abhängig. In der Literatur konnte bereits der Einfluss verschiedener Mach- und Reynoldszahlen (Sieling und Page, 1970, Cope, 1953), Grenzschicht-eigenschaften (Augenstein et al., 1999, Durgesh et al., 2013) und geometrischer Veränderungen an der Modellhinterkante (Sahu et al., 1985) auf die Eigenschaften von Nachlaufströmungen nachgewiesen werden.

Hruschka und Leopold (2015) untersuchten, welchen Einfluss die Rotation von Strömungskörpern auf deren Überschallnachlauf hat. Mittels numerischer Simulationen konnte eine Veränderung der Strömungsstruktur im Nachlaufgebiet und eine Abnahme des Basisdrucks gezeigt werden. Stabilitätstheoretische Untersuchungen für eine laminare, inkompressible Nachlaufströmung lassen ebenfalls eine durch Drall hervorgerufene Veränderung der Strömungsstruktur erwarten (Jiménez-González et al., 2014). Allerdings sind experimentelle Nachweise in der Literatur bisher weder für die von Hruschka und Leopold (2015) simulierten noch für die von Jiménez-González et al. (2014) theoretisch vorhergesagten Änderungen der Nachlaufstruktur zu finden.

## 1.2 Zielsetzung

In dieser Arbeit soll der Einfluss des Dralls auf die Nachlaufströmung hinter einem achsensymmetrischen Körper mit stumpfer Basis untersucht werden. Insbesondere sollen die von Hruschka und Leopold (2015) mittels numerischer Simulationen gezeigte Änderung der Strömungsstruktur eines Überschallnachlaufs experimentell überprüft und die zugrundeliegenden strömungsmechanischen Prozesse erläutert werden.

## 1.3 Vorgehensweise

Zunächst wurden in einem Überschallwindkanal experimentelle Untersuchungen zu rotierenden Nachlaufströmungen durchgeführt. In einer ersten Studie wurde der zentrale Basisdruck rotierender Strömungskörper untersucht (Hruschka und Leopold, 2015, Weidner et al., 2019b). Anschließend wurden festmontierte Strömungskörper verwendet, die mittels vor der Modellhinterkante angebrachter, gegenüber der Anströmung angestellter Leitflächen einen höheren Drall in der Strömung erzeugten, als dies aufgrund technischer Limitierungen mit rotierenden, geraden Leitflächen möglich war (Hruschka und Leopold, 2015, Weidner et al., 2019b). Um die von Hruschka und Leopold (2015) mittels numerischer Simulationen gezeigte Veränderung der Strömungsstruktur aufgrund eines eingebrachten Dralls experimentell zu überprüfen, wurden Messungen des Basisdruckes sowie der Strömungsgeschwindigkeiten im Nachlauf der nichtrotierenden Strömungsmodelle mit unterschiedlichen Leitflächenanstellwinkeln vorgenommen.

Zur Beschreibung der strömungsmechanischen Prozesse rotierender Nachlaufströmungen sind zusätzlich zu den experimentell untersuchten Größen die Azimutalgeschwindigkeit der Strömung sowie deren Einfluss auf die Druckverteilung des Nachlaufs von Interesse. Diese beide Größen konnten im Rahmen der vorliegenden experimentellen Untersuchungen jedoch nicht bestimmt werden, sodass diese mit Hilfe von numerischen Simulationen untersucht wurden. Die abgelöste Strömung hinter dem Modell stellt für numerische Simulationen allerdings eine Herausforderung dar. Daher wurde die Gültigkeit der Simulationsergebnisse zunächst durch einen Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen sichergestellt.

## 1.4 Aufbau der Arbeit

Kapitel 2 gibt einen Überblick über die wichtigsten vorhergehenden Arbeiten über Nachlaufströmungen im Überschall. Hier werden sowohl analytische Modelle als auch empirische Korrelationen beruhend auf experimentellen Untersuchungen beschrieben. Anschließend werden die wichtigsten numerischen Simulationsergebnisse aus der Literatur vorgestellt und die Eignung der unterschiedlichen numerischen Methoden zur Berechnung von Überschallnachlaufströmungen diskutiert.

In der Literatur sind nur wenige Untersuchungen zu rotierenden Nachlaufströmungen zu finden. Deshalb werden in Kapitel 2 mögliche Effekte eines Dralls auf den Nachlauf anhand von rotierenden Jetströmungen beschrieben.

Kapitel 3 beschreibt den Versuchsaufbau, die Strömungsbedingungen, die eingesetzten Modellgeometrien sowie die durchgeführten Messungen des zentralen Basisdrucks für die Studie mit den rotierenden Strömungskörpern. In Kapitel 3 wird auch eine stark vereinfachte Modellbeschreibung zur Abschätzung der Basisdruckänderungen aufgrund der Modellrotation vorgestellt und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Außerdem beinhaltet Kapitel 3 den Vergleich zwischen rotierenden Strömungskörpern mit geraden Leitflächen und nichtrotierenden Strömungskörpern mit angestellten Leitflächen als alternative Möglichkeit zur Drallerzeugung innerhalb einer Nachlaufströmung, deren Äquivalenz für geringe Drallraten ebenfalls in Kapitel 3 gezeigt wird.

Kapitel 4 beschreibt die Verwendung der nichtrotierenden Strömungskörper mit angestellten Leitflächen zur Erzeugung rotierender Nachlaufströmungen, deren Drallraten aufgrund technischer Limitierungen mit den zuvor untersuchten rotierenden Strömungskörpern nicht möglich waren. Außerdem wird in Kapitel 4 die Umsetzung der verwendeten Messmethoden zur Untersuchung rotierender Überschallnachlaufströmungen anhand eines längsangeströmten Zylinders ohne eingebrachte Rotation beschrieben und die zu erwartenden Messunsicherheiten analysiert. Die Messergebnisse für den längsangeströmten Zylinder wurden zusätzlich mit den vergleichbaren Experimenten von Leopold (1993) validiert.

Die experimentellen Ergebnisse für rotierende Überschallnachlaufströmungen, die mit den nichtrotierenden, angestellten Leitflächen erzeugt wurden, werden

in Kapitel 5 beschrieben und auf Strukturänderungen in der Nachlaufströmung untersucht. Im Speziellen wurde die von Hruschka und Leopold (2015) simulierte strukturelle Veränderung des Nachlaufes experimentell überprüft.

Da die Messergebnisse aus Kapitel 5 nur einen kleinen Ausschnitt des Strömungsfeldes umfassen und somit keine vollständige Beschreibung aller relevanten strömungsmechanischen Prozesse zulassen, wurden numerische Simulationen des gesamten Versuchsaufbaus durchgeführt, wie sie in Kapitel 6 beschrieben werden.

Die Simulationsergebnisse wurden in Kapitel 7 zunächst mittels der Messergebnisse aus Kapitel 5 validiert. Anschließend ermöglichten die validierten Simulationsergebnisse einen Einblick in sämtliche Strömungsgrößen des Strömungsfeldes. Das auf diese Weise zugängliche Gesamtbild der rotierenden Nachlaufströmungen wurde in Kapitel 7 anschließend zur Erläuterung der strömungsmechanischen Prozesse verwendet, die zu den unterschiedlichen, von der Drallrate abhängigen Strömungsstrukturen führten.

Kapitel 8 fasst die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick über zukünftige Untersuchungen, die sich im Anschluss an diese Arbeit ergeben.



## 2 Stand der Forschung

### 2.1 Achsensymmetrischer Überschallnachlauf

#### 2.1.1 Empirische Korrelationen

Nachdem Mach und Salcher (1887) die ersten Strömungsvisualisierungen von Überschallflugkörpern veröffentlicht hatten, wurden von Lorenz (1917, 1928), Gabeaud (1931) sowie von Kármán und Moore (1932) empirische Ansätze entwickelt, um den Basisdruck berechnen zu können. Die eingeschränkte Datengrundlage sowie die Beschränkung auf einzelne Abhängigkeitsparameter begrenzen jedoch die Anwendbarkeit dieser Korrelationen.

Mit der Verfügbarkeit einer Vielzahl an Druckmessdaten aus Freiflug- und Windkanalversuchen, wie sie beispielsweise von Hill und Alpher (1949) zusammengefasst worden waren, konnten detailliertere empirische Modelle entwickelt werden. Diese beschreiben beispielsweise den Einfluss der Grenzschichtdicke auf den Basisdruck als Funktion der von der Länge des Strömungskörpers abhängigen Reynoldszahl  $Re_L$  (Cope, 1953). Andere Korrelationen für den Basisdruck, wie die von Hoerner (1950) und Kurzweg (1951), beinhalten zusätzlich zur Machzahl der Anströmung und der Reynoldszahl  $Re_L$  die Einflüsse, die sich aus dem Verhältnis von Grenzschichtdicke zu Modelldurchmesser, der Oberflächenrauigkeit der Modelle und der Temperatur an der Basis der Strömungskörper ergeben (Murthy und Osborn, 1976).

#### 2.1.2 Theoretische Modelle

Aus der Annahme, dass sich abgelöste Überschallströmungen in die in Abbildung 1.1 gekennzeichneten Strömungsbereiche unterteilen lassen, hatte Chapman (1950) geschlussfolgert, dass die viskosen Mischungsprozesse in

der Scherschicht essenziell für die Bestimmung des Basisdruckes sind. Unter der Annahme einer laminaren Grenzschicht mit vernachlässigbarer Dicke, einer Prandtl-Meyer-Expansion an der Modellhinterkante und einer isentropen Rekompresseion der Strömung wurde von Chapman (1950) ein Modell zur Beschreibung von Überschallnachlaufströmungen entwickelt. Eine ähnliche Modellbeschreibung, basierend auf der Annahme einer turbulenten Grenzschicht mit einer ebenfalls vernachlässigbaren Dicke und einer nichtisentropen Rekompresseion über einen Verdichtungsstoß, wurde von Korst (1956) entwickelt. Beide Modelle treffen die Annahme, dass der Totaldruck entlang der Stromlinie, die das Rezirkulationsgebiet von der äußeren Strömung abtrennt, dem Totaldruck stromab der Rekompresseion entspricht. Auf diese Weise lassen sich die Strömungsgeschwindigkeiten in der Scherschicht bestimmen, sodass sich der Basisdruck ausschließlich abhängig von der Machzahl vor der Strömungsablösung ergibt (Rom, 1965). Aufgrund der getroffenen Vereinfachungen sind die analytischen Lösungen nicht allgemeingültig und somit nicht zur quantitativen Beschreibung von Strömungsgrößen im Rezirkulationsgebiet technisch relevanter Nachlaufströmungen verwendbar (Murthy und Osborn, 1976).

Deshalb wurden beispielsweise von Lamb und Oberkampf (1995) semiempirische Korrelationen für den Basisdruck und die Temperatur im Rezirkulationsgebiet entwickelt. Als empirische Datengrundlage hatten Lamb und Oberkampf (1995) größtenteils von Sieling und Page (1970) zusammengefasste Messergebnisse aus Freiflugversuchen sowie Windkanalexperimenten gedient, bei denen keine Halterungsstrukturen im Nachlauf der Modelle verwendet worden waren. Lamb und Oberkampf (1995) hatten sich wegen der technischen Anwendungen, für welche die Korrelation entwickelt wurde, auf Messergebnisse beschränkt, bei denen das Verhältnis von Grenzschichtdicke zu Modelldurchmesser gering ist. Auf diese Weise kann der Basisdruck für Nachlaufströmungen mit einer turbulenten Grenzschicht ausschließlich abhängig von der lokalen Machzahl der Strömung vor der Ablösung an der Modellhinterkante näherungsweise beschrieben werden (Lamb und Oberkampf, 1995).

### 2.1.3 Experimentelle Analysen und numerische Simulationen

Die Verwendung von Methoden zur Vermessung des Geschwindigkeitsfeldes mit geringer Beeinflussung der Strömung wie der Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) durch Leopold (1993) und Herrin und Dutton (1994) sowie der Particle-Image-Velocimetry-Methode (PIV) durch Scarano und van Oudheusden (2003) hatten zu präzisen Messergebnissen für die Geschwindigkeitsfelder kompressibler Nachlaufströmungen geführt. Die somit verfügbaren quantitativen Messfelder wurden zur Validierung numerischer Simulationen benötigt und werden bis heute zu diesem Zweck verwendet (Fureby et al., 1999, Baurle et al., 2001, Forsythe et al., 2002a,b, Fureby und Kupiainen, 2003, Kawai und Fujii, 2005, Barone und Roy, 2006, Simon et al., 2006, Sandberg und Fasel, 2006a,b,c, Sandberg, 2012).

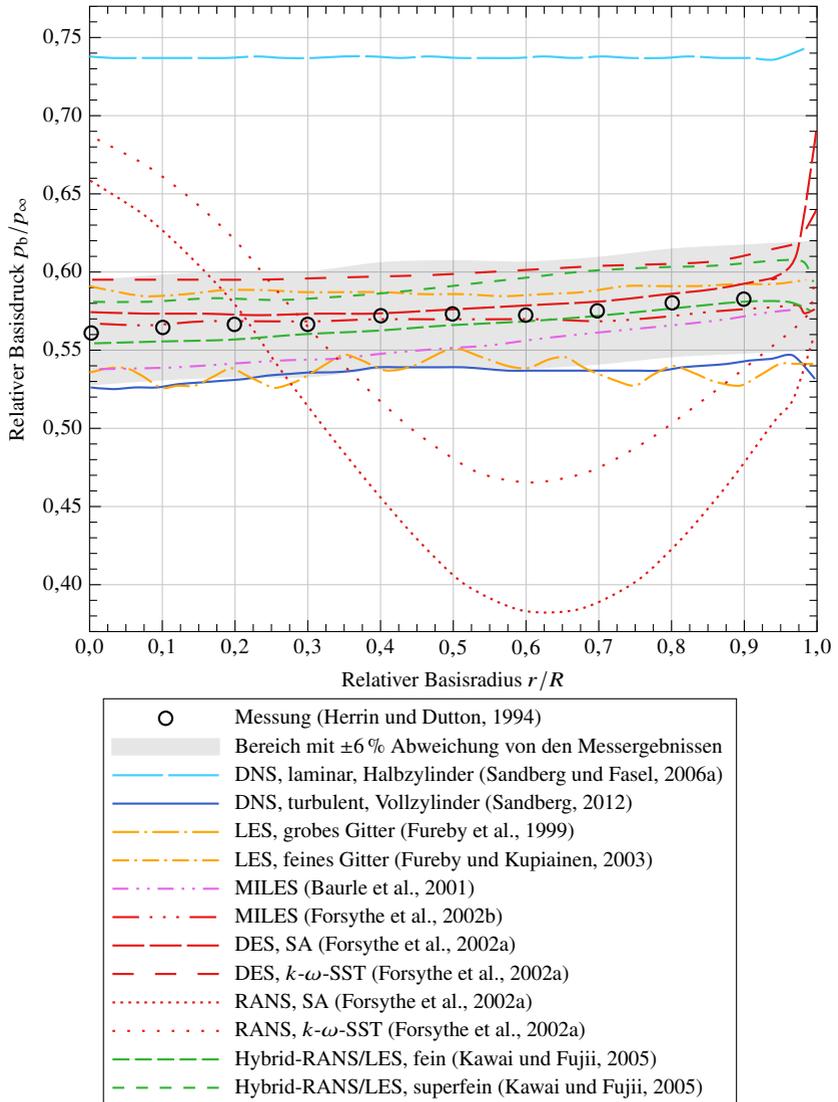
Putnam und Bissinger (1985) fassten die Simulationen aus den späten 70ern und frühen 80ern zusammen. Sie schlussfolgerten, dass die damals verwendeten Simulationsmethoden nicht in der Lage waren, den Druck an der Basis ausreichend genau zu berechnen. Die Simulationsmethoden basierten auf den Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS) und modellierten sämtliche turbulenten Skalen. Durch die Verbesserung der Modelle zur Beschreibung des Einflusses der Turbulenz auf die Strömung wurde eine genauere Berechnung des mittleren Basisdrucks ermöglicht, jedoch ergaben sich noch immer Abweichungen im Geschwindigkeitsfeld des Nachlaufes. Einen Überblick darüber gibt die Zusammenfassung von Dutton et al. (1995), in welcher die Verwendung von Large-Eddy-Simulationen (LES) oder Direkten Numerischen Simulationen (DNS) vorgeschlagen wird, um die Probleme bei der Modellierung der Turbulenz zu umgehen.

Sandberg und Fasel (2006a,c) hatten den achsensymmetrischen Nachlauf der experimentellen Untersuchungen von Herrin und Dutton (1994) für eine Anströmung mit einer Machzahl  $M$  von 2,46 mittels DNS-Methode berechnet, welche sämtliche Wirbelskalen auflöst und somit keine Turbulenzmodellierung benötigt. Um die hohen Rechenzeiten der DNS-Methode zu reduzieren, hatten Sandberg und Fasel (2006a,c) eine im Vergleich zu den experimentellen Untersuchungen von Herrin und Dutton (1994) um den Faktor 33 reduzierte Reynoldszahl  $Re_D$ , basierend auf dem Modelldurchmesser  $D$ , verwendet. Außerdem wurde im Gegensatz zu den experimentellen Bedingungen eine

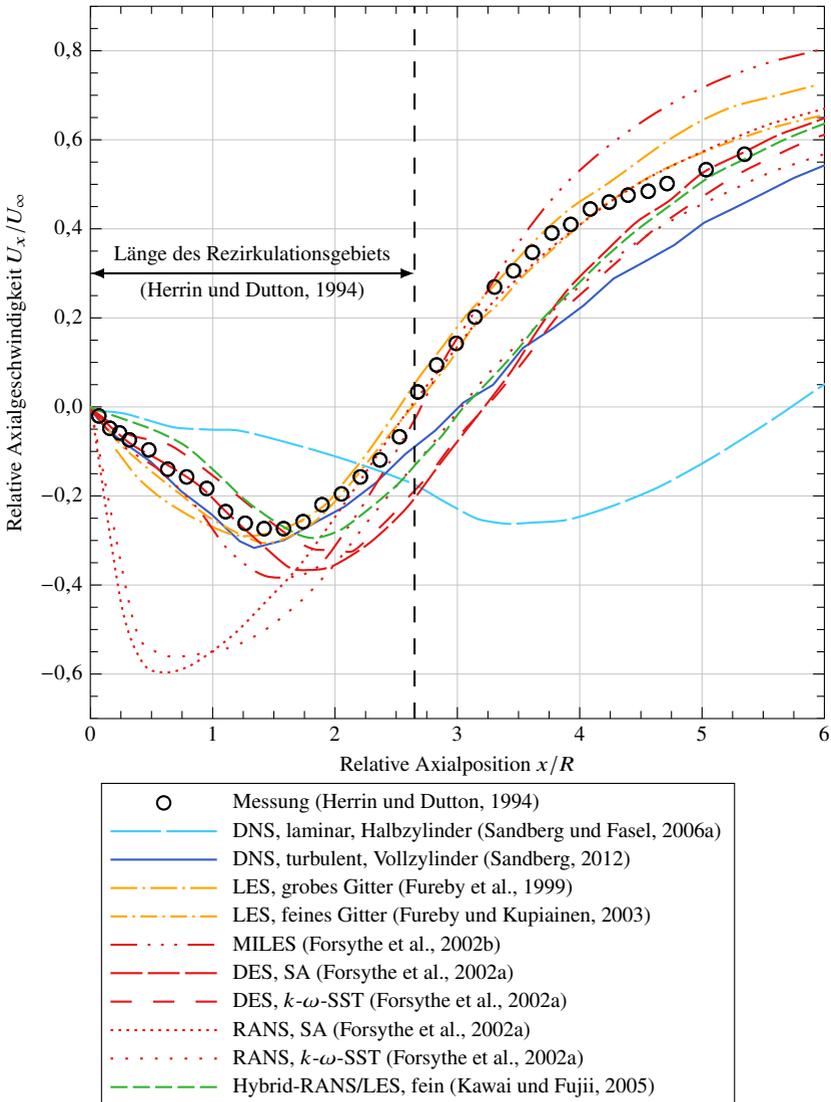
laminare Grenzschicht simuliert. Trotz der unterschiedlichen Strömungsbedingungen zeigen die Simulationen von Sandberg und Fasel (2006a,c) für einen Halbzylinder mit einer Reynoldszahl  $Re_D$  von  $1 \cdot 10^5$  ähnliche Strömungsmuster, wie sie von Bourdon und Dutton (1999) bei  $Re_D = 3,3 \cdot 10^6$  und mit einer turbulenten Grenzschicht experimentell gezeigt worden waren. Insgesamt hatten sich jedoch deutliche quantitative Unterschiede zu dem von Herrin und Dutton (1994) vermessenen Strömungsfeld ergeben. Abbildung 2.1 zeigt den Basisdruck  $p_b$  relativ zum statischen Druck der Anströmung  $p_\infty$  in Abhängigkeit von der mit dem Modellradius  $R = D/2$  entdimensionalisierten radialen Position  $r$ . Es ist zu erkennen, dass die DNS-Simulation von Sandberg und Fasel (2006a) den Basisdruck im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen von Herrin und Dutton (1994) um 30 % überschätzte. Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf der mit der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  normierten Axialgeschwindigkeit  $U_x$  entlang der Zentralachse  $x$ . Es ist zu erkennen, dass sich in der Simulation von Sandberg und Fasel (2006a) ein im Vergleich zu den Messergebnissen von Herrin und Dutton (1994) etwa doppelt so langes Rezirkulationsgebiet ergeben hatte. Später hatte Sandberg (2012) den gleichen Referenzfall von Herrin und Dutton (1994) als Vollzylinder mit einer turbulenten Grenzschicht am Einlass des Simulationsgebietes simuliert und konnte auf diese Weise die Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen verbessern, obwohl auch hier die gegenüber den Experimenten reduzierte Reynoldszahl  $Re_D$  von  $1 \cdot 10^5$  verwendet worden war.

Um Simulationen bei den hohen Reynoldszahlen der experimentellen Untersuchungen von Herrin und Dutton (1994) oder auch Leopold (1993) durchführen zu können, müssen trotz der gestiegenen Rechenleistungen bis heute Teile der Turbulenz modelliert werden (Spalart, 2000, Spalart und Venkatakrishnan, 2016). Die Abhängigkeit des Rechenaufwands vom Modellierungsgrad häufig verwendeter Methoden zur Turbulenzbeschreibung ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt.

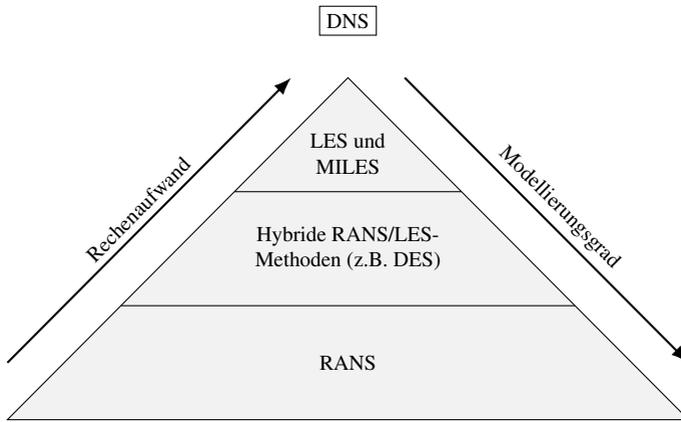
Fureby et al. (1999) hatten eine LES-Methode auf den von Herrin und Dutton (1994) untersuchten achsensymmetrischen Überschallnachlauf angewendet. Bei einer LES-Methode werden die großskaligen Wirbel explizit berechnet und nur die kleinsten turbulenten Skalen werden mit einem Turbulenzmodell beschrieben (Sagaut, 2002). Die LES-Simulation von Fureby et al. (1999) hatte den gemessenen Basisdruck um etwa 6 % und die Länge des Rezirkulationsgebietes um 5 % unterschätzt. Fureby et al. (1999) hatten die



**Abbildung 2.1:** Vergleich des radialen Basisdruckverlaufes unterschiedlicher numerischer Strömungssimulationen mit den experimentellen Ergebnissen von Herrin und Dutton (1994) für  $M = 2,46$ .



**Abbildung 2.2:** Vergleich der Axialgeschwindigkeiten entlang der Zentralachse des Strömungsfeldes unterschiedlicher numerischer Simulationen mit den experimentellen Ergebnissen von Herrin und Dutton (1994) für  $M = 2,46$ .



**Abbildung 2.3:** Schematischer Zusammenhang zwischen Rechenaufwand und Modellierungsgrad verschiedener Turbulenzmodellierungsverfahren.

Unterschiede zwischen Experiment und Simulation mit der im Vergleich zum Experiment von Herrin und Dutton (1994) zu geringen Grenzschichtdicke vor der Strömungsablösung an der Modellhinterkante erklärt. Forsythe et al. (2000) hatten die zu geringe Grenzschichtdicke wiederum mit der für eine LES-Methode nicht ausreichenden Auflösung des Rechengitters in der Grenzschicht erklärt. Später hatten Fureby und Kupiainen (2003) auf einem Rechengitter mit der vierfachen Anzahl an Gitterzellen einen im Vergleich zum Experiment von Herrin und Dutton (1994) um 4 % erhöhten Basisdruck berechnet und auf diese Weise die Übereinstimmung der berechneten Strömungsgeschwindigkeiten entlang der zentralen Achse mit den experimentellen Ergebnissen verbessert, wie in Abbildung 2.2 gezeigt. Die Ergebnisse der zusätzlich mittels Monotone-Integrated-LES-Methode (MILES) durchgeführten Simulationen, bei der anstelle eines Turbulenzmodells die dissipativen Eigenschaften der numerischen Diskretisierungsmethode zur Modellierung der kleinsten Turbulenzskalen verwendet werden (Boris, 1990, Grinstein et al., 2011), zeigen nur geringfügige Unterschiede zu den LES-Simulationen. Daraus hatten Fureby et al. (1999) sowie Fureby und Kupiainen (2003) geschlussfolgert, dass die Turbulenzmodellierung auf den kleinsten Skalen nur einen geringen Einfluss auf die Simulationsergebnisse hat. Baurle et al. (2001) hatten den Referenzfall von Herrin und Dutton (1994) ebenfalls mit einer MILES-Methode berechnet. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von Fureby und Kupiainen (2003) unter-

schätzen die Ergebnisse von Baurle et al. (2001) den von Herrin und Dutton (1994) gemessenen Basisdruck im Mittel um 5 %. Die Simulationen von Forsythe et al. (2002b), die ebenfalls mittels MILES-Methode berechnet worden waren, zeigen sowohl für den Basisdruck als auch für die Geschwindigkeitsverteilung entlang der Zentralachse eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Forsythe et al. (2002b) hatten dafür jedoch ein feineres Rechengitter als Fureby und Kupiainen (2003) und Baurle et al. (2001) verwendet.

Forsythe et al. (2002a,b) hatten außerdem eine Detached-Eddy-Simulationemethode (DES) angewendet, bei der im Vergleich zur LES-Methode nicht nur die kleinsten turbulenten Skalen modelliert werden, sondern auch die gesamte Turbulenz in der Nähe von festen Oberflächen (Spalart, 2001). Deshalb kann im Allgemeinen ein gröberes Rechengitter verwendet werden, sodass der Rechenaufwand gegenüber einer LES-Methode reduziert wird. Die Ergebnisse der DES-Simulationen hatten Forsythe et al. (2002a,b) mit RANS- und MILES-Ergebnissen verglichen. Wie in Abbildung 2.1 gezeigt, waren die RANS-Simulationen nicht in der Lage, den von Herrin und Dutton (1994) experimentell bestimmten Basisdruckverlauf wiederzugeben (Fasel und Sandberg, 2006). Auch im Geschwindigkeitsfeld entlang der zentralen Achse ergaben sich deutliche Unterschiede. Im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen von Herrin und Dutton (1994) ist die maximale Rückströmgeschwindigkeit etwa doppelt so hoch und weist einen geringeren Abstand von der Basis auf. Im Gegensatz zu den RANS-Simulationen waren die Simulationen mittels DES-Methode in der Lage, den Basisdruck qualitativ korrekt wiederzugeben und weichen um weniger als 6 % von den experimentellen Ergebnissen ab. Die DES-Simulation mit dem Wirbelviskositätsmodell von Spalart und Allmaras (1992) (SA) zeigt im Vergleich zu der DES-Simulation mit dem  $k-\omega$ -Shear-Stress-Transport-(SST)-Modell nach Menter (1994) ( $k-\omega$ -SST) eine geringere Abweichung von weniger als 3 % gegenüber den experimentellen Ergebnissen von Herrin und Dutton (1994). Die Abhängigkeit der DES-Ergebnisse von der Gitterauflösung war weniger ausgeprägt als bei den Simulationen mittels MILES-Methode. Aufgrund der geringeren Abhängigkeit der Ergebnisse von der Gitterauflösung und des verminderten Rechenaufwandes durch die Turbulenzmodellierung in der Grenzschicht hat sich die DES-Methode gegenüber LES- und MILES-Methoden als effizientere Methode zur Simulation von Überschallnachlaufströmungen erwiesen (Forsythe et al., 2002b). Kawai und Fujii (2005) hatten ebenfalls eine hybride RANS/LES-Methode auf den

Referenzfall von Herrin und Dutton (1994) angewendet und konnten die gute Übereinstimmung des berechneten Basisdruckes mit den experimentellen Ergebnissen bei einem im Vergleich zu LES- und MILES-Methoden geringeren Rechenaufwand bestätigen. Allerdings weichen die numerischen Ergebnisse auf dem feinsten Gitter (*superfein*) deutlicher von den experimentellen Ergebnissen ab als auf dem gröberem Gitter (*fein*). Die Ergebnisse der unterschiedlichen hybriden RANS/LES-Methoden (Forsythe et al., 2002a, Kawai und Fujii, 2005) zeigen in Abbildung 2.2 eine systematische Abweichung der Länge des Rezirkulationsgebietes von mehr als 10 % gegenüber den experimentellen Ergebnissen von Herrin und Dutton (1994). Baurle et al. (2001) sowie Forsythe et al. (2002a) hatten die Abweichungen in der Länge des Rezirkulationsgebietes auf den Übergang zwischen der modellierten Turbulenz der Grenzschicht und der aufgelösten Turbulenz in der Scherschicht zurückgeführt. Da die bereits in der Grenzschicht existierenden Wirbelstrukturen bei hybriden RANS/LES-Simulationen erst im LES-Bereich aufgelöst werden können (Baurle et al., 2001), werden die Instabilitäten der Scherschicht unmittelbar hinter der Modellhinterkante von hybriden RANS/LES-Simulationen im Allgemeinen nicht korrekt wiedergegeben (Forsythe et al., 2002a). Dies führt zu einem veränderten Wachstum der Scherschicht (Forsythe et al., 2002a) und resultierte in dem in Abbildung 2.2 zu erkennenden Überschätzen der Länge des Rezirkulationsgebietes im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen von Herrin und Dutton (1994). Eine Übersicht über numerische Simulationsergebnisse für Überschallnachlaufströmungen mit unterschiedlichen Simulationsmethoden zeigen auch Simon et al. (2006).

Insgesamt konnte gezeigt werden, dass die teilweise turbulenzauflösenden Simulationsverfahren (LES, MILES, DES, Hybrid-RANS/LES) in der Lage sind, die Messergebnisse von Herrin und Dutton (1994) qualitativ gut wiederzugeben. Gegenüber den Messergebnissen ergeben sich jedoch die in Abbildung 2.1 gekennzeichneten quantitativen Abweichungen des Basisdrucks von  $\pm 6\%$ , verursacht durch die unterschiedlichen Parameter der turbulenzauflösenden numerischen Methoden. Die DES-Methode sowie vergleichbare hybride RANS/LES-Methoden überschätzen dabei die Länge des Rezirkulationsgebietes systematisch.

### 2.1.4 Beeinflussung von Nachlaufströmungen

Aufgrund des absolut instabilen Strömungsbereichs innerhalb des Rezirkulationsgebietes (Leopold, 1993) können selbst kleine Störungen in diesem Bereich das Strömungsfeld grundlegend beeinflussen. Dies ist für die Vermessung des Strömungsfeldes hinderlich, kann aber auch dazu genutzt werden, das Strömungsfeld und dessen Eigenschaften gezielt zu verändern.

Eine Möglichkeit der Einflussnahme auf die Nachlaufströmung besteht darin, die Grenzschicht bereits vor der Ablösung zu verändern. Augenstein et al. (1999) sowie Durgesh et al. (2013) hatten zum Beispiel den Einfluss unterschiedlicher Oberflächenrauigkeiten an der Modelloberfläche auf die turbulente Scherschicht gezeigt. Durgesh et al. (2013) hatten festgestellt, dass eine mit einer erhöhten Oberflächenrauigkeit einhergehende dickere Grenzschicht einen höheren Basisdruck zur Folge hat. Dies wurde auch von Lamb und Oberkampf (1995) beschrieben.

Die experimentellen Studien von Bourdon und Dutton (2001, 2002) sowie Janssen und Dutton (2005) hatten den Einfluss von in der Grenzschicht erzeugten Wirbeln auf die turbulenten Strukturen in der resultierenden Scherschicht und auf das Rezirkulationsgebiet untersucht. Es konnte eine Veränderung der turbulenten Durchmischung in der Scherschicht festgestellt werden, die zu einem veränderten Druck im Rezirkulationsgebiet führte. Die verwendeten Wirbelgeneratoren befanden sich vollständig innerhalb der Grenzschicht und waren teilweise in der Lage, den Basisdruck um bis zu 3 % (Bourdon und Dutton, 2002, Janssen und Dutton, 2005) zu erhöhen.

Außerdem besteht die Möglichkeit, die Strömung durch eine veränderte geometrische Formgebung zu beeinflussen. Eine häufig genutzte geometrische Modifikation ist das Anbringen eines Kegelstumpfes (*boat-tail*) hinter dem zylindrischen Körper (Cortright und Schroeder, 1951b). Das Rezirkulationsgebiet kann auf diese Weise verkleinert und die Strömung bereits vor der Ablösung in Richtung der Achse umgelenkt werden.

Gasausblasungen (*base bleed*) an der Modellbasis (Cortright und Schroeder, 1951a) und Verbrennungsprozesse (*base combustion*) im Rezirkulationsgebiet (Clayden und Bowman, 1968) verändern die Strömungsstruktur des Nachlaufs grundlegend und beeinflussen somit ebenfalls den Basisdruck. Ward und Baltakis (1976) hatten den Einfluss rotierender Gasausblasungen auf dieses

veränderte Strömungsfeld untersucht und konnten eine Erhöhung des Basisdruckes in Abhängigkeit von der Rotationsrate des ausströmenden Gases messen, da sich der maximale Massenstrom in das Rezirkulationsgebiet durch die Rotation erhöht hatte. Zu dem gleichen Ergebnis kamen Kayser et al. (1988), die Gasausblasungen bei einem rotierenden Modell untersucht hatten.

Numerische Untersuchungen von Sandberg und Fasel (2006a) zeigen, dass das Eliminieren azimuthaler Wirbelmoden niedriger Ordnung im Nachlauf durch geometrische Beschränkung des Simulationsgebietes den Basisdruck erhöhen kann. Experimentell konnte dies durch die Verwendung von Trennelementen im Rezirkulationsgebiet nicht gezeigt werden, jedoch wurden die Druckschwankungen an der Basis durch die Trennelemente um bis zu 39 % vermindert (Reedy et al., 2012).

Dupuis und Hathaway (1997) hatten den Einfluss unterschiedlich stark angestellter Leitflächen auf die aerodynamischen Kräfte untersucht, die auf ein Freiflugmodell wirken. Die Anströmung versetzte die Modelle je nach Anstellwinkel der Leitflächen in Rotation. Die Modelle rotierten anschließend nahezu mit Synchrondrehzahl, sodass nur ein geringer Drehimpuls in das Nachlaufgebiet eingebracht worden war. Deshalb konnten keine signifikanten Veränderungen des Nachlaufs beobachtet werden. Im Gegensatz dazu konnten Miller und Molnar (1986) für eine transsonische Anströmung eine geringfügige Veränderung des Basisdruckes eines Freiflugmodells aufgrund von Rotation zeigen. Silton und Weinacht (2008) hatten im Überschall einen geringen Anstieg des Gesamtströmungswiderstandes für rotierende Strömungskörper mit an der Oberfläche in axialer Richtung eingebrachten Einkerbungen gegenüber glatten Strömungskörpern gezeigt. Die Einkerbungen könnten gegenüber den glatten Modellen ein höheres Drehmoment an die Strömung übertragen haben, sodass die unterschiedlichen Strömungswiderstände auf einen Einfluss des Dralls zurückgeführt werden könnten. Silton und Weinacht (2008) hatten jedoch nicht gezeigt, ob sich der Strömungswiderstand aufgrund veränderter Reibungskräfte an der Modelloberfläche, eines an die Strömung übertragenen Dralls oder anderer Gründe erhöht hatte.

Hruschka und Leopold (2015) hatten in einem Windkanalexperiment den Einfluss rotierender Leitflächen auf den Basisdruck und das Rezirkulationsgebiet längsangeströmter zylindrischer Strömungskörper untersucht. Während die unmittelbar vor der Modellhinterkante angebrachten Leitflächen mit einem eingebauten Antrieb in Rotation versetzt wurden, rotierte die Modellbasis nicht.

Bei einer Drehrate von 80 Hz hatte sich der zentrale Basisdruck gegenüber dem nichtrotierenden Strömungskörper um 1,6 % erhöht. Für die maximal erreichte Drehrate von 170 Hz hatten Hruschka und Leopold (2015) eine Abnahme des zentralen Basisdruckes gegenüber dem statischen Modell von 1,5 % festgestellt. Die Rauchvisualisierungen des Nachlaufs zeigten jedoch keine strukturellen Veränderungen. Die zusätzlich durchgeführten numerischen Simulationen, bei denen die Modellbasis ebenfalls nicht rotierte, konnten für 160 Hz den Druckabfall gegenüber dem nichtrotierenden Modell wiedergeben, zeigten jedoch für 80 Hz keinen Druckanstieg. Für Drehraten von 320 Hz und 480 Hz hatte sich in den numerischen Ergebnissen entlang der Zentralachse ein stromabgerichteter Wirbelschlauch ausgebildet, der von der Modellbasis bis in den fernen Nachlauf reichte und zu einem Basisdruckabfall von bis zu 65 % führte.

Die numerischen Simulationen von Hruschka und Leopold (2015) zeigen bisher als einzige eindeutig den Einfluss eines Dralls auf Basisdruck und Strömungsstruktur einer Überschallnachlaufströmung. Die stabilitätstheoretische Untersuchung von Jiménez-González et al. (2014) für eine laminare, inkompressible Strömung lassen außerdem eine Veränderung im Nachlauf erwarten, die einem Wirbelaufplatzen (Peckham und Atkinson, 1957, Hall, 1972) ähnlich ist. Experimentelle Nachweise für Änderungen der Strömungsstruktur kompressibler Nachlaufströmungen aufgrund eines eingebrachten Dralls wurden in der Literatur jedoch bisher nicht beschrieben.

## **2.2 Drallströmungen**

### **2.2.1 Wechselwirkung von Wirbelschläuchen mit Verdichtungsstößen**

In der Literatur existieren allerdings Untersuchungen zu rotierenden Überschallströmungen, die sich nicht unmittelbar hinter Strömungskörpern befinden. Délery et al. (1984) hatten gezeigt, dass die Strömungsstruktur von Wirbelschläuchen durch die Interaktion mit Verdichtungsstößen beeinflusst werden kann. Délery et al. (1984) konnten damit erstmals eine Art Wirbelaufplatzen in Überschallströmungen beobachten, was zuvor ausschließlich für inkompressible Strömungen beschrieben worden war (Peckham und Atkinson, 1957). Für inkompressible Strömungen hatte Hall (1972) Wirbelaufplatzen als eine

plötzliche Veränderung der Wirbelstruktur beschrieben, bei der die Strömung entlang der Wirbelachse stark verlangsamt und in radialer Richtung abgelenkt wird. Auch Rusak et al. (2015) hatten Wirbelaufplatzen als ein schlagartig auftretendes Phänomen bezeichnet, welches einen Wirbelschlauch in einen energetisch günstigeren Zustand einer um ein nahezu stagnierendes Totwassergebiet rotierenden Strömung überführt. In der Literatur sind mehrere mögliche Erklärungen für dieses Strömungsphänomen zu finden. Benjamin (1962) hatte Wirbelaufplatzen beispielsweise mittels stabilitätstheoretischer Überlegungen als eine sprunghafte Transition von einem überkritischen in einen unterkritischen Zustand beschrieben. Auch in neueren Zusammenfassungen über Wirbelaufplatzen, wie der von Lucca-Negro und O'Doherty (2001), werden allerdings noch immer verschiedene Erklärungsversuche für das Auftreten dieses Phänomens dargestellt. In der Literatur ist bis heute selbst für inkompressible Strömungen keine konsistente Beschreibung dieses Phänomens zu finden (Rusak et al., 2015).

Visbal und Gordnier (1995) hatten für kompressible Unterschallströmungen festgestellt, dass das Aufplatzen eines Wirbelschlauches bei höheren Machzahlen höhere Drallraten erfordert. Dies wurde auch durch die numerischen Simulationsergebnisse von Kuruvila und Salas (1990), Melville (1996), Herrada et al. (2003) bestätigt. Die Simulationsergebnisse von Luginsland und Kleiser (2015) zeigen hingegen den gegenteiligen Effekt, dass mit steigender Machzahl die kritische Drallrate abnimmt. Eine globale Stabilitätsanalyse von kompressiblen Unterschall-Wirbelströmungen von Rusak et al. (2015) zeigt wiederum einen Anstieg der kritischen Drallrate mit ansteigender axialer Machzahl.

Metwally et al. (1989) hatten für Überschallströmungen zwischen einer schwachen und einer starken Wechselwirkung zwischen Verdichtungsstößen und Wirbelschläuchen differenziert, wobei nur bei der starken Wechselwirkung eine Art Wirbelaufplatzen zu beobachten ist. Schon Déleroy et al. (1984) hatten mit der Machzahl der äußeren Strömung normal zum Stoß und der Drehrate des Schlauchwirbels zwei Parameter zur Charakterisierung des Wirbelaufplatzens in Überschallströmungen beschrieben, die bis heute verwendet werden. Cattafesta und Settles (1992) hatten die von Déleroy et al. (1984) ermittelten kritischen Bedingungen für Wirbelaufplatzen in Überschallströmungen auf einen größeren Machzahlbereich normal zum Verdichtungsstoß erweitert. Settles und Cattafesta (1993) hatten anschließend die beiden Untersuchungen und

die daraus resultierenden Grenzbedingungen für Wirbelaufplatzen zusammengefasst. Sowohl Détery et al. (1984) als auch Settles und Cattafesta (1993) hatten für Überschall-Wirbelschläuche eine Abnahme der kritischen Drallrate mit steigender Machzahl  $M_n$  normal zum Stoß festgestellt. Für einen unendlich schwachen Stoß mit  $M_n = 1$  hatten Settles und Cattafesta (1993) den kritischen Winkel zwischen Axial- und Azimutalgeschwindigkeit zu etwa  $30^\circ$  bestimmt. Für inkompressible Strömungen ( $M_n \rightarrow 0$ ) findet Wirbelaufplatzen bei höheren Strömungswinkeln von etwa  $40^\circ$  statt (Hall, 1972). Ausgelöst wird das Wirbelaufplatzen in inkompressiblen Strömungen oftmals durch einen in Strömungsrichtung ansteigenden Druckgradienten. In Überschallströmungen wird Wirbelaufplatzen oft von Verdichtungsstößen ausgelöst, die ebenfalls einen ansteigenden Druckgradienten darstellen. Somit sind nicht nur die beobachteten Strömungsstrukturen sondern auch die auslösenden Faktoren für Wirbelaufplatzen in inkompressiblen und supersonischen Strömungen ähnlich.

## 2.2.2 Einfluss des Dralls auf turbulente Mischungsprozesse

In der Literatur wurde darüber hinaus der Einfluss des Dralls auf die turbulente Durchmischung zweier koaxialer Strömungen beschrieben. Charakteristisch für Jetströmungen, bei denen die Axialgeschwindigkeit der beiden koaxialen Strömungen im Allgemeinen unterschiedlich ist, ist die sich ausbildende Mischungsschicht zwischen den beiden Strömungen. Die strömungsmechanischen Prozesse in den Mischungsschichten von Jet- und Nachlaufströmungen sind miteinander vergleichbar, sodass Effekte, die für einen der beiden Strömungsfälle beschrieben werden, im Allgemeinen auch für den anderen beobachtbar sind (Demetriades, 1968, 1976). Beispielsweise treten wellenartige großskalige Turbulenzstrukturen innerhalb der Scherschicht sowohl in Jet- (Ponton und Seiner, 1995) als auch in Nachlaufströmungen (Bourdon und Dutton, 1999, 2000) auf und können dort Machwellen erzeugen (Tam, 2009). Die durch diese Turbulenzstrukturen erzeugten hochfrequenten Druckschwankungen sind akustisch wahrnehmbar (Ponton und Seiner, 1995, Tam, 2009), verändern die zeitlich gemittelte Strömung jedoch kaum (Bourdon und Dutton, 2000) und werden deshalb in der vorliegenden Arbeit nicht untersucht.

Im Gegensatz dazu hatten Swithenbank und Chigier (1969) anhand von Experimenten mit rotierenden Jetströmungen im Trans- und Unterschall (Moore, 1964, Chigier und Chervinsky, 1967) mittels theoretischer Überlegungen eine im zeitlichen Mittel erhöhte turbulente Durchmischung für rotierende Überschall-Jetströmungen geschlussfolgert. Dieser Effekt konnte jedoch weder durch die Experimente von Povinelli und Ehlers (1972) noch von Schetz und Swanson (1973) nachgewiesen werden. Mutmaßlich war der erzeugte Drall, der nicht näher spezifiziert worden ist, zu gering, um einen messbaren Einfluss auf die Durchmischung zu haben. Erst spätere Experimente von Swithenbank et al. (1989), Naughton et al. (1989), Tillman et al. (1991) und Naughton und Settles (1992) hatten die Theorie von Swithenbank und Chigier (1969) bestätigen können.

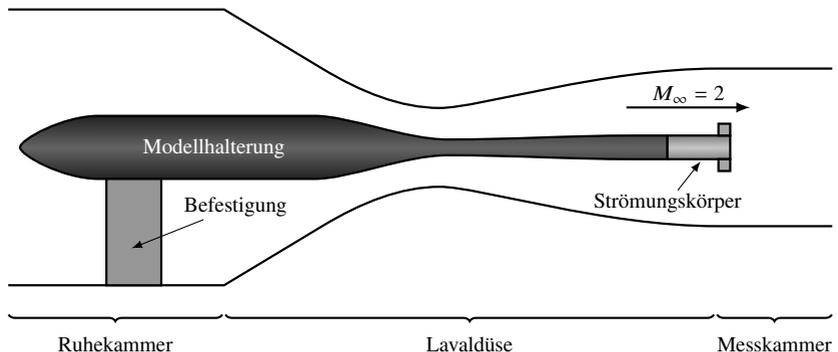
Die Änderung der turbulenten Durchmischung kann mit veränderten turbulenten Strukturen in der Mischungsschicht (Naughton und Settles, 1992) und dem Stabilitätsverhalten der Strömung (Panda und McLaughlin, 1994) erklärt werden. Ein ähnliches Verhalten konnte von Bourdon und Dutton (2001, 2002) sowie Janssen und Dutton (2005) auch für Nachlaufströmungen beobachtet werden. Bourdon und Dutton (2001) hatten gezeigt, dass in Strömungsrichtung ausgerichtete turbulente Strukturen in der Scherschicht die Durchmischung der Strömung im Rezirkulationsgebiet mit der äußeren Strömung erhöhen. In der Folge wird im Vergleich zu einer unbeeinflussten Nachlaufströmung (Bourdon und Dutton, 1999) mehr Fluid aus dem Rezirkulationsgebiet entnommen, sodass sich der Basisdruck vermindert (Bourdon und Dutton, 2001). Im Gegensatz dazu hatten Bourdon und Dutton (2002) für in azimuthaler Richtung eingebrachte turbulente Strukturen gegenüber einer unbeeinflussten Nachlaufströmung ein geringeres Wachstum der Scherschichtdicke zwischen der Ablösung und der Rekompensation der Strömung feststellen können. Dies deutet auf eine geringere Durchmischung des Rezirkulationsgebietes mit der äußeren Strömung hin und führte zu einem um bis zu 3% erhöhten Basisdruck.



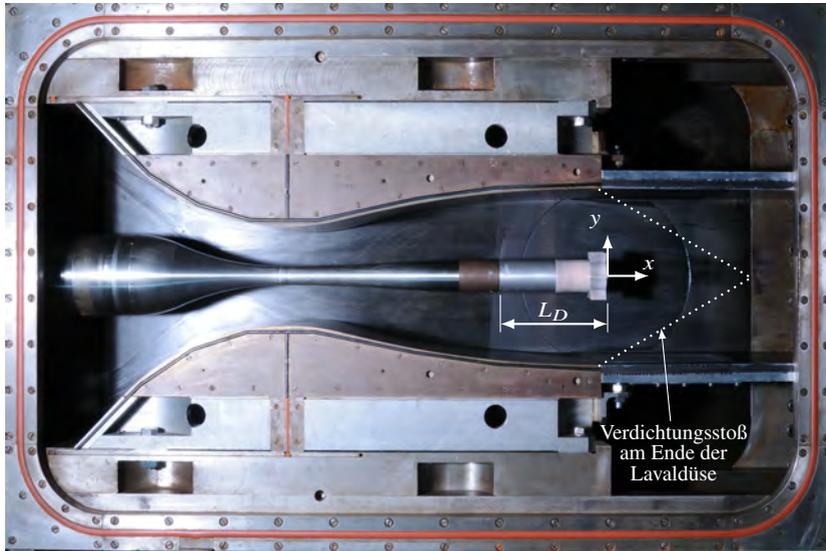
### 3 Studie mit rotierenden Strömungskörpern

Zunächst wurde eine Studie mit rotierenden Strömungskörpern durchgeführt. Technisch bedingt waren die Drehraten der im Folgenden beschriebenen experimentellen Untersuchungen allerdings nicht ausreichend, um eine Änderung der Nachlaufstruktur hervorzurufen. Es konnte jedoch die von Hruschka und Leopold (2015) mittels numerischer Simulationen gezeigte Änderung des zentralen Basisdrucks experimentell bestätigt werden. Außerdem diente diese Studie der Entwicklung einer alternativen Vorgehensweise zur Erzeugung höherer Drallraten im Nachlauf.

#### 3.1 Versuchsaufbau und Anströmbedingungen



**Abbildung 3.1:** Skizze des verwendeten Versuchsaufbaus in einem Überschallwindkanal (Weidner et al., 2016, 2017).



**Abbildung 3.2:** Lavaldüse und Messkammer mit Modellhalterung, Strömungskörper und eingezeichneten Verdichtungsstößen am Ende der Lavaldüse.

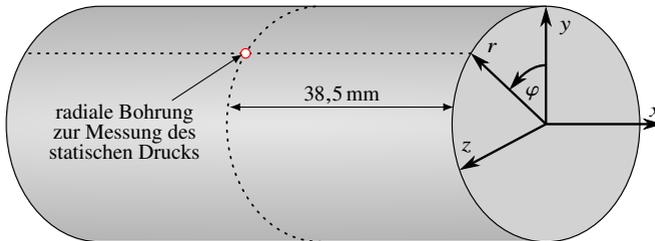
Zur Untersuchung des Einflusses von Drall auf Überschallnachlaufströmungen wurde im Folgenden der in Abbildung 3.1 skizzierte Versuchsaufbau verwendet. Ähnliche Versuchsaufbauten sind bereits in früheren Studien (Sieling und Page, 1970, Leopold, 1993, Herrin und Dutton, 1994, Augenstein et al., 1999) zur Untersuchung von Nachlaufströmungen ohne Drall eingesetzt worden.

Aus der mit Drucktanks verbundenen Ruhekammer strömte trockene Luft mit einem nahezu konstanten Ruhedruck  $p_0$  von  $4,8 \cdot 10^5$  Pa und einer mittleren Ruhetemperatur  $T_0$  von 295 K aus. Aufgrund der überkritischen Durchströmung der an die Ruhekammer anschließenden Lavaldüse wurde in der in Abbildung 3.2 gezeigten Messkammer, mit einem quadratischen Querschnitt von  $0,2\text{ m} \times 0,2\text{ m}$ , eine Überschallströmung mit der Machzahl  $M_\infty = 2$  erreicht.

Die zu untersuchenden Strömungskörper wurden an einer zentral im Windkanal montierten, achsensymmetrischen Modellhalterung befestigt. Um Stöße in der Anströmung der Modelle zu vermeiden, wurde die Modellhalterung, wie in

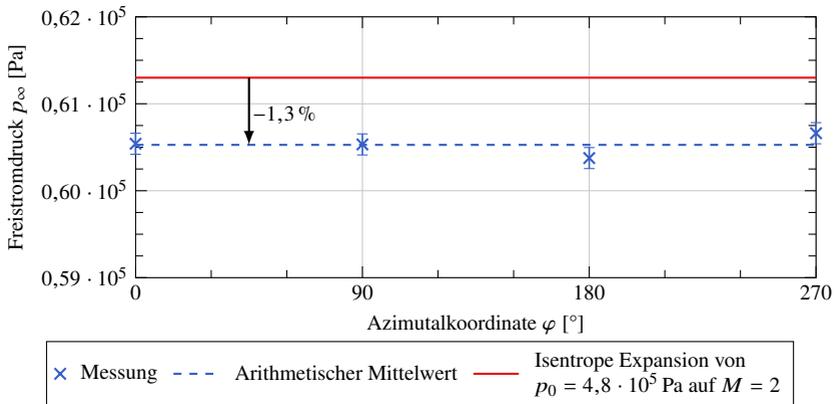
Abbildung 3.1 skizziert, in der Ruhekammer befestigt. Auf diese Weise war das Nachlaufgebiet frei von Halterungsstrukturen und durch diese verursachte Verdichtungsstöße, die die Nachlaufströmung unmittelbar beeinflussen können (Sieling und Page, 1970). Außerdem wurde das Modell so im Windkanal montiert, dass die an dem nicht glatten Übergang zwischen Lavaldüse und Messkammer entstehenden und in Abbildung 3.2 eingezeichneten Verdichtungsstöße den Nachlauf so gering wie möglich beeinflussten (Chapman, 1950).

### 3.1.1 Messung des statischen Drucks der Anströmung



**Abbildung 3.3:** Skizze zur Position der statischen Druckmessungen an der Oberfläche eines zylindrischen Modells.

Der statische Druck im Freistrom wurde, wie in Abbildung 3.3 skizziert, 38,5 mm stromauf der Modellhinterkante gemessen. Abbildung 3.4 zeigt die Messungen für vier azimutale Positionen  $\varphi$  und vergleicht diese mit einer isentropen Expansion des Ruhedrucks  $p_0 = 4,8 \cdot 10^5$  Pa auf die nominelle Machzahl von  $M = 2$ . Die Fehlerbalken geben die statistische Messabweichung der verwendeten Druckmessgeber an. Der arithmetische Mittelwert der Druckmessungen von  $0,605 \cdot 10^5$  Pa ist um 1,3 % geringer als der theoretische Druck von  $0,613 \cdot 10^5$  Pa für eine isentrope Expansion auf die nominelle Machzahl von  $M = 2$ . Aus dem Verhältnis des gemessenen statischen Drucks zum Ruhedruck  $p_0$  wurde die Freistrom-Machzahl experimentell zu  $M \approx 2,01$  bestimmt.

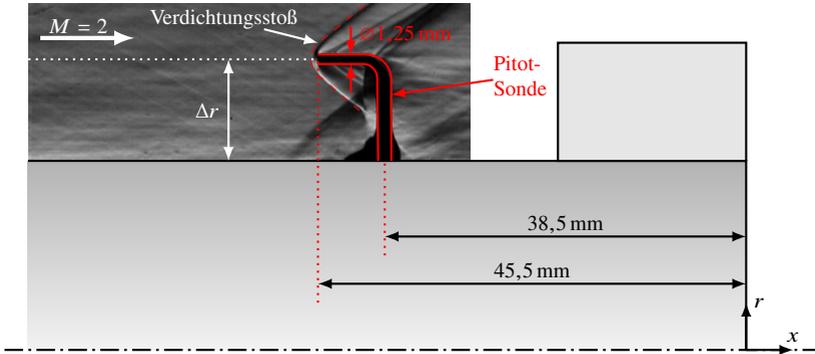


**Abbildung 3.4:** Messung des statischen Freistromdrucks an der Modelloberfläche in Abhängigkeit von der Azimutalkoordinate  $\varphi$ .

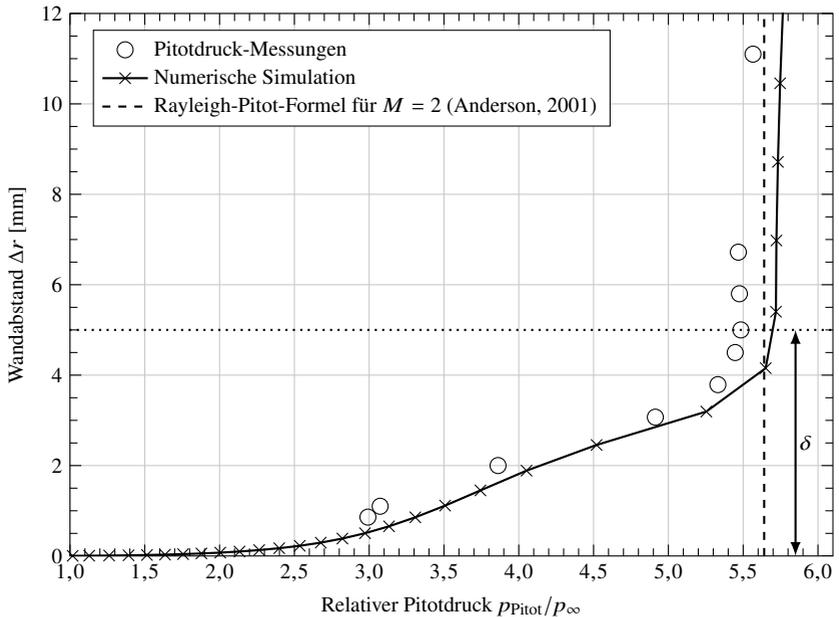
### 3.1.2 Messung der Grenzschichtdicke

Der Gesamtdruck stromauf der Modellhinterkante wurde mittels einer Pitot-Sonde vermessen. Die Pitot-Sonde wurde, wie in Abbildung 3.5 skizziert, 38,5 mm vor der Modellhinterkante angebracht. Der Einlass der Sonde befand sich 45,5 mm vor der Modellhinterkante und der Abstand  $\Delta r$  des Einlasses von der Modelloberfläche konnte beliebig eingestellt werden. Unmittelbar vor dem Einlass der Pitot-Sonde, mit einem Außendurchmesser von 1,25 mm, bildete sich der in Abbildung 3.5 sichtbare Verdichtungsstoß aus, der im Bereich des Einlasses als nahezu senkrecht betrachtet werden kann.

Abbildung 3.6 zeigt die Messergebnisse für den Pitotdruck  $p_{\text{Pitot}}$ , die mit dem 38,5 mm vor der Modellhinterkante an der Modelloberfläche gemessenen, mittleren statischen Druck von  $0,61 \cdot 10^5$  Pa normiert wurden. Für  $\Delta r > 5$  mm ist der gemessene relative Pitotdruck um 3 % geringer als der theoretische Wert von 5,64, der sich nach der Rayleigh-Pitot-Formel (Anderson, 2001) für eine Strömung mit  $M = 2$  ergibt. Die systematisch geringeren Messwerte ergeben sich unter anderem daraus, dass der Innendurchmesser der Pitotsonde mit 0,8 mm im Vergleich zum Außendurchmesser von 1,25 mm relativ groß war (Tropea et al., 2007). Aus dem experimentell bestimmten Pitotdruck wurde die Machzahl in der äußeren Strömung zu mindestens 1,97 bestimmt und war



**Abbildung 3.5:** Skizze zum Aufbau der Pitotdruck-Messungen in der Grenzschicht mit Schlierenvisualisierung der Strömung um die Pitot-Sonde.



**Abbildung 3.6:** Vergleich des gemessenen und simulierten Pitotdrucks in der Grenzschicht mit dem theoretischen Pitotdruck gemäß Rayleigh-Pitot-Formel für  $M = 2$  (Weidner et al., 2019b).

somit um bis zu 1,5 % geringer als die nominelle Machzahl  $M_\infty = 2$ . Die Abweichungen des experimentell bestimmten Pitotdrucks und der Machzahl der freien Anströmung von den theoretisch abgeleiteten Werten liegen damit innerhalb der erwarteten experimentellen Unsicherheiten.

In Abbildung 3.6 ist außerdem das Ergebnis einer RANS-Simulation (Anhang A) des in Abbildung 3.1 gezeigten Versuchsaufbaus dargestellt. Der relative Pitotdruck der Simulationen wurde nach Sauer (1951) aus der ungestörten Machzahl in der Grenzschicht bestimmt. Der relative Pitotdruck im Freistrom der Simulationsergebnisse entspricht einer Machzahl der Strömung von 2,02.

Sowohl die Ergebnisse der Messung als auch der Simulationen zeigen eine mittlere Grenzschichtdicke  $\delta$  von 5 mm mit einer Unsicherheit von  $\pm 1$  mm und entsprechen damit den Messungen von Leopold (1993), die mit dem gleichen Versuchsaufbau jedoch für einen Modelldurchmesser von 38,66 mm durchgeführt wurden. Für den Modelldurchmesser, den auch Leopold (1993) verwendet hatte, hatten Augenstein et al. (1999) die Grenzschichtdicke mit einem speziell entwickelten Laser-Doppler-Anemometer (Grenzschicht-LDA) zu 4 mm bestimmt.

Mit den Geschwindigkeitsmessungen innerhalb der Grenzschicht konnten Augenstein und Leopold (1999) außerdem zeigen, dass die Grenzschicht ein turbulentes Grenzschichtprofil aufwies. Abbildung 3.7 vergleicht die von Augenstein und Leopold (1999) gemessenen und die numerisch simulierten dimensionslosen Strömungsgeschwindigkeiten  $u^+$  (Schlichting und Gersten, 2006) in Abhängigkeit vom dimensionslosen Wandabstand  $y^+$  (Schlichting und Gersten, 2006). Sowohl die Messungen von Augenstein und Leopold (1999) als auch die Simulationsergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem logarithmischen Überlappungsgesetz einer turbulenten Grenzschicht nach Schlichting und Gersten (2006).

Abbildung 3.7 zeigt außerdem, dass der dimensionslose Wandabstand  $y^+$  des wandnächsten Zellzentrums in etwa 1 beträgt, sodass die reinviskose Unterschicht von der Simulation aufgelöst wurde und nicht mittels Wandfunktionen modelliert werden musste.

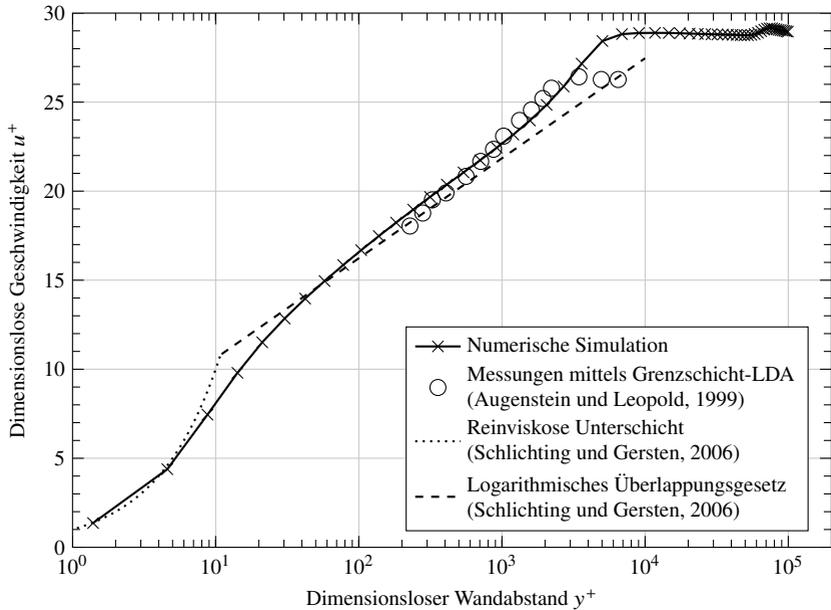


Abbildung 3.7: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil der Grenzschicht.

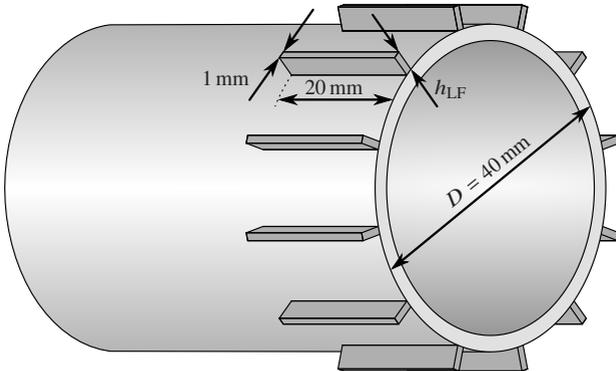
## 3.2 Modellgeometrien und Strömungsbedingungen im Nachlauf

An der in Abbildung 3.1 gezeigten Modellhalterung wurden die in Tabelle 3.1 aufgelisteten und in Abbildung 3.8 skizzierten Strömungskörper montiert (Weidner et al., 2019b). Die verwendeten Strömungskörper unterschieden sich in der Anzahl  $n_{LF}$  und der Höhe  $h_{LF}$  der Leitflächen. Es wurden sowohl Leitflächen verwendet, die vollständig innerhalb der Grenzschicht lagen, als auch Leitflächen, die mehr als doppelt so hoch wie die mittlere Grenzschichtdicke  $\delta = 5$  mm waren. Alle Leitflächen hatten eine Dicke von 1 mm und reichten von der Modellhinterkante 20 mm stromauf.

Alle Modelle hatten auf der in Abbildung 3.2 eingezeichneten Länge  $L_D$  von 135 mm vor der Modellhinterkante einen konstanten Modelldurchmesser  $D$  von 40 mm. Aufgrund der Reynoldszahl  $Re_{L,\delta} = \rho_\infty U_\infty L_\delta / \mu_\infty > 8 \cdot 10^6$  basierend

**Tabelle 3.1:** Konfiguration der Leitflächen, gemittelter zentraler Basisdruck ohne Rotation, Anzahl der Experimente, maximal erreichte Modelldretrate und relative Standardabweichung der Messungen ohne Rotation für die rotierenden Modelle (Weidner et al., 2019b).

Modell	$n_{LF}$	$h_{LF}$ [mm]	$\overline{p_{b,f_M=0}^*}$ (95 % CI)	$N_{Exp.}$	$f_{M,max}$ [Hz]	$\frac{s_{p_{b,f_M=0}^*}}{p_{b,f_M=0}^*}$
Zylinder	–	–	$0,634 \pm 0,009$	10	720	2,2 %
R1	12	1,5	$0,634 \pm 0,006$	20	765	2,0 %
R2	12	3,0	$0,634 \pm 0,003$	21	602	1,0 %
R3	12	6,0	$0,615 \pm 0,014$	7	417	2,4 %
R4	12	12,5	$0,589 \pm 0,007$	7	183	1,2 %
R5	6	12,5	$0,578 \pm 0,004$	8	212	0,7 %
R6	3	12,5	$0,612 \pm 0,005$	22	299	1,8 %



**Abbildung 3.8:** Skizze der verwendeten rotierenden Strömungskörper mit geraden Leitflächen (Weidner et al., 2019b).

auf der Lauflänge der Grenzschicht  $L_\delta > L_D$ , der Strömungsgeschwindigkeit der Anströmung  $U_\infty$  von 520 m/s, der Dichte der Anströmung

$$\rho_\infty = \frac{p_\infty}{R_{\text{Luft}} T_\infty} = 1,28 \text{ kg/m}^3, \quad (3.1)$$

die sich aus dem Druck  $p_\infty = 0,61 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  und der Temperatur  $T_\infty = 166 \text{ K}$  in der Anströmung sowie der spezifischen Gaskonstanten für trockene Luft  $R_{\text{Luft}} = 287,1 \text{ J/(kg K)}$  ergibt, und der dynamischen Viskosität in der Anströmung nach Sutherland

$$\begin{aligned} \mu_\infty &= 17,89 \cdot 10^{-6} \text{ Pa s} \frac{288 \text{ K} + 110 \text{ K}}{T_\infty + 110 \text{ K}} \left( \frac{T_\infty}{288 \text{ K}} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{Anderson, 2006}) \\ &= 11,3 \cdot 10^{-6} \text{ Pa s} \end{aligned} \quad (3.2)$$

lassen sich die untersuchten Nachlaufströmungen dem turbulenten Bereich zuordnen (Chapman, 1950, Kurzweg, 1951).

### 3.3 Messungen des zentralen Basisdruckes

Die Modelle wurden als Hohlkörper konzipiert, sodass an der Basis Druckmessungen mit einem nichtrotierenden Messsystem durchgeführt werden konnten. Der Druck  $p_b$  im Zentrum der Basis wurde mit dem simultan gemessenen Freistromdruck  $p_\infty$  zu  $p_b^* = p_b/p_\infty$  normiert. Für jedes Modell sind in Tabelle 3.1 der Mittelwert  $\overline{p_{b, \dot{M}=0}^*}$  und das 95 % Konfidenzintervall (CI) für  $N_{\text{Exp}}$  statistisch unabhängige Messungen ohne Rotation angegeben (Weidner et al., 2019b).

Die Messungen ohne Rotation zeigen, dass Leitflächenhöhen  $h_{\text{LF}}$  kleiner als die mittlere Grenzschichtdicke  $\delta = 5 \text{ mm}$  keinen messbaren Einfluss auf den Basisdruck hatten. Leitflächen, die höher als die Grenzschicht waren, verminderten hingegen den Basisdruck. Mit zunehmender Höhe der Leitflächen stellten diese ein größeres Hindernis für die Strömung dar. Bei ansonsten unveränderten Strömungsbedingungen führte dies im Vergleich zum längsangeströmten Zylinder ohne Leitflächen zu einem geringeren Basisdruck (Weidner et al., 2019b). Des Weiteren wurde für das Modell R6 mit nur drei Leitflächen im Vergleich zu den Modellen R4 und R5 mit sechs beziehungsweise zwölf Leitflächen ohne Modellrotation ein höherer Basisdruck gemessen. Da sich die

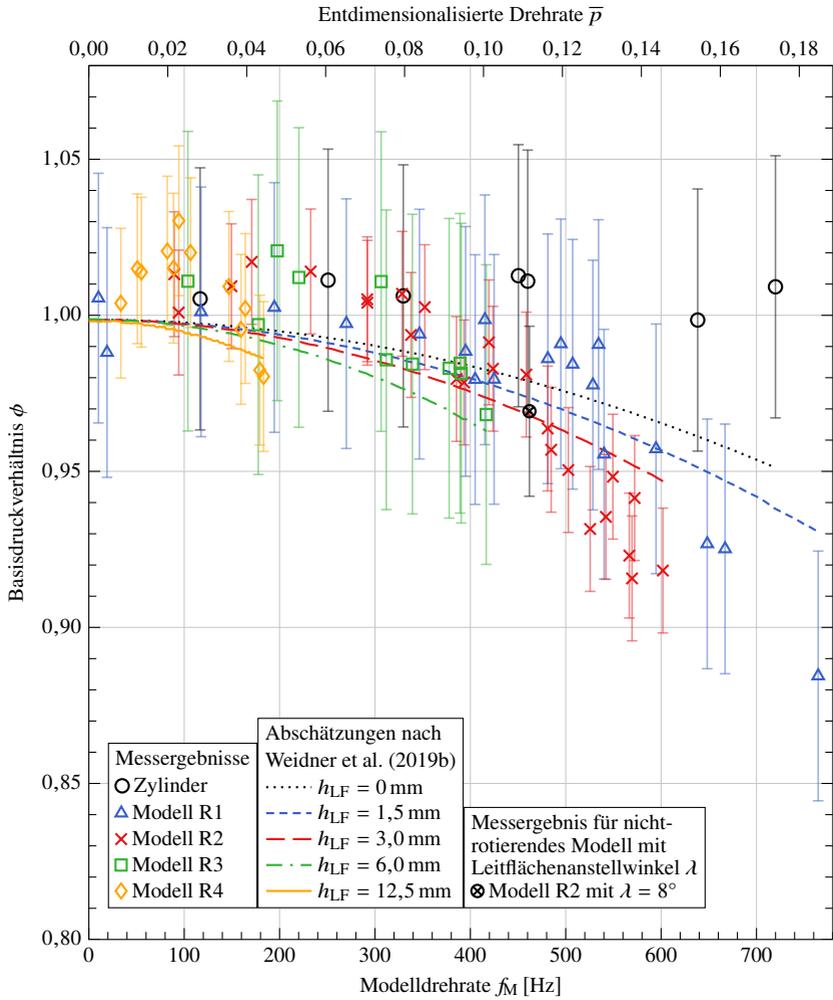
Konfidenzintervalle für die Modelle R4 und R5 überschneiden, konnte nicht abschließend geklärt werden, ob der Basisdruck ohne Modellrotation für das Modell R5 tatsächlich geringer ist als für das Modell R4, wie die gemessenen Mittelwerte für die beiden Modelle vermuten lassen.

Um den Einfluss der Modelldrehrate  $f_M = \Omega/(2\pi)$  mit der Modellwinkelgeschwindigkeit  $\Omega$  auf den zentralen Basisdruck untersuchen zu können, versetzte ein elektrischer Antriebsmotor die in Abbildung 3.8 gezeigten Modell-Hohlkörper auf der Länge  $L_D$  von 135 mm in Rotation. Die Modellbasis und das System zur Druckmessung befanden sich jedoch jederzeit in Ruhe. Die maximal erreichte Modelldrehrate  $f_{M,\max}$  für jedes Modell ist ebenfalls in Tabelle 3.1 angegeben und reicht bis zu einer entdimensionalisierten Modelldrehrate  $\bar{p}_{\max} = 2\pi f_{M,\max} R/U_\infty \approx 0,19$  (Weidner et al., 2019b).

Für jede Drehrate  $f_M$  wurde während des gleichen Windkanalexperimentes eine Referenzmessung ohne Rotation durchgeführt, sodass sich der Einfluss des Dralls auf den Basisdruck aus dem Verhältnis  $\phi = p_{b,\text{rot}}^*/p_{b,f_M=0}^*$  ergibt. Die Wiederholbarkeit der einzelnen Messungen, basierend auf den zufälligen Abweichungen in den Versuchsbedingungen, wurde durch die relative Standardabweichung der Messungen ohne Rotation zu  $s_{p_{b,f_M=0}^*}/p_{b,f_M=0}^*$  bestimmt und ist ebenfalls in Tabelle 3.1 angegeben (Weidner et al., 2019b). Die statistische relative Standardabweichung der Einzelmessungen von  $<0,1\%$  aufgrund von Messabweichungen der verwendeten Messgeber (GE Sensing, 2007) ist gegenüber der Wiederholbarkeit der Einzelmessungen in der Größenordnung von  $\pm 2\%$  vernachlässigbar gering (Coleman und Steele, 2009).

Abbildung 3.9 zeigt das Druckverhältnis  $\phi$  in Abhängigkeit von der Modelldrehrate  $f_M$  beziehungsweise  $\bar{p}$  für die Modelle mit zwölf Leitflächen unterschiedlicher Höhe, sowie für das Modell ohne Leitflächen. Basierend auf der Wiederholbarkeit der Einzelmessungen wurden die Unsicherheiten der gemessenen Druckänderungen mit der doppelten relativen Standardabweichung  $s_{p_{b,f_M=0}^*}/p_{b,f_M=0}^*$  in beide Richtungen angegeben (Weidner et al., 2019b).

Für den längsangeströmten Zylinder ohne Leitflächen wurde keine Veränderung des Basisdruckes in Abhängigkeit von der Modelldrehrate gemessen. Die durch die rotierende Oberfläche erzeugten azimuthalen Schubspannungen waren nicht in der Lage, ausreichend Drehimpuls an die Strömung zu übertragen, was in einer vernachlässigbaren Strömungswinkelgeschwin-

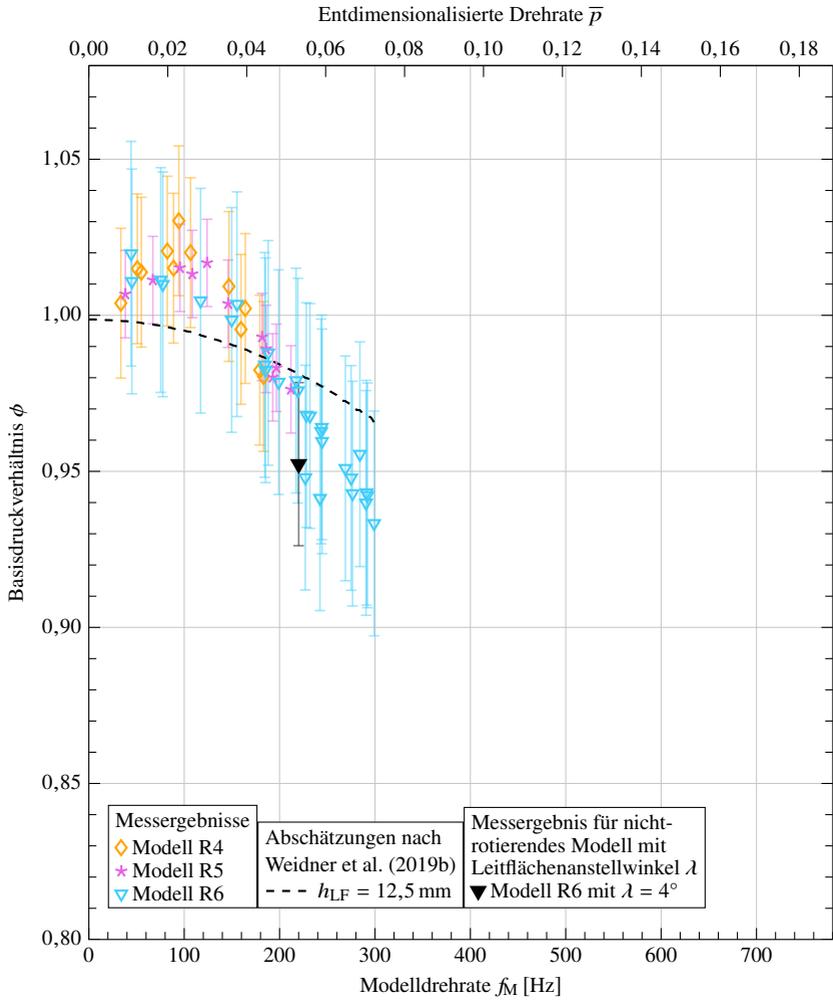


**Abbildung 3.9:** Basisdruckverhältnis in Abhängigkeit von der Drehrate für Modelle mit unterschiedlichen Leitflächenhöhen  $h_{LF}$  (Weidner et al., 2019b).

digkeit  $\omega_{\text{rot}}$  im Nachlauf resultierte (Weidner et al., 2019b). Demgegenüber konnten die Modelle mit Leitflächen, aufgrund der höheren Rolldämpfungsraten (Bhagwandin, 2016, DeSpirito und Heavey, 2004), einen größeren Drehimpuls in die Strömung einbringen. Die verwendeten Modelle mit Leitflächen erzeugten durch die azimuthale Ablenkung der Strömung eine Strömungswinkelgeschwindigkeit  $\omega_{\text{rot}}$  im Nachlauf in der Größenordnung der Modelldrehrate  $\Omega$  (Weidner et al., 2019b).

Die Messergebnisse in Abbildung 3.9 zeigen für die Modelle mit Leitflächen bei geringen Drehraten zunächst einen Druckanstieg von bis zu 3 %, der mutmaßlich auf Inhomogenitäten der Windkanalströmung zurückzuführen ist (Hruschka und Leopold, 2015), da dieser Effekt bei numerischen Simulationen mit homogener Anströmung (Hruschka und Leopold, 2015) sowie bei Experimenten in einem anderen Windkanal nicht auftraten (Weidner et al., 2019a). Für höhere Drehraten ist in Abbildung 3.9 ein Abfall des zentralen Basisdruckes mit ansteigender Modelldrehrate zu erkennen. Die kleinsten Leitflächen mit einer Höhe von 1,5 mm verminderten den Basisdruck um bis zu 10 % (Weidner et al., 2019b). Aufgrund des geringeren Rolldämpfungsmomentes im Vergleich zu Modellen mit höheren Leitflächen wurden mit den kleinsten Leitflächen die höchsten Drehraten erreicht (Weidner et al., 2019b). Im Gegensatz dazu wurden für die Leitflächen mit  $h_{\text{LF}} = 12,5$  mm unter Verwendung des Modells mit  $n_{\text{LF}} = 12$  nur geringe Drehraten erreicht, sodass die gemessenen Druckänderungen im Bereich der Messunsicherheit liegen (Weidner et al., 2019b).

Tabelle 3.1 zeigt, dass eine Verminderung der Leitflächenanzahl  $n_{\text{LF}}$  die maximal erreichbare Drehrate  $f_{\text{M,max}}$  erhöhte. Die Änderungsrate des Basisdruckes mit der Drehrate war hingegen nahezu unabhängig von der Anzahl der Leitflächen, wie in den in Abbildung 3.10 dargestellten Messergebnissen für die drei Modelle mit  $h_{\text{LF}} = 12,5$  mm zu erkennen ist. Das Modell mit  $n_{\text{LF}} = 3$  zeigte bei  $f_{\text{M}} = 300$  Hz einen Druckabfall von etwa 5 %, was für kleinere Leitflächenhöhen erst bei  $f_{\text{M}} > 500$  Hz erreicht wurde. Mit zunehmender Leitflächenhöhe ergab sich somit eine Zunahme der Änderungsrate des Basisdruckes bezogen auf die Modelldrehrate.



**Abbildung 3.10:** Basisdruckverhältnis in Abhängigkeit von der Drehrate für Modelle mit unterschiedlicher Leitflächenanzahl  $n_{LF}$  (Weidner et al., 2019b).

### 3.4 Druckabschätzung für rotierende Nachlaufströmungen

Die gemessenen Druckänderungen aufgrund des eingebrachten Dralls wurden näherungsweise mittels der einfachsten Modellbeschreibung für rotierende Strömungen, einer Starrkörperrotation mit konstanter Winkelgeschwindigkeit  $\omega_{\text{rot.}}$ , abgeschätzt (Weidner et al., 2019b). Hruschka und Leopold (2015) zeigten mittels numerischer Simulationen, dass die axialen und radialen Strömungsgeschwindigkeiten im Nachlauf durch Drehraten, wie sie in den experimentellen Untersuchungen von Kapitel 3.3 erzeugt wurden, kaum beeinflusst werden. In einem mit dem Fluidelement  $dV$  mitrotierenden Koordinatensystem muss sich folglich ein Gleichgewicht

$$\frac{\partial p}{\partial r} dV = \rho \omega_{\text{rot.}}^2 r dV \quad (3.3)$$

zwischen der Kraft aufgrund eines radialen Druckgradienten und der durch den Drall erzeugten Zentrifugalkraft mit der radialen Koordinate  $r$  und der Dichte  $\rho$  ergeben, wie es auch in Gaszentrifugen entsteht (Kemp, 2009). Für kompressible Strömungen beschreibt die Isentropenbeziehung

$$\rho = \rho_{\text{bc}} \left( \frac{p}{p_{\text{bc}}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (\text{Anderson, 2001}) \quad (3.4)$$

mittels des Isentropenkoeffizienten  $\gamma$  und den am Radius  $r_{\text{bc}}$  herrschenden Randbedingungen  $p_{\text{bc}}$  und  $\rho_{\text{bc}}$  den Zusammenhang zwischen der Dichte  $\rho$  und dem Druck  $p$ . Somit konnte Gleichung (3.3) analytisch gelöst werden, um die Druckverteilung

$$p(r, \omega_{\text{rot.}}) = \left[ p_{\text{bc}}^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \rho_{\text{bc}} \left( \frac{1}{p_{\text{bc}}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \omega_{\text{rot.}}^2 \frac{r_{\text{bc}}^2 - r^2}{2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.5)$$

in Abhängigkeit von  $r$  und  $\omega_{\text{rot.}}$  zu erhalten. Gleichung (3.5) beschreibt die Druckverteilung an der Basis, wenn die Randbedingungen  $p_{\text{bc}}$  und  $\rho_{\text{bc}}$  den Werten an der äußeren Grenze des Rezirkulationsgebietes bei  $r_{\text{bc}} = R$  entsprechen (Weidner et al., 2019b).

Hruschka und Leopold (2015) hatten mittels numerischer Simulationen gezeigt, dass die Länge des Rezirkulationsgebietes und damit der mittlere Ablenkungswinkel der Scherschicht für die in Kapitel 3.3 experimentell untersuchten Drehraten nahezu konstant sind. Deshalb wurde das Verhältnis zwischen dem Druck an der inneren Grenze des Rezirkulationsgebietes  $p_{bc}$  und dem Druck unmittelbar vor der Hinterkante des Körpers  $p_e$  als unabhängig von der Drehrate angenommen (Weidner et al., 2019b). Im Folgenden wurden hierzu die in Tabelle 3.1 angegebenen Druckverhältnisse  $p_{b, f_M=0}^*$  bei Nulldrehzahl verwendet. Die sich ergebende Druckrandbedingung

$$p_{bc} = \overline{p_{b, f_M=0}^*} \cdot p_e \quad (3.6)$$

führte mittels thermischer Zustandsgleichung eines idealen Gases (Oswatitsch, 1952) und der Ruhetemperatur  $T_0 = 295 \text{ K}$ , die im Rezirkulationsgebiet näherungsweise herrscht (Lamb und Oberkampf, 1995), zu der zusätzlich benötigten Dichterandbedingung

$$\rho_{bc} = \frac{p_{bc}}{R_{\text{Luft}} T_0}. \quad (3.7)$$

Für das Modell ohne Leitflächen wurde  $p_e \approx p_\infty$  angenommen, da die ausschließlich durch azimuthale Schubspannungen erzeugte rotierende Schicht stromauf der Ablösekante vernachlässigbar dünn war (Weidner et al., 2019b). Für die Konfigurationen mit Leitflächen wurde  $p_e$  jedoch abhängig von Leitflächenhöhe und Drehrate definiert, da die für diese Modelle auftretenden Zentrifugalkräfte den Druck bereits vor der Ablösung in einer nichtvernachlässigbaren Größenordnung veränderten (Weidner et al., 2019b). Hierzu wurde angenommen, dass sich die Druckverteilung im Bereich der Leitflächen ebenfalls mittels Starrkörperrotation beschreiben lässt. Dies resultiert in einem reduzierten Druck vor der Ablösekante von

$$p_e(h_{\text{LF}}, \omega_{\text{rot.}}) = \left[ p_\infty^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - \frac{\gamma-1}{\gamma} \rho_\infty \left( \frac{1}{p_\infty} \right)^{\frac{1}{\gamma}} \omega_{\text{rot.}}^2 \frac{2Rh_{\text{LF}} + h_{\text{LF}}^2}{2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.8)$$

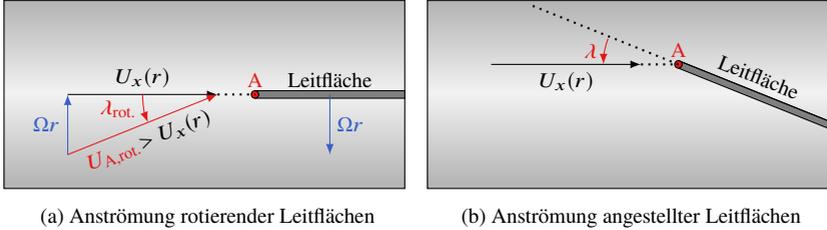
im Vergleich zu dem Druck ohne Modellrotation von  $p_e(h_{\text{LF}}, \omega_{\text{rot.}} = 0) = p_\infty$  (Weidner et al., 2019b).

Die resultierenden Abschätzungen für das zentrale Basisdruckverhältnis  $\phi$  als Funktion von Leitflächenhöhe und Drehrate sind in den Abbildungen 3.9 und 3.10 enthalten. Im Gegensatz zu den Messergebnissen zeigt die Abschätzung für das Modell ohne Leitflächen einen Druckabfall von bis zu 5 % für die untersuchten Drehraten. Die Abweichung zwischen der Modellbeschreibung und den Messergebnissen ist durch den geringen Drehimpuls bedingt, der durch das Modell ohne Leitflächen an die Strömung übertragen wurde. Daraus resultierte eine Winkelgeschwindigkeit der Strömung im Nachlauf, die wesentlich geringer war als die Modelldrehrate ( $\omega_{\text{rot.}} \ll \Omega$ ). Die stark vereinfachte Modellbeschreibung zur Abschätzung des Einflusses der Rotation auf den Basisdruck ist somit für das Modell ohne Leitflächen nicht anwendbar (Weidner et al., 2019b).

Für Modelle mit Leitflächen ist die Modellbeschreibung in der Lage, die Größenordnung des Druckabfalls, der mit der Leitflächenhöhe zunimmt, sowie dessen näherungsweise quadratischen Anstieg mit der Modelldrehrate wiederzugeben. Für die höchsten Drehraten unterschätzt die Modellbeschreibung den Abfall des zentralen Basisdruckes deutlich, da sich die Länge des Rezirkulationsgebietes, wie von Hruschka und Leopold (2015) gezeigt, aufgrund des höheren Dralls nicht vernachlässigbar verändert haben könnte, sodass die Gleichungen (3.3) und (3.6) nicht mehr gültig sind (Weidner et al., 2019b). Außerdem stellt die Annahme einer Starrkörperrotation des Rezirkulationsgebietes eine zu starke Vereinfachung dar. Unter der Annahme eines freien Wirbels mit einem inneren Strömungskern, dessen Bewegung sich wiederum als Starrkörperrotation beschreiben lässt, ergeben sich systematisch größere Druckänderungen (Weidner et al., 2019a). Aufgrund der begrenzten Datengrundlage und zu Gunsten einer möglichst einfachen Modellbeschreibung wurde in dieser Arbeit jedoch auf die Erweiterung des Modells um diese zusätzliche Annahme verzichtet.

Der Einfluss der Kompressibilität, das heißt die Verwendung von Gleichung (3.4) anstelle der Annahme einer konstanten Dichte, auf die Druckänderung war für die untersuchten Drehraten und Modelle mit  $<0,12\%$  vernachlässigbar klein (Weidner et al., 2019b).

### 3.5 Vergleich von rotierenden, geraden mit nichtrotierenden, angestellten Leitflächen



**Abbildung 3.11:** Vergleich der Anströmung von rotierenden, geraden Leitflächen und nichtrotierenden, angestellten Leitflächen.

Die rotierenden Leitflächen können, wie in Abbildung 3.11a skizziert, näherungsweise als quer zur Anströmung  $U_x(r)$  bewegte ebene Platten betrachtet werden. Aufgrund der Rotation ergibt sich in dem mit der Leitflächenvorderkante mitrotierenden Koordinatensystem der Anströmwinkel

$$\lambda_{\text{rot.}} = \arctan \frac{\Omega r}{U_x(r)}. \quad (3.9)$$

Unter der Annahme einer vernachlässigbaren Abhängigkeit des Anströmwinkels von der radialen Koordinate können nichtrotierende Leitflächen mit einem konstanten Anstellwinkel, wie in Abbildung 3.11b skizziert, als Ersatzmodell für rotierende Leitflächen verwendet werden. Der Anstellwinkel  $\lambda$  wurde entsprechend dem Anströmwinkel der rotierenden Leitflächen auf halber Höhe der Leitflächen zu

$$\lambda = \lambda_{\text{rot.}}(r = R + h_{\text{LF}}/2) \quad (3.10)$$

gewählt. Auf diese Weise wurde jedem nichtrotierenden Modell mit konstantem Anstellwinkel eine Äquivalenzdrehrate

$$f_{\text{äqui.}} = \frac{U_x(r = R + h_{\text{LF}}/2) \tan \lambda}{2\pi(R + h_{\text{LF}}/2)} \quad (3.11)$$

zugeordnet.

Für ein Modell mit der gleichen Leitflächenanzahl  $n_{LF}$  und der gleichen Leitflächenhöhe  $h_{LF}$  wie Modell R6 aus Tabelle 3.1, jedoch mit einem Anstellwinkel der Leitflächen von  $\lambda = 4^\circ$ , ergab sich mit  $U_x(r = R + h_{LF}/2) \approx U_\infty$  eine Äquivalenzdrehrate von  $f_{\text{äqui.}} \approx 220$  Hz. Der gemessene zentrale Basisdruck für dieses Modell relativ zum Modell R6 ohne Rotation und ohne Anstellwinkel  $\lambda$  liegt, wie in Abbildung 3.10 gezeigt, im Bereich des mit  $f_M = 220$  Hz rotierenden Modells R6 mit geraden Leitflächen.

Auch ein Modell mit  $\lambda = 8^\circ$  und der gleichen Leitflächenanzahl und -höhe wie Modell R2 aus Tabelle 3.1 zeigt in Abbildung 3.9 eine gute Übereinstimmung mit den Messungen der rotierenden Leitflächen. Da die mittlere Höhe der Leitflächen innerhalb der Grenzschicht lag, wurde  $U_x(r = R + h_{LF}/2)$  entsprechend der numerischen Simulation in Kapitel 3.1.2 zu etwa 440 m/s gewählt, sodass sich eine Äquivalenzdrehrate von  $f_{\text{äqui.}} \approx 460$  Hz ergibt.

Ein Vergleich für höhere Anstellwinkel  $\lambda$  war aufgrund der experimentell limitierten Drehraten nicht möglich. Für den Vergleich höherer Anstellwinkel müsste zusätzlich der Unterschied in den Anströmgeschwindigkeiten von  $U_{A,\text{rot.}}$  für die rotierenden Modelle und  $U_x$  für die Modelle mit angestellten Leitflächen berücksichtigt werden, der nur für kleine Anstellwinkel  $\lambda$  vernachlässigbar ist. Experimentell war die Axialgeschwindigkeit  $U_x$  durch die Geometrie des Windkanals und die sich ausbildende Grenzschicht festgelegt und konnte nicht verändert werden, sodass sich für rotierende Leitflächen eine relative Abweichung der Anströmgeschwindigkeit von

$$\frac{U_{A,\text{rot.}} - U_x}{U_x} = \frac{1}{\cos \lambda} - 1 \quad (3.12)$$

im Vergleich zu den angestellten Leitflächen ergibt.

Außerdem wird durch rotierende Modelle die Grenzschicht bereits vor den Leitflächen teilweise in Rotation versetzt, sodass rotierende und angestellte Leitflächen nur für geringe Drehraten und Anstellwinkel direkt vergleichbar sind.

## 3.6 Fazit zur Studie mit rotierenden Strömungskörpern

Die Messergebnisse für rotierende Leitflächen in den Abbildungen 3.9 und 3.10 zeigen einen Abfall des zentralen Basisdruckes in Abhängigkeit von Leitflächenhöhe, -anzahl und Drehrate (Weidner et al., 2019b). Die Messungen bestätigen somit die numerischen Ergebnisse von Hruschka und Leopold (2015) für geringe Drehraten. Die Veränderung der Leitflächenanzahl hatte für die verwendeten Modelle keinen messbaren Einfluss auf die Änderungsrate des zentralen Basisdruckes gezeigt (Weidner et al., 2019b). Im Gegensatz dazu nahm die Änderungsrate des zentralen Basisdruckes mit der Leitflächenhöhe zu (Weidner et al., 2019b).

Der Einfluss von Drehrate und Leitflächenhöhe wurde mit einer stark vereinfachten Modellbeschreibung (Weidner et al., 2019b) für die experimentell untersuchten Drehraten abgeschätzt. Für die höchsten experimentell untersuchten Drehraten unterschätzt die Modellbeschreibung (Weidner et al., 2019b) den Druckabfall, da die Annahme einer von der Rotation unabhängigen Expansion an der Modellhinterkante für höhere Drehraten nicht mehr gültig ist (Hruschka und Leopold, 2015) und die Annahme einer Starrkörperrotation des Rezirkulationsgebietes im Allgemeinen eine zu starke Vereinfachung darstellt (Weidner et al., 2019a).

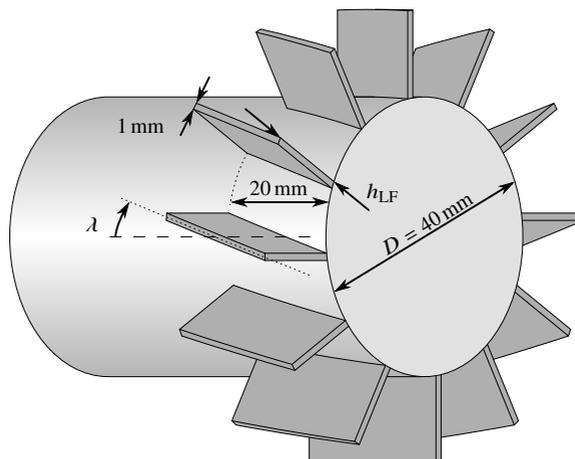
Es wurde außerdem experimentell gezeigt, dass für geringe Drallraten rotierende, gerade und nichtrotierende, angestellte Leitflächen einen ähnlichen Einfluss auf den zentralen Basisdruck haben. Da Modelle mit angestellten Leitflächen keine technischen Limitierungen der Drallraten durch den verwendeten Antriebsmotor aufweisen, wurden diese im Folgenden zur Untersuchung wesentlich höherer Drallraten genutzt. Für Modelle mit hohen Leitflächenanstellwinkeln ist ein direkter Vergleich mit rotierenden Leitflächen jedoch nicht möglich, sodass im Rahmen dieser Arbeit auf die Bestimmung einer Äquivalenzdrehzahl verzichtet wurde.



## 4 Experimentelle Methoden

Mit den in Kapitel 3 gezeigten rotierenden Strömungskörpern konnte keine strukturelle Veränderung der Nachlaufströmung beobachtet werden, da die erzeugten Drallraten technisch begrenzt waren. Um höhere Drallraten untersuchen zu können, wurden im Folgenden nichtrotierende Strömungskörper mit angestellten Leitflächen als alternative Methode zur Drallerzeugung im Nachlauf verwendet. Der in Kapitel 3.1 beschriebene Versuchsaufbau und die Anströmbedingungen blieben hierfür unverändert.

### 4.1 Konfigurationen mit angestellten Leitflächen



**Abbildung 4.1:** Skizze der verwendeten Strömungskörper mit zwölf angestellten Leitflächen (Weidner et al., 2017).

**Tabelle 4.1:** Übersicht über die verwendeten nichtrotierenden Strömungskörper.

Modell	Leitflächen (LF)		
	Anzahl	Höhe $h_{LF}$	Anstellwinkel $\lambda$
Zylinder	–	–	–
$\lambda = 0^\circ$	12	12,5 mm	$0^\circ$
$\lambda = 16^\circ$	12	12,5 mm	$16^\circ$
$\lambda = 32^\circ$	12	12,5 mm	$32^\circ$

Die verwendeten nichtrotierenden Strömungskörper hatten, wie in Abbildung 4.1 skizziert, zwölf Leitflächen mit einer Höhe  $h_{LF}$  von 12,5 mm. Wie bereits bei den rotierenden Strömungskörpern reichten die Leitflächen von der Modellhinterkante 20 mm stromauf und hatten eine Dicke von 1 mm. In Tabelle 4.1 sind die im Folgenden verwendeten Modelle, die sich ausschließlich im Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  unterschieden, sowie der Zylinder ohne Leitflächen als Referenzmodell aufgelistet.

## 4.2 Messmethoden

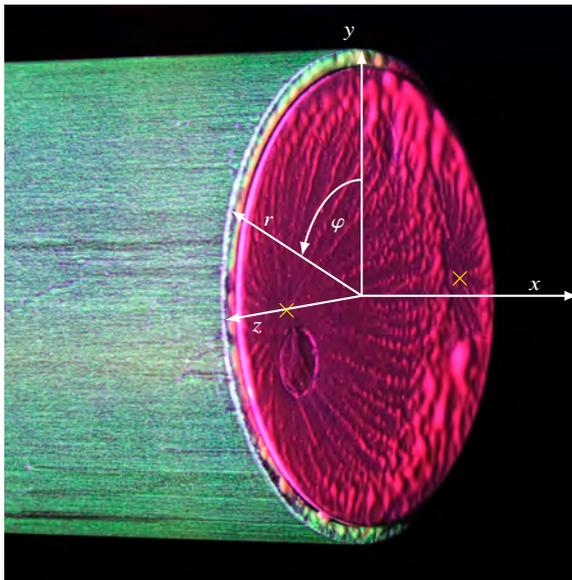
Um eine Veränderung der Nachlaufstruktur nachweisen und beschreiben zu können, wurden die verwendeten Messmethoden im Vergleich zu Kapitel 3 erweitert. In den folgenden Kapiteln 4.2.1 bis 4.2.3 werden die Methoden zur qualitativen Bestimmung des wandnahen Strömungsfeldes, der axialen und radialen Strömungsgeschwindigkeiten im Nachlauf sowie zur Druckmessung an der Oberfläche und an verschiedenen radialen Positionen der Basis der Strömungskörper beschrieben.

### 4.2.1 Ölanstrichverfahren

Mittels eines Ölanstrichverfahrens, wie es auch von Leopold (1993) verwendet worden ist, wurde die Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes sichtbar

gemacht. Hierzu wurden Mischungen aus verschiedenfarbigen Pulvern und Mineralöl auf die Strömungskörper aufgetragen. Die Strömung über die Modelloberfläche erzeugte Schubspannungen, die das Öl auf der Oberfläche in Bewegung versetzten. Auf diese Weise entstanden charakteristische Strömungsmuster auf der Oberfläche. Eine Kamera zeichnete das transiente Verhalten der induzierten Ölströmung mit einer Bildwiederholungsrate von 24 Hz auf.

Für einen Strömungskörper ohne Leitflächen wurde das in Abbildung 4.2 gezeigte Strömungsmuster aufgezeichnet, welches den Aufnahmen von Leopold (1993) ähnlich ist. Statt eines rotationssymmetrischen Strömungsfeldes im Nachlauf des Zylinders mit einem einzelnen Stagnationspunktes im Zentrum der Basis ergaben sich, aufgrund der geringen Länge der Lavaldüse und deren rechteckigem Querschnitt, zwei Stagnationspunkte bei  $z/R \approx \pm 0,6$  und ein periodisches Strömungsverhalten, bei dem die Strömung zwischen



**Abbildung 4.2:** Momentaufnahme der Visualisierung der Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes mit zwei Stagnationspunkten (x) für einen längsangeströmten Zylinder, sichtbar gemacht mittels Ölanstrichverfahren.

den beiden Stagnationspunkten (×) alternierte (Leopold, 1993). Wie jedoch in Kapitel 5.1 gezeigt wird, wirkte sich diese Strömungsasymmetrie nur geringfügig auf den Nachlauf der Modelle mit Leitflächen aus und beeinflusste somit die Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit nicht.

Mit dem Ölanstrichverfahren wurde für die Modelle mit angestellten Leitflächen qualitativ überprüft, ob eine rotierende Strömungsbewegung in das nahe Nachlaufgebiet eingebracht werden konnte. Außerdem dienten die Visualisierungen der Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes dazu, eine mögliche Umkehr der radialen Strömungsrichtung in der Nähe der Basis qualitativ nachzuweisen, wie sie von Hruschka und Leopold (2015) mittels numerischer Simulationen gezeigt worden war.

## 4.2.2 Particle Image Velocimetry (PIV)

Die Axial- und Radialgeschwindigkeiten der Strömung im Nachlauf wurden mittels Particle-Image-Velocimetry-Methode (PIV) bestimmt. Da Strömungen durch Messungen mittels PIV-Methode im Allgemeinen kaum beeinflusst werden (Tropea et al., 2007), ist die Methode besonders geeignet, um Nachlaufströmungen mit hoher räumlicher Auflösung zu untersuchen (Scarano und van Oudheusden, 2003).

### Erzeugung und Einbringen der Partikel

Um das gesamte Strömungsfeld mit Partikeln versehen zu können, wurden die für die Messmethode notwendigen Partikel an zwei verschiedenen Stellen mit jeweils unterschiedlichen Methoden in die Strömung eingebracht. Die äußere Strömung wurde vor der Ruhekammer mit einem Dampf aus Wasser, Propylen-Glykol und weiteren Glykolen versehen. Durch das Einbringen der Partikel vor der Ruhekammer wurde eine homogene Verteilung der Partikel in der freien Anströmung erreicht, ohne die Nachlaufströmung durch den eingebrachten Massenstrom zu beeinflussen (Anhang B). Das nahe Nachlaufgebiet wurde durch eine Öffnung mit einem Durchmesser von 2 mm im Zentrum der Modellbasis mit Partikeln versetzt. Ein Schlauch wurde an der Öffnung befestigt und durch die Modellhalterung aus dem Windkanal hinausgeführt. Zur Partikelerzeugung wurden am Ende des Schlauches Zigaretten angebracht.

Die Differenz zwischen dem Umgebungsdruck und dem zentralen Basisdruck führte zu dem in Anhang B.1 gemessenen Massenstrom in das Rezirkulationsgebiet von weniger als  $5,0 \cdot 10^{-5}$  kg/s. Der Einfluss des verursachten Massenstroms auf den Druck im Rezirkulationsgebiet konnte mit der semiempirischen Korrelation von Danberg (1990) zu weniger als 0,1 % bestimmt werden (Anhang B.2). Numerische Simulationsergebnisse in Anhang B.2 zeigen außerdem, dass der eingebrachte Massenstrom lediglich einen lokalen Einfluss auf die Struktur der Nachlaufströmung hatte.

### **Folgeverhalten der Partikel**

Da bei einer PIV-Methode nicht unmittelbar die Geschwindigkeit des Fluids, sondern die Geschwindigkeit der in die Strömung eingebrachten Partikel vermessen wird (Tropea et al., 2007), ist die Genauigkeit der Messung unter anderem davon abhängig wie gut die Partikel der Strömung folgen können (Samimy und Lele, 1991). Die in Gasströmungen üblicherweise verwendeten Partikel mit Durchmessern von 1–3  $\mu\text{m}$  haben im Allgemeinen eine höhere Trägheit als das Strömungsmedium, sodass die Partikel verzögert auf Geschwindigkeitsgradienten reagieren (Tropea et al., 2007). Insbesondere Diskontinuitäten im Geschwindigkeitsfeld, wie sie durch Verdichtungsstöße hervorgerufen werden, können mit einer PIV-Methode nur ungenau vermessen werden (Scarano und van Oudheusden, 2003). Eine exakte Vermessung der Strömungsgeschwindigkeit im Bereich der stumpfen Vorderkanten der verwendeten Leitflächen war deshalb nicht möglich. Im Nachlauf waren außer dem Rekompansionsstoß, der gegenüber den abgelösten Verdichtungsstößen vor den Leitflächen vergleichsweise schwach ist, keine Verdichtungsstöße zu erwarten. Scarano und van Oudheusden (2003) hatten gezeigt, dass Partikel mit einem Durchmesser von 0,27  $\mu\text{m}$ , die Agglomerationen mit einem effektiven Durchmesser von 0,5  $\mu\text{m}$  und einer Dichte von  $10^3$  kg/m<sup>3</sup> bilden, zur Vermessung einer Überschallnachlaufströmung geeignet sind. Am kritischsten Punkt des Strömungsfeldes — in der Scherschicht unmittelbar nach der Modellhinterkante (Herrin und Dutton, 1995) — wurde die Stokes-Zahl, als Maß dafür wie gut die Partikel der Strömung folgen können (Tropea et al., 2007), von Scarano und van Oudheusden (2003) zu 0,14 bestimmt, basierend auf der nach Samimy und Lele (1991) berechneten Zeitskala der Strömung.

Der Zigarettenrauch im nahen Nachlauf enthielt feste und flüssige Partikel mit Durchmessern von  $0,1 - 0,7 \mu\text{m}$ , deren geometrisches Mittel etwa  $0,3 \mu\text{m}$  betrug (Li und Hopke, 1993). Die Partikel bestanden hauptsächlich aus Wasser, Glycerin, Propylen-Glykol und Nikotin (Rodgman und Perfetti, 2013), die eine mittlere Dichte von  $10^3 \text{ kg/m}^3$  aufwiesen. Mit der dynamischen Viskosität im Freistrom  $\mu_\infty$ , Änderungen der Strömungsgeschwindigkeiten in der Größenordnung von  $U_\infty$  über eine Länge von  $1 \text{ mm}$  (Scarano und van Oudheusden, 2003) und einem Partikeldurchmesser von weniger als  $0,7 \mu\text{m}$  ergibt sich für die Partikel des Zigarettenrauchs in der Scherschicht eine Stokes-Zahl von weniger als  $0,12$ . Die Partikel des Zigarettenrauchs konnten der Strömung somit ähnlich gut folgen wie die Partikel, die in den Experimenten von Scarano und van Oudheusden (2003) eingesetzt worden waren. Nach Samimy und Lele (1991) ergibt sich deshalb in Bereichen hoher Geschwindigkeitsgradienten zwischen den gemessenen Partikelgeschwindigkeiten und der tatsächlichen Strömungsgeschwindigkeit eine systematische Abweichung mit einem quadratischen Mittel (RMS) von etwa  $1 \%$ . Abgesehen von den Verdichtungsstößen waren die Geschwindigkeitsgradienten in der äußeren Strömung geringer als im nahen Nachlauf und der angrenzenden Scherschicht. Deshalb waren die dort verwendeten Partikel mit einem durchschnittlichen Partikeldurchmesser von etwa  $1 \mu\text{m}$  (Haertig et al., 1996) und einer mittleren Dichte von etwa  $10^3 \text{ kg/m}^3$  trotzdem in der Lage, der Strömung zu folgen.

Eine Abweichung zwischen Strömungs- und Partikelgeschwindigkeit ergibt sich auch in rotierenden Strömungsgebieten. Die Zentripetalkräfte, die nötig sind, um die radialen Trägheitskräfte auszugleichen und somit eine kreisförmige Bewegung um eine Rotationsachse zu erzeugen, sind von der Dichte abhängig und deshalb im Allgemeinen für das Strömungsmedium und die eingebrachten Partikel unterschiedlich. Aufgrund der höheren radialen Trägheit weisen die Partikel eine radiale Geschwindigkeit relativ zur Strömung auf (Samimy und Lele, 1990). Die sich ergebende systematische Abweichung skaliert mit der Rotationsgeschwindigkeit und dem Dichteverhältnis zwischen dem Strömungsmedium und den Partikeln (Samimy und Lele, 1991). Außerdem wird die Partikelkonzentration in den Wirbelzentren vermindert (Samimy und Lele, 1990), sodass die Geschwindigkeiten dort nur ungenau vermessen werden können. Die Position des Wirbelzentrums wird durch die gegenüber der Strömung höhere Trägheit der Partikel jedoch nicht beeinflusst (Samimy und Lele, 1990), sodass das mittlere Strömungsfeld zwar quantitative Abweichungen aufweist, qualitativ jedoch kaum beeinflusst wird (Jäger, 1983,

Jäger und George, 1983). Insbesondere der qualitative Nachweis einer veränderten Strömungsstruktur im Nachlauf wird von dieser Messabweichungen nicht beeinflusst.

### **Beleuchtung der Partikel**

Die eingebrachten Partikel wurden mit einem Nd:YAG-Laser-Doppelpuls-System beleuchtet. Das System erzeugte mit einer Frequenz von 7 Hz zwei Laserpulse mit einem zeitlichen Abstand von 1  $\mu$ s. Jeder Laserpuls hatte eine Dauer von 10 ns, sodass instantane Partikelpositionen aufgenommen werden konnten. Die Strahlengänge der beiden Laserpulse wurden kombiniert und mittels einer Linsenkombination in einen Laserlichtschnitt umgeformt, der in die zentrale Ebene hinter dem Strömungskörper geleitet wurde. Der Laserlichtschnitt hatte im Messbereich eine Dicke von etwa 500  $\mu$ m. Die Streuung des Lichts durch die Partikel wurde mit einer Kamera mit Charge-Coupled-Device-Sensor (CCD) aufgenommen, die für jeden Laserpuls ein separates Bild mit einer Auflösung von 2048 px  $\times$  2048 px aufzeichnete.

### **Kreuzkorrelationsalgorithmus**

Mittels eines iterativen Mehrfenster-Kreuzkorrelations-Algorithmus (Haertig et al., 2008) wurden die radialen und axialen Strömungsgeschwindigkeiten für jedes Bildpaar ausgewertet. Hierzu wurde ein äquidistantes Auswertungsgitter mit einer Kantenlänge von 16 px und einer räumlichen Auflösung von 38 Messpunkten pro Basisdurchmesser  $D$  verwendet. Mit diesem Auswertungsgitter konnten turbulente Strukturen in der Größenordnung von  $0,1 R$  räumlich aufgelöst werden. Für jeden Gitterpunkt wurden zwei quadratische Auswertungsfenster mit einer Kantenlänge von 48 px und eines mit 32 px verwendet. Größere Fenster enthalten mehr Partikel als kleinere, sodass das Signal-Rausch-Verhältnis für das Korrelationsmaximum im Allgemeinen höher ist (Tropea et al., 2007). Allerdings mitteln größere Fenster kleinskalige Geschwindigkeitsgradienten heraus, weshalb hochauflösende Messergebnisse nur mit den kleineren Fenstergrößen möglich sind. Als endgültige Strömungsgeschwindigkeit wurde der Wert gewählt, der mit dem kleinsten Fenster und einem Verhältnis des quadratischen Mittelwerts (RMS) zum Maximum der Korrelation von höchstens 0,2 bestimmt wurde. Aus der Genauigkeit mit der

die Position des Korrelationsmaximums bestimmt werden konnte (Haertig et al., 2008), ergab sich für jeden Messpunkt eines einzelnen Bildpaares die Abweichung der instantanen Strömungsgeschwindigkeit zu  $\pm 7$  m/s mit einem Konfidenzniveau von 95 %.

### **Geschwindigkeitskomponente senkrecht zum Laserlichtschnitt**

Der mit den angestellten Leitflächen eingebrachte Drall resultierte in einer azimuthalen Strömungsgeschwindigkeit senkrecht zur Ebene des Laserlichtschnitts. Hohe Azimutalgeschwindigkeiten führen dazu, dass Partikel sich aus der Ebene des Laserlichtschnitts herausbewegen und somit nur von einem der beiden Laserpulse beleuchtet werden. Je höher die Azimutalgeschwindigkeit ist, desto geringer wird somit das Signal-Rausch-Verhältnis der Kreuzkorrelation, bis schlussendlich kein eindeutiges Maximum mehr bestimmt werden kann (Tropea et al., 2007). Bei der verwendeten Dicke des Laserlichtschnitts von  $500 \mu\text{m}$  und einer Verzögerung von  $1 \mu\text{s}$  zwischen den beiden Laserpulsen waren die Partikelpositionen der beiden Einzelbilder in jedem Falle unkorreliert, wenn die Strömungsgeschwindigkeit senkrecht zum Laserlichtschnitt höher als  $500 \text{ m/s}$  war. Für die verwendeten Anstellwinkel der Leitflächen von  $\lambda \leq 32^\circ$  wurden im Nachlauf allerdings mittlere Azimutalgeschwindigkeiten von weniger als  $U_\infty \sin \lambda = 276 \text{ m/s}$  erwartet, sodass ausreichend Partikel von beiden Laserpulsen beleuchtet werden konnten, um ein eindeutiges Korrelationsmaximum bestimmen zu können.

### **Mittelungsverfahren**

Während jedem Windkanal-Experiment wurden 100 Bildpaare aufgezeichnet. Das Ergebnis für jedes Bildpaar wurde aus dem kartesischen Koordinatensystem  $(x, y)$  in das zylindrische Koordinatensystem  $(x, r = |y|)$  überführt, sodass aus jeweils vier Windkanalexperimenten, mit insgesamt 400 Bildpaaren, ein Mittelwert von bis zu 800 Einzelmessungen für jeden Messpunkt des zylindrischen Bezugssystems gebildet werden konnte. Die Messabweichungen, die sich aus der Unsicherheit in der Bestimmung des Korrelationsmaximums ergaben, wurden aufgrund des turbulenten Charakters der Strömung als zufällige Abweichungen betrachtet, sodass deren Einfluss auf den Mittelwert des Strömungsfeldes aufgrund der hohen Anzahl an Einzelmessungen vernach-

lässigbar wurde. Die Messpunkte, für die die Standardabweichung des Mittelwertes der Strömungsgeschwindigkeiten bezogen auf  $U_\infty$  geringer als 0,5 % war, wurden zur Berechnung des zeitlich gemittelten Strömungsfeldes verwendet. Die Standardabweichung des Mittelwertes wurde von drei Größen beeinflusst: den physikalischen Schwankung aufgrund des transienten Strömungsverhaltens, den zufälligen Messabweichungen und der Anzahl der erfolgreichen Einzelmessungen für jeden Messpunkt. Eine hohe Standardabweichung des Mittelwertes wurde somit in den unsteady Strömungsgebieten sowie in Bereichen mit geringer Partikelanzahl oder geringer Beleuchtungsstärke erwartet. Außerdem reduzierte sich die Anzahl der Einzelmessungen aufgrund von Strömungsgeschwindigkeiten senkrecht zum Laserlichtschnitt, wie es für die Modelle mit angestellten Leitflächen erwartet wurde. Dies führte für einzelne Messpunkte dazu, dass die Strömungsgeschwindigkeiten nur für einen geringen Anteil der 800 Einzelmessungen bestimmt werden konnten. Der Mittelwert der Messergebnisse konnte dann von dem tatsächlichen zeitlichen Mittel des Strömungsfeldes abweichen. Um eine auf diese Weise entstehende systematische Abweichung der Messergebnisse vom wahren Mittelwert der Messgröße zu minimieren, wurden für das gemittelte Strömungsfeld nur Messpunkte verwendet für die mindestens 200 Einzelmessungen vorlagen. Die Messunsicherheit der PIV-Ergebnisse mit einem Konfidenzniveau von 95 % als Kombination der zufälligen Abweichungen und der systematischen Abweichung aufgrund der verzögerten Beschleunigung der Partikel ergab sich dann zu weniger als  $\pm 8$  m/s.

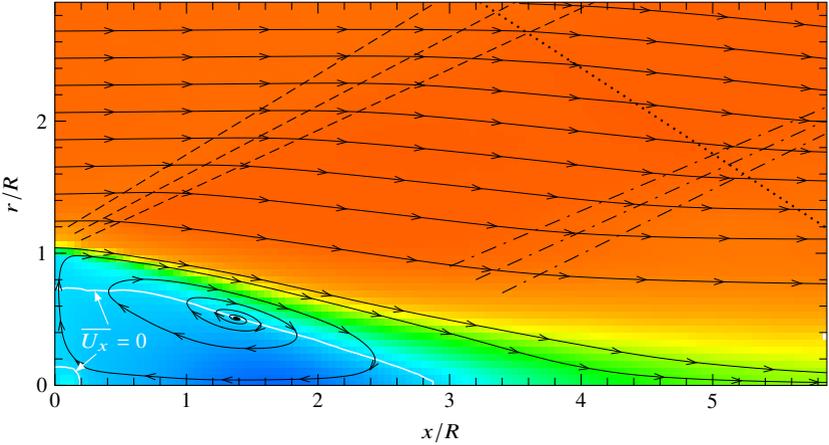
### Ergebnisse für einen längsangeströmten Zylinder

Für einen längsangeströmten Kreiszyylinder konnten auf diese Weise die in Abbildung 4.3 gezeigten Felder der zeitlich gemittelten, relativen Axial- und Radialgeschwindigkeiten

$$U_{x,\text{PIV}}^* = \overline{U_x}/U_\infty, \quad (4.1)$$

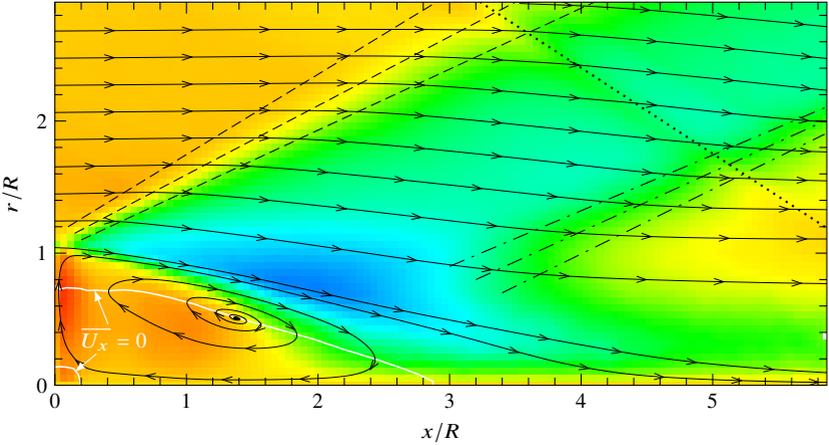
$$U_{r,\text{PIV}}^* = \overline{U_r}/U_\infty \quad (4.2)$$

bestimmt werden. Die Position  $x_{\text{SP}}$  des hinteren Stagnationspunktes ergab sich aus dem Schnittpunkt der Isotache  $\overline{U_x} = 0$  mit der Achse bei  $x/R \approx 2,84 \pm 0,05$ .



$U_{x,PIV}^*$  -0,50 -0,25 0,00 0,25 0,50 0,75 1,00 1,25

(a) Relative Axialgeschwindigkeit



$U_{r,PIV}^*$  -0,25 -0,20 -0,15 -0,10 -0,05 0,00 0,05 0,10

(b) Relative Radialgeschwindigkeit

**Abbildung 4.3:** Zeitlich gemitteltes, relatives Geschwindigkeitsfeld im Nachlauf eines längsangeströmten Zylinders (PIV-Messung), eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekompensation (- · -), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavaldüse (·····) und die Isotache  $\overline{U}_x = 0$ .

**Tabelle 4.3:** Vergleich der Position des hinteren Stagnationspunktes, der maximalen relativen Rückströmung und deren absoluter und relativer, axialer Position für experimentell vermessene Überschall-Zylindernachlaufströmungen mit Anström-Machzahlen von 2,0 und 2,46.

	$M_\infty$	$x_{SP}/R$	$\min U_x^*$	$x _{\min U_x^*}/R$	$x _{\min U_x^*}/x_{SP}$
Leopold (1993)	2,0	$2,94 \pm 0,06$	-0,28	$1,54 \pm 0,48$	-
Herrin und Dutton (1994)	2,46	2,65	-0,27	1,5	57 %
PIV Messung	2,0	$2,84 \pm 0,05$	$-0,26 \pm 0,02$	$1,67 \pm 0,05$	$59 \pm 2$ %

Tabelle 4.3 zeigt, dass die relative Länge des Rezirkulationsgebietes  $x_{SP}/R$  mit dem von Leopold (1993) mittels LDA bestimmten Messwert gut übereinstimmt. Die Ergebnisse von Herrin und Dutton (1994) zeigen hingegen ein kürzeres Rezirkulationsgebiet, da die Experimente bei einer höheren Machzahl durchgeführt worden waren (Murthy und Osborn, 1976). Die von Herrin und Dutton (1994) gemessene relative Position der maximalen Rückströmgeschwindigkeit  $x|_{\min U_x^*}/x_{SP}$  stimmt jedoch mit dem Ergebnis der PIV-Messungen gut überein. Außerdem zeigen die PIV-Messungen eine maximale relative Rückströmgeschwindigkeit  $\min U_x^*$  von  $-0,26 \pm 0,02$  an der Achse bei  $x|_{\min U_x^*}/R = 1,67 \pm 0,05$ , die im Mittel um 7 % beziehungsweise 4 % geringer ist als bei Leopold (1993) und Herrin und Dutton (1994).

### 4.2.3 Druckmessungen

#### Drucksensitive Farbe (PSP-Methode)

Das Druckfeld im Bereich der Leitflächen wurde mittels drucksensitiver Farbe (*pressure-sensitive paint*, PSP) bestimmt. Diese Methode ist in der Lage, den statischen Druck an der Oberfläche eines Körpers mit einer hohen räumlichen Auflösung zu bestimmen. Sie wurde verwendet, um Veränderungen im Druckfeld vor der Ablösung der Strömung an der Hinterkante des Körpers qualitativ zu vermessen.

Für die in dieser Arbeit verwendete PSP-Methode wurden Porphyrin-Moleküle (PtTFPP) innerhalb einer sauerstoffdurchlässigen Matrix auf die Modelloberfläche aufgetragen. PtTFPP-Moleküle fluoreszieren, wenn sie mit Licht der Wellenlängen 380–450 nm beleuchtet werden. Für die Anregung der Moleküle wurde Licht der Wellenlänge ( $400 \pm 15$ ) nm verwendet. Dies führte zu einer Transition der Elektronen in einen höheren Energiezustand. Angeregte Elektronen der PtTFPP-Moleküle können in ihren ursprünglichen Energiezustand zurückfallen, indem sie entweder Photonen mit 620–750 nm Wellenlänge aussenden oder indem sie die Energie an Sauerstoffmoleküle in der Umgebung übertragen. Diese konkurrierenden Prozesse bestimmen die Intensität des emittierten Lichts. Bei geringeren Drücken führt die geringere Sauerstoffkonzentration zu einer erhöhten Fluoreszenz (Tropea et al., 2007). Das emittierte Licht wurde mittels einer monochromen Kamera aufgezeichnet. Vor der Kamera wurde ein Bandpassfilter mit einem Wellenlängenbereich von  $(650 \pm 10)$  nm angebracht, um das intensive Licht herauszufiltern, das zur Anregung der Moleküle benötigt wurde. Der an der Modelloberfläche herrschende Druck  $p$  wurde mittels der Stern-Volmer-Relation (Stern und Volmer, 1919)

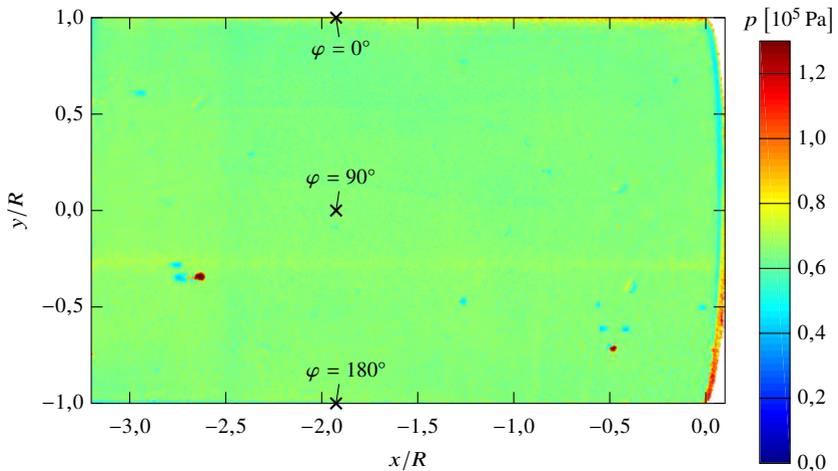
$$\frac{I_{\text{ref.}}}{I} = A + B \frac{p}{p_{\text{ref.}}} \quad (4.3)$$

mit den temperaturabhängigen Koeffizienten  $A$  und  $B$  berechnet. Für die verwendete Farbe wurden die Koeffizienten für Temperaturen von  $(283 \pm 10)$  K sowie  $0,1 \cdot 10^5 \text{ Pa} < p \leq 2 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  zu  $A = 0,14 \pm 0,01$  und  $B = 0,86 \pm 0,04$  bestimmt. Mit Hilfe einer Referenzintensität  $I_{\text{ref.}}$  unmittelbar nach jedem Windkanalversuch für einen Referenzdruck  $p_{\text{ref.}}$ , der dem Umgebungsdruck entspricht, wurde aus der aufgezeichneten Intensität  $I$  des fluoreszierenden Lichts während des Versuches der lokal herrschende Druck  $p$  berechnet (Martinez, 2007).

Die hohen Druckgradienten einer Überschallströmung, wie sie durch Verdichtungsstöße hervorgerufen werden, sorgen für große Intensitätsunterschiede des emittierten Lichts. Allerdings verhinderten die parallel auftretenden Temperaturgradienten in Verbindung mit der Temperaturabhängigkeit der Koeffizienten  $A$  und  $B$  von  $0,4 \text{ \%}/\text{K}$  ein exaktes Messergebnis (Tropea et al., 2007). Außerdem unterlagen die PtTFPP-Moleküle einem Alterungsprozess, da sie durch Feuchtigkeitsabsorption in einen nichtanregbaren Zustand überführt

wurden. Deshalb nahm die Intensität des emittierten Lichts mit der Zeit ab, sodass zusätzlich eine zeitabhängige Abweichung vom tatsächlichen Wert der Messgröße entstand (Tropea et al., 2007).

Abbildung 4.4 zeigt das Ergebnis der Druckmessung mittels PSP-Methode an der Modelloberfläche des längsangeströmten Zylinders mit einem zeitlich gemittelten Druck von  $0,66 \cdot 10^5$  Pa. Das Messergebnis der PSP-Methode weicht um etwa 8 % von dem mittels Druckgebern bei  $x/R = -1,925$  gemessenen mittleren statischen Druck von  $0,61 \cdot 10^5$  Pa ab, der dem theoretisch erwarteten Wert einer isentropen Expansion der Strömung mit einer Abweichung von lediglich 1,3 % entspricht (Kapitel 3.1.1). Obwohl die Ergebnisse der PSP-Methode quantitative Messunsicherheiten in der Größenordnung von 10 % aufweisen, konnten die PSP-Ergebnisse für qualitative Vergleiche des statischen Druckes an der Modelloberfläche verwendet werden. Hierfür wurden die Messergebnisse der PSP-Methode im Folgenden mit dem mittleren statischen Druck vor den Leitflächen normiert.



**Abbildung 4.4:** Druckmessung an der Modelloberfläche eines längsangeströmten Zylinders stromauf der Modellhinterkante mittels PSP-Methode, eingezeichnet sind die Positionen der Druckmessungen aus Kapitel 3.1.1 (x).

## Druckmessung mittels Miniaturmessgebern

Die Druckverteilung an der Modellbasis wurde mittels Druckgebern (Kulite, 2014) und einem Messverstärker vermessen, die direkt in das Modell integriert wurden. Die Druckgeber wurden an der Basis an verschiedenen radialen Positionen angebracht. Ein Druckgeber wurde in die zentrale Bohrung integriert, die auch für das Einbringen der Partikel während der PIV-Messungen verwendet wurde. Konstruktionsbedingt wurden die weiteren Bohrungen zur Druckmessung über die gesamte Basisfläche verteilt, wie es in Abbildung 4.5 dargestellt ist. In Kapitel 5.5 und Kapitel 7.1.5 wird gezeigt werden, dass der Basisdruck für die verwendeten Modellgeometrien und radialen Positionen zur Druckmessung nahezu unabhängig von der Azimutalposition war.

Der Druck an der Basis  $p_b$  wurde mit dem statischen Druck in der Anströmung  $p_\infty$  zu dem relativen Basisdruck  $p_b^*$  normiert, sodass der Druckanstieg in der Anströmung von bis zu 2 % während eines Windkanalversuches von bis zu 40 s das Messergebnis nicht beeinflusste. Der während eines Experimentes ermittelte Messwert

$$p_b^* = \underbrace{(p_b^*)_{\text{real}} + \sum_i \beta_{p_b^*,i} + \epsilon_{p_b^*}}_{\widehat{p_b^*}} \quad (4.4)$$

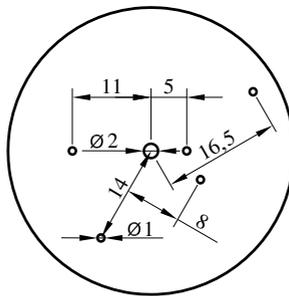


Abbildung 4.5: Position der Druckbohrungen an der Modellbasis (Maße in mm).

ist eine Kombination aus dem wahren Wert der Messgröße  $(p_b^*)_{\text{real}}$ , den systematischen Abweichungen  $\beta_{p_b^*,i}$  und den zufälligen Abweichungen  $\epsilon_{p_b^*}$ . Bei dem Wert  $\widehat{p_b^*}$  handelt es sich um die theoretisch messbare, für jede Konfiguration konstante Summe aus wahren Wert der Messgröße und den systematischen Abweichungen  $\beta_{p_b^*,i}$ .

Die systematischen Abweichungen der Druckgeber  $\beta_{p_b^*,i}$  konnten nicht exakt bestimmen werden, wurden jedoch mittels der Herstellerangaben als statistische Standardabweichungen  $b_{p_b}$  und  $b_{p_\infty}$  approximiert (Coleman und Steele, 2009).

Die statistische Standardabweichung  $b_{p_b}$  ergibt sich aus den temperaturbedingten Nullpunktverschiebungen  $b_{p_b,T0}$  und Sensitivitätsveränderungen  $b_{p_b,T1}$  sowie aufgrund von Nichtlinearitäten, Hysteresen und Zeitabhängigkeiten der Messgeber  $b_{p_b,NLTV}$  (Kulite, 2014) zu

$$b_{p_b} = \sqrt{(b_{p_b,T0})^2 + (b_{p_b,T1})^2 + (b_{p_b,NLTV})^2}. \quad (4.5)$$

Die Messstrecke wurde bei Umgebungstemperatur kalibriert. Da während der Versuche in der Messkammer des Windkanals tiefere Betriebstemperaturen vorlagen, entstand eine temperaturbedingte systematische Abweichung. Die maximale Temperaturdifferenz zwischen den Bedingungen während der Kalibrierung und den Versuchen wurde zu  $(25 \pm 5)$  K abgeschätzt, da die Temperatur des Modells und damit der Messgeber über die Versuchszeit abfiel.

Messgeber und Verstärker für den statischen Druck in der Anströmung waren außerhalb des Windkanals angebracht und unterlagen deshalb keinen Temperaturschwankungen. Der gemessene Wert  $p_\infty$  weicht deshalb systematisch mit einer statistischen Standardabweichung

$$b_{p_\infty} = b_{p_\infty,NLTV} \quad (4.6)$$

ausschließlich basierend auf Nichtlinearitäten, Hysteresen und Zeitabhängigkeiten der Messstrecke von dem wahren Wert der Messgröße  $(p_\infty)_{\text{real}}$  ab (GE Sensing, 2007).

**Tabelle 4.5:** Abschätzung der relativen systematischen Messabweichungen für  $p_\infty = 0,61 \cdot 10^5$  Pa und  $p_b = 0,36 \cdot 10^5$  Pa.

$b_{p_b, T0}/p_b$	$1,6 \pm 0,3$	%
$b_{p_b, T1}/p_b$	$0,3 \pm 0,1$	%
$b_{p_b, NLTIV}/p_b$	$0,2$	%
$b_{p_\infty, NLTIV}/p_\infty$	$<0,1$	%

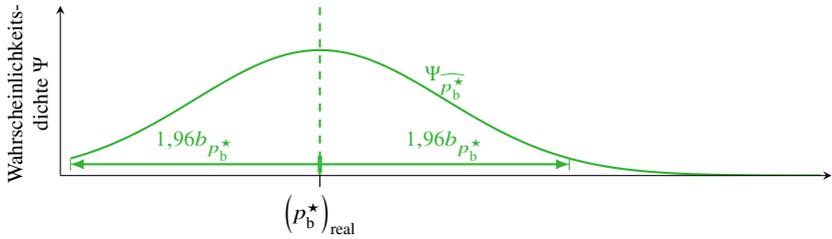
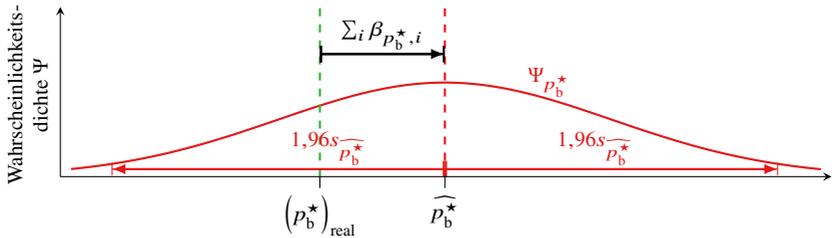
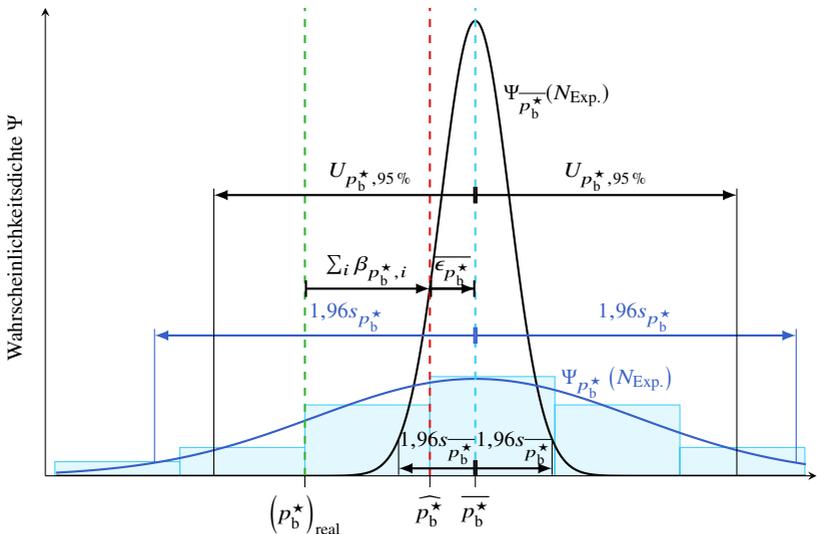
In Tabelle 4.5 wurden die relativen Standardabweichungen der einzelnen systematischen Messabweichungen für  $p_\infty = 0,61 \cdot 10^5$  Pa und einem angenommenen Basisdruck von  $p_b = 0,36 \cdot 10^5$  Pa abgeschätzt.

Aufgrund der Fehlerfortpflanzung ergibt sich für den relativen Basisdruck  $p_b^*$  eine relative systematische Standardabweichung

$$\frac{b_{p_b^*}}{p_b^*} = \sqrt{\left(\frac{b_{p_b, T0}}{p_b}\right)^2 + \left(\frac{b_{p_b, T1}}{p_b}\right)^2 + \left(\frac{b_{p_b, NLTIV}}{p_b}\right)^2 + \left(\frac{b_{p_\infty, NLTIV}}{p_\infty}\right)^2} \quad (4.7)$$

als Kombination der relativen systematischen Standardabweichungen für  $p_b$  und  $p_\infty$  (Coleman und Steele, 2009). Gegenüber der relativen Standardabweichung  $b_{p_b, T0}/p_b$  sind die anderen in Tabelle 4.5 angegebenen systematischen Messabweichungen vernachlässigbar klein.

Für den theoretisch messbaren Wert  $\widehat{p_b^*}$  ergab sich somit eine Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung  $\Psi_{p_b^*}$  basierend auf den von den Herstellern der Messgeber spezifizierten, statistisch auftretenden systematischen Messabweichungen. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 95 % lag der theoretisch messbare Wert  $\widehat{p_b^*}$  innerhalb des in Abbildung 4.6a gezeigten Intervalls  $\left[(p_b^*)_{\text{real}} \pm 1,96b_{p_b^*}\right]$ . Die Summe der Abweichungen  $\sum_i \beta_{p_b^*, i}$  war für alle Versuche mit dem gleichen Modell identisch und führte somit zu einem konstanten Wert  $\widehat{p_b^*}$ . Dieser theoretisch messbare Wert  $\widehat{p_b^*}$  wurde, wie in Abbildung 4.6b skizziert, von zufälligen Abweichungen  $\epsilon_{p_b^*}$  überlagert. Die zufälligen Abweichungen  $\epsilon_{p_b^*}$  resultierten in einer Normalverteilung der Messwerte mit der Wahrscheinlichkeitsdichte  $\Psi_{p_b^*}$  um  $\widehat{p_b^*}$  mit der Standardabweichung  $s_{p_b^*}$ . Mit der Anzahl der Versuche  $N_{\text{Exp}}$ .

(a) Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von  $\widehat{p}_b^*$  aufgrund systematischer Messabweichungen(b) Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung von  $p_b^*$  aufgrund zufälliger Messabweichungen(c) Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen von  $p_b^*$  und  $\overline{p}_b^*$  für  $N_{Exp.} \ll \infty$ 

**Abbildung 4.6:** Schematische Darstellung systematischer und zufälliger Messabweichungen und deren Einfluss auf die Abweichung des Messwertes von dem wahren Wert der Messgröße.

wurde, wie in Abbildung 4.6c gezeigt, der Mittelwert  $\overline{p_b^*}$  der Einzelmessungen  $p_{b,j}^*$  zu

$$\overline{p_b^*} = \frac{1}{N_{\text{Exp.}}} \sum_{j=1}^{N_{\text{Exp.}}} p_{b,j}^* \quad (4.8)$$

und die Standardabweichung des Mittelwertes  $s_{\overline{p_b^*}}$  zu

$$s_{\overline{p_b^*}} = \sqrt{\frac{1}{N_{\text{Exp.}}(N_{\text{Exp.}} - 1)} \sum_{j=1}^{N_{\text{Exp.}}} (p_{b,j}^* - \overline{p_b^*})^2} \quad (4.9)$$

bestimmt. Die Standardabweichung des Mittelwertes  $s_{\overline{p_b^*}}$  ist ein Maß für die Übereinstimmung von  $\overline{p_b^*}$  und  $\widehat{p_b^*}$ . Für eine große Versuchsanzahl  $N_{\text{Exp.}}$  gilt

$$\lim_{N_{\text{Exp.}} \rightarrow \infty} s_{\overline{p_b^*}} = 0, \quad (4.10)$$

sodass die gemittelte zufällige Abweichung  $\overline{\epsilon_{p_b^*}}$  gegenüber den systematischen Abweichungen  $b_{p_b^*}$  vernachlässigbar klein wird (Coleman und Steele, 2009).

Die kombinierte statistische Abweichung aus den systematischen und zufälligen Messabweichungen wurde ohne diese Approximation zu

$$u_{p_b^*} = \sqrt{(b_{p_b^*})^2 + (s_{\overline{p_b^*}})^2} \quad (4.11)$$

bestimmt. Mit Hilfe der kombinierten statistischen Abweichung und der Student- $t$ -Verteilung wurde die Messunsicherheit

$$U_{p_b^*, 95\%} = t_{95\%}(v_{p_b^*}) \cdot u_{p_b^*} \quad (4.12)$$

berechnet, aus der sich das Konfidenzintervall  $\left[ \overline{p_b^*} \pm U_{p_b^*, 95\%} \right]$  um  $\overline{p_b^*}$  ergab, welches  $(p_b^*)_{\text{real}}$  in 95 % der nach diesem Vorgehen durchgeführten Messungen enthält (JCGM 100:2008, 2010). Die effektive Anzahl der Freiheitsgrade  $v_{p_b^*}$

zur Bestimmung des Koeffizienten  $t_{95\%}$  wurde mit der Formel von Welch und Satterthwaite (JCGM 100:2008, 2010) zu

$$v_{p_b^*} = \frac{\left(u_{p_b^*}\right)^2}{\left(\overline{s_{p_b^*}}\right)^4 / (N_{\text{Exp.}} - 1) + \sum_i \left(b_{p_b^*,i}\right)^4 / v_{b,i}} \quad (4.13)$$

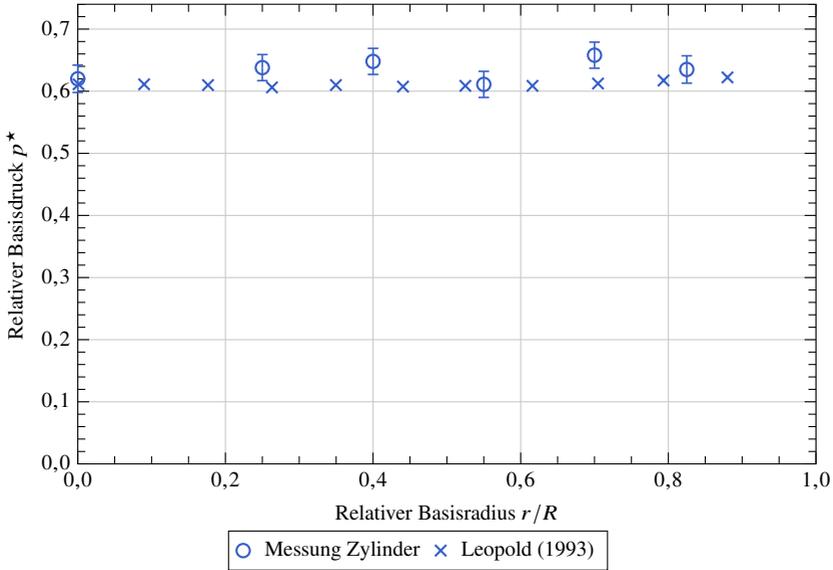
angenähert. Die hierfür notwendige Anzahl der Freiheitsgrade  $v_{b,i}$  der systematischen Abweichungen wurde durch

$$v_{b,i} \approx \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta b_{p_b^*,i}}{b_{p_b^*,i}} \right)^{-2} \quad (4.14)$$

approximiert (JCGM 100:2008, 2010). Für eine hohe Anzahl effektiver Freiheitsgrade, das heißt kleine Unsicherheiten  $\Delta b_{p_b^*,i}$  in den systematischen Abweichungen  $b_{p_b^*,i}$ , gilt

$$\lim_{v_{p_b^*} \rightarrow \infty} U_{p_b^*,95\%} = 1,96 u_{p_b^*}. \quad (4.15)$$

Für den längsangeströmten Zylinder zeigen die Mittelwerte der relativen Basisdrücke  $\overline{p_b^*}$  als Schätzwerte der wahren Messgröße  $(p_b^*)_{\text{real}}$  den in Abbildung 4.7 gezeigten radialen Basisdruckverlauf. Die Fehlerbalken zeigen für jeden Messwert die Messunsicherheiten  $\pm U_{p_b^*,95\%}$  aus Tabelle 4.6. Die Messergebnisse haben eine mittlere relative Abweichung von 3,5 % gegenüber den Messergebnissen von Leopold (1993), die mit dem gleichen Windkanalaufbau für einen Zylinder mit einem Durchmesser von 38,66 mm bestimmt worden waren. Die Abweichungen zwischen den Messergebnissen von Leopold (1993) und den Messungen für den längsangeströmten Zylinder liegen somit im Bereich der Messunsicherheiten. Außerdem ergaben Messungen mit einem zusätzlichen, außerhalb des Windkanals montierten Messgeber (GE Sensing, 2007), der mit der zentralen Öffnung der Basis verbunden war, einen gemittelten relativen Druck von  $(0,610 \pm 0,002)$  im Zentrum der Basis. Die Messergebnisse des externen Messgebers weichen damit lediglich um 1,6 % von dem Messergebnis des zentral in das Modell integrierten Messgebers ab.



**Abbildung 4.7:** Gemessener, zeitlich gemittelter, radialer Druckverlauf am Heck eines längs-angeströmten Zylinders.

**Tabelle 4.6:** Messabweichungen und resultierende Messunsicherheit für den Basisdruck des längs-angeströmten Zylinders.

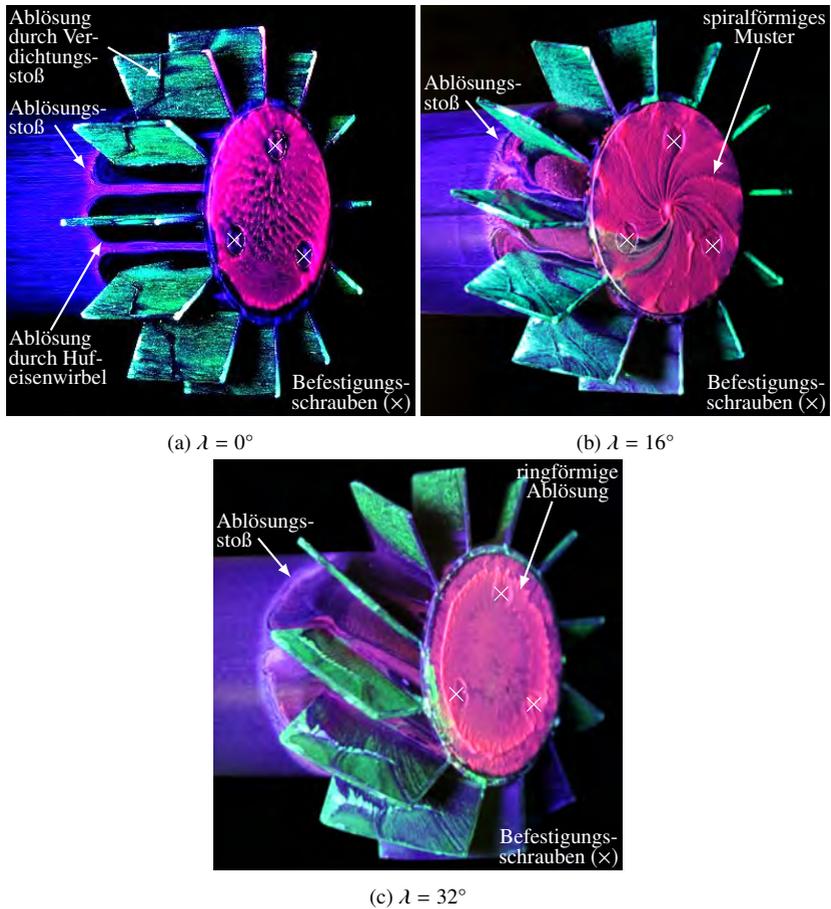
$r/R$	0,00	0,25	0,40	0,55	0,70	0,825
$N_{\text{Exp.}}$	25	18	22	3	3	22
$\overline{p_b^*}$	0,62	0,64	0,65	0,61	0,66	0,64
$s_{p_b^*}$	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01
$b_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$u_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$U_{p_b^*, 95\%}$	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
$\frac{U_{p_b^*, 95\%}}{p_b^*}$	4 %	3 %	3 %	4 %	3 %	4 %

## 5 Experimentelle Ergebnisse

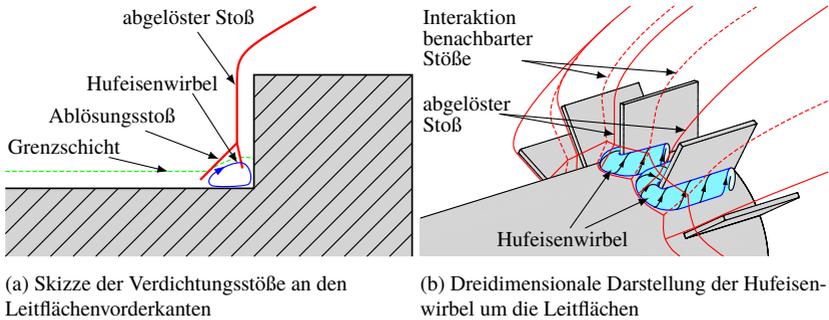
### 5.1 Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes

Abbildung 5.1 zeigt die Orientierung der wandnahen Strömungsfelder für Strömungskörper mit unterschiedlichen Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$ . Für  $\lambda = 0^\circ$  ergab sich das in Abbildung 5.1a gezeigte, nahezu rotationssymmetrische Strömungsbild. Im zeitlichen Mittel bildete sich im Zentrum der Basis ein Stagnationspunkt aus und das auf das Modell aufgebrachte Öl strömte zur äußeren Kante der Basis. Dieses Verhalten ist charakteristisch für eine turbulente achsensymmetrische Überschallnachlaufströmung (Herrin und Dutton, 1994). Das periodische Verhalten der wandnahen Strömung an der Basis mit zwei Stagnationspunkten aufgrund der asymmetrischen Düsenströmung, wie es in Abbildung 4.2 für den längsangeströmten Zylinder ohne Leitflächen gezeigt wurde, konnte für das Modell mit Leitflächen nicht festgestellt werden.

In Abbildung 5.2a wurde der vor den stumpfen Leitflächenvorderkanten entstehende abgelöste Verdichtungsstoß skizziert, der in der äußeren Strömung in einen schrägen Verdichtungsstoß übergeht. Der abgelöste Stoß führt in der Grenzschicht zu einer Strömungsablösung, die sich aufgrund der wandnahen Unterschallströmung stromauf des abgelösten Stoßes befindet. Aufgrund der Strömungsablösung in der Grenzschicht bildet sich ein schräger Ablösungsstoß aus. Unmittelbar vor der Leitflächenvorderkante wird die abgelöste Strömung der Grenzschicht durch einen weiteren Verdichtungsstoß komprimiert und in eine Unterschallströmung überführt (Dolling und Bogdonoff, 1980). Durch die Strömungsablösung vor den Leitflächenvorderkanten entstehen somit die in Abbildung 5.2b skizzierten Hufeisenwirbel. Aufgrund der Hufeisenwirbel löst die Strömung zwischen den Leitflächen von der zylindrischen Modelloberfläche ab, sodass sich die in Abbildung 5.1a erkennbaren Bereiche ergaben, in welche das stromauf aufgetragene Öl nicht eindringen konnte.



**Abbildung 5.1:** Ölvisualisierung der Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes für Strömungskörper mit unterschiedlichen Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$  (Weidner et al., 2016, 2017).



**Abbildung 5.2:** Skizzen zur Entstehung der Hufeisenwirbel an den Leitflächenvorderkanten.

Abbildung 5.2b stellt außerdem dar, wie die von zwei benachbarten Leitflächen hervorgerufenen Verdichtungsstöße zwischen den beiden Leitflächen miteinander interagieren. Anschließend treffen die Verdichtungsstöße auf der Oberfläche der benachbarten Leitfläche auf. Dort erzeugen sie eine weitere Strömungsablösung, die ebenfalls in Abbildung 5.1a zu erkennen ist.

In Abbildung 5.1b ist ein spiralförmiges Muster zu erkennen, welches sich an der Basis des Strömungskörpers mit  $\lambda = 16^\circ$  ausbildete. Die Azimutalkomponente der Geschwindigkeit ist eine Folge des durch die Leitflächen eingebrachten Dralls, der in das Strömungsgebiet an der Basis transportiert wurde. Außerdem zeigt die Ölsammlung im Zentrum der Basis, dass das Öl in Richtung der Modellachse transportiert wurde. Folglich wurde die radiale Strömungsrichtung in der Nähe der Basis gegenüber dem Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  umgekehrt. Dies wurde durch die transienten Aufnahmen der Ölströmung bestätigt und deutet auf die in den Simulationen von Hruschka und Leopold (2015) gezeigte Veränderung der Strömungsstruktur aufgrund des eingebrachten Dralls hin.

Für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  wurde das Öl, wie in Abbildung 5.1c gezeigt, sowohl von der äußeren Kante der Basis als auch von deren Zentrum zu einer ringförmigen Ölsammlung bei  $r/R \approx 0,8$  transportiert. Dort löste die Strömung von der Modelloberfläche an der Basis ab. Im Gegensatz zu dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  ist an der Basis keine Bewegung des Öls in azimuthaler Richtung erkennbar. Die Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  deutet somit auf eine weitere strukturelle Veränderung der

Strömung in der Nähe der Basis hin. Außerdem befindet sich die Strömungsablösung in Abbildung 5.1c aufgrund der Verdichtungsstöße an den Leitflächenvorderkanten gegenüber den Abbildungen 5.1a und 5.1b weiter stromauf. Bei den beobachteten Veränderungen des Strömungsfeldes für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  handelt es sich vermutlich nicht um die Folge einer vollständigen Blockierung der Strömung zwischen den Leitflächen, wie die im Folgenden beschriebenen Messungen der Strömungsgeschwindigkeiten gezeigt haben.

## 5.2 Geschwindigkeitsfeld im Nachlauf

Die Abbildungen 5.3 und 5.4 zeigen die mittels PIV-Methode bestimmten, zeitlich gemittelten relativen Axial- und Radialgeschwindigkeiten in der zentralen Ebene hinter den Strömungskörpern mit den unterschiedlichen Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$ . Die azimutale Lage  $\Delta\varphi_{\text{LF} \rightarrow \text{PIV}}$  der PIV-Ebene relativ zur Position der Leitflächen an der Modellhinterkante wurde für die Modelle mit Leitflächenanstellwinkeln von  $0^\circ$ ,  $16^\circ$  und  $32^\circ$  zu  $(18 \pm 1)^\circ$ ,  $(27 \pm 2)^\circ$  beziehungsweise  $(7 \pm 3)^\circ$  bestimmt. Die Axialgeschwindigkeiten unmittelbar hinter den Leitflächen (LF) war für alle Modelle in der gleichen Größenordnung wie für den längsangeströmten Zylinder in Abbildung 4.3. Eine vollständige Blockierung der Strömung zwischen den Leitflächen lag somit vermutlich nicht vor. Der Betrag der Axialgeschwindigkeiten unmittelbar hinter den Leitflächen des Modells mit  $\lambda = 32^\circ$  wurde gegenüber dem Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  jedoch aufgrund des höheren Anstellwinkels der Leitflächen um etwa 10% verringert, wie in Abbildung 5.3 zu erkennen ist.

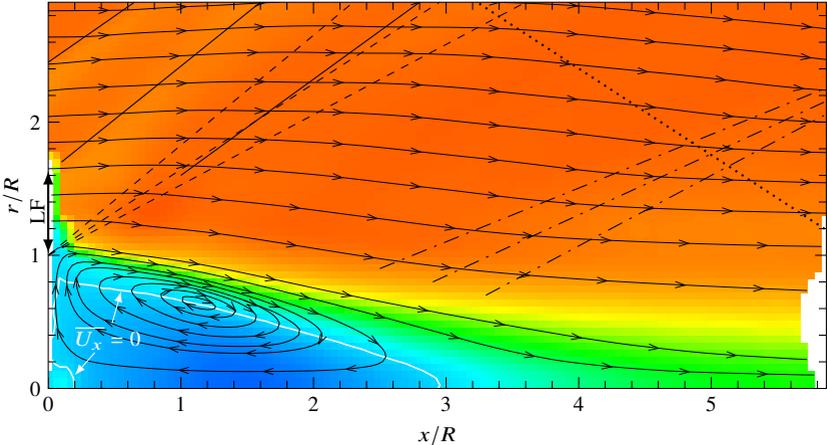
Die in den Abbildungen 5.3a und 5.4a gezeigten Geschwindigkeitsfelder für  $\lambda = 0^\circ$  zeigen das typische Rezirkulationsgebiet einer turbulenten, achsensymmetrischen Überschall-Nachlaufströmung. Im Vergleich zu den Ergebnissen für den längsangeströmten Zylinder in Abbildung 4.3 sind in der äußeren Strömung schräge Verdichtungsstöße zu erkennen, die von den Leitflächenvorderkanten hervorgerufen wurden. Die axiale Position des hinteren Stagnationspunkts wurde für das Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  zu  $x/R = 2,90 \pm 0,05$  bestimmt. Im Vergleich zum längsangeströmten Zylinder ergab sich somit eine tendenzielle Verlängerung des Rezirkulationsgebietes. Dies ist neben den durch die Leitflächen erzeugten in Strömungsrichtung orientierten Wirbelstrukturen hauptsächlich eine Folge der geringeren Machzahl unmittelbar vor der

Ablösung aufgrund der Verdichtungsstöße an den Leitflächenvorderkanten. Die geringere Machzahl vor der Ablösung resultierte in einem erhöhten Basisdruck relativ zum Druck unmittelbar vor der Ablösung (Lamb und Oberkampf, 1995). Deshalb wurde die Expansion an der Modellhinterkante im Vergleich zum längsangeströmten Zylinder abgeschwächt, sodass auch der Grad der Strömungsumlenkung in Richtung der Modellachse abnahm.

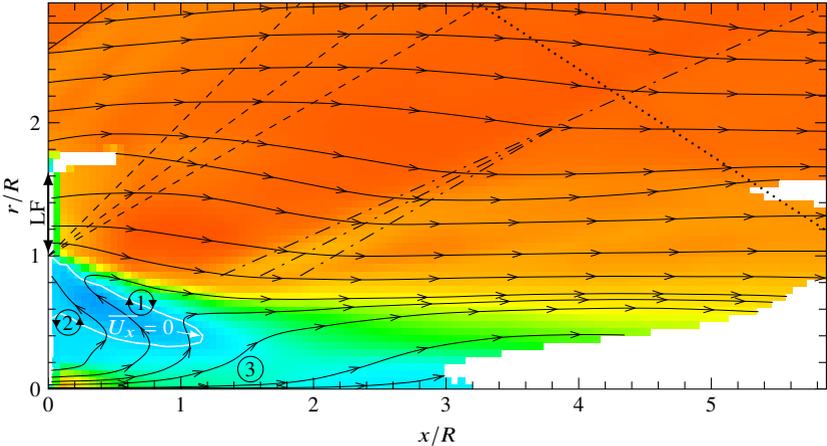
Die axiale Position der maximalen Rückströmgeschwindigkeit wurde für das Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  zu  $x/R = 1,41 \pm 0,05$  bestimmt und lag damit im Mittel um 16 % näher an der Basis als für den längsangeströmten Zylinder. Der Betrag der maximalen relativen Rückströmgeschwindigkeit ist mit  $0,27 \pm 0,02$  im Vergleich zum längsangeströmten Zylinder um 4 % höher. Dies ist eine Folge der Hufeisenwirbel, die an den Leitflächenvorderkanten erzeugt wurden und in der Scherschicht zu einer erhöhten Durchmischung zwischen der äußeren Strömung und dem Rezirkulationsgebiet führten (Bourdon und Dutton, 2001, Janssen und Dutton, 2005). Im Vergleich zum längsangeströmten Zylinder entnahm die Scherschicht einen größeren Anteil des Fluides aus dem Rezirkulationsgebiet (Bourdon und Dutton, 2001, Janssen und Dutton, 2005). Um die Massenerhaltung im Rezirkulationsgebiet zu gewährleisten, wurde die dem Rezirkulationsgebiet entnommene Masse im Bereich des hinteren Stagnationspunktes in das Rezirkulationsgebiet zurückgeführt. Der stromaufgerichtete Strömungsimpuls an der Achse wurde folglich durch die stärkere Durchmischung in der Scherschicht erhöht.

Insgesamt ergaben sich im Geschwindigkeitsfeld der Nachlaufströmung hinter dem Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  im Vergleich zum längsangeströmten Zylinder Veränderungen in der Größenordnung von bis zu 16 %. Die Struktur der Nachlaufströmung wurde durch die Präsenz der Leitflächen jedoch nicht entscheidend verändert.

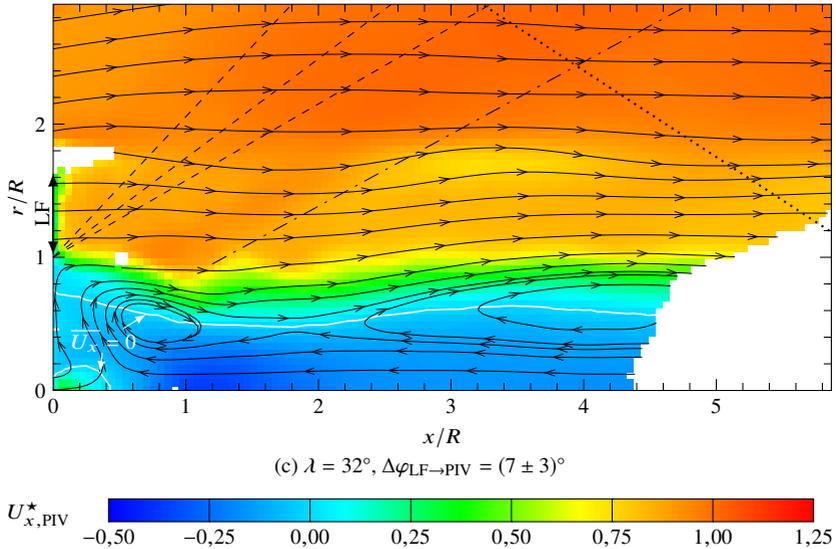
Abbildung 5.3b zeigt, dass die Strömung, die an der Hinterkante des Modells mit  $\lambda = 16^\circ$  ablöste, die zentrale Achse des Strömungsfeldes nicht erreichte. Die äußere Strömung wurde ab  $x/R \approx 1,5$  und  $r/R \approx 0,6$  parallel zur Modellachse ausgerichtet. Hinter dem Rekompansionsstoß hatte sich der Abstand der Scherschicht zur Rotationsachse gegenüber der Modellhinterkante nahezu halbiert, sodass sich die Azimutalgeschwindigkeit aufgrund der Drehimpulserhaltung in etwa verdoppelte. Aufgrund der hohen Azimutalgeschwindigkeit wurde die Anzahl der für die PIV-Messungen notwendigen Partikel im Rotationszentrum verringert. In der Folge waren ab  $x/R > 3$



(a)  $\lambda = 0^\circ, \Delta\varphi_{LF \rightarrow PIV} = (18 \pm 1)^\circ$



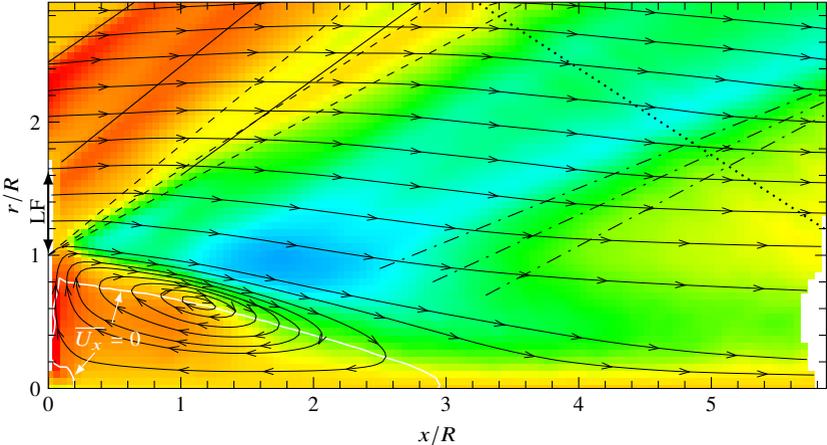
(b)  $\lambda = 16^\circ, \Delta\varphi_{LF \rightarrow PIV} = (27 \pm 2)^\circ$



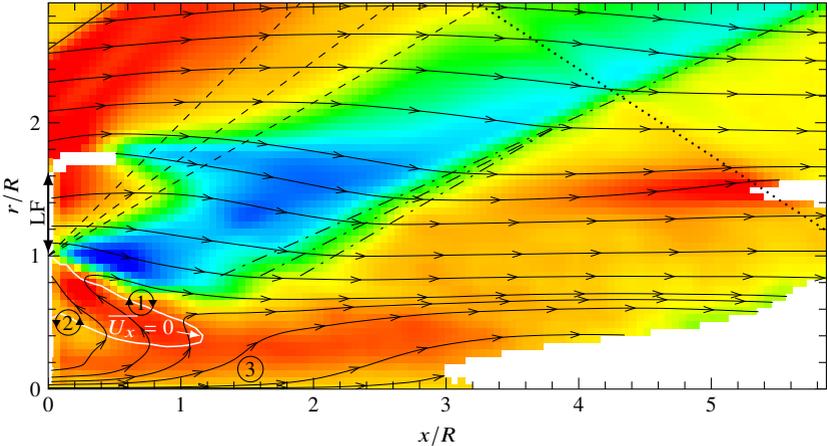
**Abbildung 5.3:** Zeitlich gemittelte, relative Axialgeschwindigkeiten (PIV-Messung) im Nachlauf der Modelle mit Leitflächen (LF), eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie das Ende der Lavaldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekombination (---) und die Isotache  $\bar{U}_x = 0$  (Weidner et al., 2017).

im Bereich nahe der Achse nicht ausreichend Partikel vorhanden, um eine verlässliche Geschwindigkeitsmessung vornehmen zu können, was zu den Abbildungen 5.3 und 5.4 sichtbaren Bereichen ohne Messergebnis im fernen Nachlauf führte.

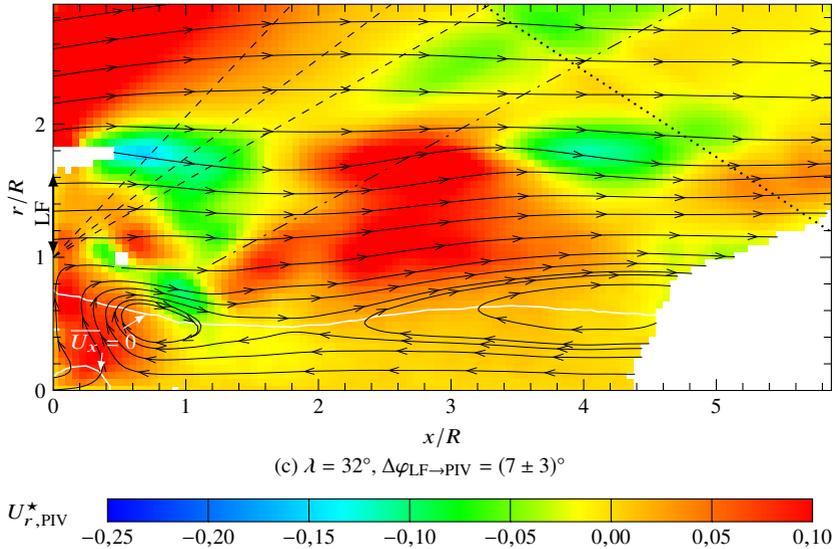
In Abbildung 5.3b ist außerdem zu erkennen, dass ein Teil der Scherschichtströmung durch die Rekombination in Richtung der Basis umgelenkt wurde. In der Folge bildete sich für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  die maximale relative Rückströmung von  $-0,15 \pm 0,02$  bei  $x/R = 0,30 \pm 0,05$  aus. Im Gegensatz zum längsangeströmten Zylinder und dem Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  befand sich die maximale Rückströmung nicht mehr an der Achse, sondern bei  $r/R = 0,67 \pm 0,05$ . Zusammen mit der Scherschicht bildete diese Rückströmung unter Vernachlässigung der zusätzlich vorhandenen Azimutalgeschwindigkeiten den in Abbildung 5.3b gezeigten äußeren Wirbelring ①. Außerdem ist ein gegenläufig rotierender, innerer Wirbelring ② direkt an der Achse zu erkennen. Der



(a)  $\lambda = 0^\circ, \Delta\varphi_{LF \rightarrow PIV} = (18 \pm 1)^\circ$



(b)  $\lambda = 16^\circ, \Delta\varphi_{LF \rightarrow PIV} = (27 \pm 2)^\circ$



**Abbildung 5.4:** Zeitlich gemittelte, relative Radialgeschwindigkeiten (PIV-Messung) im Nachlauf der Modelle mit Leitflächen (LF), eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie das Ende der Lavaldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekombination (---) und die Isotache  $\bar{U}_x = 0$  (Weidner et al., 2017).

innere Wirbelring  $\textcircled{2}$  resultierte, wie bereits in Abbildung 5.1b gezeigt wurde, in einer Umkehr der radialen Strömungsrichtung in der Nähe der Basis. Die in den Abbildungen 5.3b und 5.4b gezeigten Axial- und Radialgeschwindigkeiten wurden dabei von der azimuthalen Strömungsgeschwindigkeit überlagert, deren Effekte bereits durch die Ölanstrichmethode gezeigt wurden. Da die Strömung der Scherschicht die Strömungsachse nicht erreichte, entstand durch den inneren Wirbelring  $\textcircled{2}$  eine bis in den fernen Nachlauf reichende, stromabgerichtete Strömung  $\textcircled{3}$ , die in dem von Hruschka und Leopold (2015) simulierten Wirbelschlauch entlang der Achse resultierte.

Im Gegensatz zum Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  zeigt Abbildung 5.3c für  $\lambda = 32^\circ$  an der Achse eine stromaufgerichtete Strömung vom fernen bis in den nahen Nachlauf. Die maximale relative Rückströmung von  $-0,37 \pm 0,02$  bei  $x/R = 1,09 \pm 0,05$  befand sich im Gegensatz zu dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  in der Nähe der Strömungsachse. Lediglich in der Nähe der Basis existierte an der Zentralachse

ein lokales Strömungsgebiet mit  $\overline{U_x} > 0$ , welches durch den für die PIV-Methode notwendigen Partikelmassenstrom verursacht wurde (Anhang B), der durch das Zentrum der Modellbasis in das Nachlaufgebiet eingebracht worden ist.

Die Scherschicht, die sich stromab der Hinterkante des Modells mit  $\lambda = 32^\circ$  ausbildete, war kaum in Richtung der Zentralachse geneigt und wurde bei  $x/R \approx 1$  und  $r/R \approx 0,8$  wieder nahezu parallel zur Modellachse ausgerichtet. Aufgrund der geringen Neigung der Scherschicht war die Machzahl senkrecht zum Rekompansionsstoß gering, sodass die Strömung nur geringfügig komprimiert wurde. Deshalb konnte fast die gesamte Strömung den entstehenden Druckgradienten mühelos überwinden. Das Fluid strömte als Wirbelschlauch stromab und umgab ein zentrales Totwassergebiet. Wie im Falle des klassischen Nachlaufes ergab sich als Folge der Massenerhaltung im Totwassergebiet eine Rückströmung an der Zentralachse. Die durch die Scherschicht mitgenommene Fluidmasse wurde an der Achse in Richtung der Basis zurückgeführt. Die Strömungsstruktur des Nachlaufes hinter dem Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  unterscheidet sich sowohl von dem klassischen Rezirkulationsgebiet als auch von der für  $\lambda = 16^\circ$  gezeigten Nachlaufstruktur mit stromabgerichtetem Wirbelschlauch entlang der Achse. Das Strömungsfeld weist jedoch Ähnlichkeiten mit der Struktur von Wirbelschläuchen auf, wie sie in Überschallströmungen durch die Interaktion mit Verdichtungsstößen entsteht. Für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  könnte dies durch die an den Windkanalwänden reflektierten Verdichtungsstöße der Leitflächen ausgelöst worden sein, die jedoch erst außerhalb des PIV-Messfeldes mit der rotierenden Strömung an der Modellachse interagierten. Dies wurde in Kapitel 7.1.2 mittels numerischer Simulationen genauer untersucht. Auch ohne Interaktion des rotierenden Nachlaufes mit Verdichtungsstößen muss die Massenerhaltung im Totwassergebiet gewährleistet sein, sodass ein Teil der Strömung im fernen Nachlauf in Richtung der Basis umgelenkt werden muss.

Des Weiteren zeigt Abbildung 5.4, dass die von den Leitflächenvorderkanten erzeugten Verdichtungsstöße mit ansteigendem Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  zu einer höheren Radialgeschwindigkeit in der äußeren Strömung führten. Für  $\lambda = 32^\circ$  ist der Verdichtungsstoß selbst nicht erkennbar, da dieser, wie bereits in Abbildung 5.1c gezeigt wurde, aufgrund des hohen Leitflächenanstellwinkels  $\lambda$  vollständig außerhalb des PIV-Messfeldes lag.

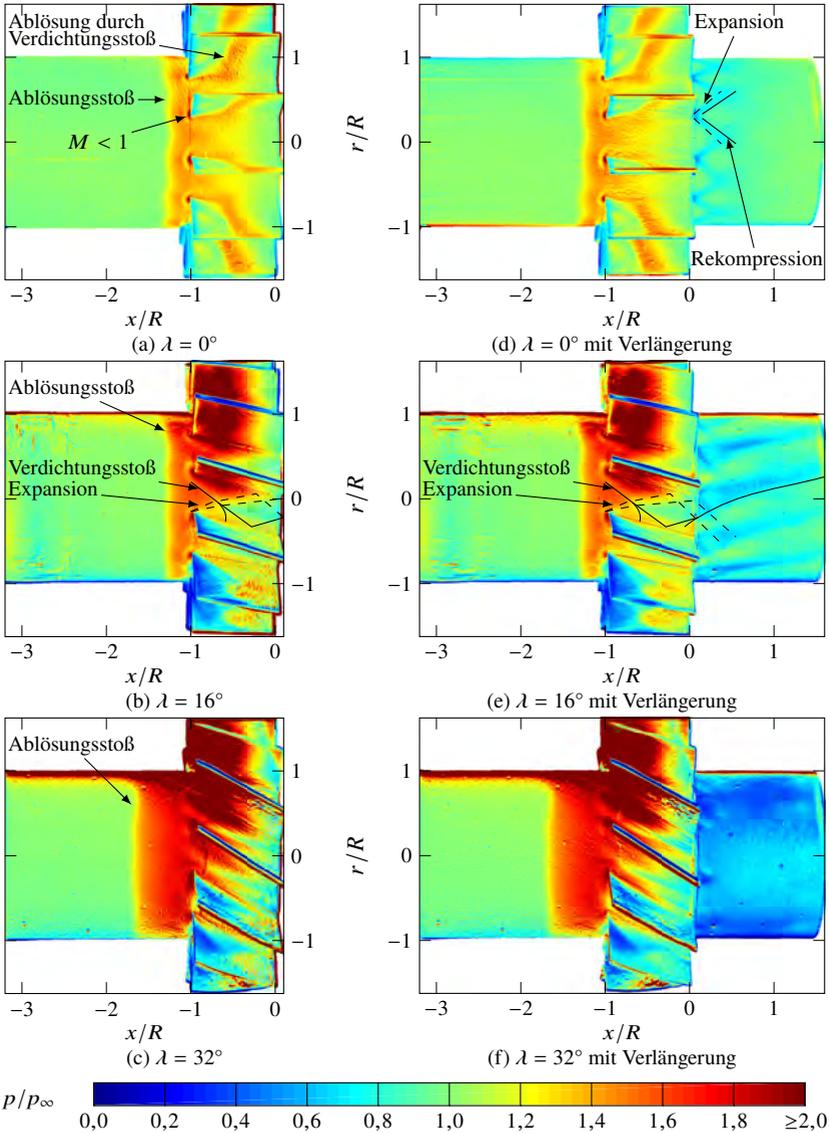
## 5.3 Druckfeld

### 5.3.1 Statischer Druck vor der Modellhinterkante

Die Abbildungen 5.5a bis 5.5c zeigen die mittels PSP-Methode ermittelten und mit dem Druck  $p_\infty$  vor den Leitflächen normierten Oberflächendruckverteilungen im Bereich der Leitflächen mit unterschiedlichen Anstellwinkeln  $\lambda$ . Der Druckanstieg vor den Leitflächen wurde durch Leitflächen mit höherem Anstellwinkel  $\lambda$  verstärkt. Wie bereits in den Abbildungen 5.1 und 5.4 zu erkennen war, befand sich der durch die abgelösten Stöße an den Leitflächenvorderkanten hervorgerufene Ablösungsstoß außerdem weiter stromauf.

Unmittelbar vor den Leitflächen ist in Abbildung 5.5a ein zweiter Druckanstieg zu erkennen, welcher aus der in Abbildung 5.2a skizzierten Verzögerung der abgelösten Strömung auf Unterschall ( $M < 1$ ) resultierte. Außerdem ist die Interaktion der abgelösten Verdichtungsstöße mit der Grenzschicht an den Oberflächen der benachbarten Leitflächen zu erkennen. Der Druckanstieg aufgrund des Verdichtungsstoßes resultierte in der lokalen Strömungsablösung, die bereits in Abbildung 5.1a gezeigt wurde. Stromab lag die Strömung wieder an der Leitflächenoberfläche an, sodass der dort gemessene Druck nahezu dem statischen Druck vor den Leitflächen entspricht. Da die Leitflächen in Abbildung 5.5a keinen Anstellwinkel haben, ist die Umströmung der Leitflächen symmetrisch.

Im Gegensatz zu dem Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  ist für die angestellten Leitflächen in den Abbildungen 5.5b und 5.5c ein gegenüber der freien Anströmung erhöhter Druck an den der Strömung zugewandten Seiten und ein verminderter Druck an den der Strömung abgewandten Seiten der Leitflächen zu erkennen. Die Umströmung der Leitflächen ist vergleichbar mit einer schräg angeströmten ebenen Platte. Auf der der Strömung zugewandten Seite der ebenen Platte bildet sich an der Vorderkante ein Verdichtungsstoß aus, der die Strömungsgeschwindigkeit verringert. Auf der der Strömung abgewandten Seite bildet sich an der Vorderkante der ebenen Platte eine Expansion aus, sodass die Strömung beschleunigt wird. Die unterschiedlichen Drücke auf den beiden Seiten einer einzelnen ebenen Platte werden erst stromab der Hinterkante ausgeglichen, indem die Strömung auf der Überdruckseite expandiert und auf der Unterdruckseite komprimiert wird.



**Abbildung 5.5:** Zeitlich gemittelte, mit  $p_\infty$  normierte, Druckverteilung an der zylindrischen Modelloberfläche sowie den Leitflächen, gemessen mittels PSP-Methode (mit und ohne zylindrische Modellverlängerung).

Für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  interagierten die an zwei benachbarten Leitflächenvorderkanten entstehenden Expansionen und Verdichtungsstöße jedoch miteinander. Der Verdichtungsstoß komprimierte dabei die Strömung auf der Unterdruckseite und der Expansionsfächer verminderte den Druck auf der Überdruckseite. Auf diese Weise wurden die Drücke auf den jeweiligen Seiten einer Leitfläche nahezu angeglichen, bevor die Strömung an der Leitflächenhinterkante ablöste.

Da der Anstellwinkel der Leitflächen von  $\lambda = 32^\circ$  für das in Abbildung 5.5c gezeigte Modell größer war als der Prandtl-Meyer-Winkel bei  $M = 2$  von etwa  $26^\circ$  (Oswatitsch, 1952), löste die Strömung auf der Unterdruckseite der Leitflächen ab. Dadurch verringerte sich gegenüber dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  der Strömungsquerschnitt zwischen den Leitflächen, sodass der abgelöste Stoß an der Leitflächenvorderkante verstärkt wurde. In der Folge befand sich auch der Ablösungsstoß vor den Leitflächenvorderkanten weiter stromauf.

Um den Einfluss der Strömung zwischen den Leitflächen auf den statischen Druck in der Ebene der Strömungsablösung genauer untersuchen zu können, wurden die Modelle hinter den Leitflächen mit einem 30 mm langen Zylinder verlängert. Der Durchmesser der Modellverlängerung entsprach dem Basisdurchmesser  $D$  der Modelle. Der zusätzlich angebrachte zylindrische Teil wirkte sich, wie in den Abbildungen 5.5d bis 5.5f gezeigt, kaum auf die Strömung zwischen den Leitflächen aus.

In Abbildung 5.5d ist das Druckfeld des Modells mit  $\lambda = 0^\circ$  zusammen mit der Modellverlängerung zu sehen. Hinter den Leitflächen ist auf der Modellverlängerung eine lokale Expansion aufgrund der finiten Dicke der Leitflächen zu erkennen. Der gemessene Druck unmittelbar hinter den Leitflächen ist für  $0 < x/R < 0,5$  im Mittel etwa 10 % geringer als vor den Leitflächen.

Abbildung 5.5e zeigt, dass der mittlere Druck an der Oberfläche der Modellverlängerung für  $\lambda = 16^\circ$  um fast 30 % geringer ist als vor den Leitflächen. Dies ist sowohl durch die stärkeren Verdichtungsstöße an den Leitflächenvorderkanten als auch die eingebrachten azimuthalen Strömungsgeschwindigkeiten zu erklären, die eine radiale Geschwindigkeitskomponente erzeugten und damit in einem gegenüber dem Freistrom verringerten Druck an der Modelloberfläche resultierten. Die in Abbildung 5.5e erkennbaren Gebieten unterschiedlichen Druckes an der Oberfläche der Modellverlängerung wurden durch die an den

Oberflächen der Leitflächen reflektierten Expansionen und Verdichtungsstöße hervorgerufen.

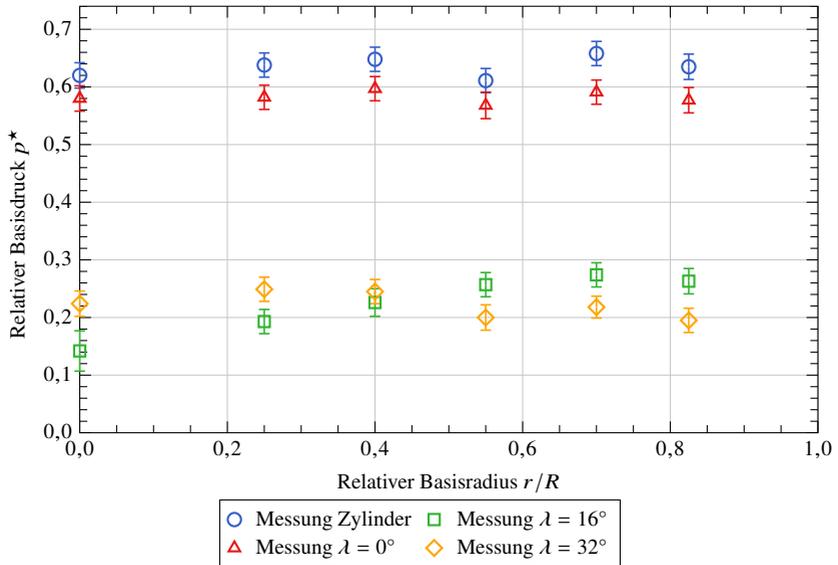
Für  $\lambda = 32^\circ$  zeigt Abbildung 5.5f eine Verminderung des mittleren statischen Druckes hinter den Leitflächen von etwa 50 % gegenüber der Anströmung. Wie an dem gegenüber dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  stärkeren Druckanstieg vor den Leitflächen zu erkennen ist, stellten die Leitflächen mit  $32^\circ$  Anstellwinkel auch aufgrund der Strömungsablösungen an deren Vorderkanten ein größeres Hindernis für die Strömung dar. Deshalb wurde die Strömung stromab der Leitflächen auch stärker expandiert. Außerdem nahmen wegen des höheren Anstellwinkels der Leitflächen die Azimutalgeschwindigkeiten zwischen den Leitflächen zu. Wie in Abbildung 5.4 zu sehen ist, wurde die Strömung deshalb im Vergleich zu dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  radial stärker abgelenkt, sodass der statische Druck an der Modelloberfläche zusätzlich vermindert wurde.

Mit Hilfe der PSP-Methode wurde gezeigt, dass die Leitflächen den statischen Druck im Bereich der Strömungsablösung an der Modellhinterkante abhängig vom Anstellwinkel  $\lambda$  verminderten. Die hierzu verwendete zylindrische Modellverlängerung hatte stromauf der Modellhinterkante keinen messbaren Einfluss auf die Strömung. In Kapitel 7.1 wurden die PSP-Ergebnisse außerdem zur Validierung der numerischen Simulationen verwendet.

### 5.3.2 Basisdruck

Abbildung 5.6 zeigt den gemessenen radialen Druckverlauf am Heck der Strömungskörper im Vergleich zu den Messergebnissen des längsangeströmten Zylinders aus Kapitel 4.2.3. Die Abweichungen und resultierenden Unsicherheiten der Messergebnisse sind in den Tabellen 5.1 bis 5.3 angegeben und weisen ähnliche absolute Messunsicherheiten auf, wie sie auch für den längsangeströmten Zylinder in Tabelle 4.6 bestimmt wurden.

Dem in Abbildung 5.5d gezeigten Druckabfall von etwa 10 % hinter den Leitflächen des Modells mit  $\lambda = 0^\circ$  wirkte die verminderte Machzahl aufgrund der durch die Leitflächen erzeugten Verdichtungsstöße entgegen. Die im Vergleich zum längsangeströmten Zylinder verminderte Machzahl resultierte in einem erhöhten Verhältnis zwischen Basisdruck und statischem Druck an der Modellhinterkante (Lamb und Oberkampf, 1995). Insgesamt jedoch verringerten die Leitflächen aufgrund des vor der Ablösung vermin-



**Abbildung 5.6:** Gemessener, zeitlich gemittelter radialer Druckverlauf am Heck der Strömungskörper mit Leitflächen im Vergleich zum längsangeströmten Zylinder (Weidner et al., 2017).

derten statischen Druckes den Basisdruck gegenüber dem längsangeströmten Zylinder um 6 %, wie in Abbildung 5.6 zu erkennen ist. Der gemessene Druckabfall liegt somit in dem von Moore et al. (1992) gezeigten Bereich von 5 % bis 10 %, der sich für Leitflächen mit einem Verhältnis von Dicke zu Länge von 0,05 bei einer Anströmung mit  $M = 2$  ergibt.

Für  $\lambda = 16^\circ$  ist in Abbildung 5.6 für  $r/R > 0,5$  ein Druckabfall von etwa 50 % gegenüber den Leitflächen ohne Anstellwinkel zu erkennen. Dies ist zum einen durch den in Abbildung 5.5e gezeigten geringeren Druck unmittelbar hinter den Leitflächen zu erklären. Zum anderen wurde der Massenabfluss aus dem Gebiet unmittelbar hinter dem Strömungskörper durch die strukturelle Veränderung des nahen Nachlaufgebietes von einem Totwassergebiet hin zu einem Strömungsgebiet ohne klassischen Stagnationspunkt begünstigt, was zu einer weiteren Verminderung des Basisdruckes führte. Außerdem ergab sich für  $r/R < 0,5$  ein radialer Druckgradient, der in einem Druckminimum im Zentrum der Basis resultierte. Dies ist auf die in Abbildung 5.1b visualisierten

**Tabelle 5.1:** Messabweichungen und resultierende Messunsicherheit für den Basisdruck des Modells mit  $\lambda = 0^\circ$ .

$r/R$	0,00	0,25	0,40	0,55	0,70	0,825
$N_{\text{Exp.}}$	26	20	25	4	5	25
$\overline{p_b^*}$	0,58	0,58	0,60	0,57	0,59	0,58
$s_{\overline{p_b^*}}$	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01
$b_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$u_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$U_{p_b^*, 95\%}$	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
$\frac{U_{p_b^*, 95\%}}{\overline{p_b^*}}$	4 ‰	4 ‰	4 ‰	4 ‰	4 ‰	4 ‰

**Tabelle 5.2:** Messabweichungen und resultierende Messunsicherheit für den Basisdruck des Modells mit  $\lambda = 16^\circ$ .

$r/R$	0,00	0,25	0,40	0,55	0,70	0,825
$N_{\text{Exp.}}$	13	8	12	4	5	12
$\overline{p_b^*}$	0,14	0,19	0,23	0,26	0,27	0,26
$s_{\overline{p_b^*}}$	0,01	<0,01	0,01	<0,01	<0,01	<0,01
$b_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$u_{p_b^*}$	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$U_{p_b^*, 95\%}$	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
$\frac{U_{p_b^*, 95\%}}{\overline{p_b^*}}$	24 ‰	11 ‰	11 ‰	8 ‰	8 ‰	8 ‰

**Tabelle 5.3:** Messabweichungen und resultierende Messunsicherheit für den Basisdruck des Modells mit  $\lambda = 32^\circ$ .

$r/R$	0,00	0,25	0,40	0,55	0,70	0,825
$N_{\text{Exp.}}$	32	33	34	7	1	34
$\overline{p_b^*}$	0,22	0,25	0,25	0,20	0,22	0,20
$s_{\overline{p_b^*}}$	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	–	<0,01
$b_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$u_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$U_{p_b^*, 95\%}$	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
$\frac{U_{p_b^*, 95\%}}{p_b^*}$	10 %	8 %	9 %	11 %	9 %	11 %

Azimutalgeschwindigkeiten  $U_\varphi$  in der Nähe der Basis zurückzuführen, die einen radialen Druckgradienten

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{U_\varphi^2}{r} \quad (5.1)$$

erzeugten, wie er auch in Gaszentrifugen existiert (Kemp, 2009).

Bei einem Anstellwinkel der Leitflächen von  $\lambda = 32^\circ$  zeigt Abbildung 5.6 ein gegenüber dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  kaum verändertes mittleres Druckniveau an der Basis. Die Verringerung des Basisdruckes gegenüber dem längsangeströmten Zylinder entspricht etwa dem Druckunterschied von 50 %, der mittels PSP-Methode bereits im Bereich der Strömungsablösung festgestellt wurde. Im Vergleich zu  $\lambda = 16^\circ$  ergab sich eine geringere Diskrepanz zwischen dem in Abbildung 5.5f gezeigten Druckabfall unmittelbar hinter den Leitflächen und dem Druckabfall an der Basis. Dies könnte auf die Interaktion des Nachlaufes mit den an den Windkanalwänden reflektierten Verdichtungsstößen zurückgeführt werden, die an den Leitflächenvorderkanten erzeugt wurden. Der resultierende Druckanstieg im Nachlauf würde einem gegenüber dem Druckabfall an den Leitflächen erhöhten Druckabfall an der Basis entgegenwirken. Außerdem könnte der Druckanstieg in Verbindung

mit der erneuten Änderung der Strömungsstruktur zur Wiederausbildung eines hinteren Stagnationspunktes geführt haben, der in den PIV-Ergebnissen (Abbildungen 5.3c und 5.4c) jedoch nicht zu erkennen ist. Im Vergleich zu den Druckmessungen für  $\lambda = 16^\circ$  ist der für  $\lambda = 32^\circ$  gemessene Druck außerdem nahezu unabhängig von der radialen Koordinate  $r$ . Dies ist eine Folge der gegenüber  $\lambda = 16^\circ$  vernachlässigbaren Azimutalgeschwindigkeiten in der Nähe der Basis, wie sie aus Abbildung 5.1c hervorgehen.

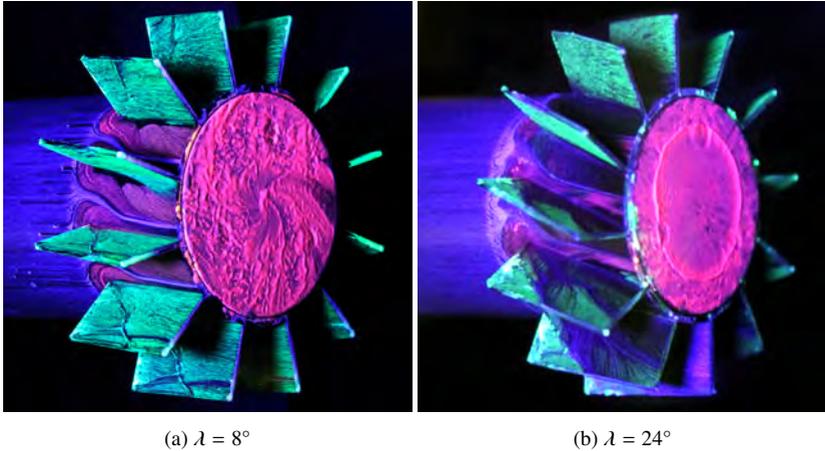
Die zusätzlich durchgeführten Basisdruckmessungen mit drucksensitiver Farbe (PSP) in Kapitel 5.5 bestätigen das mit ansteigendem Anstellwinkel verminderte Druckniveau sowie den radialen Druckgradienten für  $\lambda = 16^\circ$ .

## 5.4 Ergebnisse für weitere Leitflächenanstellwinkel

Zusätzlich zu den zuvor gezeigten experimentellen Ergebnissen wurden weitere Experimente mit Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$  von  $8^\circ$  und  $24^\circ$  durchgeführt, um die Transitionspunkte zwischen den unterschiedlichen Nachlaufstrukturen genauer bestimmen zu können. Die Ergebnisse für  $\lambda = 8^\circ$  zeigen ähnliche Strömungsstrukturen wie sie für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  beobachtet wurden und bestätigen somit die für  $\lambda = 16^\circ$  beschriebenen strukturellen Veränderungen des Strömungsfeldes. Die Transition von der klassischen Nachlaufstruktur zu der veränderten Struktur, wie sie für  $\lambda = 8^\circ$  und  $\lambda = 16^\circ$  beobachtet wurde, findet somit für Leitflächenanstellwinkel von weniger als  $8^\circ$  statt. Die Ergebnisse für das Modell mit einem Leitflächenanstellwinkel von  $24^\circ$  liegen hingegen in der Nähe des Transitionspunktes zwischen den für  $\lambda = 16^\circ$  und  $\lambda = 32^\circ$  beobachteten Nachlaufstrukturen.

### 5.4.1 Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes

Abbildung 5.7 zeigt die Orientierung der wandnahen Strömungsfelder für die Modelle mit Leitflächenanstellwinkeln von  $8^\circ$  und  $24^\circ$ . In Abbildung 5.7a ist an der Basis des Modells mit  $\lambda = 8^\circ$  ein spiralförmiges Strömungsmuster zu erkennen, wie es zuvor bereits für einen Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  von  $16^\circ$  (Abbildung 5.1b) beobachtet wurde. Da das Ölgemisch, das auf die Basis des



**Abbildung 5.7:** Orientierung der wandnahen Strömungsfelder für Strömungskörper mit Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$  von  $8^\circ$  und  $24^\circ$  (Weidner et al., 2016).

Modells mit  $\lambda = 8^\circ$  aufgetragen wurde, eine höhere Viskosität hatte als das für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  verwendete Ölgemisch, ist das Muster jedoch weniger deutlich zu erkennen.

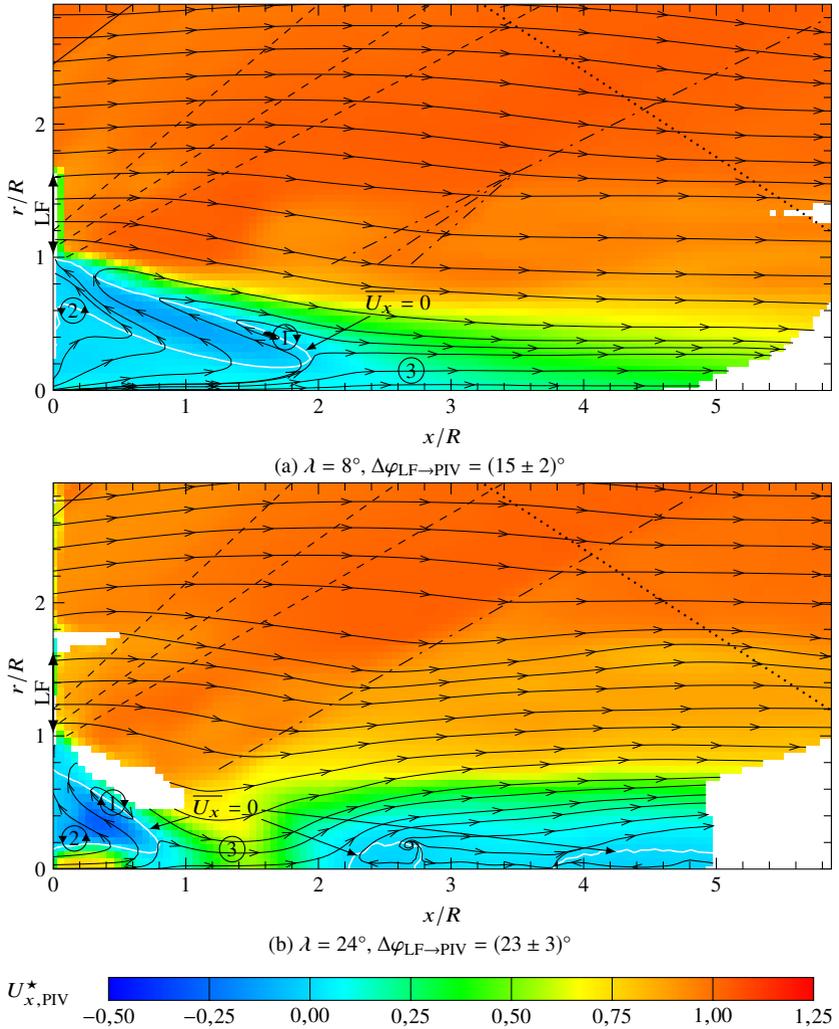
Für  $\lambda = 24^\circ$  zeigt Abbildung 5.7b einen charakteristischen Ablösungsring an der Basis, wie er auch in Abbildung 5.1c für  $\lambda = 32^\circ$  zu sehen ist. Der Radius des Ablösungsringes ist mit  $r/R \approx 0,6$  geringer als für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$ . Da der Leitflächenanstellwinkel von  $24^\circ$  geringfügig kleiner als der Prandtl-Meyer-Winkel einer Strömung mit  $M = 2$  von etwa  $26^\circ$  (Oswatitsch, 1952) war, kam es im Vergleich zu dem Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  nur zu kleineren Ablösungen an der Leitflächenvorderkante. Die Leitflächen stellten somit ein geringeres Hindernis für die Strömung dar, sodass der Verdichtungsstoß vor den Leitflächen schwächer war als bei dem Modell mit  $\lambda = 32^\circ$ . Deshalb ist auch der in Abbildung 5.7b erkennbare Abstand des Ablösungsstoßes von der Leitflächenvorderkante im Vergleich zu dem in Abbildung 5.1c gezeigten Abstand für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  deutlich geringer.

## 5.4.2 Geschwindigkeitsfeld im Nachlauf

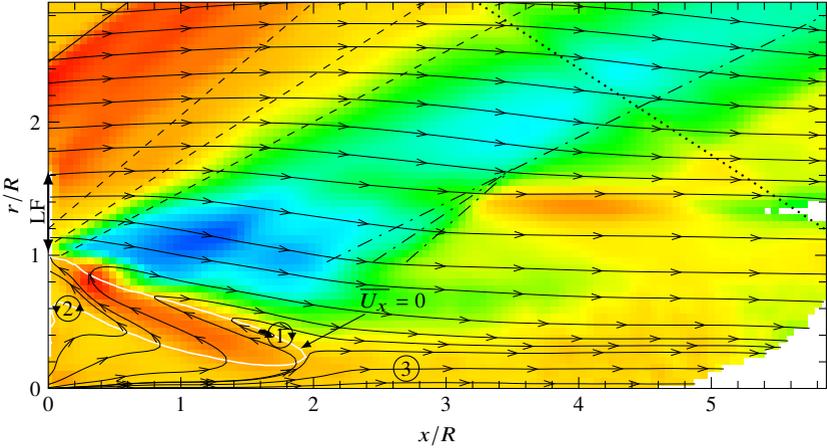
Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen die PIV-Messergebnisse der axialen und radialen Geschwindigkeitsfelder für die Modelle mit Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$  von  $8^\circ$  und  $24^\circ$ .

Für  $\lambda = 8^\circ$  zeigen die Abbildungen 5.8a und 5.9a ein ähnliches Strömungsbild wie die Abbildungen 5.3b und 5.4b für  $\lambda = 16^\circ$ . Die geringeren Azimutalgeschwindigkeiten, im Vergleich zu dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$ , führten in einem mit dem Fluidelement  $dV$  mitrotierenden Koordinatensystem zu geringeren Zentrifugalkräften auf das Volumenelement  $dV$ . Deshalb wurde die Scherschicht im Vergleich zu dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  erst bei geringerem Abstand zur Zentralachse und somit weiter stromab bei  $x/R \approx 2,5$  parallel zur Modellachse ausgerichtet. Der Bereich an der Achse, in dem aufgrund der verminderten Partikelanzahl keine Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt werden konnten, beginnt aufgrund der geringeren Azimutalgeschwindigkeiten erst bei  $x/R \geq 4,5$ .

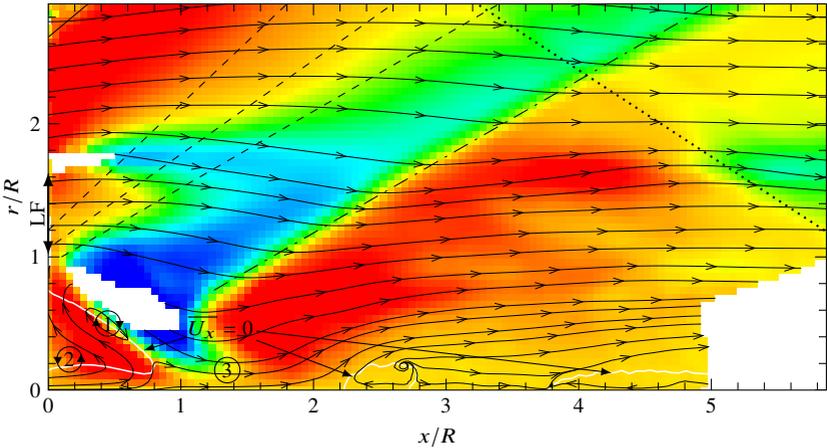
Die Abbildungen 5.8b und 5.9b zeigen für  $\lambda = 24^\circ$  eine deutliche Ablenkung der Scherschicht in Richtung der Modellachse und unterscheiden sich somit von den Ergebnissen für  $\lambda = 32^\circ$ . Der auf diese Weise entstandene, in Strömungsrichtung ansteigende, Druckgradient in der Scherschicht war deshalb in der Lage, einen Teil der Strömung in Richtung der Basis umzulenken. Somit ist das gemessene Geschwindigkeitsfeld in diesem Bereich den Ergebnissen für die Modelle mit Leitflächenanstellwinkeln von  $8^\circ$  und  $16^\circ$  ähnlicher als dem in den Abbildungen 5.3c und 5.4c gezeigten Strömungsfeld für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$ . Andererseits erstreckte sich das stromaufgerichtete Strömungsgebiet direkt an der Basis bis in die Nähe der Achse, sodass sich der Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 24^\circ$  diesbezüglich von den Ergebnissen für geringere Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  von  $8^\circ$  und  $16^\circ$  unterscheidet. Die gemessenen Geschwindigkeiten in der Nähe der Basis zeigen zudem einen im Vergleich zu Abbildung 5.7b größeren Ablösungsring bei  $r/R \approx 0,75$ . Möglicherweise wurde das Messergebnis für das Modell mit  $\lambda = 24^\circ$  durch den für die PIV-Messungen notwendigen Partikelmassenstrom im Zentrum der Basis beeinflusst. Der zentrale Massenstrom könnte, obwohl für die in Anhang B.2 untersuchten Konfigurationen kein Einfluss des Massenstroms auf die globale Strömungsstruktur festgestellt wurde, für das Modell mit  $\lambda = 24^\circ$  die zentrale stromaufgerichtete Strömung im fernen Nachlauf daran gehindert haben, bis



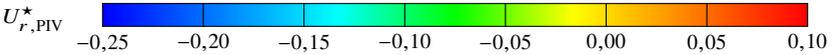
**Abbildung 5.8:** Zeitlich gemittelte, relative Axialgeschwindigkeiten im Nachlauf der Modelle mit  $\lambda = 8^\circ$  und  $\lambda = 24^\circ$  (PIV-Messung), eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie durch das Ende der Lavaldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekompression (-·-·-), die Isotache  $\bar{U}_x = 0$ , das gegenläufig rotierende torusförmige Wirbelpaar  $\textcircled{1}$ / $\textcircled{2}$  und der zentrale Wirbelschlauch  $\textcircled{3}$  (Weidner et al., 2017).



(a)  $\lambda = 8^\circ$ ,  $\Delta\varphi_{LF \rightarrow PIV} = (15 \pm 2)^\circ$



(b)  $\lambda = 24^\circ$ ,  $\Delta\varphi_{LF \rightarrow PIV} = (23 \pm 3)^\circ$



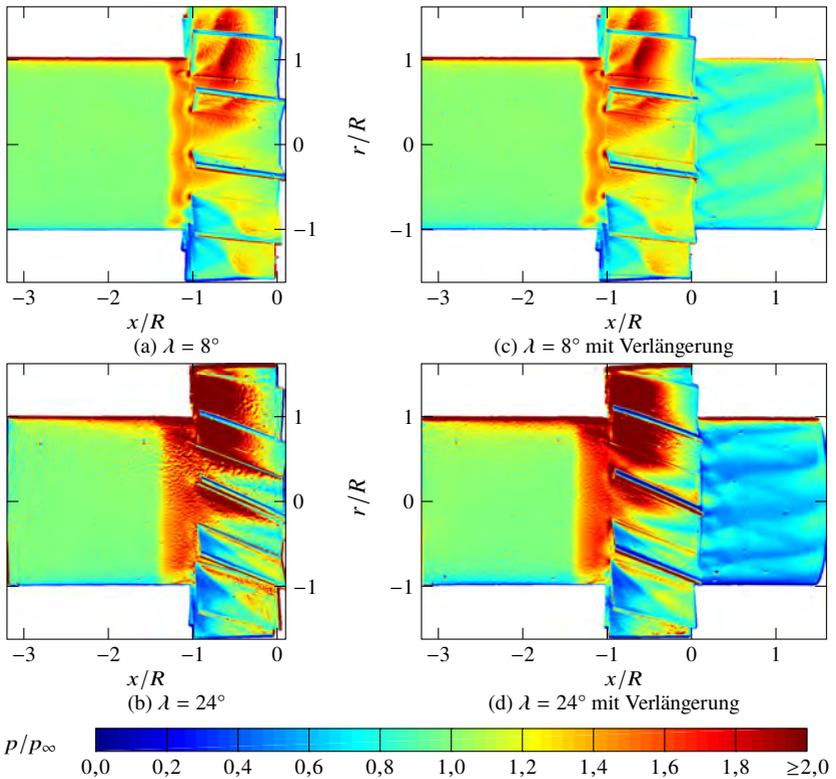
**Abbildung 5.9:** Zeitlich gemittelte, relative Radialgeschwindigkeiten im Nachlauf der Modelle mit  $\lambda = 8^\circ$  und  $\lambda = 24^\circ$  (PIV-Messung), eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie durch das Ende der Lavaldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekombination (— · —), die Isochate  $\overline{U}_x = 0$ , das gegenläufig rotierende torusförmige Wirbelpaar ①/② und der zentrale Wirbelschlauch ③ (Weidner et al., 2017).

zur Basis vorzudringen, und somit die Struktur des Nachlaufs maßgeblich verändert haben.

### 5.4.3 Druckfeld

#### Statischer Druck vor der Modellhinterkante

Abbildung 5.10 zeigt die mit dem statischen Druck vor den Leitflächen normierte Druckverteilung an der Oberfläche der Modelle mit einem Anstell-



**Abbildung 5.10:** Zeitlich gemittelte, normierte Druckverteilung vor der Modellhinterkante gemessen mittels PSP-Methode für Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  von  $8^\circ$  und  $24^\circ$ .

winkel von  $8^\circ$  und  $24^\circ$ . Für  $\lambda = 8^\circ$  ist in Abbildung 5.10a das durch den abgelösten Stoß an den stumpfen Vorderkanten der Leitflächen entstehende und in Abbildung 5.2a skizzierte Stoßsystem, bestehend aus Ablösungsstoß und nahezu senkrechtem Verdichtungsstoß, zu erkennen. Auf der zylindrischen Oberfläche zwischen den Leitflächen sind auch die an den Vorderkanten entstehende Expansion auf der Unterdruckseite und die Kompression auf der Überdruckseite der Leitflächen sichtbar. Bei  $x/R \approx -0,5$  überlagerten sich die Expansionen und die Kompressionen, sodass der Druckunterschied zwischen der Über- und Unterdruckseite der Leitflächen ausgeglichen wurde. Unmittelbar hinter den Leitflächen ist in Abbildung 5.10c eine Verminderung des statischen Druckes, im Vergleich zur freien Anströmung, von etwa 20 % aufgrund der azimuthalen Strömungsablenkung zu erkennen.

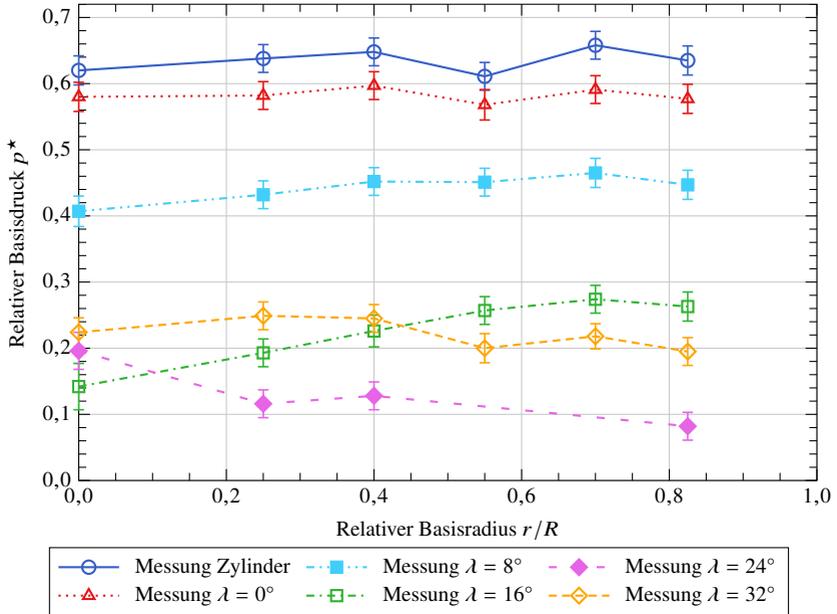
Aufgrund des hohen Anstellwinkels der Leitflächen von  $\lambda = 24^\circ$  ist in Abbildung 5.10b im Vergleich zu geringeren Anstellwinkeln  $\lambda$  ein stärkerer Druckanstieg vor den Leitflächen zu erkennen. Unmittelbar hinter den Leitflächen wurde der statische Druck hingegen um etwa 40 % gegenüber der freien Anströmung vermindert und liegt somit zwischen den gemessenen statischen Drücken für die Modelle mit Anstellwinkeln von  $16^\circ$  und  $32^\circ$ .

### **Basisdruckmessungen**

In Abbildung 5.11 wird der radiale Verlauf des relativen Basisdruckes für den längsangeströmten Zylinder und die Modelle mit den Leitflächenanstellwinkeln von  $0^\circ$ ,  $8^\circ$ ,  $16^\circ$ ,  $24^\circ$  und  $32^\circ$  verglichen. Die Messabweichungen und resultierenden Unsicherheiten der Druckmessungen für die Modelle mit  $\lambda = 8^\circ$  und  $\lambda = 24^\circ$  sind in den Tabellen 5.4 und 5.5 angegeben.

Der relative Basisdruck, der für das Modell mit  $\lambda = 8^\circ$  gemessen wurde, liegt zwischen den zuvor gemessenen Werten für die Modelle mit  $\lambda = 0^\circ$  und  $\lambda = 16^\circ$ . Der radiale Gradient des Basisdruckes ist aufgrund der geringeren Azimutalgeschwindigkeiten im Nachlauf weniger ausgeprägt als für  $\lambda = 16^\circ$ .

Für das Modell mit  $\lambda = 24^\circ$  wurde, abgesehen von der Druckmessung im Zentrum der Basis, der geringste Druck aller Modelle gemessen. Der gemessene Druckabfall gegenüber dem längsangeströmten Zylinder beträgt bis zu 80 %. Der stärkere Verdichtungsstoß vor den Leitflächen aufgrund der ausgeprägteren Strömungsablösungen an den Leitflächenvorderkanten führte



**Abbildung 5.11:** Gemessener, zeitlich gemittelter Druckverlauf am Heck der Strömungskörper (Weidner et al., 2017).

für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  im Vergleich zu dem Modell mit  $\lambda = 24^\circ$  zu einer geringeren Machzahl unmittelbar vor der Modellhinterkante. Auf diese Weise erhöhte sich der Basisdruck relativ zum statischen Druck unmittelbar vor der Modellhinterkante (Lamb und Oberkampf, 1995). Außerdem führten die stärkeren Verdichtungsstöße durch die Reflexion an den Windkanalwänden zu einer stärkeren Kompression der Strömung im Nachlauf. Der höhere Druck im fernen Nachlauf resultierte durch die zentrale Rückströmung in einer weiteren Erhöhung des Basisdruckes. Der Druckanstieg an der Basis für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  im Vergleich zu dem Modell mit  $\lambda = 24^\circ$  ist somit eine Folge der Strömungsablösungen an den Leitflächenvorderkanten und nicht unmittelbar auf höhere Drallraten im Nachlauf zurückzuführen.

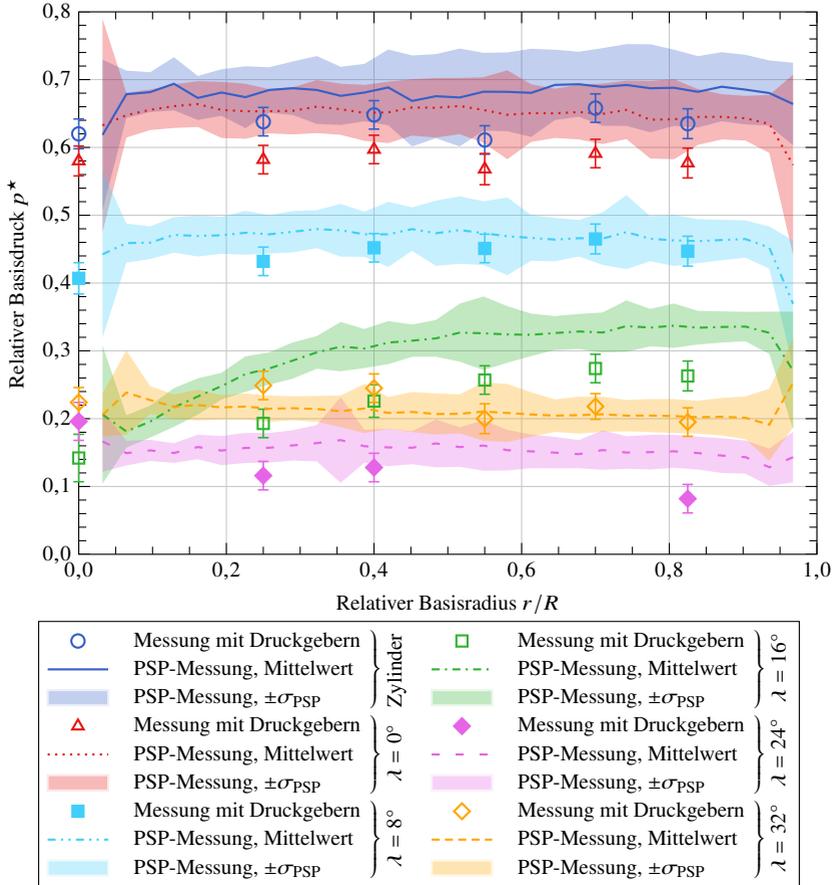
**Tabelle 5.4:** Messabweichungen und resultierende Messunsicherheit für den Basisdruck des Modells mit  $\lambda = 8^\circ$ .

$r/R$	0,00	0,25	0,40	0,55	0,70	0,825
$N_{\text{Exp.}}$	21	15	20	3	3	20
$\overline{p_b^*}$	0,41	0,43	0,45	0,45	0,47	0,45
$s_{\overline{p_b^*}}$	0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01	<0,01
$b_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$u_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
$U_{p_b^*, 95\%}$	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02
$\frac{U_{p_b^*, 95\%}}{p_b^*}$	6 %	5 %	5 %	5 %	5 %	5 %

**Tabelle 5.5:** Messabweichungen und resultierende Messunsicherheit für den Basisdruck des Modells mit  $\lambda = 24^\circ$ .

$r/R$	0,00	0,25	0,40	0,55	0,70	0,825
$N_{\text{Exp.}}$	16	16	16	0	0	16
$\overline{p_b^*}$	0,20	0,12	0,13	–	–	0,08
$s_{\overline{p_b^*}}$	0,01	<0,01	<0,01	–	–	<0,01
$b_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	–	–	0,01
$u_{p_b^*}$	0,01	0,01	0,01	–	–	0,01
$U_{p_b^*, 95\%}$	0,03	0,02	0,02	–	–	0,02
$\frac{U_{p_b^*, 95\%}}{p_b^*}$	14 %	18 %	16 %	–	–	25 %

## 5.5 Zusätzliche Basisdruckmessungen mittels PSP-Methode



**Abbildung 5.12:** PSP-Messergebnisse für den Basisdruck (Gauthier et al., 2017) im Vergleich zu den Messungen mittels Druckgebern.

Entsprechend den in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Druckmessungen im Bereich der Leitflächen wurden auch an der Modellbasis Messungen mit drucksensitiver Farbe (PSP) durchgeführt (Gauthier et al., 2017). Abbildung 5.12

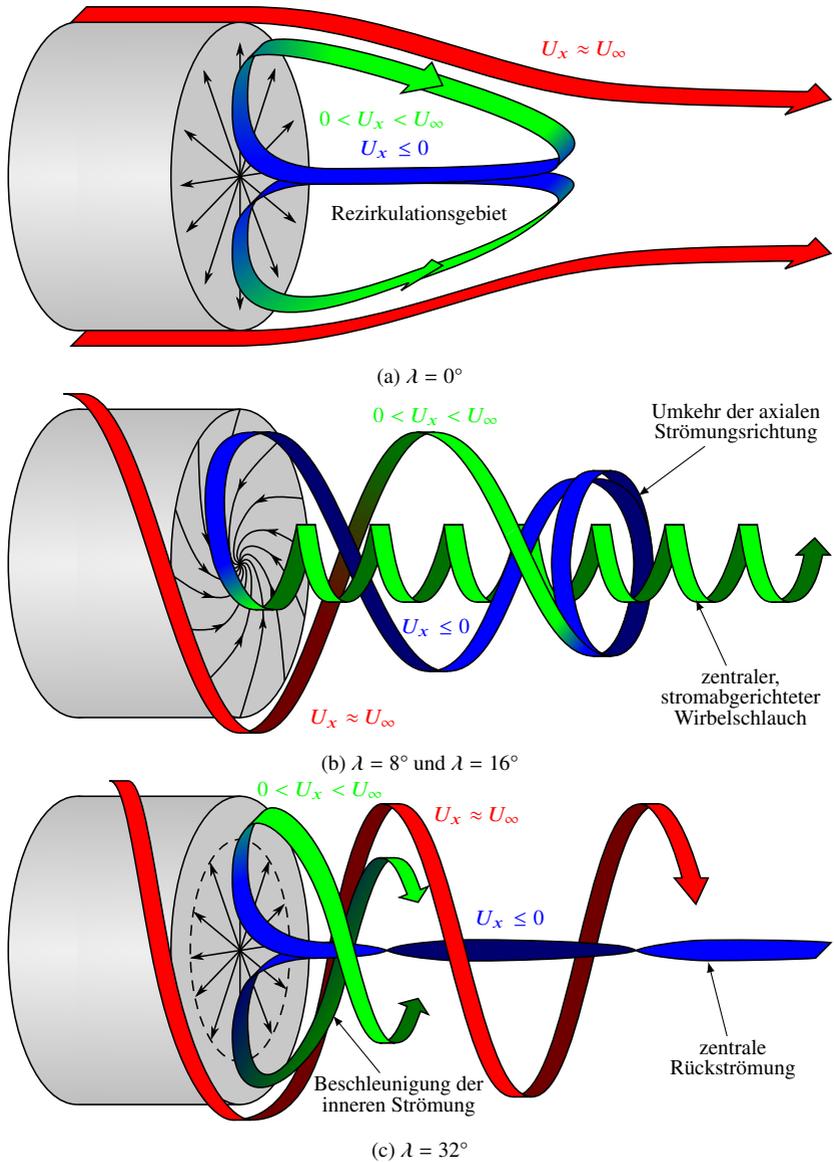
vergleicht die radiale Basisdruckverteilung der Messungen mittels PSP-Methode und Druckgebern. Die Ergebnisse der PSP-Messungen (Gauthier et al., 2017) wurden zeitlich und azimuthal gemittelt sowie mit dem in Kapitel 4.2.3, ebenfalls mittels PSP-Methode gemessenen, statischen Druck im Freistrom normiert. Für die PSP-Messungen wurde in Abbildung 5.12 die Standardabweichung  $\sigma_{\text{PSP}}$  der azimuthalen Druckverteilung vom Mittelwert der Messungen angegeben. Die PSP-Messungen ergaben für  $r/R < 0.9$  keine azimuthalen Druckverteilungen, die die Messergebnisse der zufällig an der Basis verteilten Druckbohrungen (Kapitel 5.3.2 und 5.4.3) beeinflusst haben könnten.

Die PSP-Ergebnisse (Gauthier et al., 2017) entsprechen qualitativ den Messergebnissen aus Kapitel 5.3.2, die mittels in das Modell integrierter Druckgeber gemessen wurden. Der gemessene Basisdruck des Modells mit geraden Leitflächen ( $\lambda = 0^\circ$ ) ist geringer als für den längsangeströmten Zylinder. Im Allgemeinen verringerte sich der mittlere Basisdruck mit ansteigendem Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$ . Eine Ausnahme stellt der Anstieg des Basisdruckes des Modells mit  $\lambda = 32^\circ$  gegenüber dem Modell mit  $\lambda = 24^\circ$  dar, der sich sowohl in den Messungen mit Druckgebern als auch mittels PSP-Methode ergab und in Kapitel 5.4 genauer betrachtet wurde. Außerdem zeigen beide Messmethoden für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  einen radialen Druckgradienten. Für das Modell mit  $\lambda = 8^\circ$  ergab sich für die Messungen mittels Druckgebern ein geringfügiger Druckanstieg vom Zentrum zur äußeren Kante der Basis, der in den PSP-Ergebnissen jedoch kaum erkennbar ist.

## 5.6 Fazit zu den experimentellen Ergebnissen

Die experimentellen Ergebnisse für die untersuchten Modelle mit unterschiedlichen Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$  zeigen die drei in Abbildung 5.13 schematisch dargestellten unterschiedlichen Strukturen der Nachlaufströmung.

Für  $\lambda = 0^\circ$  bildete sich im zeitlichen Mittel die in Abbildung 5.13a skizzierte Nachlaufströmung mit einem klassischen Rezirkulationsgebiet aus. Im Vergleich zu den Messergebnissen für den längsangeströmten Zylinder in Kapitel 4 hatten die Leitflächen einen stabilisierenden und homogenisierenden Einfluss auf das Rezirkulationsgebiet gezeigt, sodass die, durch die Düse verursachte, Strömungsasymmetrie im Nachlauf vermindert wurde. Nichtrotierende



**Abbildung 5.13:** Skizzen der zeitlich gemittelten Nachlaufstrukturen für Modelle mit unterschiedlichen Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$ .

Leitflächen ohne Anstellwinkel resultierten in einem um etwa 6% verminderten Basisdruck im Vergleich zum längsangeströmten Zylinder, veränderten die Struktur des Nachlaufs jedoch nicht.

In Abbildung 5.13b ist die Struktur des Nachlaufs für die Modelle mit Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$  von  $8^\circ$  und  $16^\circ$  dargestellt. Die rotierende Strömung löst an der Modellhinterkante ab und wird aufgrund des gegenüber der Anströmung geringeren Basisdruckes in Richtung der Achse beschleunigt. Die auf diese Weise konvergierende Strömung erzeugt einen in Strömungsrichtung ansteigenden Druckgradienten, der die axiale und radiale Strömungsgeschwindigkeit verringert. Außerdem nimmt die notwendige Zentripetalbeschleunigung für eine kreisförmige Bewegung mit konstantem Radius mit abnehmendem Abstand der Strömung zur Achse zu, sodass die Strömung nicht bis zur zentralen Achse vordringen kann. Ein Teil der Strömung wird deshalb bereits vor dem Erreichen der Achse in Richtung der Modellhinterkante umgelenkt. Auf diese Weise entsteht ein äußerer Wirbelring (1), wie er auch in den Messergebnissen für das Geschwindigkeitsfeld (Abbildungen 5.3b und 5.8a) unter Vernachlässigung der azimuthalen Geschwindigkeitskomponenten zu erkennen ist. Der gegenläufig rotierende, innere Wirbelring (2) lässt das Fluid aufgrund der verminderten Zentrifugalkräfte in der Nähe der Basisoberfläche von der Modellhinterkante zum Zentrum der Basis strömen und verursacht zusammen mit der Rotation der Strömung um die Modellachse die spiralförmige Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes. Die Azimutalgeschwindigkeiten im nahen Nachlaufgebiet erzeugen außerdem einen radialen Druckgradienten an der Basis. An der Achse bildet sich ein stromabgerichteter Wirbelschlauch mit geringem axialem Strömungsimpuls aus.

Für  $\lambda = 32^\circ$  bildete sich die in Abbildung 5.13c dargestellte Strömungsstruktur aus. Die an der Modellhinterkante ablösende, rotierende Strömung wird nur geringfügig in Richtung der Rotationsachse abgelenkt. Die äußere Strömung erfährt im Gegensatz zu den Nachlaufströmungen mit kleineren Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$  nur geringe Druckgradienten in Strömungsrichtung und wird deshalb kaum in Richtung der Basis umgelenkt. Durch die sich ausbildende Scherschicht wird jedoch ein Teil der inneren Strömung von der äußeren Strömung mitgerissen. Die Massenerhaltung für die innere Strömung resultiert in einer Rückströmung an der Achse. An der Modellbasis wird die zentrale Rückströmung in Richtung der Modellhinterkante umgelenkt. Durch den stark ansteigenden Abstand zur Rotationsachse reduziert sich aufgrund der

Drehimpulserhaltung eine eventuell vorhandene Winkelgeschwindigkeit der zentralen Rückströmung, sodass durch die Visualisierung der Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes keine Azimutalkomponente festgestellt werden konnte. Deshalb weist der Basisdruck im Gegensatz zu dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  auch keinen radialen Gradienten auf. Die Rückströmung löst von der Basis ab, bevor sie die Außenkante der Basis erreicht, sodass in den Visualisierungen der Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes ein charakteristischer Ablösungsring zu erkennen ist.

Die zusätzlich durchgeführten Messungen für  $\lambda = 24^\circ$  zeigen den Übergang zwischen der in Abbildung 5.13b gezeigten Nachlaufstruktur mit stromabgerichtetem, zentralem Wirbelschlauch und der in Abbildung 5.13c skizzierten Nachlaufstruktur mit einer Rückströmung an der Achse.

Insgesamt erbringen die experimentellen Ergebnisse den Nachweis, dass sich die Struktur der Nachlaufströmung aufgrund des eingebrachten Dralls veränderte. Die für  $\lambda = 8^\circ$  und  $\lambda = 16^\circ$  gemessenen Veränderungen konnten bisher nur durch numerische Simulationen von Hruschka und Leopold (2015) gezeigt werden. Außerdem konnte mit der in Abbildung 5.13c skizzierten Nachlaufstruktur, wie sie experimentell für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  nachgewiesen wurde, eine weitere Veränderung der Nachlaufströmung gezeigt werden. Die stabilitätstheoretischen Untersuchungen von Jiménez-González et al. (2014) sagen für sehr hohe Drallraten strukturelle Veränderungen einer laminaren, inkompressiblen Nachlaufströmung voraus, verweisen jedoch auf die Ausbildung von zwei getrennten Rezirkulationsblasen entlang der Zentralachse. Somit unterscheiden sich die vorliegenden experimentellen Ergebnisse von diesen stabilitätstheoretischen Untersuchungen nicht nur durch die turbulenten und kompressiblen Strömungsbedingungen, sondern auch durch die sich ausbildenden, grundsätzlich unterschiedlichen Strömungsstrukturen. Im Folgenden wurden deshalb numerische Simulationen durchgeführt, mittels derer unter anderem die Ursachen für diese in der Literatur bisher nicht beschriebene Strukturveränderung der Nachlaufströmung untersucht wurden.



## 6 Numerische Simulationen

Um einen detaillierten Einblick in das Strömungsfeld zu ermöglichen, wurden die experimentellen Untersuchungen mit numerischen Simulationen nachgebildet. Zusätzlich zum Nachweis der strukturellen Veränderungen der Nachlaufströmung in Kapitel 5 wurden die experimentellen Ergebnisse für die Modelle mit Leitflächenanstellwinkeln von  $0^\circ$ ,  $16^\circ$  und  $32^\circ$  in Kapitel 7 als Grundlage zur Validierung der benutzten Simulationen und ihrer Ergebnisse verwendet. Die validierten Simulationsergebnisse ermöglichten anschließend eine tiefere Analyse der beobachteten Strömungsstrukturen. Strömungsgrößen, die experimentell nicht oder nur mit hohem Aufwand messbar waren, konnten somit den Simulationsergebnissen entnommen werden. Außerdem wurde in Anhang B.2 durch numerische Simulationen gezeigt, dass der für die Vermessung des Geschwindigkeitsfeldes mittels PIV-Methode notwendige Massenstrom in den nahen Nachlauf die Struktur der Nachlaufströmung für die Leitflächenanstellwinkel von  $0^\circ$ ,  $16^\circ$  und  $32^\circ$  nicht grundlegend veränderte. Im Folgenden werden zunächst die numerischen Methoden anhand von Strömungssimulationen für den längsangeströmten Zylinder beschrieben.

Die kompressiblen Nachlaufströmungen wurden kontinuumsmechanisch mittels Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie beschrieben. Zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen den thermischen Zustandsgrößen wurde, basierend auf der Annahme eines thermisch idealen Gases, die allgemeine Gasgleichung verwendet (Oswatitsch, 1952). Die Abhängigkeit der spezifischen Wärmekapazität des Fluids von der Temperatur wurde durch ein Polynom achten Grades im Temperaturbereich zwischen 100 K und 1000 K für trockene Luft beschrieben (ANSYS, 2013). Die thermische Leitfähigkeit des Fluids wurde mittels kinetischer Gastheorie und die Viskosität mit der Drei-Koeffizienten-Methode für trockene Luft nach Sutherland aus der lokalen Temperatur bestimmt (Anderson, 2006).

Das resultierende System gekoppelter, nichtlinearer, partieller Differentialgleichungen zweiter Ordnung, deren Impulserhaltungsgleichungen als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet werden (Oertel et al., 2009), hat keine allgemeingültige analytische Lösung. Deshalb wurden die Erhaltungsgleichungen und das Rechengebiet diskretisiert, sodass das Gleichungssystem mittels numerischer Verfahren gelöst werden konnte (Ferziger und Perić, 2008). Für die numerischen Simulationen dieser Arbeit wurde eine Finite-Volumen-Methode mit einem kommerziellen, druckbasierten, gekoppelten, impliziten Gleichungslöser (ANSYS, 2013) verwendet.

## 6.1 Turbulenzmodellierung

Als Direkte Numerische Simulation (DNS) werden Simulationen mit einer räumlichen und zeitlichen Diskretisierung beschrieben, die es ermöglicht sämtliche Wirbelskalen aufzulösen (Ferziger und Perić, 2008). Um die kleinsten Wirbel räumlich aufzulösen, ist eine hohe räumliche Diskretisierungsdichte nötig, sodass ein hoher Rechenaufwand entsteht. Wegen der beschränkten Rechenkapazitäten sind DNS-Simulationen heutzutage nur für Strömungen mit geringer geometrischer Komplexität und niedriger Reynoldszahl möglich (Spalart, 2000, Laurien und Oertel, 2011, Spalart und Venkatakrishnan, 2016). Die Abbildungen 2.1 und 2.2 zeigen, dass DNS-Simulationen für Überschallnachlaufströmungen mit einer gegenüber den experimentellen Untersuchungen reduzierten Reynoldszahl zur Reduktion der Rechenzeiten qualitativ gute Ergebnisse erzielen können. Quantitativ ergeben sich dadurch jedoch deutliche Unterschiede zwischen den Ergebnissen der Simulationen und der Experimente.

Für Strömungen mit hoher geometrischer Komplexität oder hoher Reynoldszahl kann der Rechenaufwand numerischer Simulationen verringert werden, indem das Gleichungssystem um eine Turbulenzmodellierung erweitert wird (Laurien und Oertel, 2011). Der Einfluss turbulenter Schwankungen wird hierzu von einem Turbulenzmodell beschrieben, sodass im Allgemeinen ein gegenüber einer DNS-Simulation gröberes Rechengitter verwendet werden kann. Abhängig davon welche Teile der Turbulenz modelliert werden, können die Simulationsmethoden, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, in unterschiedliche Gruppen eingeteilt werden.

Eine Möglichkeit zur Turbulenzmodellierung ist die Verwendung Reynolds-gemittelter Navier-Stokes-Gleichungen (RANS). Die Strömungsgrößen werden hierzu in einen zeitlich konstanten Mittelwert und einen im zeitlichen Mittel verschwindenden Schwankungswert aufgeteilt. Der Schwankungswert beinhaltet sämtliche turbulenten Fluktuationen deren Einfluss auf die Strömung mit Hilfe eines Turbulenzmodells beschrieben wird. Für die Turbulenzmodellierung wird dazu oftmals die Annahme isotroper Turbulenz getroffen (Laurien und Oertel, 2011). Im Vergleich zu einer DNS-Simulation ist der Rechenaufwand einer RANS-Simulation um mehrere Größenordnungen geringer, sodass auch Strömungen mit hoher Reynoldszahl und geometrischer Komplexität berechnet werden können. Insbesondere Strömungen, die an Körpern anliegen, können mittels RANS-Methoden mit einem geringen Rechenaufwand gut beschrieben werden. In Ablösungsgebieten ist die Annahme isotroper Turbulenz häufig nicht gültig, weshalb RANS-Simulationen abgelöste Strömungen oftmals nicht korrekt beschreiben können. RANS-Methoden eignen sich deshalb nur in geringem Maße zur Turbulenzmodellierung in Überschallnachlaufströmungen, wie auch in den Abbildungen 2.1 und 2.2 zu erkennen ist (Laurien und Oertel, 2011).

Bei Large-Eddy-Simulationsmethoden (LES) werden die räumliche Diskretisierung des Rechengbietes und die zeitliche Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen so gewählt, dass die großskaligen, nichtisotropen Wirbel aufgelöst werden können (Sagaut, 2002). Ausschließlich die kleinsten Wirbel werden mit einem Subgrid-Scale-Turbulenzmodell (SGS), basierend auf der Annahme isotroper Turbulenz, beschrieben (Kolmogorov, 1991). Die Abbildungen 2.1 und 2.2 zeigen, dass LES-Methoden sehr gut geeignet sind, um Überschallnachlaufströmung zu beschreiben. Die kleinskalige Turbulenz in der Grenzschicht, die für eine gute quantitative Übereinstimmung der LES-Ergebnisse mit den Messergebnissen ebenfalls durch das Rechengitter aufgelöst werden muss, resultiert im Vergleich zu RANS-Methoden jedoch in höheren Rechenzeiten. Deshalb sind LES-Methoden für parametrische Studien von Überschallnachlaufströmungen nicht geeignet.

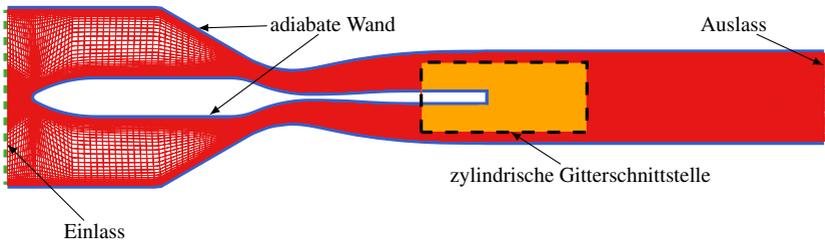
Um Strömungen, die sowohl abgelöste als auch anliegende Strömungsbereiche enthalten, effizient simulieren zu können, wurden hybride Methoden entwickelt, die eine Mischung aus RANS- und LES-Methoden darstellen. Eine dieser hybriden Methoden ist die Detached-Eddy-Simulationsmethode (DES), die die großskaligen Wirbel in den abgelösten Strömungsbereichen mittels

LES-Methode auflöst und die kleinskaligen Wirbel sowie die Wirbel in der Nähe fester Oberflächen mittels Turbulenzmodellierung beschreibt (Spalart et al., 1997). Diese Methode wurde ursprünglich für Ablösungen hinter Tragflügeln, basierend auf dem Wirbelviskositätsmodell von Spalart und Allmaras (1992), entwickelt. Strelets (2001) erweiterte diese Methode um das  $k$ - $\omega$ -SST-Wirbelviskositätsmodell von Menter (1994), um damit Strömungsablösungen in der Grenzschicht besser berechnen zu können.

Um den Einfluss der großskaligen, nichtisotropen Wirbel im Nachlauf abbilden zu können ohne die kleinskalige Turbulenz auflösen zu müssen, wurde für die folgenden numerischen Simulationen eine DES-Methode (Spalart, 2001) verwendet. Wie in Abbildung 2.1 gezeigt, sind numerische Simulationen mit DES-Methoden in der Lage, Überschallnachlaufströmungen qualitativ gut zu beschreiben. Zur Modellierung der kleinskaligen Wirbel und der Turbulenz in der Grenzschicht wurde das  $k$ - $\omega$ -SST-Wirbelviskositätsmodell nach Menter (1994) verwendet. Das  $k$ - $\omega$ -SST-Modell ist in der Lage, Strömungsablösungen abzubilden, die im Bereich der Leitflächen und damit im Gültigkeitsbereich der RANS-Formulierung auftreten (Menter, 1994). Die SST-Formulierung kombiniert hierfür die Anwendbarkeit der  $k$ - $\omega$ -Formulierung im Bereich der reinviskosen Unterschicht innerhalb der Grenzschicht mit der geringen Abhängigkeit der  $k$ - $\varepsilon$ -Formulierung von den Turbulenzeigenschaften im Freistrom (Menter, 1994).

## 6.2 Diskretisierung des Rechengebietes

Das Rechengebiet umfasste den gesamten in Abbildung 3.1 gezeigten Versuchsaufbau und wurde, wie in Abbildung 6.1 gezeigt, durch eine zylindrische Gitterschnittstelle in zwei Teilgebiete unterteilt. Das äußere Teilgebiet beinhalten die Wände des Windkanals sowie die Modellhalterung und umschloss das innere Teilgebiet mit den unterschiedlichen Modellkonfigurationen. Die axiale Ausdehnung der Ruhekammer wurde durch die Modellhalterung bestimmt, während die axiale Ausdehnung der Messkammer so gewählt wurde, dass die Strömung das Rechengebiet mit  $M > 1$  verließ. Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass die Randbedingungen am Auslass des Rechengebietes keine Auswirkungen auf das Nachlaufgebiet hatten. Am Einlass wurde entsprechend den mittleren experimentellen Bedingungen ein Ruhedruck von  $4,8 \cdot 10^5$  Pa

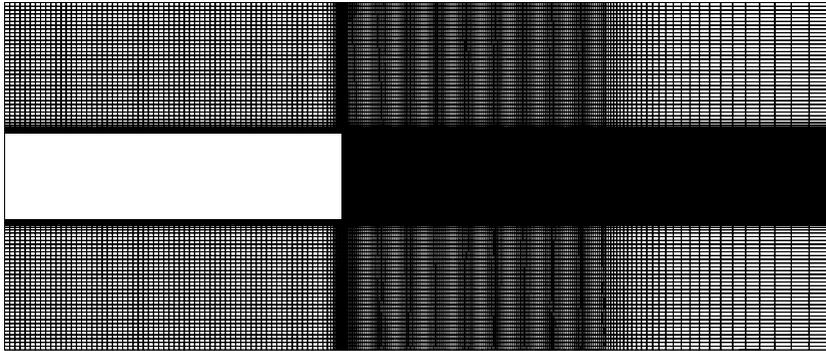


**Abbildung 6.1:** Aufteilung des verwendeten Rechengitters in ein äußeres und ein inneres Rechengebiet, die über eine zylindrische Gitterschnittstelle miteinander verbunden sind.

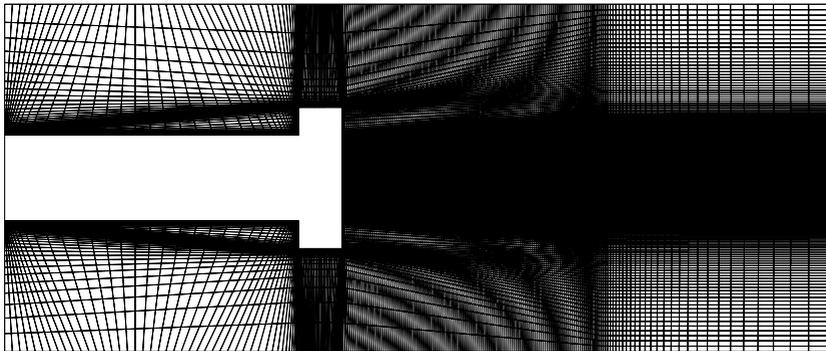
und eine Ruhetemperatur von 295 K vorgegeben. Die Wände des Windkanals und die Modelloberflächen wurden als reibungsbehaftete Wände modelliert. Da sich bei den Windkanalversuchen die Modelloberfläche innerhalb von wenigen Sekunden asymptotisch auf anschließend nahezu konstante Temperaturen abkühlte, sodass zwischen Strömung und Modell kein Wärmeaustausch mehr stattfand, wurden die Wände in den Simulationen außerdem als adiabat approximiert.

Für beide Teilgebiete wurden strukturierte Netze mit hexaederförmigen Zellen verwendet. Das äußere Teilgebiet umfasste etwa  $2 \cdot 10^6$  Gitterzellen. Für das innere Teilgebiet wurden die drei in Tabelle 6.1 aufgeführten Rechengitter mit unterschiedlichen räumlichen Auflösungen erzeugt. Um die großskaligen Wirbel mittels LES-Methode auflösen zu können, befand sich die höchste Gitterzellendichte, wie in Abbildung 6.2 für die mittlere Gitterauflösung gezeigt, im Nachlauf der unterschiedlichen Strömungskörper. Die Zellen wurden in diesem Bereich möglichst kubisch und gleichmäßig gewählt (Spalart, 2001). Der in Tabelle 6.1 angegebene Zeitschritt  $\Delta t$  der DES-Simulationen wurde für jedes der Rechengitter so gewählt, dass sich die Strömungsinformation im Nachlauf innerhalb eines Zeitschrittes konvektiv um maximal eine Zelle ausbreitete und sich die CFL-Zahl zu  $C_{CFL} = U\Delta t/\Delta x < 1$  ergab.

Wie in Abbildung 3.6 gezeigt, wurde die Grenzschicht an der zylindrischen Modelloberfläche mit einem dimensionslosen Wandabstand des wandnächsten Zellzentrums von  $y^+ \approx 1$  bis in die reinviskose Unterschicht (Schlichting und Gersten, 2006) aufgelöst. In Abbildung 3.6 wurde außerdem bereits gezeigt, dass die simulierte Grenzschichtdicke  $\delta$  von etwa 5 mm den experimentellen



(a) Längsangeströmter Zylinder



(b)  $\lambda = 0^\circ$

**Abbildung 6.2:** Inneres Rechengitter mit mittlerer Gitterauflösung ( $m = 2$ ) für den längsangeströmten Zylinder (a) und das Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  (b).

**Tabelle 6.1:** Übersicht über die räumliche Diskretisierung des inneren Rechengebietes

Gitterbezeichnung		grob	mittel	fein	
Gitterindex $m$		3	2	1	
gesamt $N_G$		$3,5 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^6$	$14 \cdot 10^6$	
Anzahl der Gitterzellen	axial	Anströmung	29	36	44
		Leitflächen	22	28	34
		naher Nachlauf	87	109	134
		ferner Nachlauf	18	23	29
	radial	äußere Strömung	11	18	23
		Leitflächen	26	28	34
		Nachlauf	74	91,5	116,5
	azimutal	324	396	516	
	numerischer Zeitschritt $\Delta t$ [s]		$3,0 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$

Werten entspricht. Unter der Annahme, dass die Grenzschicht der Leitflächen im Vergleich zur Grenzschicht der zylindrischen Oberfläche einen geringen Einfluss auf die Strömungsablösung an der Modellhinterkante und somit auf das Nachlaufgebiet hat, wurde die wandnahe Strömung an der Leitflächenoberfläche mittels Wandfunktionen (Lauder und Spalding, 1974) modelliert, sodass die Rechenzeit minimiert werden konnte (ANSYS, 2013). An der Leitflächenoberfläche wurde der wandnormale Abstand des wandnächsten Zellzentrums deshalb zu  $y^+ \approx 30$  gewählt. Für die Modellierung wurde eine Kombination der Ansätze von White und Christoph (1971) sowie Huang et al. (1993) verwendet. Auf diese Weise konnten sowohl die Kompressibilität der Strömung als auch der Einfluss von Druckgradienten berücksichtigt werden (ANSYS, 2013), welche beispielsweise durch die an benachbarten Leitflächenvorderkanten verursachten Verdichtungsstöße und Expansionen erzeugt wurden.

## 6.3 Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen

Die Flüsse der Erhaltungsgrößen wurden als lokales Riemann-Problem an den Zellflächen beschrieben. Der Impuls der Strömung im Zellzentrum wurde mit dem Bounded-Central-Differencing-Verfahren nach Leonard (1991) auf die Zellflächen projiziert. Dieses Verfahren basiert auf der von van Leer (1977, 1979) beschriebenen Grundstruktur für Diskretisierungsverfahren höherer Ordnung nach Godunov (1959). Zur Wahrung der Stabilität und zur Vermeidung unphysikalischer, numerischer Oszillationen bei größtmöglicher Genauigkeit verwendet das Schema für die Projektionen entweder ein reines zentrales Differenzenverfahren zweiter Ordnung, eine Mischung aus dem zentralen Differenzenverfahren zweiter Ordnung mit einem Upwind-Verfahren zweiter Ordnung (Barth und Jespersen, 1989) oder ein Upwind-Verfahren erster Ordnung (ANSYS, 2013). Das Upwind-Verfahren erster Ordnung, mit seiner im Vergleich zu den Verfahren zweiter Ordnung hohen numerischen Diffusion, wird ausschließlich zur Stabilisierung des numerischen Verfahrens benötigt, wenn die Verwendung der Diskretisierungsverfahren zweiter Ordnung zu unphysikalischen Oszillationen im Strömungsfeld führen (Leonard, 1988, Gaskell und Lau, 1988). Das Bounded-Central-Differencing-Verfahren (ANSYS, 2013) nach Leonard (1991) zeichnet sich aufgrund des verwendeten zentralen Differenzenverfahrens zweiter Ordnung gegenüber reinen Upwind-Verfahren, wie sie häufig für Überschallströmungen verwendet werden, durch eine geringe numerische Diffusion aus und ist somit für die Verwendung innerhalb einer DES-Methode geeignet (ANSYS, 2013). Für die Projektion der restlichen Erhaltungsgrößen aus dem Zellzentrum auf die Zellflächen wurde ein Diskretisierungsverfahren nach van Leer (1979) verwendet. Das Verfahren interpoliert ebenfalls zwischen dem numerisch stabileren Upwind-Verfahren zweiter Ordnung (Barth und Jespersen, 1989) und dem aufgrund seiner geringeren numerischen Diffusion genaueren zentralen Differenzenverfahren zweiter Ordnung (ANSYS, 2013). Für die Projektion des Druckes an die Zellwände wurde ein zentrales Differenzenverfahren zweiter Ordnung verwendet (ANSYS, 2013). Die zeitliche Diskretisierung wurde mittels eines impliziten Verfahrens zweiter Ordnung vorgenommen, welches zur Vermeidung unphysikalischer, numerischer Oszillationen zwischen einem Upwind-Verfahren erster und zweiter Ordnung interpoliert (ANSYS, 2013).

Die Gradienten des Strömungsfeldes wurden mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, basierend auf den zellzentrierten Strömungsgrößen, berechnet. Um die in Verbindung mit den Upwind-Diskretisierungsverfahren zweiter Ordnung entstehenden Oszillationen der Gradienten zu minimieren, wurden die Gradienten mit einem Minimum-Modulus-Verfahren nach Barth und Jespersen (1989) beschränkt.

## 6.4 Einfluss der räumlichen Diskretisierungsdichte auf das Simulationsergebnis

Zur Bestimmung des Einflusses der Diskretisierungsdichte auf das Simulationsergebnis wurde der über die Zeitdauer  $\Delta t_M$  und die Fläche der Basis  $A_b$  gemittelte Basisdruckkoeffizient

$$\overline{C_{p_b,m}} = \frac{1}{\Delta t_M} \int_{\Delta t_M} 2 \frac{\frac{1}{A_b} \int_{A_b} \frac{p_b}{p_\infty} dA - 1}{\gamma M_\infty^2} dt \quad (6.1)$$

für die unterschiedlichen Rechengitter  $m$  betrachtet. Das zeitliche Mittelungsintervall der transienten Simulationsergebnisse  $\Delta t_M$  wurde für alle Rechengitter zur Erreichung statistischer Konvergenz der Schwankungsgrößen zu  $7,5 \cdot 10^{-3}$  s gewählt. Dies entspricht etwa 10 vollständigen Durchströmungen des inneren Rechengitters mit einer Strömungsgeschwindigkeit von  $U_\infty$ . Bezogen auf den Basisdurchmesser ergab sich eine entdimensionalisierte Simulationszeit von  $(U_\infty/D)\Delta t_M = 97,5$ . Die Größenordnung der verwendeten entdimensionalisierten Simulationszeit entspricht der entdimensionalisierten Simulationszeit, die bei den DNS-Ergebnissen von Sandberg (2012) zur Erreichung statistischer Konvergenz der Schwankungsgrößen notwendig gewesen ist.

Für eine ausreichende relative Gitterauflösung  $h_m^* = \Delta x_m / \Delta x_{m=1}$  und zeitliche Mittelung nähert sich das Ergebnis für ein Gitter  $m$  dem Wert  $\overline{C_{p_b, m=0}}$  für ein theoretisches Gitter  $m = 0$  mit unendlich feiner relativer Auflösung

$$\lim_{m \rightarrow 0} h_m^* \approx \lim_{m \rightarrow 0} \frac{\sqrt[3]{N_{G, m=1}}}{\sqrt[3]{N_{G, m}}} = 0 \quad (6.2)$$

an. Der Einfluss der Diskretisierungsdichte auf das Simulationsergebnis wurde durch die von der relativen Gitterauflösungen  $h_m^*$ , dem konstanten Koeffizienten  $a$  und dem ebenfalls konstanten Exponenten  $q$  abhängige Abweichung

$$a(h_m^*)^q = \overline{C_{p_b, m}} - \overline{C_{p_b, m=0}} \quad (6.3)$$

des Basisdruckkoeffizientens  $\overline{C_{p_b, m}}$  von dem theoretischen Wert  $\overline{C_{p_b, m=0}}$  beschrieben. Zur Bestimmung der Konstanten  $a$  und  $q$  wurden die Ergebnisse  $\overline{C_{p_b, m}}$  für die drei Gitterauflösungen  $m = 1, 2, 3$  verwendet. Da sich die Gitterauflösungen jeweils um den Faktor  $\eta$  unterscheiden, ergibt sich bei asymptotischer Konvergenz die beobachtete Ordnung der Konvergenz zu

$$q = \frac{\ln \left( \frac{\overline{C_{p_b, m=3}} - \overline{C_{p_b, m=2}}}{\overline{C_{p_b, m=2}} - \overline{C_{p_b, m=1}}} \right)}{\ln(\eta)}. \quad (6.4)$$

Außerdem gilt

$$a = \frac{\overline{C_{p_b, m=2}} - \overline{C_{p_b, m=1}}}{\eta^q - 1}, \quad (6.5)$$

sodass sich der theoretische Grenzwert für  $m \rightarrow 0$  durch eine nach Richardson (1910) durchgeführte Extrapolation zu

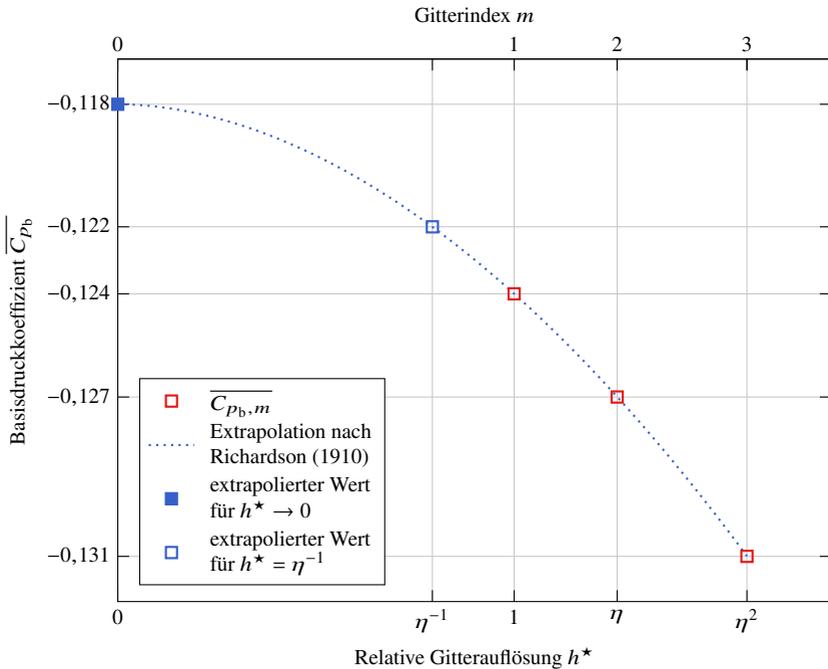
$$\overline{C_{p_b, m=0}} = \overline{C_{p_b, m=1}} - \frac{\overline{C_{p_b, m=2}} - \overline{C_{p_b, m=1}}}{\eta^q - 1} \quad (6.6)$$

ergibt (Roache, 1994).

Für die in Tabelle 6.1 angegebenen Rechengitter wurde  $\eta$  zu 1,26 bestimmt und liegt damit in dem von Roache (1994) empfohlenen Bereich zur Durchführung einer Richardson-Extrapolation numerischer Ergebnisse. Für den längsangeströmten Zylinder ergab sich mit den in Tabelle 6.2 angegebenen

**Tabelle 6.2:** Zeitlich und räumlich gemittelter Basisdruckkoeffizient für verschiedene räumliche Diskretisierungsdichten und Modelle, berechnet mittels DES-Methode.

$m$	$h_m^*$	$\overline{C_{p_b, m}}$			
		Zylinder	$\lambda = 0^\circ$	$\lambda = 16^\circ$	$\lambda = 32^\circ$
1	1	-0,124	-0,137	-0,256	-0,301
2	$\sqrt[3]{\frac{14}{7}}$	-0,127	-0,139	-0,253	-0,303
3	$\sqrt[3]{\frac{14}{3,5}}$	-0,131	-0,140	-0,256	-0,305



**Abbildung 6.3:** Richardson-Extrapolation des mittleren Basisdruckkoeffizienten  $\overline{C_{p_b}}$  für den längsangeströmten Zylinder.

Werten die beobachtete Konvergenzordnung zu  $q = 1,88$ . Die beobachtete Konvergenzordnung ist naturgemäß geringfügig kleiner als die formale Ordnung  $q_f = 2$  des verwendeten numerischen Schemas (Celik et al., 2005). Abbildung 6.3 zeigt die Extrapolation der numerischen Simulationsergebnisse für den längsangeströmten Zylinder auf ein Gitter mit unendlich feiner Auflösung  $h^* \rightarrow 0$ . Die Abweichung des auf dem feinsten Gitter  $m = 1$  berechneten Basisdruckkoeffizienten von dem extrapolierten Wert beträgt 5 %. Die sich daraus ergebende Unsicherheit der numerischen Ergebnisse wurde als ausreichend betrachtet, um die experimentell beobachteten Druckänderungen an der Modellbasis von bis zu 50 % wiedergeben zu können. Durch eine weitere Verdoppelung der Anzahl der numerischen Gitterzellen gegenüber dem Gitter  $m = 1$  und die daraus resultierende relative Gitterauflösung  $h^* = \eta^{-1}$  ist eine Verringerung der Abweichung zwischen dem simulierten und dem extrapolierten Wert auf 3 % zu erwarten. Aufgrund der damit einhergehenden höheren Rechenzeiten und der beschränkten vorhandenen Rechenkapazitäten wurde in der vorliegenden Arbeit jedoch auf Simulationen mit höheren Gitterauflösungen verzichtet.

Für die Modelle mit Leitflächen wurde keine asymptotische Konvergenz mit einer Konvergenzordnung in der Größenordnung der formalen Ordnung  $q_f$  festgestellt. Vreman et al. (1996) zeigten, dass für LES-Simulationen eine höhere Gitterauflösung nicht zwangsläufig zu kleineren numerischen Fehlern führt. Eine solche nichtasymptotische Konvergenz (Celik et al., 2005) zeigen die Simulationsergebnisse von Kawai und Fujii (2005) in Abbildung 2.1. Entgegen der allgemeinen Erwartung, dass eine LES-Simulation nur einen Bruchteil der turbulenten kinetischen Energie einer DNS-Lösung auflösen kann, kann ein zu grobes Rechengitter dazu führen, dass die aufgelöste turbulente kinetische Energie gegenüber einer DNS-Lösung überschätzt wird (Celik et al., 2005). Dies passiert, wenn die aufgelösten Schubspannungen und somit die Dissipationsrate der aufgelösten turbulenten kinetischen Energie von der LES-Simulation unterschätzt werden (Celik et al., 2005).

Aufgrund der nichtasymptotischen Konvergenz der Simulationen wurde die Richardson-Extrapolation für die Modelle mit Leitflächen mit der formalen Konvergenzordnung des numerischen Schemas  $q_f = 2$  sowie ausschließlich basierend auf dem feinen ( $m = 1$ ) und dem mittleren Gitter ( $m = 2$ ) durchgeführt.

Für die Simulationsergebnisse konnte anschließend ein Unsicherheitsbereich  $\left[ \overline{C_{p_b,m}}(1 \pm \text{GCI}_{p_b,m}) \right]$  für den numerisch berechneten Basisdruckkoeffizienten angegeben werden. Der Unsicherheitsbereich ist nach Roache (1994) unter Berücksichtigung eines Sicherheitsfaktors  $F_S$  als Gitterkonvergenzindex

$$\text{GCI}_{p_b,m} = \begin{cases} F_S \frac{\overline{C_{p_b,m+1}} - \overline{C_{p_b,m}}}{\overline{C_{p_b,m}}(\eta^q - 1)} & \text{für } m = 1, \\ F_S \frac{|\overline{C_{p_b,m}} - \overline{C_{p_b,m-1}}| \eta^q}{\overline{C_{p_b,m-1}}(\eta^q - 1)} & \text{für } m = 2, 3 \end{cases} \quad (6.7)$$

definiert. Da die Konvergenzordnung für den längsangeströmten Zylinder direkt aus den Simulationsergebnissen bestimmt werden konnte, wurde der Sicherheitsfaktor  $F_S$  für dieses Modell zu 1,25 gewählt (Roache, 1997). Für die Modelle mit Leitflächen wurde aufgrund der angenommenen Konvergenzordnung ein höherer Sicherheitsfaktor von  $\overline{F_S} = 3$  gewählt, um den größeren Unsicherheiten in der Bestimmung von  $\overline{C_{p_b,m=0}}$  gegenüber einer berechneten Konvergenzordnung Rechnung zu tragen (Roache, 2003).

Abbildung 6.4 zeigt die berechneten Basisdruckkoeffizienten der unterschiedlichen Modellkonfigurationen in Abhängigkeit von der Anzahl der Gitterzellen. Die Fehlerbalken geben für jedes Modell den berechneten  $\text{GCI}_{p_b,m}$  des jeweiligen Rechengitters  $m$  an. Da der  $\text{GCI}_{p_b,m}$  für die Modelle mit Leitflächen ausschließlich auf den Gittern  $m = 1$  und  $m = 2$  basiert, wurde für das Gitter  $m = 3$  kein Fehlerbalken eingezeichnet. In Abbildung 6.4 ist für die Modelle mit Leitflächen zu erkennen, dass die Unterschiede im Basisdruckkoeffizienten zwischen den einzelnen Modellen größer sind als der Unsicherheitsbereich der numerischen Simulationen. Die Simulationsergebnisse sind somit hinreichend genau, um die grundlegenden Veränderungen des Basisdruckes für die unterschiedlichen Modellkonfigurationen mit Leitflächen abbilden zu können.

Abbildung 6.5 zeigt das axiale Geschwindigkeitsfeld im Nachlauf des längsangeströmten Zylinders für die unterschiedlichen Gitterauflösungen  $m$ . Die entdimensionalisierte Axialgeschwindigkeit wurde für die numerischen Simulationen durch eine dichtegewichtete azimutale Mittelung der zeitlich gemittelten Axialgeschwindigkeit  $\overline{U_x}$  über  $N_\varphi = 361$  äquidistante, azimutale Gitterpunkte zu

$$U_{x,\text{Sim.}}^\star = \frac{\sum_{i=1}^{N_\varphi} \rho_i \overline{U_{x,i}}}{U_\infty \sum_{i=1}^{N_\varphi} \rho_i} \quad (6.8)$$

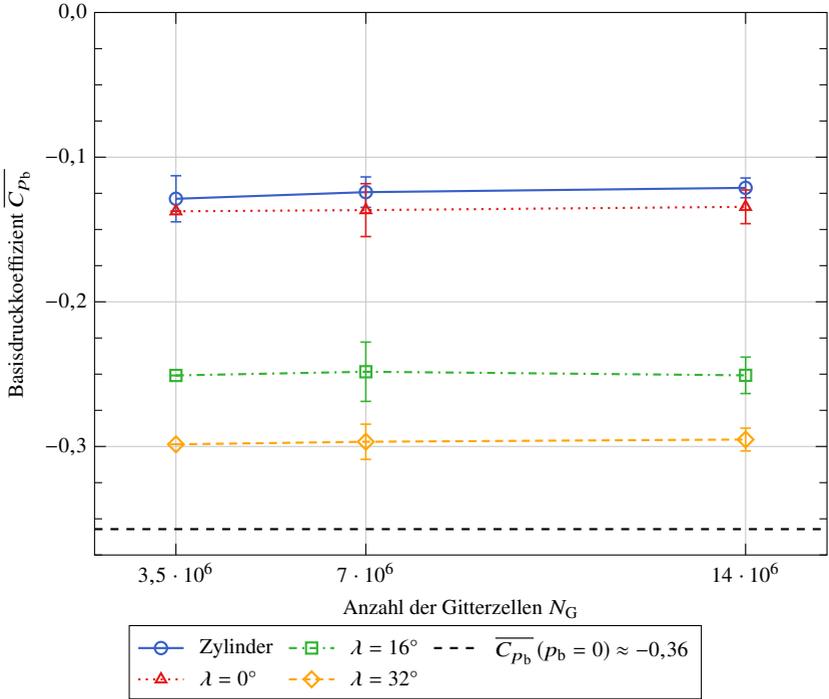
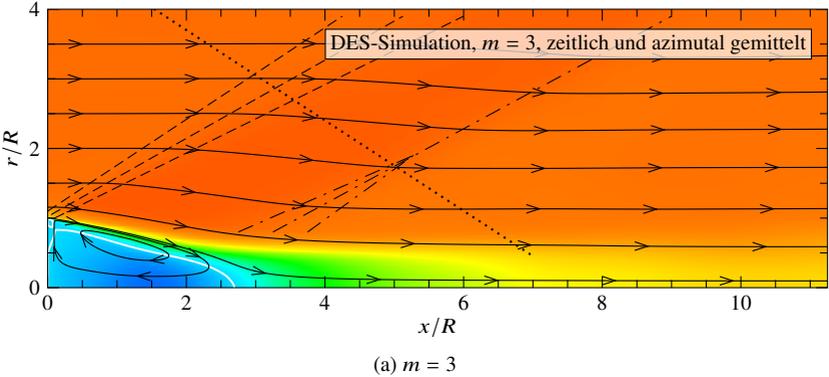
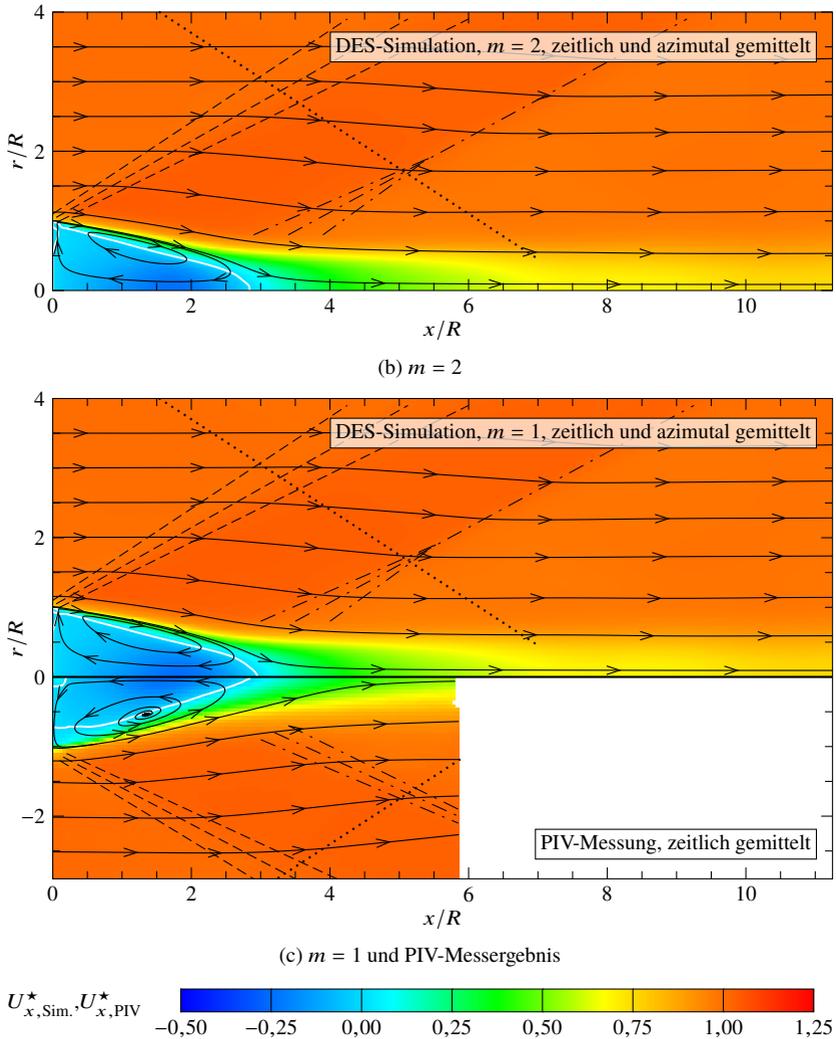


Abbildung 6.4: Abhängigkeit des Basisdruckkoeffizientens vom Rechengitter, eingezeichnet ist auch der theoretisch minimale Basisdruckkoeffizient von  $-0,36$  für  $p_b = 0$ .





**Abbildung 6.5:** Vergleich des auf unterschiedlichen Rechengittern  $m$  mittels DES-Methode simulierten, zeitlich und azimuthal gemittelten, relativen Axialgeschwindigkeitsfeldes für einen längsangeströmten Zylinder, eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, der Verdichtungsstoß, hervorgerufen durch das Ende der Lavaldüse ( $\cdots\cdots$ ), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante ( $-\cdot-\cdot-$ ) und die Isotachen  $U_x^* = 0$ ; zusätzlich werden die numerischen Ergebnisse für  $m = 1$  mit den PIV-Ergebnissen verglichen (c).

**Tabelle 6.3:** Quantitativer Vergleich der numerischen Ergebnisse für den längsangeströmten Zylinder auf den unterschiedlichen Rechengittern  $m$ .

	$x_{SP}/R$	$\min U_x^*$	$x _{\min U_x^*}/R$	$x _{\min U_x^*}/x_{SP}$
$m = 3$	$2,69 \pm 0,05$	$-0,25 \pm 0,01$	$1,51 \pm 0,05$	$(56 \pm 2) \%$
$m = 2$	$2,84 \pm 0,05$	$-0,25 \pm 0,01$	$1,76 \pm 0,05$	$(62 \pm 2) \%$
$m = 1$	$2,95 \pm 0,05$	$-0,25 \pm 0,01$	$1,77 \pm 0,05$	$(60 \pm 2) \%$

	$GCI_{x_{SP}}$	$GCI_{\min U_x^*}$	$GCI_{x _{\min U_x^*}}$	–
$m = 3$	5 %	–	–	–
$m = 2$	4 %	6 %	6 %	–
$m = 1$	3 %	4 %	4 %	–

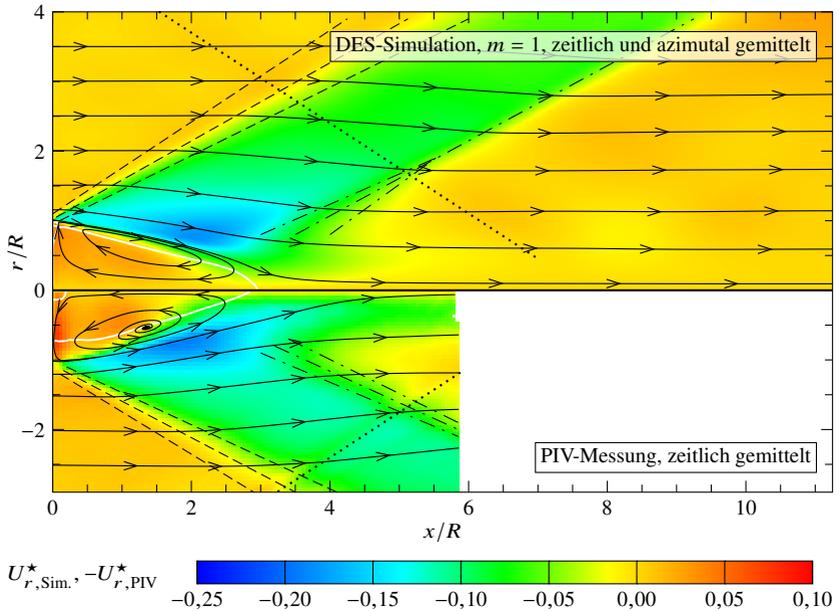
bestimmt. Qualitativ unterscheiden sich die mit unterschiedlichen Gitterauflösungen erzeugten numerischen Ergebnisse in Abbildung 6.5 nur geringfügig. Quantitativ ergaben sich die in Tabelle 6.3 angegebenen Unterschiede in der Position des hinteren Stagnationspunktes  $x_{SP}$  sowie der maximalen relativen Rückströmgeschwindigkeit  $\min U_x^*$  und deren axialer Position  $x|_{\min U_x^*}$ . Der GCI, basierend auf diesen Größen, liegt für das feine Gitter ( $m = 1$ ) im Bereich des  $GCI_{p_b, m=1}$ , der auf dem Basisdruckkoeffizienten basiert. Die Unsicherheiten der numerischen Ergebnisse in der Größenordnung von  $\pm 5 \%$  entsprechen den in Abbildung 2.1 gezeigten Abweichungen ähnlicher Simulationen von den experimentellen Ergebnissen von Herrin und Dutton (1994). Die Simulation auf dem Gitter  $m = 1$  überschätzte die Länge des Rezirkulationsgebietes gegenüber den PIV-Ergebnissen um 4 % und weist somit eine geringere relative Abweichung von den experimentellen Ergebnissen auf als die in Abbildung 2.2 gezeigten Simulationsergebnisse vergleichbarer hybrider RANS/LES-Methoden.

Die qualitativ und im Vergleich zu anderen DES-Simulationen in Abbildung 2.2 auch quantitativ gute Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Messergebnissen für das relative Axialgeschwindigkeitsfeld in Abbil-

derung 6.5c sowie für das relative Radialgeschwindigkeitsfeld in Abbildung 6.6 mit

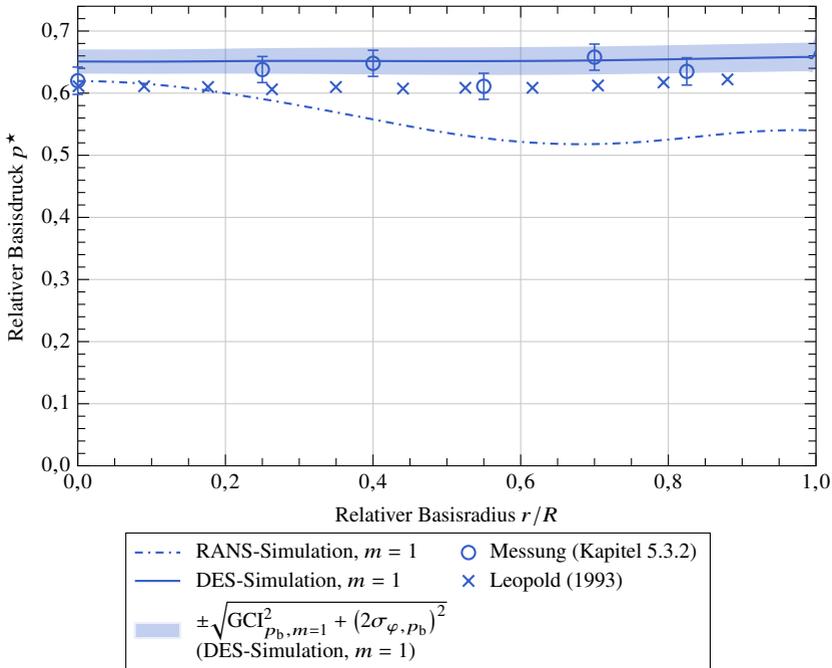
$$U_{r,\text{Sim.}}^* = \frac{\sum_{i=1}^{N_\varphi} \rho_i \overline{U_{r,i}}}{U_\infty \sum_{i=1}^{N_\varphi} \rho_i} \quad (6.9)$$

zeigt die ausreichende Auflösung des feinen Rechengitters ( $m = 1$ ) zur Beschreibung der grundlegenden strömungsmechanischen Prozesse des Nachlaufs. Im Folgenden wurden die Ergebnisse der DES-Simulationen zur Analyse der Strömungsfelder verwendet, die mit dem feinsten Gitter ( $m = 1$ ) erreicht wurden, da dies auch für die detaillierte Visualisierung der Ergebnisse von Vorteil ist.



**Abbildung 6.6:** Vergleich des auf dem Rechengittern  $m = 1$  mittels DES-Methode simulierten, zeitlich und azimuthal gemittelten, relativen Radialgeschwindigkeitsfeldes für einen längsangeströmten Zylinder mit PIV-Messergebnissen, eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, der Verdichtungsstoß, hervorgerufen durch das Ende der Lavaldüse ( $\cdots\cdots$ ), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante ( $-\cdot-\cdot-$ ) und die Isotachen  $U_x^* = 0$ .

## 6.5 Einfluss der Methode zur Turbulenzmodellierung auf das Simulationsergebnis



**Abbildung 6.7:** Vergleich von RANS- und DES-Methode anhand des zeitlich gemittelten, radialen Basisdruckverlaufes eines längsangeströmten Zylinders.

Abbildung 6.7 vergleicht den in Kapitel 5.3.2 gemessenen radialen Basisdruckverlauf des längsangeströmten Zylinders mit Simulationsergebnissen, die mit unterschiedlichen Turbulenzmodellierungsverfahren erzielt wurden. Die gezeigten DES- und RANS-Simulationen (Anhang A) wurden jeweils auf dem feinen Rechengitter ( $m = 1$ ) durchgeführt. Die RANS-Ergebnisse zeigen an der äußeren Kante der Basis einen Druckunterschied von  $>10\%$  gegenüber dem gemessenen Basisdruck. Dies wurde auch bei ähnlichen RANS-Simulationen von Sandberg und Fasel (2006b) sowie Fasel und Sandberg (2006) beobachtet.

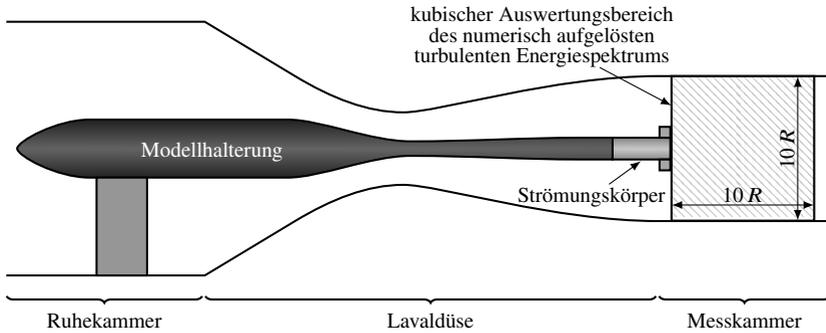
Aufgrund der zeitlichen Mittelung der RANS-Methode ergab sich im Zentrum der Basis ein Stagnationspunkt mit einem lokalen Druckmaximum. Von dort wurde die Strömung zur äußeren Kante der Basis beschleunigt, was in dem gezeigten radialen Druckgradienten resultierte. In der Nähe der äußeren Kante wurde die Strömung aufgrund der Strömungsumlenkung abgebremst, sodass der Druck wieder anstieg. Insgesamt sind RANS-Methoden aufgrund der zeitliche Mittelung der Strömungsprozesse nicht in der Lage, die experimentellen Ergebnisse für Überschallnachlaufströmungen hinreichend genau wiederzugeben (Baurle et al., 2001).

Die Ergebnisse der DES-Simulation zeigen im Gegensatz zu den RANS-Ergebnissen eine im zeitlichen Mittel nahezu homogene Druckverteilung an der Basis und eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Die Unsicherheit des mittels DES-Methode simulierten mittleren Basisdruckes wurde aus dem quadratischen Mittel des Gitterkonvergenzindex  $GCI_{p_b, m=1}$  und der doppelten Standardabweichung  $2\sigma_{\varphi, p_b}$  des in Abbildung 6.7 gezeigten azimutalen Mittelwertes des Basisdruckes bestimmt. Die Standardabweichung des Mittelwertes ist für die DES-Simulationen des längsangeströmten Zylinders gegenüber den numerischen Unsicherheiten vernachlässigbar klein. Der Vergleich von RANS- und DES-Methode für den längsangeströmten Zylinder bestätigt die Ergebnisse aus den Abbildungen 2.1 und 2.2, dass turbulenzauflösende Simulationsverfahren besser geeignet sind, um die strömungsmechanischen Prozesse einer Nachlaufströmung zu beschreiben.

Um das Auflösungsvermögen der durchgeführten DES-Simulationen beurteilen zu können, wurde das auf den Geschwindigkeitsfluktuationen  $U'$  basierende aufgelöste turbulente Energiespektrum

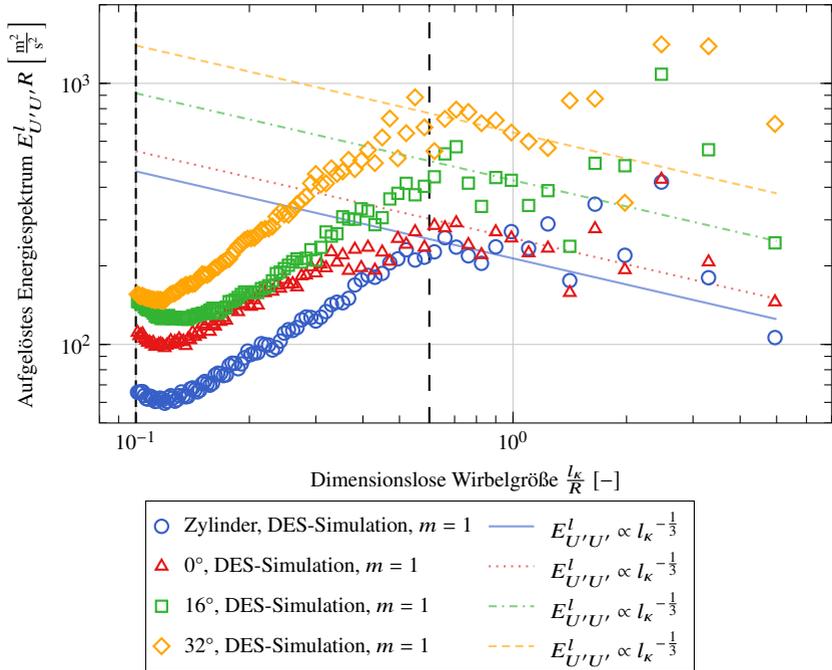
$$E_{U'U'}(\kappa) = \sum_{i=1}^3 2\pi(\kappa_i \kappa_i) \frac{\langle U^*(\kappa_i) U(\kappa_i) \rangle}{(\Delta\kappa)^3} \quad (6.10)$$

in Abhängigkeit von den Wellenzahlen  $\kappa_i$  der drei Raumrichtungen untersucht, die sich aus der Fourier-Transformierten des Geschwindigkeitsfeld  $U(\kappa_i)$  und deren komplexer Konjugation  $U^*(\kappa_i)$  ergaben. Die Auswertung wurde in dem in Abbildung 6.8 gezeigten kubischen Bereich hinter den Strömungskörpern ( $0 < x/R < 10$ ,  $-5 < y/R < 5$  und  $-5 < z/R < 5$ ) vorgenommen.



**Abbildung 6.8:** Skizze des Auswertungsbereiches des aufgelösten turbulenten Energiespektrums.

Abbildung 6.9 zeigt das innerhalb dieses Bereiches aufgelöste und mit dem Basisradius  $R$  skalierte turbulente Energiespektrum  $E_{U'U'}^l(l_\kappa)R = E_{U'U'}(l_\kappa)\frac{\kappa^2 R}{2\pi}$  (Davidson, 2018), bezogen auf die turbulente Längenskala  $l_\kappa = 2\pi/\kappa$ , für die unterschiedlichen Modellkonfigurationen. Wirbel mit einer großen dimensionslosen Längenskala ( $l_\kappa/R \approx 1$ ) zerfallen in kleinere Wirbel und transportieren so die turbulente kinetische Energie zu den kleineren turbulenten Längenskalen. Für isotrope Turbulenz gilt nach Kolmogorov (1991)  $E_{U'U'}^l \propto l_\kappa^{-1/3}$  (Davidson, 2018). Abbildung 6.9 zeigt, dass die turbulenten Skalen für alle Modellkonfigurationen bis in den Bereich nahezu isotroper Turbulenz ( $l_\kappa/R \lesssim 1$ ) aufgelöst wurden. Für Wirbelgrößen  $l_\kappa/R \lesssim 0,6$  weicht das aufgelöste Energiespektrum von der Gesetzmäßigkeit der isotropen Turbulenz nach Kolmogorov (1991) ab, da ein Teil der turbulenten Strukturen abhängig von der lokalen Gitterauflösung durch das numerische Verfahren nicht mehr aufgelöst werden konnte und deren turbulente kinetische Energie somit an das SGS-Turbulenzmodell übertragen wurde. Als maximales lokales Auflösungsvermögen des numerischen Gitters wurde die doppelte Kantenlänge der Gitterzellen  $2\Delta x = 2(\Delta V)^{-1/3}$  basierend auf dem Zellvolumen angenommen. Da das Rechengitter im nahen Nachlauf turbulente Strukturen mit einer relativen Wirbelgröße  $l_\kappa/R$  bis 0,1 und in der äußeren Strömung lediglich bis 0,6 auflösen konnte, erfolgte ein gradueller Übergang zwischen aufgelöster und modellierter turbulenter kinetischer Energie. Das SGS-Turbulenzmodell wurde in der abgelösten Strömung ausschließlich für Wirbelgrößen  $l_\kappa/R < 0,6$  verwendet, die Teil der isotropen Feinstruktur-Turbulenz waren und sich deshalb mittels Wirbelviskositätsmodellen gut beschreiben



**Abbildung 6.9:** Aufgelöstes turbulentes Energiespektrum in Abhängigkeit von der Wirbelgröße für die DES-Simulationen des längsangeströmten Zylinders und der Modelle mit Leitflächen, eingezeichnet ist die Abhängigkeit  $E_{U',U'}^l \propto l_k^{-1/3}$  für isotrope Turbulenz nach Kolmogorov (1991) sowie das typische Auflösungsvermögen des Rechengitters für turbulente Strukturen im Nachlauf (---) und in der äußeren Strömung (— —).

ließen (Laurien und Oertel, 2011). Außerdem zeigt Abbildung 6.9, dass für höhere Leitflächenanstellwinkel insgesamt mehr turbulente kinetische Energie durch das numerische Schema aufgelöst wurde. Die aufgelöste turbulente kinetische Energie des Nachlaufs mit  $\lambda = 32^\circ$  ist mehr als doppelt so hoch, wie die für den längsangeströmten Zylinder.



## **7 Numerische Ergebnisse und Interpretation der Messergebnisse**

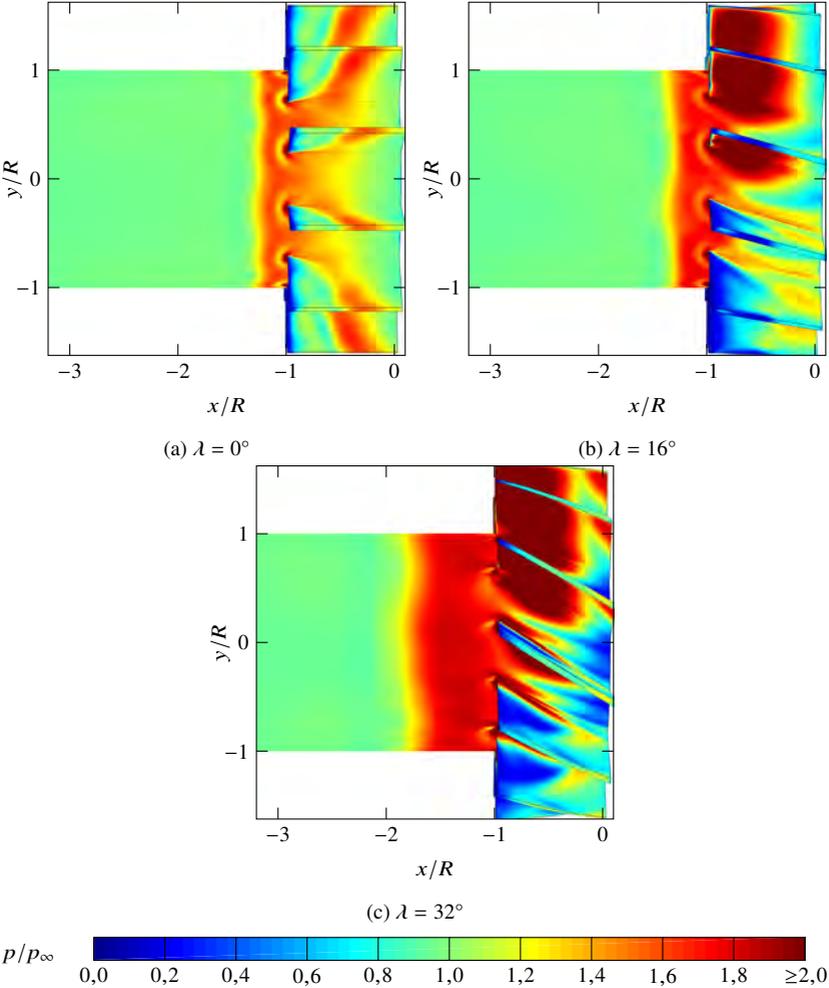
Bevor die Messergebnisse zusammen mit den Simulationsergebnissen in Kapitel 7.2 genauer analysiert werden konnten, wurden die experimentellen und numerischen Ergebnisse in Kapitel 7.1 zunächst auf Übereinstimmung bezüglich der grundlegenden Strömungsprozesse untersucht.

### **7.1 Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse**

Für den Vergleich mit den numerischen Ergebnissen wurden im Folgenden exemplarisch für die drei, in Abbildung 5.13 dargestellten, unterschiedlichen Nachlaufstrukturen die experimentellen Ergebnisse für die Modelle mit Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$  von  $0^\circ$ ,  $16^\circ$  und  $32^\circ$  verwendet. Ziel dieses Vergleiches war es den Gültigkeitsbereich der numerischen Simulationsergebnisse für die unterschiedlichen Strömungsstrukturen zu bestimmen.

#### **7.1.1 Statischer Druck an der Modelloberfläche im Bereich der Leitflächen**

Zunächst wurde die Qualität der numerischen Simulationen stromauf der Strömungsablösung an der Modellhinterkante untersucht. Nur wenn die Simulationsergebnisse nicht bereits vor der Strömungsablösung an der Modellhinterkante maßgeblich von den experimentellen Ergebnissen abweichen, ist ein anschließender Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse im Nachlauf sinnvoll.



**Abbildung 7.1:** Simulierter, zeitlich gemittelter, mit  $p_\infty$  normierter Druck an der zylindrischen Modelloberfläche und an den Leitflächen.

Abbildung 7.1 zeigt die simulierten, zeitlich gemittelten, mit  $p_\infty$  normierten statischen Druckverteilungen an den Modelloberflächen. Die Simulationsergebnisse zeigen insbesondere bezüglich der Positionen der Grenzschichtablösungen vor den Leitflächen eine gute Übereinstimmung mit den in Abbildung 5.5 gezeigten PSP-Messergebnissen. Quantitative Vergleiche zwischen den PSP-Ergebnissen und dem simulierten Druck an der Modelloberfläche im Bereich der Leitflächen waren aufgrund der in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Temperaturabhängigkeit der PSP-Ergebnisse nur begrenzt möglich, sodass im Rahmen dieser Arbeit darauf verzichtet wurde.

Von dem in Kapitel 3.1.1 mittels Druckgeber bei  $x/R = -1,925$  gemessenen Druck weicht der simulierte, gemittelte statische Druck vor den Leitflächen mit  $0,59 \cdot 10^5$  Pa um etwa 3 % ab. Die Abweichung liegt somit im Bereich der Unsicherheiten von Simulation und Messung.

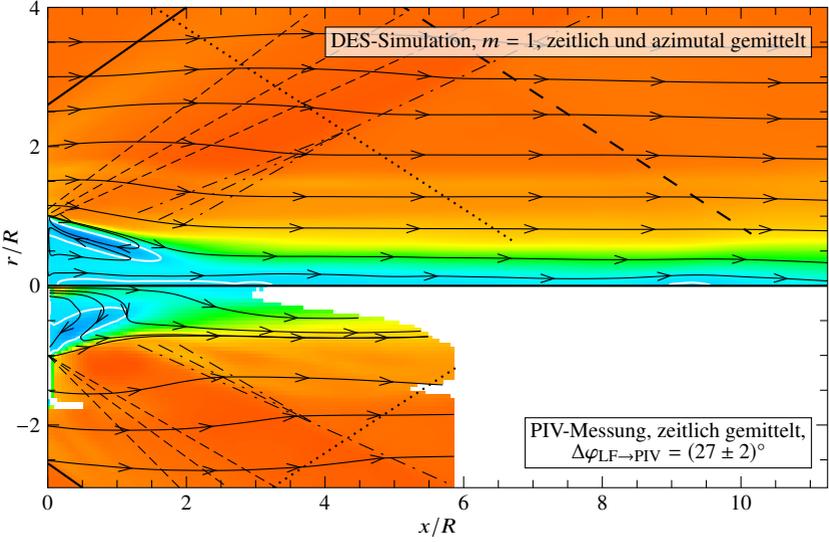
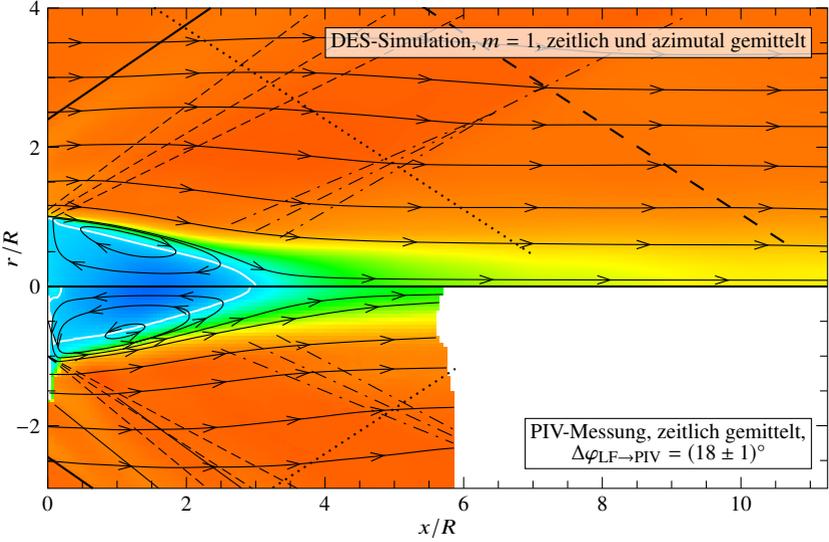
Da sich vor der Strömungsablösung an der Modellhinterkante keine maßgeblichen Abweichungen zwischen dem gemessenen und simulierten Strömungsfeld ergeben haben, wurde im Folgenden die Gültigkeit der numerischen Ergebnisse im Nachlauf überprüft.

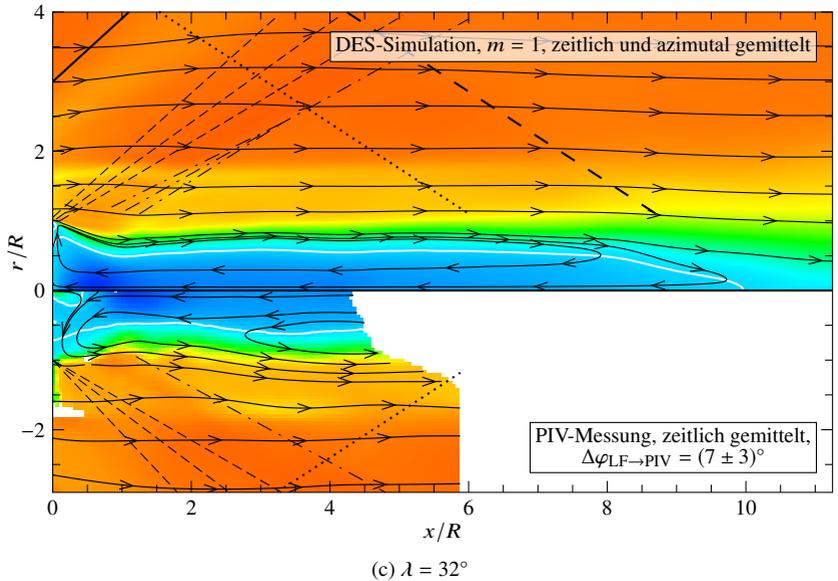
## 7.1.2 Axiales und radiales Geschwindigkeitsfeld

Die simulierten, zeitlich und azimuthal gemittelten Felder der axialen und radialen Geschwindigkeiten wurden in den Abbildungen 7.2 und 7.3 mit den experimentellen Ergebnissen in der zentralen Ebene hinter den Modellen verglichen.

Die Abbildungen 7.2a und 7.3a zeigen im Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 0^\circ$  eine gute Übereinstimmung der simulierten axialen und radialen Geschwindigkeiten mit den PIV-Messergebnissen. Die Abweichung zwischen den experimentellen und numerischen Ergebnissen von 3 % in der Länge des Rezirkulationsgebietes liegt innerhalb der experimentellen und numerischen Unsicherheiten.

Für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  bestätigt das in Abbildung 7.2b gezeigte numerische Ergebnis die Ausbildung des experimentell beobachteten, gegenläufig rotierenden, torusförmigen Wirbelpaares sowie der zentralen, stromabgerichteten Strömung in Form eines Wirbelschlauches. Abbildung 7.3b zeigt,



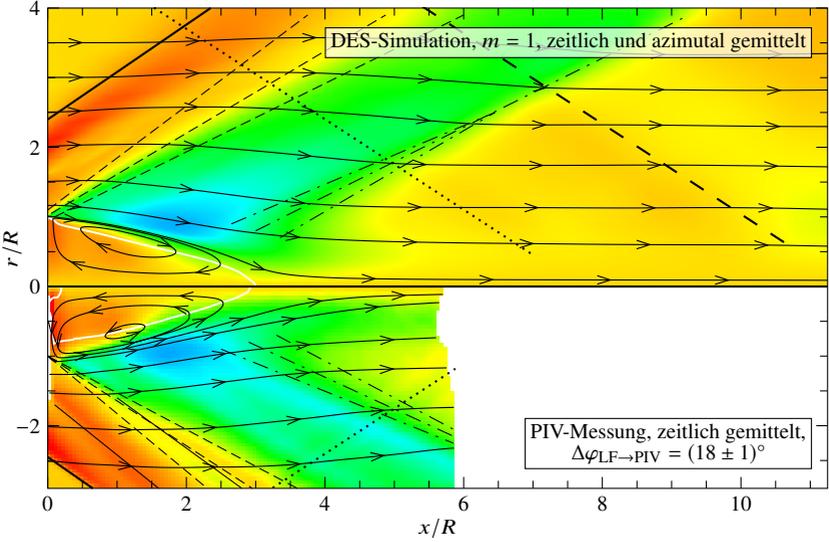


$U_{x, \text{Sim.}}^*, U_{x, \text{PIV}}^*$    
 -0,50 -0,25 0,00 0,25 0,50 0,75 1,00 1,25

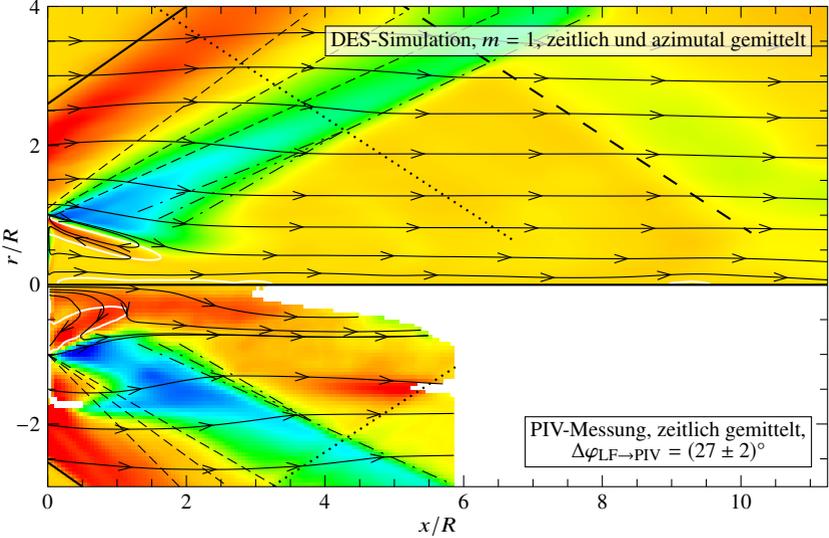
**Abbildung 7.2:** Vergleich der gemessenen (PIV) und simulierten (DES), relativen Axialgeschwindigkeiten hinter Modellen mit Leitflächen, eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie deren Reflexionen von den Windkanalwänden (---), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavaldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekompresseion (---) und die Isotachen  $U_x^* = 0$ .

dass die PIV-Messung die radiale Geschwindigkeit unmittelbar hinter dem Modell ( $0 < r/R < 1$ ) gegenüber dem Simulationsergebnis um bis zu 10% der Freistromgeschwindigkeit  $U_\infty$  überschätzte. Die Partikel der PIV-Messungen wurden aus dem Wirbelzentrum an der Modellachse verdrängt, da sie aufgrund ihrer im Vergleich zur Strömung höheren Dichte und der damit für eine kreisförmige Bewegung notwendigen höheren Zentripetalkräfte eine positive radiale Relativgeschwindigkeit gegenüber der Strömung aufwiesen.

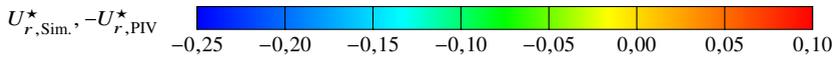
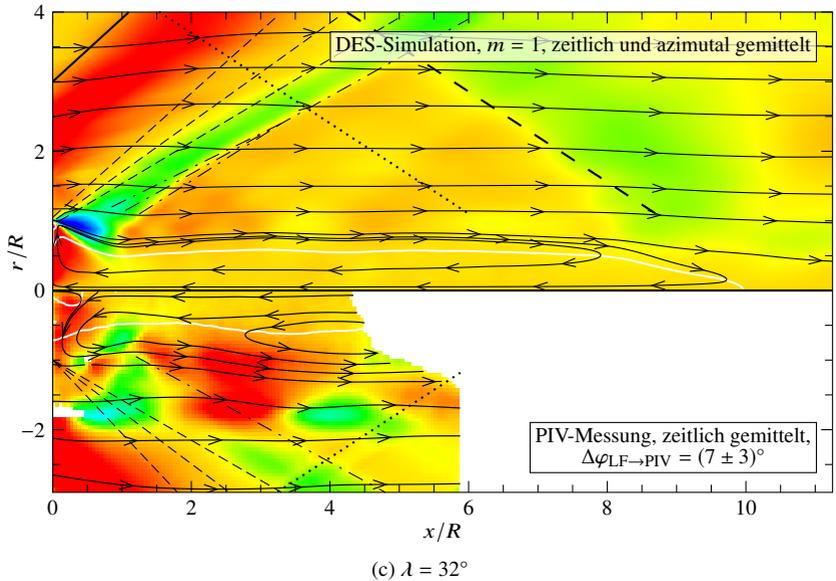
Das in Abbildung 7.2c gezeigte numerische Ergebnis für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  bestätigt die in den Experimenten gezeigte Umkehr der axialen Strömungs-



(a)  $\lambda = 0^\circ$

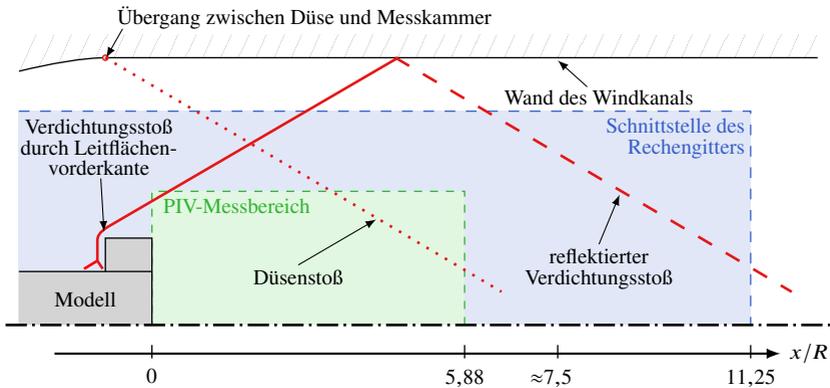


(b)  $\lambda = 16^\circ$



**Abbildung 7.3:** Vergleich der gemessenen (PIV) und simulierten (DES), relativen Radialgeschwindigkeiten  $U_{r,PIV}^*$  beziehungsweise  $U_{r,Sim}^*$  hinter Modellen mit Leitflächen, eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie deren Reflexionen von den Windkanalwänden (— —), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavaldüse (⋯⋯⋯), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekompresseion (- · -) und die Isotache  $U_x^* = 0$ .

richtung an der Achse im Vergleich zum Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 16^\circ$ . In Abbildung 7.3c ist zu erkennen, dass die PIV-Messung auch für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  die radialen Geschwindigkeiten gegenüber den numerischen Ergebnissen in der Größenordnung von 5% der Freistromgeschwindigkeit  $U_\infty$  überschätzt. Allerdings liegt der Bereich in dem die radialen Geschwindigkeiten überschätzt wurden im Gegensatz zu dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  zwischen  $r/R = 1$  und  $r/R = 1,6$ . Die geringen Abweichungen zwischen den numerischen und experimentellen Ergebnissen im Bereich  $0 < r/R < 1$  hinter dem Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  deuten darauf hin, dass die Azimutalgeschwindigkeiten dort gegenüber dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  vernachlässigbar sind.



**Abbildung 7.4:** Skizze der an den Leitflächenvorderkanten entstehenden und an den Windkanalwänden reflektierten Verdichtungsstöße sowie des Verdichtungsstoßes am Ende der Lavaldüse.

Abbildung 7.4 skizziert die Verdichtungsstöße, die an den Übergängen zwischen Düse und Messkammer entstanden. Diese Verdichtungsstöße sind auch in den in Abbildung 7.3 gezeigten experimentellen Ergebnissen zu erkennen. Weniger ausgeprägt sind diese Verdichtungsstöße in den numerischen Ergebnissen, da der Übergang zwischen Düse und Messkammer bei dem verwendeten Rechengitter nahezu glatt war. Zusätzlich zu dem äußerst schwachen Düsenschlag zeigt Abbildung 7.4 die an den Leitflächenvorderkanten entstehenden Verdichtungsstöße. Diese im Vergleich zum Düsenschlag stärkeren Verdichtungsstöße wurden an den Wänden des Windkanals reflektiert. Die reflektierten Verdichtungsstöße lagen außerhalb des PIV-Messbereiches und sind deshalb in den experimentellen Ergebnissen nicht zu erkennen. Die numerischen Ergebnisse in Abbildung 7.3 zeigen, dass sich die durch die Leitflächen erzeugten Verdichtungsstöße sowie deren Reflexionen von den Windkanalwänden mit zunehmendem Leitflächenanstellwinkel weiter stromauf befanden. In Abbildung 7.3c ist des Weiteren zu erkennen, dass die Nachlaufströmung bei  $x/R \approx 9$  mit den reflektierten Verdichtungsstößen interagiert. Die Strömung wird durch die reflektierten Verdichtungsstöße zunächst radial in Richtung der Achse umgelenkt. Ein Teil des Fluids kann den daraus resultierenden ansteigenden Druckgradienten nicht überwinden und strömt deshalb anschließend stromauf in Richtung des Modells. Ohne die reflektierten Verdichtungsstöße würde es im fernen Nachlauf aufgrund der viskosen

Reibung zu einer Abschwächung des Wirbels kommen. Somit würden die zentrifugalen Volumenkräfte abnehmen und das Fluid in Richtung der Achse vordringen können, sodass es vermutlich auch ohne reflektierte Verdichtungsstöße im Nachlauf zu einer Umkehr der axialen Strömungsrichtung kommen würde.

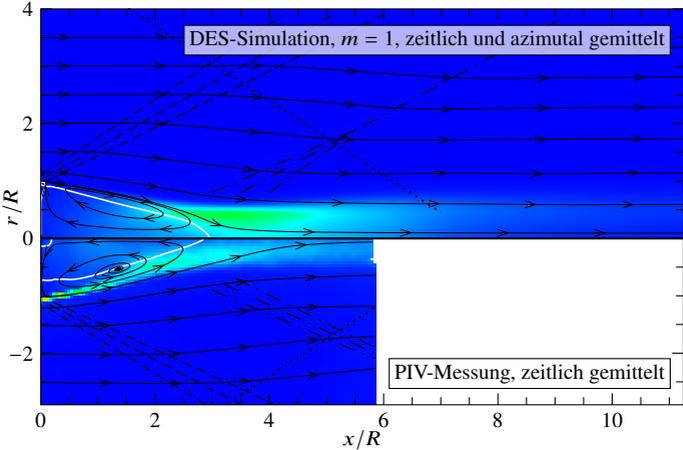
### 7.1.3 Turbulente kinetische Energie

Ein kritischer Punkt turbulenzmodellierender numerischer Verfahren ist die korrekte Beschreibung der turbulenten Prozesse. Um die Gültigkeit der gewählten Modellierungen zu überprüfen, wurden in Abbildung 7.5 die gemessene (PIV) und die mittels DES-Methode simulierte, entdimensionalisierte aufgelöste turbulente kinetische Energie

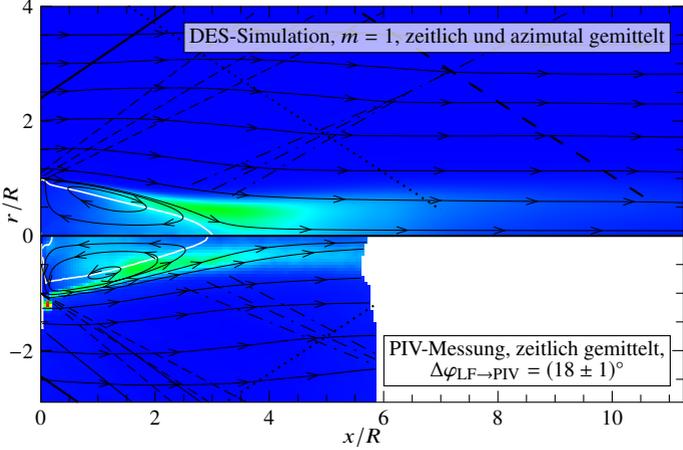
$$k_{U'_x, U'_r}^* = \frac{(U'_x)^2 + (U'_r)^2}{2U_\infty^2} \quad (7.1)$$

basierend auf den axialen und radialen Geschwindigkeitsfluktuationen  $U'_x$  und  $U'_r$  im Nachlauf verglichen. Sowohl die PIV- als auch die DES-Methode waren in ihren räumlichen Auflösungen durch die verwendeten diskreten Gitter begrenzt, sodass weder die numerischen noch die experimentellen Ergebnisse die kleinsten turbulenten Schwankungen enthalten. Beide Methoden waren jedoch in der Lage, die turbulenten Wirbelstrukturen in der Größenordnung  $l_\kappa/R \gtrsim 0,1$  im Nachlauf aufzulösen, die den größten Anteil an der gesamten turbulenten kinetischen Energie beinhalteten. Deshalb sind die experimentellen und numerischen Ergebnisse bezüglich der turbulenten kinetischen Energie trotz lokal unterschiedlicher Auflösungen näherungsweise vergleichbar.

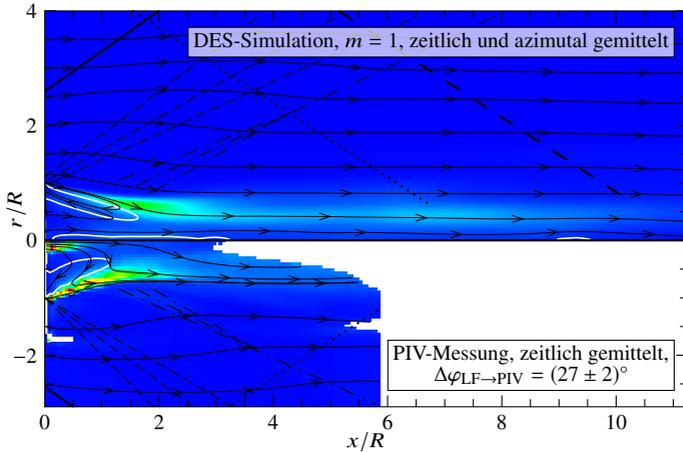
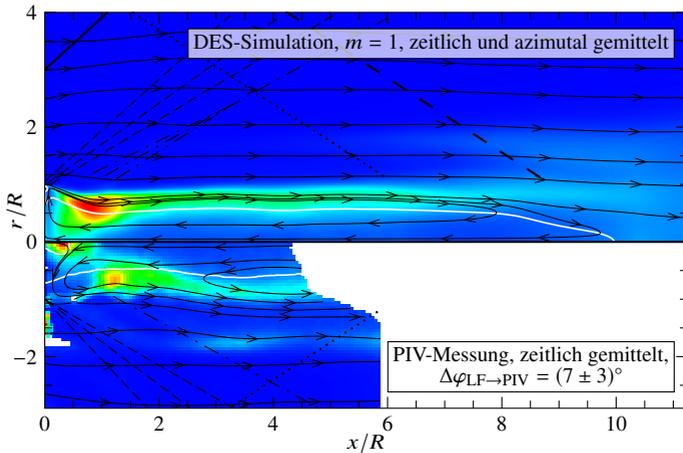
Die Abbildungen 7.5a und 7.5b zeigen, dass die turbulenten Wirbelstrukturen unmittelbar nach der Ablösung der Grenzschicht an der Modellhinterkante von der DES-Simulation nicht aufgelöst wurden. In den numerischen Simulationen fand an dieser Stelle ein unphysikalischer Übergang zwischen der modellierten Turbulenz der Grenzschicht und der aufgelösten Turbulenz im Nachlauf statt (Forsythe et al., 2002a). Im Bereich der Rekompensation hingegen überschätzten die numerischen Simulationen die turbulente kinetische Energie im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen. Dies ist zum einen auf das verwendete  $k$ - $\omega$ -SST-Wirbelviskositätsmodell zurückzuführen, welches in



(a) längsangeströmter Zylinder



(b)  $\lambda = 0^\circ$

(c)  $\lambda = 16^\circ$ (d)  $\lambda = 32^\circ$ 

**Abbildung 7.5:** Vergleich des gemessenen (PIV) und simulierten (DES), zeitlich gemittelten Feldes der relativen turbulenten kinetischen Energie  $k_{U_x^*, U_r^*}^*$ ; eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie deren Reflexionen von den Windkanalwänden (— —), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavalldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---) und die Rekompresseion (— · —) und die Isotachen  $U_x^* = 0$ .

Bereichen starker Druckgradienten die turbulente kinetische Energie tendenziell überschätzt (Oliver et al., 2007, Tan und Jin, 2011). Zum anderen können LES-Simulationsverfahren im Vergleich zu DNS-Lösungen bei zu geringer Gitterauflösung die Schubspannungen und damit die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie unterschätzen (Celik et al., 2005). Somit kann die turbulente kinetische Energie gegenüber DNS-Lösungen und experimentellen Ergebnissen überschätzt werden (Celik et al., 2005).

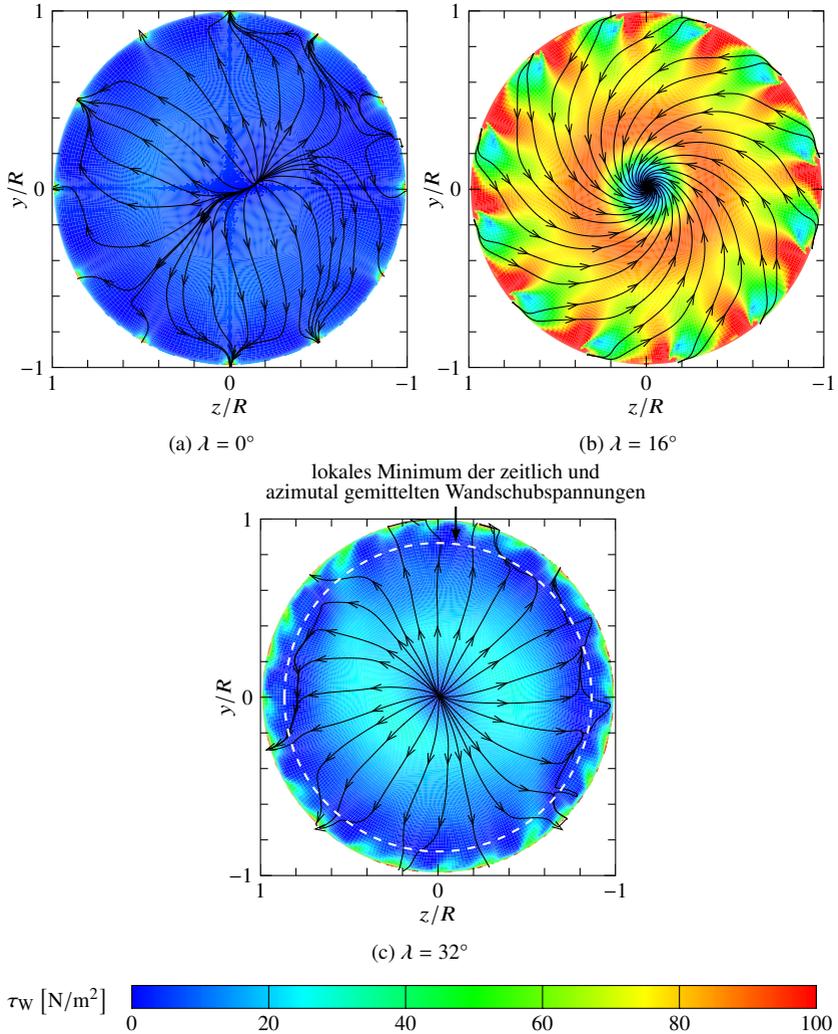
Der Vergleich von Abbildung 7.5a und Abbildung 7.5b zeigt, dass die Leitflächen des Modells mit  $\lambda = 0^\circ$  die turbulente kinetische Energie in der Scherschicht gegenüber dem längsangeströmten Zylinder geringfügig erhöhten. Dies führte zu einer veränderten Durchmischung zwischen der äußeren Strömung und dem Rezirkulationsgebiet und beeinflusste somit den Basisdruck (Sandberg und Fasel, 2006b). Bourdon und Dutton (2002) hatten gezeigt, dass azimuthale Wirbelstrukturen den Basisdruck erhöhen, während in Strömungsrichtung ausgerichtete turbulente Strukturen den Basisdruck vermindern (Bourdon und Dutton, 2001, Janssen und Dutton, 2005).

In Abbildung 7.5c ist auch für das numerische Simulationsergebnis des Modells mit  $\lambda = 16^\circ$  die im Vergleich zum Experiment geringere turbulente kinetische Energie unmittelbar nach der Strömungsablösung zu erkennen. Ansonsten stimmen die experimentellen und numerischen Ergebnisse für die Modelle mit  $\lambda = 0^\circ$  und  $\lambda = 16^\circ$  trotz der begrenzten räumlichen Auflösungen von PIV- und DES-Methode gut überein.

Für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  zeigt sich in Abbildung 7.5d sowohl in den experimentellen als auch den numerischen Ergebnissen ein gegenüber den anderen Modellen erhöhtes Niveau der turbulenten kinetischen Energie. Obwohl die Simulation für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  die turbulente kinetische Energie unmittelbar nach der Ablösung der Strömung überschätzte, zeigen die numerischen und experimentellen Ergebnisse ansonsten eine gute Übereinstimmung.

### 7.1.4 Wandschubspannungen

Die in Abbildung 7.6 gezeigten Richtungen der simulierten, zeitlich gemittelten Wandschubspannungen  $\tau_w$  an der Basis stimmen qualitativ mit den Strömungssichtbarmachungen mittels Ölanstrichverfahrens aus Abbildung 5.1 überein. Quantitativ zeigt Abbildung 7.6b für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$ , dass



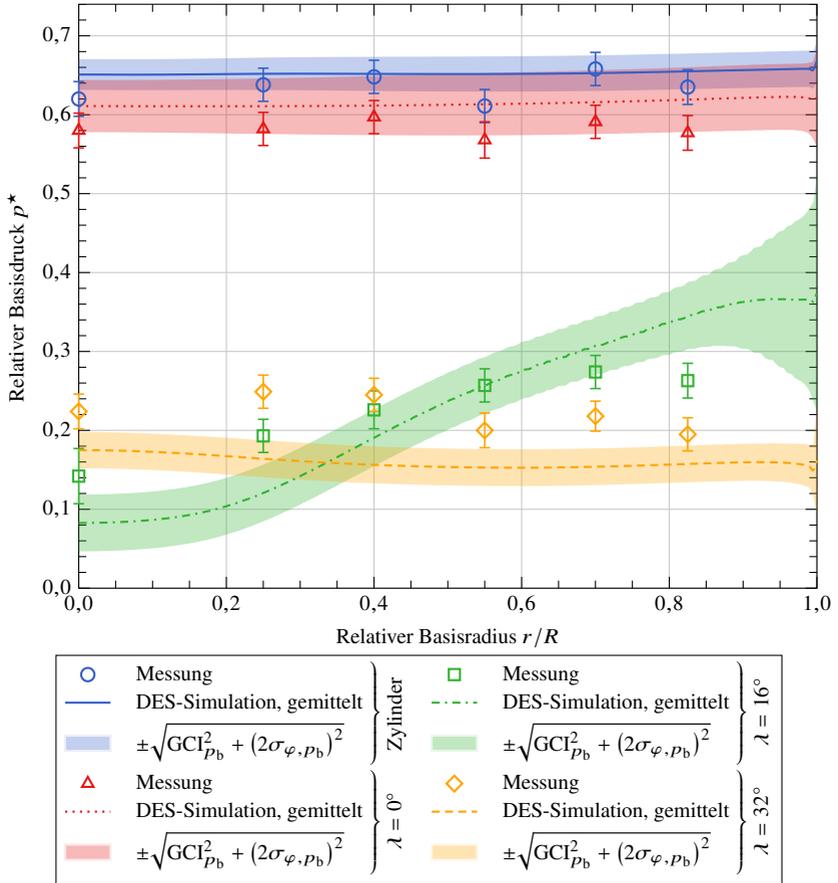
**Abbildung 7.6:** Zeitlich gemittelte, simulierte Wandschubspannungen an der Basis der Modelle mit Leitflächen.

die Wandschubspannungen im Vergleich zu dem Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  in Abbildung 7.6a größer sind. Dies ist die Folge des höheren Gesamtimpulses der Strömung im Nachlaufgebiet für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  aufgrund der zusätzlich vorhandenen azimuthalen Strömungsgeschwindigkeiten.

Abbildung 7.6c zeigt die hauptsächlich in positiver radialer Richtung orientierten Wandschubspannungen für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$ . Eine Rückströmung in Richtung des Basiszentrums ist nur lokal zu erkennen. Erst bei einem zehnmal höheren zeitlichen Mittelungsintervall wäre ein gemittelt Ergebnis zu erwarten gewesen, bei dem die azimuthalen Strömungsasymmetrien vernachlässigbar geworden wären (Forsythe et al., 2002b). Um den Rechenaufwand gering zu halten, wurde stattdessen eine zusätzliche azimuthale Mittelung durchgeführt, wie es von Forsythe et al. (2002b) für einen ähnlichen Fall vorgeschlagen wurde. Daraus resultierte das bei  $r/R=0,87$  eingezeichnete lokale Minimum der zeitlich und azimuthal gemittelten Wandschubspannungen, dessen radiale Position um nur 8,8 % von der in Abbildung 5.1c erkennbaren kreisförmigen Strömungsablösung abweicht. Abbildung 7.6c zeigt außerdem in Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen, dass die Azimutalkomponente der wandnahen Strömung im Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 32^\circ$  gegenüber dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  vernachlässigbar klein ist. Die Wandschubspannungen für  $\lambda = 32^\circ$  haben somit eine mit dem Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  vergleichbare Magnitude. Das Strömungsgebiet unmittelbar hinter dem Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  lässt sich deshalb analog zu dem Rezirkulationsgebiet des längsangeströmten Zylinders und des Modells mit  $\lambda = 0^\circ$  als Totwassergebiet mit geringem Strömungsimpuls charakterisieren.

### 7.1.5 Basisdruck

Abbildung 7.7 vergleicht den gemessenen Basisdruckverlauf mit den Ergebnissen der numerischen Simulation. Die Simulation für das Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  war in der Lage, den niedrigeren Basisdruck im Vergleich zum längsangeströmten Zylinder in der gemessenen Größenordnung von 6 % wiederzugeben. Für die Modelle mit Leitflächenanstellwinkeln von  $16^\circ$  und  $32^\circ$  reduzierte sich der Basisdruck im Mittel auf weniger als die Hälfte des Druckes des Modells mit  $\lambda = 0^\circ$  und entspricht damit qualitativ den Messergebnissen.



**Abbildung 7.7:** Vergleich der gemessenen Drücke an der Basis mit den mittels DES-Methode simulierten, zeitlich und azimutal gemittelten, radialen Basisdruckverläufen des längsangeströmten Zylinders und der Modelle mit Leitflächen.

Für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  bildete sich ein radialer Druckgradient aus, der in den numerischen Ergebnissen ausgeprägter ist als in den Messergebnissen. Der Druck am äußeren Rand der Basis ist in den numerischen Ergebnissen somit höher als in den Messergebnissen, während der Druck im Zentrum der Basis geringer ist als in den Experimenten. Der Anstieg der Unsicherheiten des Simulationsergebnisses im Bereich des äußeren Randes ( $r/R > 0,85$ ) resultiert aus der höheren Standardabweichung des Mittelwertes  $\sigma_{\varphi, p_b}$  der azimuthalen Druckverteilung für dieses Modell, die auch in Abbildung 5.5e auf der Modellverlängerung erkennbar ist. Im Umkehrschluss zeigen die vergleichsweise kleinen Unsicherheitsbereiche für  $r/R < 0,85$ , deren Magnitude in diesem Bereich außerdem hauptsächlich auf die Unsicherheiten der numerischen Berechnungen ( $GCI_{p_b}$ ) zurückzuführen ist, dass die zufällige azimuthale Verteilung der Druckbohrungen an der Basis selbst für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  keinen entscheidenden Einfluss auf die experimentellen Ergebnisse hatte.

Für  $\lambda = 32^\circ$  stimmen Simulation und Messungen bezüglich des gegenüber dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  vernachlässigbaren radialen Gradienten gut überein. Beide Ergebnisse zeigen ähnlich den Ergebnissen für den längsangeströmten Zylinder und das Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  nur eine geringe Abhängigkeit des Basisdruckes von der radialen Position. Die Simulation überschätzte jedoch im Vergleich zu den Messungen die Veränderung des Basisdruckes relativ zum längsangeströmten Zylinder, sodass der für  $\lambda = 32^\circ$  simulierte Basisdruck geringer ist als das Messergebnis.

### 7.1.6 Fazit zum Vergleich zwischen den Simulationen und Messungen

Die durchgeführten DES-Simulationen zeigen eine gute qualitative und teilweise auch quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen aus Kapitel 5. Die DES-Simulationen waren in der Lage, die in Kapitel 5 gemessenen strukturellen Veränderungen der Nachlaufströmung abzubilden. Die quantitativen Abweichungen zwischen den experimentellen und numerischen Ergebnissen sind im Allgemeinen geringer als die Unterschiede, die sich aufgrund der unterschiedlichen Anstellwinkel der Leitflächen ergaben. Die DES-Ergebnisse eignen sich aufgrund ihrer guten qualitativen Übereinstimmung mit den Messergebnissen für eine tiefergehende Analyse

der strömungsmechanischen Zusammenhänge zur Erklärung der in Kapitel 5 experimentell nachgewiesenen Veränderungen des Strömungsfeldes.

Außerdem konnten die Ergebnisse der numerischen Simulationen bereits Aufschluss über die Ursache der axialen Strömungsumlenkung im fernen Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 32^\circ$  geben, die mit experimentellen Methoden nicht untersucht werden konnte.

## 7.2 Interpretation der Mess- und Simulationsergebnisse

Im Folgenden wurden die numerischen Ergebnisse dazu verwendet, die Azimutalgeschwindigkeiten und das Druckfeld im Nachlauf zu untersuchen, die experimentell nicht vermessen werden konnten.

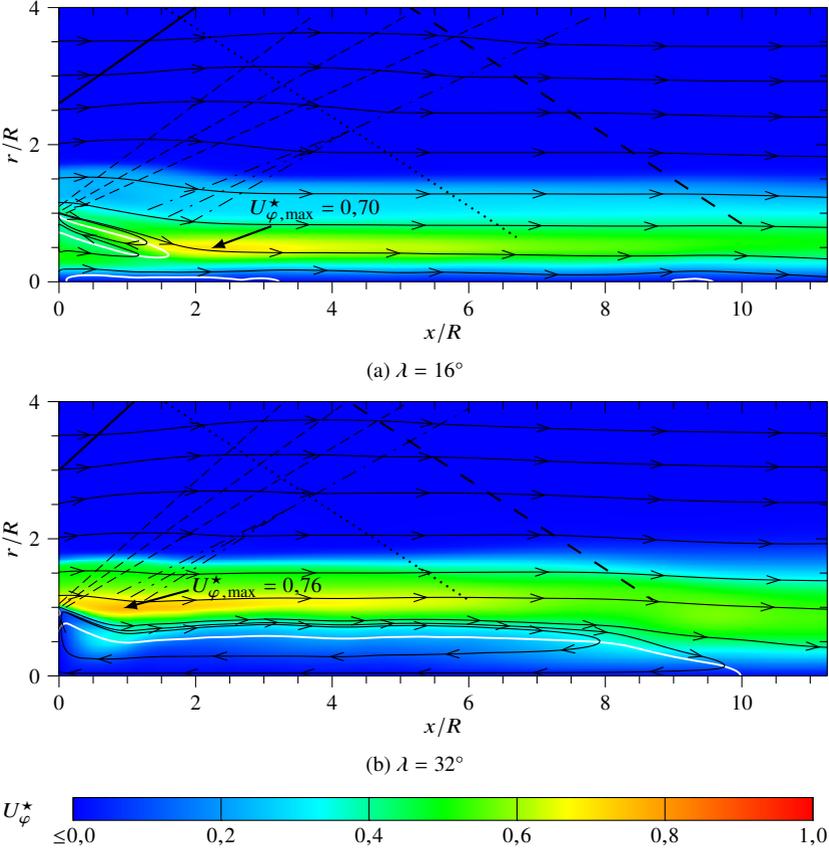
### 7.2.1 Azimutalgeschwindigkeit

Abbildung 7.8 zeigt die numerischen Ergebnisse der azimutal und zeitlich gemittelten relativen Azimutalgeschwindigkeiten

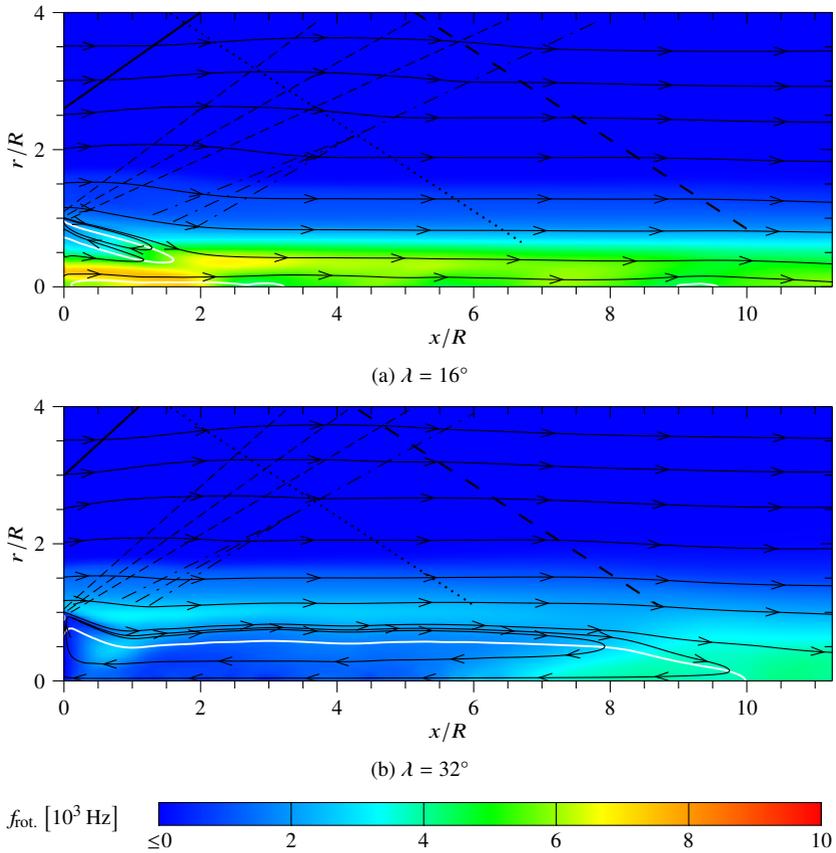
$$U_\varphi^* = \frac{\sum_{i=1}^{N_\varphi} \rho_i \overline{U_{\varphi,i}}}{U_\infty \sum_{i=1}^{N_\varphi} \rho_i} \quad (7.2)$$

für die Modelle mit den Leitflächenanstellwinkeln  $\lambda$  von  $16^\circ$  und  $32^\circ$ .

Für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  ist in Abbildung 7.8a zu erkennen, dass die relative Azimutalgeschwindigkeit unmittelbar nach der Ablösung der Strömung an der Modellhinterkante etwa 0,5 beträgt. Anschließend konvergierte die Strömung in Richtung der Modellachse, sodass die relative Azimutalgeschwindigkeit aufgrund der Drehimpulserhaltung auf bis zu 0,70 anstieg. Ein Teil des Drehimpulses wurde in dem Gebiet mit stromaufgerichteter Strömung in Richtung der Basis transportiert und versetzte somit die Strömung unmittelbar hinter dem Modell in eine rotierende Bewegung um die Zentralachse.



**Abbildung 7.8:** Zeitlich und azimuthal gemittelte, relative Azimutalgeschwindigkeit im Nachlauf der Modelle mit angestellten Leitflächen, eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie deren Reflexionen von der Windkanalwand (---), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavaldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterrante (---), die Rekompensation (— · —) und die Isotache  $U_x^* = 0$  und die maximale relative Azimutalgeschwindigkeit  $U_{\phi, \max}^*$ .



**Abbildung 7.9:** Zeitlich und azimuthal gemittelte Drallrate im Nachlauf der Modelle mit angestellten Leitflächen, eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie deren Reflexionen von der Windkanalwand (---), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavaldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (- · -) und die Isotache  $U_x^* = 0$ .

Abbildung 7.8b zeigt die relative Azimutalgeschwindigkeit im Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 32^\circ$ . Bereits unmittelbar nach der Ablösung der Strömung von der Modellhinterkante erreichte die Strömung die maximale relative Azimutalgeschwindigkeit von 0,76. Da aufgrund der in Strömungsrichtung nur geringfügig ansteigenden Druckgradienten kaum konvektiver Transport des Drehimpulses in das Strömungsgebiet unmittelbar hinter dem Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  stattfand, war die relative Azimutalgeschwindigkeit von  $<0,3$  in diesem Bereich, im Vergleich zu dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$ , vernachlässigbar gering. Die geringen Azimutalgeschwindigkeiten in der Nähe der Basis des Modells mit  $\lambda = 32^\circ$  wurden bereits aus den Ölvisualisierungen in Abbildung 5.1 erkenntlich.

Der Vergleich der Drallraten der Strömung  $f_{\text{rot.}} = U_\varphi^* U_\infty / (2\pi r)$  in Abbildung 7.9 zeigt, dass die maximal erreichte Rotationsrate von etwa 8000 Hz für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  trotz des geringeren Anstellwinkels  $\lambda$  nahezu doppelt so hoch ist wie für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$ . Der Drehimpuls konnte für  $\lambda = 16^\circ$  unmittelbar nach der Modellhinterkante bis in die Nähe der Modellachse vordringen, sodass die höchsten Drallraten für dieses Modell im Bereich  $x/R < 2$  entstanden. Für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  wurde die maximale Drallrate erst bei  $x/R \approx 10$  erreicht, als die Strömung durch die reflektierten Verdichtungsstöße der Leitflächenvorderkanten in Richtung der Modellachse umgelenkt wurde.

## 7.2.2 Radiale Druckgradienten und Zentrifugalkräfte

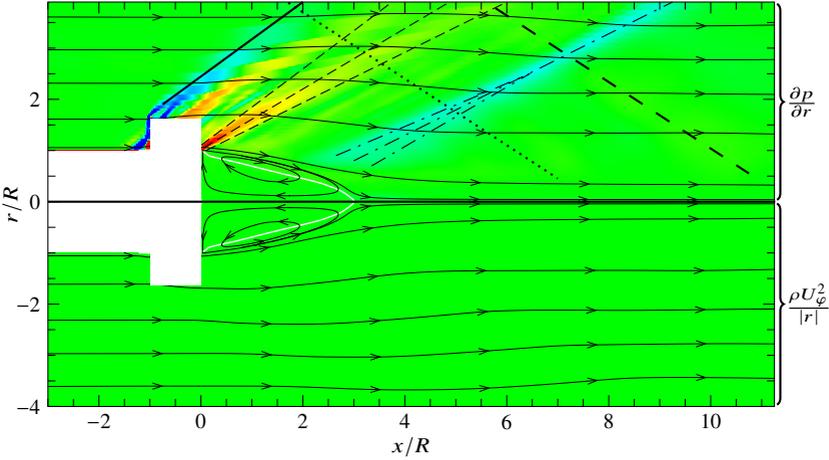
Der Vergleich von Abbildung 7.3 mit den Abbildungen 7.2 und 7.8 zeigt, dass die Radialgeschwindigkeiten für die Modelle mit angestellten Leitflächen um nahezu eine Größenordnung geringer waren als die Axial- und Azimutalgeschwindigkeiten. Diese kreisförmige Bewegung der Strömung mit einem nahezu konstanten Radius um die Zentralachse ist nur möglich, wenn innerhalb des Strömungsfeldes eine in Richtung der zentralen Achse wirkende Zentripetalkraft  $\rho U_\varphi^2 / r dV$  auf jedes Volumenelement  $dV$  wirkte. In einem mit dem Fluidelement  $dV$  mitrotierenden Koordinatensystem muss aufgrund der dort verschwindenden Azimutalgeschwindigkeit eine in positiver radialer Richtung wirkende zentrifugale Volumenkraftdichte  $\rho U_\varphi^2 / r$  eingeführt werden, um die Bewegung des Fluidelements  $dV$  korrekt beschreiben zu können. In Gaszentrifugen ergibt sich in diesem mitrotierenden Koordinatensystem

beispielsweise ein Gleichgewicht zwischen der zentrifugalen Volumenkraftdichte und dem radialen Druckgradienten (Kemp, 2009). Der Zusammenhang zwischen Azimutalgeschwindigkeiten und radialem Druckgradienten im Nachlauf wurde außerdem bereits in den Messungen des Basisdruckes für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  in Abbildung 5.6 sichtbar. In Abbildung 7.10 wurden deshalb die zentrifugale Volumenkraftdichte  $\rho U_\varphi^2/r$  in einem mitrotierenden Koordinatensystem mit dem radialen Druckgradienten  $\partial p/\partial r$  im Nachlauf der Modelle mit Leitflächen miteinander verglichen.

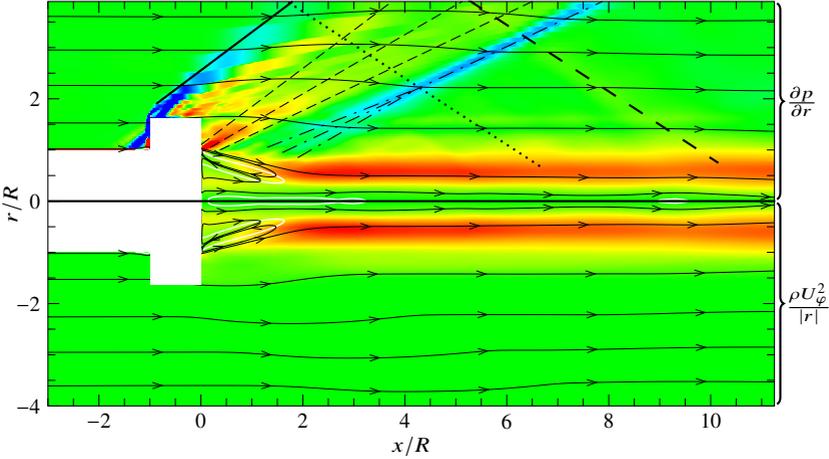
Für das Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  zeigt Abbildung 7.10a die radialen Druckgradienten, die sowohl aufgrund der Verdichtungsstöße und Expansionen im Bereich der Leitflächen entstanden als auch aufgrund der Expansion an der Modellhinterkante sowie der Rekompensation im Nachlauf. Die zentrifugale Volumenkraftdichte war aufgrund der vernachlässigbaren Azimutalgeschwindigkeit der Strömung im Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 0^\circ$  erkennbar gering.

Für die in den Abbildungen 7.10b und 7.10c gezeigten Modelle mit angestellten Leitflächen waren die zentrifugale Volumenkraftdichten aufgrund der in der Strömung erzeugten Rotationsraten sichtbar höher als für das Modell mit  $\lambda = 0^\circ$ . Für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  zeigt Abbildung 7.10c unmittelbar hinter den Leitflächen ein Gebiet hoher Zentrifugalkräfte. Den zentrifugalen Volumenkräften wirkte ein positiver radialer Druckgradient von annähernd gleicher Größe entgegen. Das lokale Gleichgewicht zwischen radialem Druckgradienten und zentrifugaler Volumenkraftdichte führte dazu, dass die Strömung nach der Ablösung an der Modellhinterkante nur geringfügig in Richtung der Zentralachse umgelenkt wurde. Der radiale Druckgradient im Bereich  $1 < r/R < 1,6$ , der sich stromab des Modells ergab, resultierte in einem im Vergleich zu dem Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  verminderten Druck im Rezirkulationsgebiet.

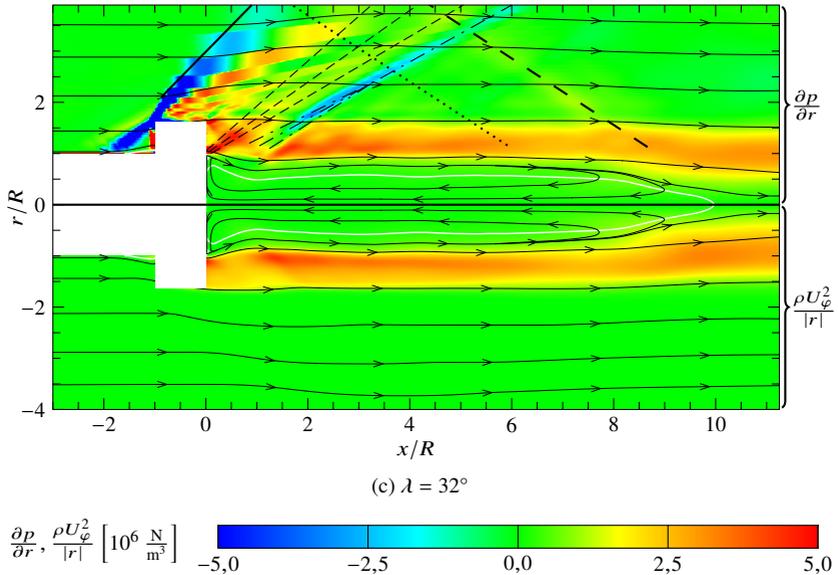
Für das Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  waren die in Abbildung 7.10b gezeigten zentrifugale Volumenkräfte unmittelbar hinter den Leitflächen ( $x/R > 0$  und  $1 < r/R < 1,625$ ) um eine Größenordnung geringer als für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$ . Deshalb überwog der radiale Druckgradient unmittelbar hinter der Modellhinterkante die zentrifugale Volumenkraftdichte, sodass die Strömung zunächst in Richtung der Zentralachse umgelenkt wurde. Durch die Drehimpulserhaltung nahmen die konvektiv in Richtung der Zentralachse transportierten Azimutalgeschwindigkeiten mit abnehmendem Abstand zur Rotationsachse zu, wie in Abbildung 7.8a zu erkennen ist. Insgesamt wuchsen die zentrifugale



(a)  $\lambda = 0^\circ$



(b)  $\lambda = 16^\circ$



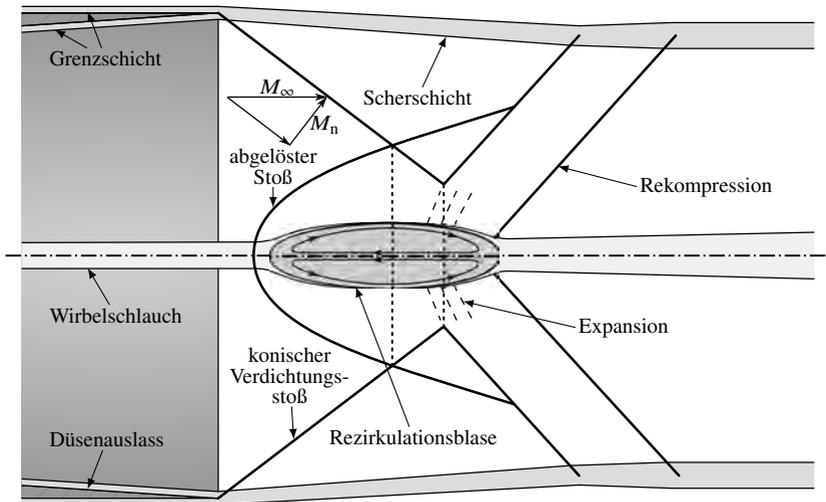
**Abbildung 7.10:** Vergleich des simulierten, zeitlich und azimutal gemittelten, radialen Druckgradienten und der zentrifugalen Volumenkraftdichte in einem mit dem Fluidelement  $dV$  mitrotierenden Koordinatensystem für Modelle mit Leitflächen, eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die durch die Leitflächenvorderkanten (—) hervorgerufenen Verdichtungsstöße sowie deren Reflexionen von der Windkanalwand (---), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavalldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekompresseion (— · —) und die Isotache  $U_x^* = 0$ .

Volumenkräfte somit durch den konvektiven Transport der Azimutalgeschwindigkeiten in Richtung der Zentralachse stark an. Bevor die Strömung die Zentralachse erreichte, wurde die Strömung deshalb bei  $x/R \approx 2$  parallel zur Modellachse ausgerichtet. Der in Strömungsrichtung ansteigende Druckgradient im Bereich der Rekompresseion war im Gegensatz zu dem Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  stark genug, dass Teile der Strömung zurück zur Basis strömten. Auf diese Weise wurde ein Teil des Drehimpulses in das Strömungsgebiet unmittelbar hinter dem Modell transportiert, sodass die dort eingebrachten zentrifugalen Volumenkräfte in dem in Abbildung 7.10b gezeigten radialen Druckgradienten resultierten.

### 7.2.3 Ähnlichkeit zum Wirbelaufplatzen in Überschallströmungen

Die Geschwindigkeitsfelder für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  in den Abbildungen 7.2c, 7.3c und 7.8b zeigen eine Strömung, die um ein nahezu stagnierendes Totwassergebiet mit stromaufgerichteter Axialgeschwindigkeit rotiert. Stromab wird dieses Gebiet begrenzt durch die an den Windkanalwänden reflektierten Verdichtungsstöße, die durch die Leitflächenvorderkanten hervorgerufen wurden. Settles und Cattafesta (1993) hatten ein ähnliches Strömungsfeld, das, wie in Abbildung 7.11 skizziert, durch einen konischen Verdichtungsstoß ausgelöst worden war, als Wirbelaufplatzen in Überschallströmungen (Délery et al., 1984) beschrieben. Die Rezirkulationsblase hatte sich, ähnlich zu dem Strömungsfeld im Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 32^\circ$ , hauptsächlich stromauf des konischen Verdichtungsstoßes ausgebildet.

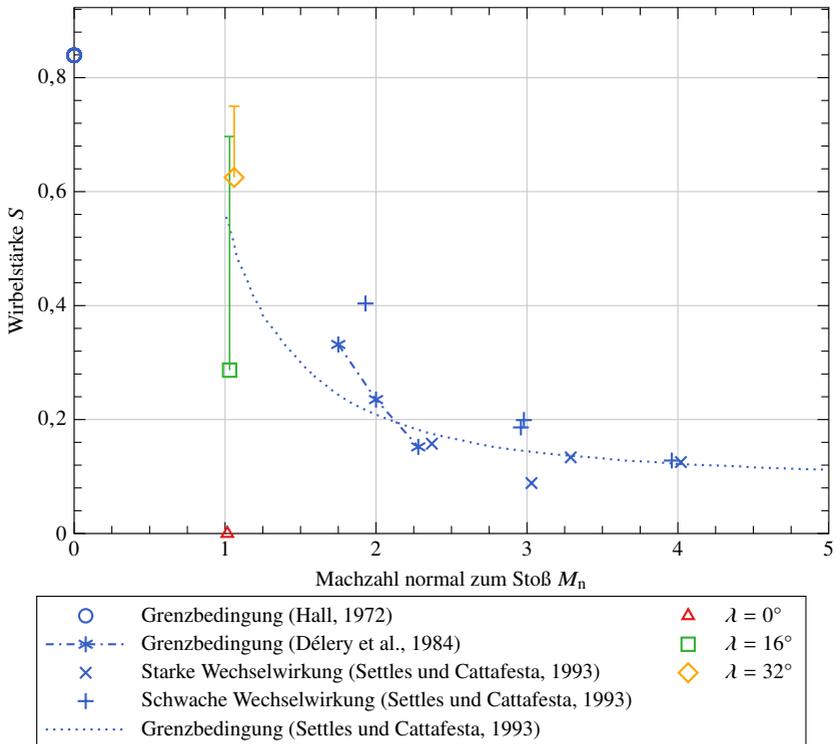
Im Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 32^\circ$  erstreckte sich die Rezirkulationsblase stromauf bis zur Modellbasis. Deshalb ist im Gegensatz zu den experimentellen Untersuchungen von Settles und Cattafesta (1993) kein Übergang in Form eines



**Abbildung 7.11:** Skizze zum Wirbelaufplatzen in Überschallströmungen, ausgelöst durch einen konischen Verdichtungsstoß (Settles und Cattafesta, 1993).

abgelösten Verdichtungsstoßes zwischen dem ungestörten Wirbelschlauch und der Rezirkulationsblase erkennbar. Trotz der durchgeführten numerischen Simulationen war es somit nicht möglich die Strömungsbedingungen der ungestörten Wirbelströmung zu bestimmen. Deshalb konnte auch kein exakter Vergleich mit den von Détery et al. (1984) sowie Settles und Cattafesta (1993) bestimmten Grenzbedingungen für Wirbelaufplätzen in Überschallströmungen durchgeführt werden.

Abbildung 7.12 zeigt die Grenzbedingungen des Wirbelaufplatzens in Überschallströmungen (Détery et al., 1984, Settles und Cattafesta, 1993) in Abhän-



**Abbildung 7.12:** Vergleich der Strömungsbedingungen im Nachlauf der Modelle mit Leitflächen mit den Grenzbedingungen für Wirbelaufplätzen in Unter- und Überschallströmungen (Hall, 1972, Détery et al., 1984, Settles und Cattafesta, 1993).

gigkeit von der Machzahl  $M_n$  normal zum auslösenden Verdichtungsstoß und der Wirbelstärke

$$S = \frac{U_{\varphi, \max}}{U_{x, \text{ext}}} \quad (7.3)$$

mit der maximalen Umfangsgeschwindigkeit  $U_{\varphi, \max}$  innerhalb des Schlauchwirbels und der Axialgeschwindigkeit  $U_{x, \text{ext}}$  der äußeren Strömung (Délery, 1994). Zusätzlich ist die Grenzbedingung für Wirbelaufplatzen in inkompressiblen Strömungen nach Hall (1972) angegeben.

Die Machzahl  $M_n$  wurde für die Modelle mit Leitflächen aus den der Simulation entnommenen statischen Drücke vor ( $p_1$ ) und hinter ( $p_2$ ) den reflektierten Leitflächenstößen in der äußeren Strömung zu

$$M_n = \sqrt{\frac{p_2 - 1}{2 \frac{p_1}{\gamma} + 1}} \quad (7.4)$$

bestimmt (Anderson, 2003). Die nominale Wirbelstärke wurde zu  $S = \tan \lambda$  in Abhängigkeit vom Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  bestimmt und in Abbildung 7.12 dargestellt. Die maximal erreichte Wirbelstärke im Nachlauf entspricht jedoch der, in Abbildung 7.8 eingezeichneten, maximalen relativen Azimutalgeschwindigkeit  $U_{\varphi, \max}^*$  und wurde in Abbildung 7.12 durch die Fehlerbalken gekennzeichnet. Sowohl die nominale als auch die maximale Wirbelstärke des Nachlaufs hinter dem Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  waren höher als die von Settles und Cattafesta (1993) bestimmte notwendige Wirbelstärke, um bei einer Stoß-Machzahl  $M_n \approx 1$  zum Aufplatzen eines Schlauchwirbels zu führen. Für den Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 16^\circ$  konnte aufgrund der Abweichungen zwischen der nominalen und maximalen Wirbelstärke keine eindeutige Zuordnung zu dem von Settles und Cattafesta (1993) bestimmten über- oder unterkritischen Bereich vorgenommen werden.

## 7.3 Fazit zu den numerischen Ergebnissen

Die in Kapitel 5 experimentell beobachteten und beschriebenen Veränderungen der Nachlaufstruktur konnten mittels DES-Simulationen nachgebildet werden. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass die Veränderungen im Nachlauf des Modells mit  $\lambda = 16^\circ$  hauptsächlich durch die mit der Rotation der Strömung

um die Zentralachse eingebrachten Zentrifugalkräfte hervorgerufen wurden, die sich in einem mit dem Fluidelement  $dV$  mitrotierenden Koordinatensystem ergeben. Die Zentrifugalkräfte hinderten die Scherschicht daran bis zur zentralen Achse des Strömungsfeldes vorzudringen. Auf diese Weise entstanden das gegenläufig rotierende torusförmige Wirbelpaar und der stromabgerichtete Wirbelschlauch entlang der Zentralachse. Für einen Leitflächenanstellwinkel von  $32^\circ$  waren die zentrifugalen Volumenkräfte so hoch, dass die Strömung im Bereich der Modellhinterkante nur geringfügig in Richtung der Strömungsachse abgelenkt wurde. In der Folge wurde die Rekompensation im Nachlauf abgeschwächt, sodass nur ein kleiner Anteil der Strömung in Richtung der Basis umgelenkt wurde. Erst die an den Windkanalwänden reflektierten Verdichtungsstöße der Leitflächen erzeugten im fernen Nachlauf einen Druckgradienten, der einen Teil der Strömung in Richtung der Basis umlenkte. Die auf diese Weise erzeugte rotierende Strömung um ein Totwassergebiet weist Ähnlichkeiten mit dem Aufplatzen von Wirbelschläuchen in Überschallströmungen auf. Ob es sich dabei um das gleiche Phänomen handelt, konnte unter anderem aufgrund der nicht messbaren Strömungsbedingungen des ungestörten Schlauchwirbels jedoch nicht abschließend geklärt werden.



## 8 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss des Dralls auf den Überschallnachlauf längsangeströmter zylindrischer Körper untersucht. Zunächst wurden Windkanalexperimente mit rotierenden Strömungskörpern durchgeführt. Obwohl ein Druckabfall an der Basis von bis zu 10 % in Abhängigkeit von Modelldrehrate und -geometrie gemessen wurde, waren die im Nachlauf erzeugten Drallraten nicht hoch genug, um zu einer Änderung der Strömungsstruktur zu führen. Höhere Drallraten konnten mit festmontierten Strömungskörpern erzeugt werden, die den Drall mittels vor der Modellhinterkante angebrachter, gegenüber der Anströmung angestellter Leitflächen in die Strömung einbrachten. Die Modelle hatten unterschiedliche Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$ . Auf diese Weise konnte der für diese Untersuchung notwendige Drall mit akzeptablem technischem Aufwand erzeugt werden. Zusätzlich durchgeführte numerische Simulationen wurden anhand der experimentellen Ergebnisse validiert. Es wurde gezeigt, dass die verwendete turbulenzauflösende Grobstruktursimulationsmethode (DES) im Gegensatz zu RANS-Methoden geeignet ist rotierende Überschallnachlaufströmungen qualitativ abzubilden.

Für einen Strömungskörper mit einem Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  von  $0^\circ$  zeigen die Mess- und Simulationsergebnisse im Vergleich zu einem längsangeströmten Zylinder ohne Leitflächen ausschließlich quantitative Veränderungen. Aufgrund der veränderten turbulenten Durchmischung und des geringeren statischen Druckes vor der Modellhinterkante verringerten sich beispielsweise sowohl der gemessene als auch der simulierte Basisdruck um 6 %.

Im Gegensatz zu den Modellen, die keine Rotation im Nachlauf erzeugten, konnten für die Modelle mit angestellten Leitflächen experimentell und numerisch zwei grundsätzlich unterschiedliche, von der Drallrate abhängige Nachlaufstrukturen gezeigt werden. Die strukturellen Änderungen konnten experimentell sowohl im axialen und radialen Geschwindigkeitsfeld des

Nachlaufes als auch der Orientierung des wandnahen Strömungsfeldes und dem Druck an der Modellbasis gezeigt werden. Die Änderungen der Strömungsstruktur gingen dabei mit einer Verringerung des Basisdruckes von bis zu 80 % gegenüber einer nichtrotierenden Nachlaufströmung einher. Die Simulationen gaben zusätzlichen Aufschluss über die azimutale Geschwindigkeitsverteilung und den Druck im Strömungsfeld. Außerdem konnten die Nachlaufströmungen mit Hilfe der numerischen Simulationen auch außerhalb des experimentell zugänglichen Messbereiches untersucht werden.

Für Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  von  $8^\circ$  und  $16^\circ$  wurde durch die PIV-Messungen in Verbindung mit den numerischen Ergebnissen für  $\lambda = 16^\circ$  gezeigt, dass die an der Modellhinterkante ablösende Strömung durch die eingebrachten Zentrifugalkräfte parallel zur Modellachse ausgerichtet wurde, bevor die Strömung die Achse erreichte. Ein Teil der Strömung konnte, ähnlich zu der klassischen Nachlaufströmung, den im Bereich der Strömungsumlenkung entstehenden Druckgradienten nicht überwinden und wurde in Richtung der Basis umgelenkt. Auf diese Weise wurde ein Teil des azimutalen Strömungsimpulses konvektiv in Richtung der Basis transportiert. Im Gegensatz zu einer klassischen Überschallnachlaufströmung wurde die Strömung aufgrund des vorhandenen Dralls zusätzlich radial in Richtung der Modellhinterkante umgelenkt und bildete somit einen äußeren Wirbelring aus, der einen gegenläufig rotierenden, inneren Wirbelring umgab. Aufgrund des inneren Wirbelrings änderte sich die radiale Richtung der wandnahen Strömung an der Modellbasis im Vergleich zur klassischen Nachlaufstruktur. Durch die Überlagerung mit der in das Rezirkulationsgebiet eingebrachten azimutalen Geschwindigkeitskomponente strömte das Fluid in der Nähe der Modellbasis spiralförmig in Richtung der Modellachse. Außerdem entstand durch den in das Rezirkulationsgebiet transportierten Drehimpuls und die daraus resultierenden Zentrifugalkräfte ein radialer Basisdruckgradient. An der zentralen Achse des Strömungsfeldes löste die Strömung von der Basis ab und bildete einen zentralen, stromabgerichteten Wirbelschlauch aus.

Für einen Leitflächenanstellwinkel von  $\lambda = 32^\circ$  konnten sowohl die experimentellen als auch die numerischen Ergebnisse eine weitere, bisher nicht beschriebene, Veränderung der Nachlaufstruktur nachweisen. Durch den hohen Anstellwinkel der Leitflächen waren die Zentrifugalkräfte in der ablösenden Strömung unmittelbar hinter der Modellhinterkante so hoch, dass die Strömung nur geringfügig in Richtung der Modellachse abgelenkt wurde. In der Folge

war die Rekompensation aufgrund der Umlenkung der Strömung parallel zur Zentralachse so gering, dass die Strömung den entstehenden Druckgradienten mühelos überwinden konnte. Im Vergleich zur klassischen Überschallnachlaufströmung und der für  $\lambda = 8^\circ$  und  $\lambda = 16^\circ$  beschriebenen Nachlaufstruktur war die unmittelbar hinter der Strömungsablösung erzeugte Rückströmung in Richtung der Basis vernachlässigbar. Allerdings beschleunigte die Scherschicht aufgrund viskoser und turbulenter Effekte einen Teil der inneren Strömung in axialer Richtung. Aufgrund der Massenerhaltung kam es deshalb im Bereich der Strömungsachse zu einer stromaufgerichteten Strömung. Die numerischen Simulationen konnten zeigen, dass dieses stromaufgerichtete Strömungsfeld im fernen Nachlauf durch die an den Windkanalwänden reflektierten Verdichtungsstöße der Leitflächenvorderkanten begrenzt wurde. Die reflektierten Verdichtungsstöße erzeugten in der Strömung des fernen Nachlaufs einen Druckgradienten in Strömungsrichtung, den ein Teil der Strömung nicht überwinden konnte und somit an der Zentralachse in Richtung der Basis umgelenkt wurde.

Weitere experimentelle Untersuchungen für einen Strömungskörper mit einem Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  von  $24^\circ$ , zeigten in den Visualisierungen des wandnahen Strömungsfeldes und den Basisdruckmessungen Ähnlichkeiten zu dem Strömungsfeld, das für  $\lambda = 32^\circ$  bestimmt wurde. Die Messergebnisse für das axiale und radiale Geschwindigkeitsfeld des Nachlaufes hingegen sind den Ergebnissen für  $\lambda = 8^\circ$  und  $\lambda = 16^\circ$  ähnlich. Der zentrale Massenstrom, der für die Vermessung des Geschwindigkeitsfeldes mittels Particle-Image-Velocimetry-Methode notwendig war, könnte das Messergebnis beeinflusst haben. Vermutlich findet die Transition zwischen den beiden in dieser Arbeit erstmals experimentell nachgewiesenen Überschallnachlaufstrukturen bei einem Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  von etwas weniger als  $24^\circ$  statt.

Die Struktur der Nachlaufströmung hinter dem Modell mit einem Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  von  $32^\circ$  weist des Weiteren Ähnlichkeiten mit dem Phänomen des Wirbelaufplatzens in Überschallströmungen auf, das bei der Interaktion von Schlauchwirbeln mit Verdichtungsstößen entstehen kann. Allerdings konnte der ferne Nachlauf, in welchem der durch die Leitflächen erzeugte Schlauchwirbel mit den an den Leitflächenvorderkanten entstehenden und den Windkanalwänden reflektierten Verdichtungsstößen interagiert, mit dem verwendeten Versuchsaufbau experimentell nicht vermessen werden.

In nachfolgenden Arbeiten sollte deshalb experimentell untersucht werden, ob die für  $\lambda = 32^\circ$  beobachteten Veränderungen der Nachlaufstruktur tatsächlich aus einer Art Wirbelaufplatzen im fernen Nachlauf resultieren oder ob die Ähnlichkeiten der Strömungsstrukturen zufälliger Natur sind. Verbunden mit dieser Fragestellung ist auch die Untersuchung, ob sich die Nachlaufströmung für  $\lambda = 32^\circ$  verändert, wenn es zu keiner Interaktion der zentralen Strömung mit den an den Windkanalwänden reflektierten Verdichtungsstößen der Leitflächen kommt.

Außerdem sollten mit einer parametrischen Studie die Grenzbedingungen für die beobachteten Strukturänderungen des Nachlaufs genauer untersucht werden. Für Leitflächenanstellwinkeln von weniger als  $8^\circ$  und im Bereich von etwa  $24^\circ$  könnten zur Bestimmung der Transitionspunkte zwischen den drei unterschiedlichen Nachlaufstrukturen beispielsweise numerische Simulationen verwendet werden, wie sie in der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden. Interessant wäre auch eine Untersuchung der Abhängigkeit der strukturellen Veränderungen des Nachlaufs von der Machzahl der Anströmung und einem Modellanstellwinkel.

Aufgrund der veränderten Strömungsstruktur und der damit verbundenen veränderten turbulenten Mischungseigenschaften sind des Weiteren Untersuchungen zur Interaktion mit Gasausblasungen und Verbrennungsprozessen im Rezirkulationsgebiet interessant.

# Literaturverzeichnis

- Anderson, Jr., J. D. *Fundamentals of Aerodynamics*. McGraw-Hill, New York, 3. Ausgabe, 2001. ISBN 978-0-07-237335-6. (Zitiert auf den Seiten 26, 27 und 36)
- Anderson, Jr., J. D. *Modern Compressible Flow: with Historical Perspective*. McGraw-Hill, New York, 3. Ausgabe, 2003. ISBN 978-0-07-112161-3. International Edition. (Zitiert auf Seite 142)
- Anderson, Jr., J. D. *Hypersonic and High-Temperature Gas Dynamics*. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), Reston, 2. Ausgabe, 2006. ISBN 978-1-56347-780-5. (Zitiert auf den Seiten 31 und 95)
- ANSYS. *ANSYS Fluent Theory Guide*. ANSYS, Inc., Canonsburg, Release 15.0, November 2013. (Zitiert auf den Seiten 95, 96, 101, 102 und 171)
- Augenstein, E. und Leopold, F. „Experimental and Numerical Investigation of the Supersonic Flow Around a Longitudinal Cylinder with Different Surface Roughness Conditions“. *Turbulence in High-Speed Compressible Flows*, EUROMECH-Colloquium 403, 1999. ISL-Report PU 374/99. (Zitiert auf den Seiten 28 und 29)
- Augenstein, E., Leopold, F., Christnacher, F. und Bacher, E. „Influence of Riblets on a Supersonic Wake Flow“. *IUTAM Symposium on Mechanics of Passive and Active Flow Control*, Fluid Mechanics and its Applications, Vol. 53, Seiten 145–150, Springer, Dordrecht, 1999. DOI 10.1007/978-94-011-4199-4\_24. (Zitiert auf den Seiten 2, 16, 24 und 28)
- Barone, M. F. und Roy, C. J. „Evaluation of Detached Eddy Simulation for Turbulent Wake Applications“. *AIAA Journal*, 44(12):3062–3071, 2006. DOI 10.2514/1.22359. (Zitiert auf Seite 9)

- Barth, T. J. und Jespersen, D. C. „The Design and Application of Upwind Schemes on Unstructured Meshes“. *27th Aerospace Sciences Meeting*, AIAA, 1989. DOI 10.2514/6.1989-366. (Zitiert auf den Seiten 102, 103 und 171)
- Baurle, R., Tam, C., Edwards, J. und Hassan, H. „An Assessment of Boundary Treatment and Algorithm Issues on Hybrid RANS/LES Solution Strategies“. *15th Computational Fluid Dynamics Conference*, AIAA, 2001. DOI 10.2514/6.2001-2562. (Zitiert auf den Seiten 9, 11, 13, 14, 15 und 113)
- Benjamin, T. B. „Theory of the Vortex Breakdown Phenomenon“. *Journal of Fluid Mechanics*, 14(4):593–629, 1962. DOI 10.1017/S0022112062001482. (Zitiert auf Seite 19)
- Bhagwandin, V. A. „High-Alpha Prediction of Roll Damping and Magnus Stability Coefficients for Finned Projectiles“. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 53(4):720–729, 2016. DOI 10.2514/1.A33419. (Zitiert auf Seite 34)
- Boris, J. P. *On Large Eddy Simulation Using Subgrid Turbulence Models: Comment 1*, Lecture Notes in Physics (LNP), Vol. 357, Seiten 344–353. Springer, Berlin, Heidelberg, 1990. ISBN 978-3-540-52535-6. DOI 10.1007/3-540-52535-1\_53. (Zitiert auf Seite 13)
- Bourdon, C. J. und Dutton, J. C. „Planar Visualization of Large-Scale Turbulent Structures in Axisymmetric Supersonic Separated Flows“. *Physics of Fluids*, 11(1):201–213, 1999. DOI 10.1063/1.869913. (Zitiert auf den Seiten 10, 20 und 21)
- Bourdon, C. J. und Dutton, J. C. „Shear Layer Flapping and Interface Convection in a Separated Supersonic Flow“. *AIAA Journal*, 38(10):1907–1915, 2000. DOI 10.2514/2.844. (Zitiert auf Seite 20)
- Bourdon, C. J. und Dutton, J. C. „Mixing Enhancement in Compressible Base Flows via Generation of Streamwise Vorticity“. *AIAA Journal*, 39(8): 1633–1635, 2001. DOI 10.2514/2.1492. (Zitiert auf den Seiten 16, 21, 67 und 128)

- Bourdon, C. J. und Dutton, J. C. „Altering Turbulence in Compressible Base Flow Using Axisymmetric Sub-Boundary-Layer Disturbances“. *AIAA Journal*, 40(11):2217–2224, 2002. DOI 10.2514/2.1583. (Zitiert auf den Seiten 16, 21 und 128)
- Bowman, J. E. und Clayden, W. A. „Cylindrical Afterbodies in Supersonic Flow with Gas Ejection“. *AIAA Journal*, 5(8):1524–1525, 1967. DOI 10.2514/3.4245. (Zitiert auf Seite 180)
- Cattafesta, III, L. N. und Settles, G. S. „Experiments on Shock/Vortex Interaction“. *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA, 1992. DOI 10.2514/6.1992-315. (Zitiert auf Seite 19)
- Celik, I. B., Cehreli, Z. N. und Yavuz, I. „Index of Resolution Quality for Large Eddy Simulations“. *Journal of Fluids Engineering*, 127(5):949–958, 2005. DOI 10.1115/1.1990201. (Zitiert auf den Seiten 106 und 128)
- Chapman, D. R. „An Analysis of Base Pressure At Supersonic Velocities and Comparison with Experiment“. TN 2137, NACA, Washington, Juli 1950. Ersetzt durch TR 1051, NACA, Washington, 1951. (Zitiert auf den Seiten 1, 2, 7, 8, 25 und 31)
- Chigier, N. A. und Chervinsky, A. „Experimental Investigation of Swirling Vortex Motion in Jets“. *Journal of Applied Mechanics*, 34(2):443–451, 1967. DOI 10.1115/1.3607703. (Zitiert auf Seite 21)
- Clayden, W. A. und Bowman, J. E. „Cylindrical Afterbodies at  $M=2$  with Hot Gas Ejection“. *AIAA Journal*, 6(12):2429–2431, 1968. DOI 10.2514/3.5009. (Zitiert auf Seite 16)
- Coleman, H. W. und Steele, W. G. *Experimentation, Validation, and Uncertainty Analysis for Engineers*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, 3. Ausgabe, 2009. ISBN 978-0-470-16888-2. (Zitiert auf den Seiten 32, 57, 58 und 60)
- Cope, W. F. „A Comparison of Calculated and Measured Base Pressures of Cylindrically Based Projectiles“. Technical Report C. P. No. 118, Aeronautical Research Council, London, 1953. (Zitiert auf den Seiten 2 und 7)

- Cortright, Jr., E. M. und Schroeder, A. H. „Preliminary Investigation of Effectiveness of Base Bleed in Reducing Drag of Blunt-Base Bodies in Supersonic Stream“. RM E51A26, NACA, Washington, März 1951a. (Zitiert auf Seite 16)
- Cortright, Jr., E. M. und Schroeder, A. H. „Investigation at Mach Number 1.91 of Side and Base Pressure Distributions Over Conical Boattails Without and With Jet Flow Issuing From Base“. RM E51F26, NACA, Washington, September 1951b. (Zitiert auf Seite 16)
- Danberg, J. E. „Analysis of the Flight Performance of the 155 mm M864 Base Burn Projectile“. BRL-TR 3083, U.S. Army Ballistic Research Laboratory (BRL), Aberdeen Proving Ground, April 1990. (Zitiert auf den Seiten 47 und 180)
- Danberg, J. E. und Nietubicz, C. J. „Predicted Flight Performance of Base-Bleed Projectiles“. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 29(3):366–372, 1992. DOI 10.2514/3.26360. (Zitiert auf Seite 180)
- Davidson, L. „Fluid Mechanics, Turbulent Flow and Turbulence Modeling“. Webseite, Chalmers University of Technology, Göteborg, Juni 2018. URL [http://www.tfd.chalmers.se/~lada/postscript\\_files/solids-and-fluids\\_turbulent-flow\\_turbulence-modelling.pdf](http://www.tfd.chalmers.se/~lada/postscript_files/solids-and-fluids_turbulent-flow_turbulence-modelling.pdf). (Zitiert auf Seite 114)
- Délery, J., Horowitz, E., Leuchter, O. und Solignac, J.-L. „Études Fondamentales sur les Écoulements Tourbillonnaires [Fundamental Studies on Vortex Flows]“. *La Recherche Aéronautique*, 1984(2):81–104, 1984. ISSN 0034-1223. Französisch. (Zitiert auf den Seiten 18, 19, 20, 140 und 141)
- Délery, J. M. „Aspects of Vortex Breakdown“. *Progress in Aerospace Sciences*, 30(1):1–59, 1994. DOI 10.1016/0376-0421(94)90002-7. (Zitiert auf Seite 142)
- Demetriades, A. „Turbulent Front Structure of an Axisymmetric Compressible Wake“. *Journal of Fluid Mechanics*, 34(3):465–480, 1968. DOI 10.1017/S0022112068002028. (Zitiert auf den Seiten 1 und 20)
- Demetriades, A. „Turbulence Correlations in a Compressible Wake“. *Journal of Fluid Mechanics*, 74(2):251–267, 1976. DOI 10.1017/S002211207600178X. (Zitiert auf den Seiten 1 und 20)

- DeSpirito, J. und Heavey, K. R. „CFD Computation of Magnus Moment and Roll-Damping Moment of a Spinning Projectile“. *Atmospheric Flight Mechanics Conference and Exhibit*, AIAA, 2004. DOI 10.2514/6.2004-4713. (Zitiert auf Seite 34)
- Dolling, D. S. und Bogdonoff, S. M. „Experimental Investigation of Three-Dimensional Shock Wave Turbulent Boundary Layer Interaction: An Exploratory Study of Blunt Fin-Induced Flows“. MAE 1468, Gas Dynamics Laboratory, Department of Mechanical and Aerospace Engineering, Princeton University, März 1980. (Zitiert auf Seite 63)
- Dupuis, A. D. und Hathaway, W. „Aeroballistic Range Tests of the Basic Finner Reference Projectile at Supersonic Velocities“. DREV-TM 9703, Defence Research Establishment, Centre de Recherches pour la Défense, Valcartier, August 1997. (Zitiert auf Seite 17)
- Durgesh, V., Naughton, J. W. und Whitmore, S. A. „Experimental Investigation of Base-Drag Reduction via Boundary-Layer Modification“. *AIAA Journal*, 51(2):416–425, 2013. DOI 10.2514/1.J051825. (Zitiert auf den Seiten 2 und 16)
- Dutton, J. C., Herrin, J. L., Molezzi, M. J., Mathur, T. und Smith, K. M. „Recent Progress on High-Speed Separated Base Flows“. *33rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA, 1995. DOI 10.2514/6.1995-472. (Zitiert auf Seite 9)
- Fasel, H. F. und Sandberg, R. D. „Simulation of Supersonic Base Flows: Numerical Investigations Using DNS, LES, and URANS“. Final Report, U.S. Army Research Office, DAAD190210361, University of Arizona, Tucson, Oktober 2006. (Zitiert auf den Seiten 14 und 112)
- Ferziger, J. H. und Perić, M. *Numerische Strömungsmechanik*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1. Ausgabe, 2008. ISBN 978-3-540-67586-0. DOI 10.1007/978-3-540-68228-8. (Zitiert auf Seite 96)
- Forsythe, J. R., Hoffmann, K. A. und Dietiker, J.-F. „Detached-Eddy Simulation of a Supersonic Axisymmetric Base Flow with an Unstructured Solver“. *Fluids 2000 Conference and Exhibit*, AIAA, 2000. DOI 10.2514/6.2000-2410. (Zitiert auf Seite 13)

- Forsythe, J. R., Hoffmann, K. A., Cummings, R. M. und Squires, K. D. „Detached-Eddy Simulation with Compressibility Corrections Applied to a Supersonic Axisymmetric Base Flow“. *Journal of Fluids Engineering*, 124(4):911–923, 2002a. DOI 10.1115/1.1517572. (Zitiert auf den Seiten 9, 11, 12, 14, 15, 125 und 181)
- Forsythe, J. R., Hoffmann, K. A. und Squires, K. D. „Detached-Eddy Simulation with Compressibility Corrections Applied to a Supersonic Axisymmetric Base Flow“. *40th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA, 2002b. DOI 10.2514/6.2002-586. (Zitiert auf den Seiten 9, 11, 12, 14 und 130)
- Fureby, C. und Kupiainen, M. „Large Eddy Simulation of Supersonic Axisymmetric Baseflow“. *Proceedings of the Thrid International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-3)*, Technische Universität Darmstadt, 2003. (Zitiert auf den Seiten 9, 11, 12, 13 und 14)
- Fureby, C., Nilsson, Y. und Andersson, K. „Large Eddy Simulation of Supersonic Base Flow“. *37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA, 1999. DOI 10.2514/6.1999-426. (Zitiert auf den Seiten 9, 10, 11, 12 und 13)
- Gabeaud, A. „Sur la Résistance de l’Air aux Vitesses Balistiques“. *Comptes-Rendus Hebdomadaires des Séances de l’Académie des Sciences*, 192:1630–1633, 1931. Französisch. (Zitiert auf Seite 7)
- Gaskell, P. H. und Lau, A. K. C. „Curvature-Compensated Convective Transport: SMART, a New Boundedness-Preserving Transport Algorithm“. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 8(6):617–641, 1988. DOI 10.1002/fld.1650080602. (Zitiert auf Seite 102)
- Gauthier, T., Weidner, S. und Martinez, B. „Mesures de Pression par Peinture Sensible à la Pression en Écoulement Supersonique“. *Instrumentation, Mesure, Métrologie*, 16(1–4):115–141, 2017. Französisch. *1. Preis des Foto- & Videowettbewerbs für Strömungsvisualisierungen bei der Konferenz CMOI-FLUVISU 2017 für S. Weidner (Abbildung 5.1b)*. (Zitiert auf den Seiten 89 und 90)
- GE Sensing. *PMP 4000 Series, Druck Amplified Output Pressure Transducers*. GE Sensing, Billerica, 2007. Verwendetes Modell: PMP 4070-A, 1 bar. (Zitiert auf den Seiten 32, 57 und 61)

- Godunov, S. K. „Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики [A Difference Method for Numerical Calculation of Discontinuous Solutions of the Equations of Hydrodynamics]“. *Matematicheskii Sbornik*, 47(89)(3):271–306, 1959. Russisch, Englische Übersetzung: Bohachevsky, I. „Finite Difference Method for Numerical Computation of Discontinuous Solutions of the Equations of Fluid Dynamics“. (Zitiert auf Seite 102)
- Grinstein, F. F., Margolin, L. G. und Rider, W. J. *Implicit Large Eddy Simulation: Computing Turbulent Fluid Dynamics*. Cambridge University Press, Cambridge, 2011. ISBN 978-0-521-17272-1. (Zitiert auf Seite 13)
- Haertig, J., Johé, C., Demeautis, C. und Duffner, P. „Validation de la Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) dans les Écoulements Subsoniques et Supersoniques [Validierung der Particle Image Velocimetry (PIV) in Unterschall- und Überschallströmungen]“. R 111/96, French-German Research Institute of Saint-Louis (ISL), Saint-Louis, Mai 1996. Französisch. (Zitiert auf Seite 48)
- Haertig, J., Rey, C. und Sourgen, F. „Étude Expérimentale de l'Écoulement Supersonique Confiné dans un Conteneur de Missile à Lancement Vertical [Experimentelle Charakterisierung einer verdämmten Überschallströmung in einem Abschussbehälter für Flugkörper mit vertikaler Beschleunigung]“. *11ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL)*, Seiten 419–424, Association Francophone de Vélocimétrie Laser (AFVL), ENSMA, Futuroscope, 2008. Französisch. (Zitiert auf den Seiten 49 und 50)
- Hall, M. G. „Vortex Breakdown“. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 4: 195–218, 1972. DOI 10.1146/annurev.fl.04.010172.001211. (Zitiert auf den Seiten 18, 20, 141 und 142)
- Herrada, M. A., Pérez-Saborid, M. und Barrero, A. „Vortex Breakdown in Compressible Flows in Pipes“. *Physics of Fluids*, 15(8):2208–2215, 2003. DOI 10.1063/1.1586272. (Zitiert auf Seite 19)
- Herrin, J. L. und Dutton, J. C. „Supersonic Base Flow Experiments in the Near Wake of a Cylindrical Afterbody“. *AIAA Journal*, 32(1):77–83, 1994. DOI 10.2514/3.11953. (Zitiert auf den Seiten 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 24, 53, 63 und 110)

- Herrin, J. L. und Dutton, J. C. „Effect of a Rapid Expansion on the Development of Compressible Shear Layers“. *Physics of Fluids*, 7(1):159–171, 1995. DOI 10.1063/1.868737. (Zitiert auf Seite 47)
- Hill, F. K. und Alpher, R. A. „Base Pressures at Supersonic Velocities“. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 16(3):153–160, 1949. DOI 10.2514/8.11749. (Zitiert auf Seite 7)
- Hoerner, S. F. „Base Drag and Thick Trailing Edges“. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 17(10):622–628, 1950. DOI 10.2514/8.1750. (Zitiert auf Seite 7)
- Hruschka, R. und Leopold, F. „Effect of the Rotation of Finned Projectiles on Drag and Base Pressure“. *29th International Symposium on Shock Waves 2. ISSW 2013*, Seiten 1259–1264, Springer, Cham, 2015. DOI 10.1007/978-3-319-16838-8\_75. (Zitiert auf den Seiten 2, 3, 5, 17, 18, 23, 34, 36, 38, 41, 46, 65, 71 und 93)
- Huang, P. G., Bradshaw, P. und Coakley, T. J. „Skin Friction and Velocity Profile Family for Compressible Turbulent Boundary Layers“. *AIAA Journal*, 31(9):1600–1604, 1993. DOI 10.2514/3.11820. (Zitiert auf Seite 101)
- Jäger, W. „Partikelmitführung in einem kompressiblen Wirbel“. *4. DGLR-Fach-Symposium, Strömungen mit Ablösung*, 1983. (Zitiert auf Seite 48)
- Jäger, W. und George, A. „Experimentelle und theoretische Untersuchungen der Partikelbewegung in einem kompressiblen Wirbel“. R 129/83, French-German Research Institute of Saint-Louis (ISL), Saint-Louis, Oktober 1983. (Zitiert auf Seite 49)
- Janssen, J. R. und Dutton, J. C. „Sub-Boundary-Layer Disturbance Effects on Supersonic Base-Pressure Fluctuations“. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 42(6):1017–1024, 2005. DOI 10.2514/1.12769. (Zitiert auf den Seiten 16, 21, 67 und 128)
- JCGM 100:2008. *Evaluation of Measurement Data — Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement (GUM 1995 with Minor Corrections)*. Joint Committee on Guides in Metrology (JCGM), Paris, 2010. Organisation Internationale de Métrologie Légale (OIML) G 1 -100, Edition 2008 (E), Corrected Version. (Zitiert auf den Seiten 60 und 61)

- Jiménez-González, J. I., Sevilla, A., Sanmiguel-Rojas, E. und Martínez-Bazán, C. „Global Stability Analysis of the Axisymmetric Wake past a Spinning Bullet-Shaped Body“. *Journal of Fluid Mechanics*, 748(3):302–327, 2014. DOI 10.1017/jfm.2014.187. (Zitiert auf den Seiten 2, 18 und 93)
- von Kármán, T. und Moore, N. B. „Resistance of Slender Bodies Moving With Supersonic Velocities, with Special Reference to Projectiles“. *The National Applied Mechanics Meeting*, Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Vol. 54, Seiten 303–310, ASME, New York, Juni 1932. (Zitiert auf Seite 7)
- Kawai, S. und Fujii, K. „Computational Study of Supersonic Base Flow Using Hybrid Turbulence Methodology“. *AIAA Journal*, 43(6):1265–1275, 2005. DOI 10.2514/1.13690. (Zitiert auf den Seiten 9, 11, 12, 14, 15 und 106)
- Kayser, L. D., Kuzan, J. D. und Vazquez, D. N. „Ground Testing for Base-Burn Projectile Systems“. BRL-MR 3708, U.S. Army Ballistic Research Laboratory (BRL), Aberdeen Proving Ground, November 1988. (Zitiert auf Seite 17)
- Kemp, R. S. „Gas Centrifuge Theory and Development: A Review of U.S. Programs“. *Science and Global Security*, 17:1–19, 2009. DOI 10.1080/08929880802335816. (Zitiert auf den Seiten 36, 79 und 137)
- Kolmogorov, A. N. „The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers“. *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Seiten 9–13, The Royal Society, London, 1991. DOI 10.1098/rspa.1991.0075. Erstveröffentlichung auf Russisch in Doklady Akademii Nauk SSSR (1941) 30(4). Englische Übersetzung von V. Levin. (Zitiert auf den Seiten 97, 114 und 115)
- Korst, H. H. „A Theory for Base Pressure in Transonic and Supersonic Flow“. *Journal of Applied Mechanics, Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Series E*, 23(4):593–600, 1956. (Zitiert auf den Seiten 1 und 8)
- Kulite. *Cryogenic Standard Version Miniature Pressure Transducer*. Kulite Semiconductor Products, Inc., Leonia, 2014. Verwendetes Modell: CCQ-093-25D. (Zitiert auf den Seiten 56 und 57)

- Kuruwila, G. und Salas, M. „Three-dimensional Simulation of Vortex Breakdown“. TM 102664, NASA, Langley Research Center, Juni 1990. (Zitiert auf Seite 19)
- Kurzweg, H. H. „Interrelationship Between Boundary Layer and Base Pressure“. *Journal of the Aeronautical Sciences*, 18(11):743–748, 1951. DOI 10.2514/8.2094. (Zitiert auf den Seiten 7 und 31)
- Lamb, J. P. und Oberkampf, W. L. „Review and Development of Base Pressure and Base Heating Correlations in Supersonic Flow“. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 32(1):8–23, 1995. DOI 10.2514/3.26569. (Zitiert auf den Seiten 1, 8, 16, 37, 67, 76 und 87)
- Lauder, B. E. und Spalding, D. B. „The Numerical Computation of Turbulent Flows“. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 3(2): 269–289, 1974. DOI 10.1016/0045-7825(74)90029-2. (Zitiert auf Seite 101)
- Laurien, E. und Oertel, jr., H. *Numerische Strömungsmechanik*. Vieweg+Teubner, Wiesbaden, 4. Ausgabe, 2011. ISBN 978-3-8348-1503-3. DOI 10.1007/978-3-8348-8121-2. (Zitiert auf den Seiten 96, 97 und 115)
- van Leer, B. „Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. IV. A New Approach to Numerical Convection“. *Journal of Computational Physics*, 23(3):276–299, 1977. DOI 10.1016/0021-9991(77)90095-X. (Zitiert auf Seite 102)
- van Leer, B. „Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. V. A Second-Order Sequel to Godunov’s Method“. *Journal of Computational Physics*, 32(1):101–136, 1979. DOI 10.1016/0021-9991(79)90145-1. (Zitiert auf den Seiten 102 und 171)
- Leonard, B. P. „Simple High-Accuracy Resolution Program for Convective Modeling of Discontinuities“. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 8(10):1291–1318, 1988. DOI 10.1002/flid.1650081013. (Zitiert auf Seite 102)
- Leonard, B. P. „The ULTIMATE Conservative Difference Scheme Applied to Unsteady One-Dimensional Advection“. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 88(1):17–74, 1991. DOI 10.1016/0045-7825(91)90232-U. (Zitiert auf Seite 102)

- Leopold, F. „Simulation und stabilitätstheoretische Untersuchungen zum kompressiblen Nachlauf eines längsangeströmten Kreiszyinders“. Dissertation, *Technische Universität Braunschweig*, März 1993. ZLR-Forschungsbericht 93-05. (Zitiert auf den Seiten 4, 9, 10, 16, 24, 28, 44, 45, 46, 53, 61, 62 und 112)
- Li, W. und Hopke, P. K. „Initial Size Distributions and Hygroscopicity of Indoor Combustion Aerosol Particles“. *Aerosol Science and Technology*, 19(3): 305–316, 1993. DOI 10.1080/02786829308959638. (Zitiert auf Seite 48)
- Lorenz, H. „Die Abhängigkeit des Luft- und Wasserwiderstandes von der Geschwindigkeit“. *Physikalische Zeitschrift*, 18:209–214,290, 1917. (Zitiert auf Seite 7)
- Lorenz, H. „Der Geschoßwiderstand“. *Physikalische Zeitschrift*, 29:437–441, 1928. (Zitiert auf Seite 7)
- Lucca-Negro, O. und O’Doherty, T. „Vortex Breakdown: a Review“. *Progress in Energy and Combustion Sciences*, 27(4):431–481, 2001. DOI 10.1016/S0360-1285(00)00022-8. (Zitiert auf Seite 19)
- Luginsland, T. und Kleiser, L. „Mach Number Influence on Vortex Breakdown in Compressible, Subsonic Swirling Nozzle-Jet Flows“. *Direct and Large-Eddy Simulation IX*, ERCOFTAC Series, Seiten 311–317. Springer, Cham, 2015. DOI 10.1007/978-3-319-14448-1\_39. (Zitiert auf Seite 19)
- Mach, E. und Salcher, P. „Photographische Fixirung der durch Projectile in der Luft eingeleiteten Vorgänge“. *Sitzungsberichte der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-Naturwissenschaftliche Classe*, 95(4): 764–781, 1887. (Zitiert auf Seite 7)
- Martinez, B. „Notice pour le Logiciel ISL de Dépouillement de Mesures par Peintures Sensibles à la Pression (PSP)“. NI 906/2007, French-German Research Institute of Saint-Louis (ISL), Saint-Louis, März 2007. Französisch. (Zitiert auf Seite 54)
- Mathur, T. und Dutton, J. C. „Base-Bleed Experiments with a Cylindrical Afterbody in Supersonic Flow“. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 33(1): 30–37, 1996. DOI 10.2514/3.55703. (Zitiert auf den Seiten 180 und 181)

- Melville, R. „The Role of Compressibility in Free Vortex Breakdown“. *Fluid Dynamics Conference*, AIAA, 1996. DOI 10.2514/6.1996-2075. (Zitiert auf Seite 19)
- Menter, F. R. „Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications“. *AIAA Journal*, 32(8):1598–1605, 1994. DOI 10.2514/3.12149. (Zitiert auf den Seiten xvii, 14, 98, 171 und 173)
- Metwally, O. M., Settles, G. S. und Horstman, C. C. „An Experimental Study of Shock Wave/Vortex Interaction“. *27th Aerospace Sciences Meeting*, AIAA, 1989. DOI 10.2514/6.1989-82. (Zitiert auf Seite 19)
- Miller, M. C. und Molnar, J. W. „Wind Tunnel Measurements of the Magnus-Induced Surface Pressures on a Spinning Artillery Projectile Model in the Transonic Speed Regime“. TR 86081, U.S. Army Chemical Research Development and Engineering Center (CRDEC), Aberdeen Proving Ground, September 1986. (Zitiert auf Seite 17)
- Moore, A. W. „Transonic Flows in Nozzles of Arbitrary Shape and Swirling Flows in Nozzles and Jets“. Dissertation, *University of Manchester*, Oktober 1964. (Zitiert auf Seite 21)
- Moore, F. G. und Hymer, T. C. „Improved Semi-Empirical Method for Power-On Base-Drag Prediction“. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 39(1):56–65, 2002. DOI 10.2514/2.3782. (Zitiert auf Seite 180)
- Moore, F. G., Hymer, T. und Wilcox, Jr., F. J. „Improved Empirical Model for Base Drag Prediction on Missile Configurations Based on New Wind Tunnel Data“. NSWCDD/TR 92/509, Naval Surface Warfare Center, Dahlgren Division, Oktober 1992. (Zitiert auf Seite 77)
- Murthy, S. N. B. und Osborn, J. R. „Base Flow Phenomena with and without Injection: Experimental Results, Theories, and Bibliography“. In Murthy, S. N. B., Osborn, J. R., Barrows, A. W. und Ward, J. R., *Aerodynamics of Base Combustion*, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 40, Seiten 7–210. AIAA, New York, The MIT Press, Cambridge, London, 1976. ISBN 978-1-60086-514-5/978-0-915928-04-0. DOI 10.2514/5.9781600865145.0007.0210. (Zitiert auf den Seiten 7, 8 und 53)

- Naughton, J. W. und Settles, G. S. „Experiments on the Enhancement of Compressible Mixing via Streamwise Vorticity, Part I - Optical Measurements“. *28th Joint Propulsion Conference and Exhibit*, AIAA, 1992. DOI 10.2514/6.1992-3549. (Zitiert auf Seite 21)
- Naughton, J. W., Cattafesta, III, L. N. und Settles, G. S. „An Experimental Study of the Effect of Streamwise Vorticity on Supersonic Mixing Enhancement“. *25th Joint Propulsion Conference*, AIAA, 1989. DOI 10.2514/6.1989-2456. (Zitiert auf Seite 21)
- Oertel, jr., H., Böhle, M. und Dohrmann, U. *Strömungsmechanik*. Vieweg+Teubner, Wiesbaden, 5. Ausgabe, 2009. ISBN 978-3-8348-0483-9. DOI 10.1007/978-3-8348-9248-5. (Zitiert auf Seite 96)
- Oliver, A. B., Lillard, R. P., Schwing, A. M., Blaisdell, G. A. und Lyrantzis, A. S. „Assessment of Turbulent Shock Boundary Layer Interaction Computations Using the OVERFLOW Code“. *45th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA, 2007. DOI 10.2514/6.2007-104. (Zitiert auf den Seiten 128 und 173)
- Oswatitsch, K. *Gasdynamik*. Springer, Wien, 1. Ausgabe, 1952. ISBN 978-3-7091-3503-7. DOI 10.1007/978-3-7091-3502-0. (Zitiert auf den Seiten 37, 75, 81, 95 und 179)
- Panda, J. und McLaughlin, D. K. „Experiments on the Instabilities of a Swirling Jet“. *Physics of Fluids*, 6(1):263–276, 1994. DOI 10.1063/1.868074. (Zitiert auf Seite 21)
- Peckham, D. H. und Atkinson, S. A. „Preliminary Results of Low Speed Wind Tunnel Tests on a Gothic Wing of Aspect Ratio 1.0“. ARC/CP 508, Aeronautical Research Council, Cranfield University, April 1957. (Zitiert auf Seite 18)
- Ponton, M. K. und Seiner, J. M. „Acoustic Study of B Helical Mode for Choked Axisymmetric Nozzle“. *AIAA Journal*, 38(10):413–420, 1995. DOI 10.2514/3.12402. (Zitiert auf Seite 20)
- Povinelli, L. A. und Ehlers, R. C. „Swirling Base Injection for Supersonic Combustion Ramjets“. *AIAA Journal*, 10(9):1243–1244, 1972. DOI 10.2514/3.50359. (Zitiert auf Seite 21)

- Putnam, L. E. und Bissinger, N. C. „Results of AGARD Assessment of Prediction Capabilities for Nozzle Afterbody Flows“. *21st Joint Propulsion Conference*, AIAA, 1985. DOI 10.2514/6.1985-1464. (Zitiert auf Seite 9)
- Reedy, T. M., Elliot, G. S., Dutton, J. C. und Lee, Y. „Passive Control of High-Speed Separated Flows Using Splitter Plates“. *AIAA Journal*, 50(7): 1586–1595, 2012. DOI 10.2514/1.J051566. (Zitiert auf Seite 17)
- Reid, J. und Hastings, R. C. „The Effect of a Central Jet on the Base Pressure of a Cylindrical Afterbody in a Supersonic Stream“. ARC/R&M 3224, Aeronautical Research Council, Cranfield University, Dezember 1959. (Zitiert auf Seite 180)
- Richardson, L. F. „The Approximate Arithmetical Solution by Finite Differences of Physical Problems Involving Differential Equations, with an Application to the Stresses in a Masonry Dam“. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A*, 210:307–357, 1910. DOI 10.1098/rsta.1911.0009. (Zitiert auf den Seiten 104 und 105)
- Roache, P. J. „Perspective: A Method for Uniform Reporting of Grid Refinement Studies“. *Journal of Fluids Engineering*, 116(3):405–413, 1994. DOI 10.1115/1.2910291. (Zitiert auf den Seiten 104 und 107)
- Roache, P. J. „Quantification of Uncertainty in Computational Fluid Dynamics“. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 29(1):123–160, 1997. DOI 10.1146/annurev.fluid.29.1.123. (Zitiert auf Seite 107)
- Roache, P. J. „Error Bars for CFD“. *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA, 2003. DOI 10.2514/6.2003-408. (Zitiert auf Seite 107)
- Rodgman, A. und Perfetti, T. A. *The Chemical Components of Tobacco and Tobacco Smoke*. CRC Press, Boca Raton, 2. Ausgabe, 2013. ISBN 978-1-4665-1548-2. (Zitiert auf Seite 48)
- Rom, J. „Near Wake Flow Studies in Supersonic Flow“. TAE Report 38, Technion - Israel Institute of Technology, Department of Aeronautical Engineering, Haifa, 1965. Annual Summary Report (ASR) 3. (Zitiert auf Seite 8)

- Rusak, Z., Choi, Jung, J., Bourquard, N. und Wang, S. „Vortex Breakdown of Compressible Subsonic Swirling Flows in a Finite-Length Straight Circular Pipe“. *Journal of Fluid Mechanics*, 781:3–27, 2015. DOI 10.1017/jfm.2015.482. (Zitiert auf Seite 19)
- Sagaut, P. *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows: An Introduction*. Scientific Computation (SCIENTCOMP). Springer, Berlin, Heidelberg, 2002. ISBN 978-3-662-04697-5. DOI 10.1007/978-3-662-04695-1. (Zitiert auf den Seiten 10 und 97)
- Sahu, J., Nietubicz, C. und Steger, J. „Navier-Stokes Computations of Projectile Base Flow With and Without Mass Injection“. *AIAA Journal*, 23(9):1348–1355, 1985. DOI 10.2514/3.9091. (Zitiert auf Seite 2)
- Samimy, M. und Lele, S. K. „Particle-Laden Compressible Free Shear Layers“. *26th Joint Propulsion Conference, AIAA*, 1990. DOI 10.2514/6.1990-1977. (Zitiert auf Seite 48)
- Samimy, M. und Lele, S. K. „Motion of Particles with Inertia in a Compressible Free Shear Layer“. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 3(8):1915–1923, 1991. DOI 10.1063/1.857921. (Zitiert auf den Seiten 47 und 48)
- Sandberg, R. D. „Numerical Investigation of Turbulent Supersonic Axisymmetric Wakes“. *Journal of Fluid Mechanics*, 702:488–520, 2012. DOI 10.1017/jfm.2012.201. (Zitiert auf den Seiten 9, 10, 11, 12 und 103)
- Sandberg, R. D. und Fasel, H. F. „Direct Numerical Simulations of Transitional Supersonic Base Flows“. *AIAA Journal*, 44(4):848–858, 2006a. DOI 10.2514/1.18177. (Zitiert auf den Seiten 9, 10, 11, 12 und 17)
- Sandberg, R. D. und Fasel, H. F. „Investigation of Supersonic Wakes Using Conventional and Hybrid Turbulence Models“. *AIAA Journal*, 44(9):2071–2083, 2006b. DOI 10.2514/1.20379. (Zitiert auf den Seiten 9, 112, 128 und 181)
- Sandberg, R. D. und Fasel, H. F. „Numerical Investigation of Transitional Supersonic Axisymmetric Wakes“. *Journal of Fluid Mechanics*, 563:1–41, 2006c. DOI 10.1017/S0022112006000899. (Zitiert auf den Seiten 9 und 10)

- Sauer, R. *Einführung in die theoretische Gasdynamik*. Springer, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 2. Ausgabe, 1951. ISBN 978-3-662-01484-4. DOI 10.1007/978-3-662-01484-4. (Zitiert auf Seite 28)
- Scarano, F. und van Oudheusden, B. W. „Planar Velocity Measurements of a Two-Dimensional Compressible Wake“. *Experiments in Fluids*, 34(3):430–441, 2003. DOI 10.1007/s00348-002-0581-x. (Zitiert auf den Seiten 9, 46, 47 und 48)
- Schetz, J. A. und Swanson, Jr., R. C. „Turbulent Jet Mixing at High Supersonic Speeds“. *Zeitschrift für Flugwissenschaften*, 21(5):166–173, 1973. (Zitiert auf Seite 21)
- Schlichting, H. und Gersten, K. *Grenzschicht-Theorie*. Springer, Berlin, Heidelberg, 10. Ausgabe, 2006. ISBN 978-3-540-23004-5. DOI 10.1007/3-540-32985-4. (Zitiert auf den Seiten 28, 29 und 99)
- Settles, G. S. und Cattafesta, III, L. N. „Supersonic Shock Wave/Vortex Interaction“. CR 192917, NASA, Ames Research Center, April 1993. (Zitiert auf den Seiten 19, 20, 140, 141 und 142)
- Sieling, W. R. und Page, R. H. „A Re-Examination of Sting Interference Effects“. *Propulsion and ASW Meeting*, AIAA, 1970. DOI 10.2514/6.1970-585. (Zitiert auf den Seiten 2, 8, 24 und 25)
- Silton, S. I. und Weinacht, P. „Effect Of Rifling Grooves On The Performance Of Small-Caliber Ammunition“. DTIC/ADA 505719, U. S. Army Research Laboratory (ARL), Aberdeen Proving Ground, Dezember 2008. (Zitiert auf Seite 17)
- Simon, F., Deck, S., Guillen, P. und Sagaut, P. „Reynolds-Averaged Navier-Stokes/Large-Eddy Simulations of Supersonic Base Flow“. *AIAA Journal*, 44(11):2578–2590, 2006. DOI 10.2514/1.21366. (Zitiert auf den Seiten 9 und 15)
- Spalart, P. R. „Strategies for Turbulence Modelling and Simulations“. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 21(3):252–263, 2000. DOI 10.1016/S0142-727X(00)00007-2. (Zitiert auf den Seiten 10 und 96)

- Spalart, P. R. „Young Person’s Guide to Detached-Eddy Simulation Grids“. CR 2001-211032, NASA, Langley Research Center, Juli 2001. (Zitiert auf den Seiten 14, 98 und 99)
- Spalart, P. R. und Allmaras, S. R. „A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows“. *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA, 1992. DOI 10.2514/6.1992-439. (Zitiert auf den Seiten xvii, 14 und 98)
- Spalart, P. R. und Venkatakrishnan, V. „On the Role and Challenges of CFD in the Aerospace Industry“. *The Aeronautical Journal*, 120(1223):209–232, 2016. DOI 10.1017/aer.2015.10. (Zitiert auf den Seiten 10 und 96)
- Spalart, P. R., Jou, W.-H., Strelets, M. und Allmaras, S. R. „Comments on the Feasibility of LES for Wings, and on a Hybrid RANS/LES Approach“. *Advances in DNS/LES: Proceedings of the First AFOSR International Conference on DNS/LES (FAICDL)*, Seiten 137–148, Greyden Press, Columbus, 1997. ISBN 978-1-57074-365-8. (Zitiert auf Seite 98)
- Stern, O. und Volmer, M. „Über die Abklingungszeit der Fluoreszenz“. *Physikalische Zeitschrift*, 20:183–188, 1919. DOI 10.1007/978-3-662-46962-0\_5. Veröffentlicht in Schmidt-Böcking, H., Reich, K., Templeton, A., Trageser, W. und Vill, V. (Hrsg.), *Otto Sterns Veröffentlichungen*. Band 2. Springer, Berlin, Heidelberg, 2016. (Zitiert auf Seite 54)
- Strelets, M. „Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows“. *39th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, AIAA, 2001. DOI 10.2514/6.2001-879. (Zitiert auf Seite 98)
- Swithenbank, J. und Chigier, N. A. „Vortex Mixing for Supersonic Combustion“. *12th Symposium (International) on Combustion*, Seiten 1153–1162, 1969. DOI 10.1016/S0082-0784(69)80492-3. (Zitiert auf Seite 21)
- Swithenbank, J., Eames, I. W., Chin, S. B., Ewan, B. C. R., Yang, Z. Y., Cao, J. und Zhao, X. „Turbulent Mixing in Supersonic Combustion Systems“. *27th Aerospace Sciences Meeting*, AIAA, 1989. DOI 10.2514/6.1989-260. (Zitiert auf Seite 21)
- Tam, C. K. W. „Mach Wave Radiation from High-Speed Jets“. *AIAA Journal*, 47(10):2440–2448, 2009. DOI 10.2514/1.42644. (Zitiert auf Seite 20)

- Tan, J. und Jin, J. „Stress Limiter Consideration for  $k$ - $\omega$  Turbulence Models in Shock Wave/Turbulent Boundary-Layer Interactions in Supersonic and Hypersonic Flows“. *20th Computational Fluid Dynamics Conference*, AIAA, 2011. DOI 10.2514/6.2011-3980. (Zitiert auf den Seiten 128 und 173)
- Tillman, T. G., Patrick, W. P. und Paterson, R. W. „Enhanced Mixing of Supersonic Jets“. *Journal of Propulsion and Power*, 7(6):1006–1014, 1991. DOI 10.2514/3.23420. (Zitiert auf Seite 21)
- Tropea, C., Yarin, A. und Foss, J. F. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1. Ausgabe, 2007. ISBN 978-3-540-30299-5. DOI 10.1007/978-3-540-30299-5. (Zitiert auf den Seiten 26, 46, 47, 49, 50, 54 und 55)
- Visbal, M. und Gordnier, R. „Compressibility Effects on Vortex Breakdown Onset Above a 75-Degree Sweep Delta Wing“. *Journal of Aircraft*, 32(5): 936–942, 1995. DOI 10.2514/3.46821. (Zitiert auf Seite 19)
- Vreman, B., Geurts, B. und Kuerten, H. „Comparison of Numerical Schemes in Large-Eddy Simulation of the Temporal Mixing Layer“. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 22(4):297–311, 1996. DOI 10.1002/(SICI)1097-0363(19960229)22:4<297::AID-FLD361>3.0.CO;2-X. (Zitiert auf Seite 106)
- Ward, J. R. und Baltakis, F. P. „Development of Fumers for Small Caliber Ammunition“. In Murthy, S. N. B., Osborn, J. R., Barrows, A. W. und Ward, J. R., *Aerodynamics of Base Combustion*, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 40, Seiten 449–470. AIAA, New York, The MIT Press, Cambridge, London, 1976. ISBN 978-1-60086-514-5/978-0-915928-04-0. DOI 10.2514/5.9781600865145.0449.0470. Workshop on Aerodynamics of Base Combustion, Purdue University, 1974. (Zitiert auf Seite 16)
- Weidner, S., Hruschka, R., Rey, C., Leopold, F. und Seiler, F. „Supersonic Wake Flow Analysis of Finned Projectile Afterbodies at Various Spin Rates“. *29th International Symposium on Ballistics (ISB)*, Seiten 272–283, International Ballistics Society (IBS), DEStech Publications, Inc., Lancaster, 2016. ISBN 978-1-60595-317-5. Ausgezeichnet mit dem *Rosalind & Pei Chi Chou Award*. (Zitiert auf den Seiten 23, 64 und 81)

- Weidner, S., Hruschka, R., Rey, C., Leopold, F., Frohnapfel, B. und Seiler, F. „Effects of a Swirling Flow Motion on the Supersonic Near Wake Flow Behind Blunt-Based Afterbodies“. *47th Fluid Dynamics Conference*, AIAA, 2017. DOI 10.2514/6.2017-3971. (Zitiert auf den Seiten 2, 23, 43, 64, 69, 71, 77, 83, 84 und 87)
- Weidner, S., Hruschka, R. und Albers, H. „Base Pressure of Spinning Finned Afterbodies at Mach 3.0“. *54th International Conference on Applied Aerodynamics*, 3AF, 2019a. (Zitiert auf den Seiten 34, 38 und 41)
- Weidner, S., Hruschka, R. und Leopold, F. „Base Pressure of Spinning Finned Afterbodies in Supersonic Flow“. *AIAA Journal*, 57(1):472–475, 2019b. DOI 10.2514/1.J056714. (Zitiert auf den Seiten 2, 3, 27, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37, 38 und 41)
- White, F. M. und Christoph, G. H. „A Simple New Analysis of Compressible Turbulent Two-Dimensional Skin Friction Under Arbitrary Conditions“. TR 70-133, Air Force Flight Dynamics Laboratory, Wright-Patterson Air Force Base, Februar 1971. (Zitiert auf Seite 101)



# Anhang



# A RANS-Simulationen

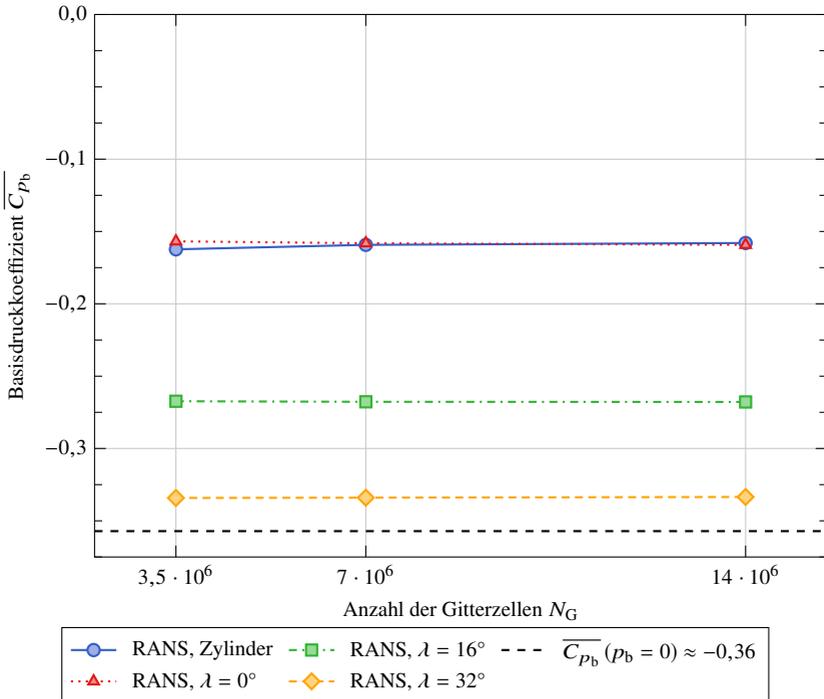
## A.1 Numerische Methoden

Für die RANS-Simulationen wurde ein druckbasierter, gekoppelter Gleichungslöser (ANSYS, 2013) basierend auf einer Finite-Volumen-Methode verwendet. Als Turbulenzmodell wurde das  $k$ - $\omega$ -SST-Wirbelviskositätsmodell nach Menter (1994) verwendet.

Die verwendeten Diskretisierungsmethoden sind identisch mit den, für die DES-Simulationen in den Kapiteln 6 und 7 eingesetzten, Methoden, die in Kapitel 6 beschrieben wurden. Lediglich für die Projektion des Strömungsimpulses aus dem Zellzentrum auf die Zellflächen zur Lösung des Riemann-Problems wurde ein anderes Diskretisierungsverfahren angewendet. Das für die RANS-Simulationen verwendete Diskretisierungsverfahren dritter Ordnung nach van Leer (1979) interpoliert aus Stabilitätsgründen zwischen einem Upwind-Verfahren zweiter Ordnung (Barth und Jespersen, 1989) und einem zentralen Differenzenverfahren zweiter Ordnung (ANSYS, 2013).

**Tabelle A.1:** Zeitlich und räumlich gemittelter Basisdruckkoeffizient für verschiedene räumliche Diskretisierungsdichten und Modelle, berechnet mittels RANS-Methode.

$m$	$h_m^*$	$\overline{C_{p_b,m}}$			
		Zylinder	$\lambda = 0^\circ$	$\lambda = 16^\circ$	$\lambda = 32^\circ$
1	1	-0,164	-0,166	-0,275	-0,340
2	$\sqrt[3]{\frac{14}{7}}$	-0,166	-0,165	-0,275	-0,341
3	$\sqrt[3]{\frac{14}{3,5}}$	-0,169	-0,163	-0,274	-0,341



**Abbildung A.1:** Abhängigkeit der mittels RANS-Methode berechneten Basisdruckkoeffizienten von der räumlichen Auflösung des Rechengitters, eingezeichnet ist auch der theoretisch minimale Basisdruckkoeffizient von  $-0,36$  für  $p_b = 0$ .

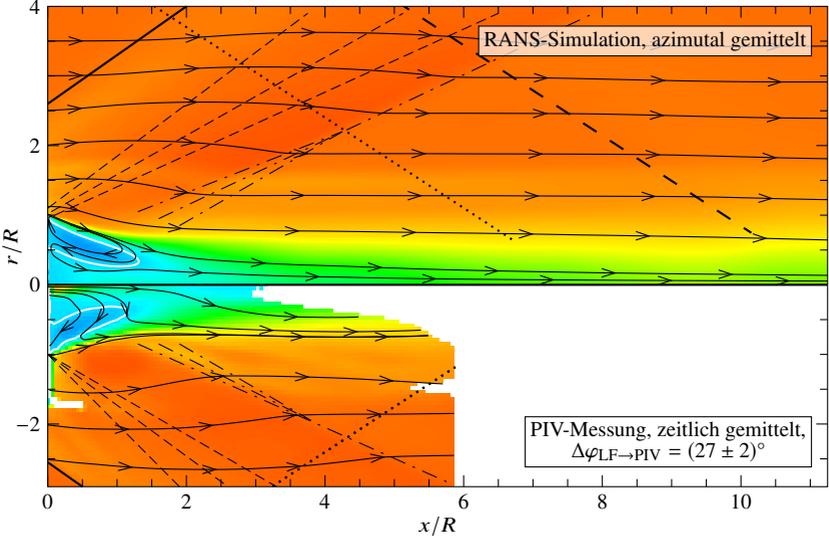
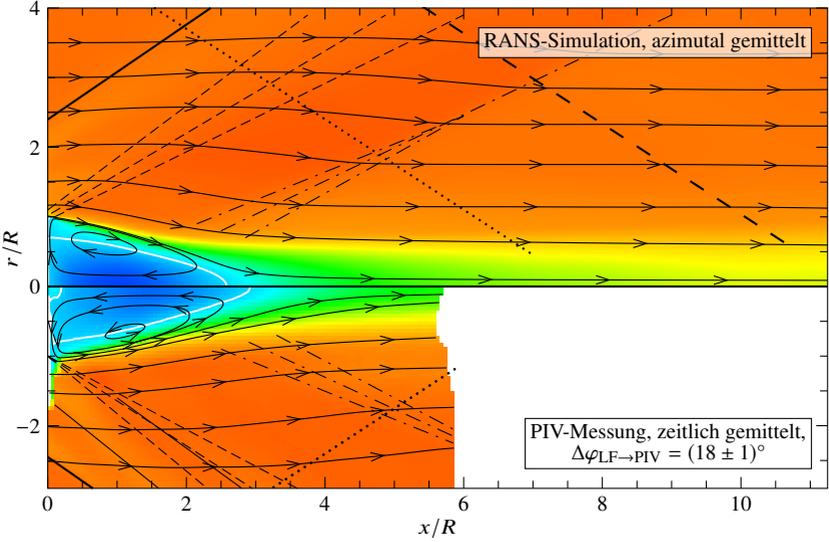
Tabelle A.1 zeigt die über die Basisfläche  $A_b$  gemittelten Basisdruckkoeffizienten  $\overline{C_{p_b}}$  für die Rechengitter, die auch für die DES-Simulationen verwendet wurden. Aufgrund der für RANS-Simulationen relativ hohen Gitterauflösung ist die in Abbildung A.2 gezeigte Abhängigkeit des Basisdruckkoeffizientens  $\overline{C_{p_b}}$  von der Anzahl der Gitterzellen äußerst gering. Der Gitterkonvergenzindex ist im Vergleich zu den DES-Simulationen um nahezu eine Größenordnung geringer und damit im Verhältnis zu den Unterschieden des Basisdruckkoeffizienten zwischen den verschiedenen Modellen so klein, dass dieser in Abbildung A.1 die gleiche Größenordnung wie die eingezeichneten Symbole aufweist. Trotzdem waren die RANS-Simulationen nicht in der Lage, den gemessenen und mittels DES-Methode simulierten Unterschied des Basis-

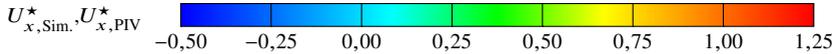
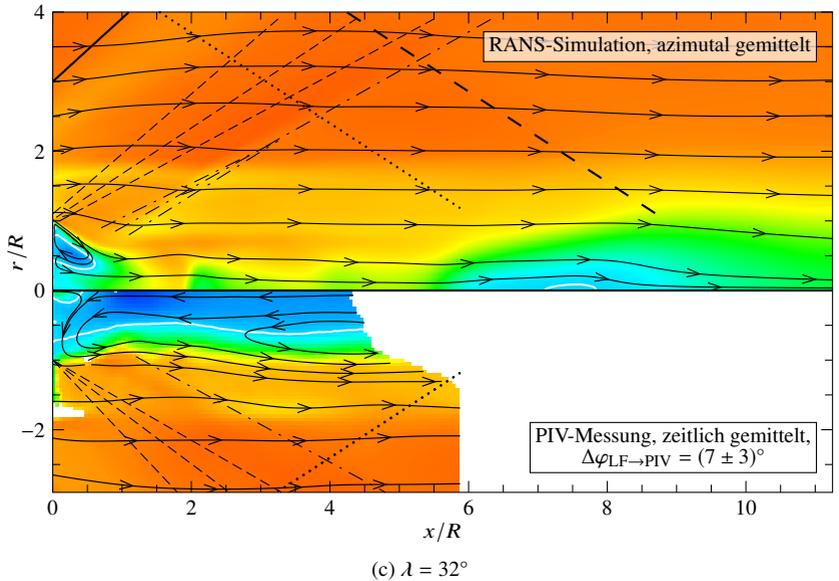
druckes in der Größenordnung von 6% zwischen dem längsangeströmten Zylinder und dem Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  wiederzugeben. Außerdem zeigt Abbildung A.2, dass sich in den RANS-Simulationen für den Nachlauf hinter dem Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  ein deutlich niedrigerer Basisdruck als in den Experimenten ergab.

## A.2 Ergebnisse

Abbildung A.2 vergleicht die mittels RANS-Methode berechneten Axialgeschwindigkeiten im Nachlauf der Modelle mit Leitflächen mit den Ergebnissen der PIV-Messungen aus Kapitel 5.2. Qualitativ entsprechen die mittels RANS-Methode simulierten Geschwindigkeitsfelder für  $\lambda = 0^\circ$  und  $\lambda = 16^\circ$  den Messergebnissen. Die quantitative Abweichung von über 10% der mittels RANS-Methode simulierten Länge des Rezirkulationsgebietes für das Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  von den Messergebnissen ist jedoch höher als für die DES-Ergebnisse. Außerdem war die RANS-Simulation für  $\lambda = 32^\circ$  im Gegensatz zur DES-Simulation nicht in der Lage, die experimentell beobachtete Strömungsstruktur qualitativ wiederzugeben.

Abbildung A.3 vergleicht die mittels RANS-Methode simulierte turbulente kinetische Energie  $k$  mit den PIV-Messergebnissen. Die turbulente kinetische Energie der RANS-Ergebnisse wurde hierfür zu  $k^* = k/U_\infty^2$  normiert. Im Allgemeinen zeigen die Ergebnisse der RANS-Simulation im Nachlauf eine höhere turbulente kinetische Energie als die PIV-Ergebnisse. Dies ist teilweise durch die in den Simulationsergebnissen enthaltenen azimutalen sowie durch kleinskalige Turbulenz verursachten Geschwindigkeitsfluktuationen zu erklären, die experimentell nicht vermessen werden konnten. Außerdem überschätzt das verwendete  $k$ - $\omega$ -SST-Wirbelviskositätsmodell (Menter, 1994) die turbulente kinetische Energie aufgrund der Druckgradienten im Bereich der Rekompensation tendenziell (Oliver et al., 2007, Tan und Jin, 2011). Zusätzlich kann es in den Bereichen nichtisotroper Turbulenz, wie beispielsweise in der Scherschicht, zu systematischen Abweichungen gegenüber den experimentellen Ergebnissen gekommen sein, da das verwendete Turbulenzmodell auf der Annahme isotroper Turbulenz beruht (Menter, 1994).

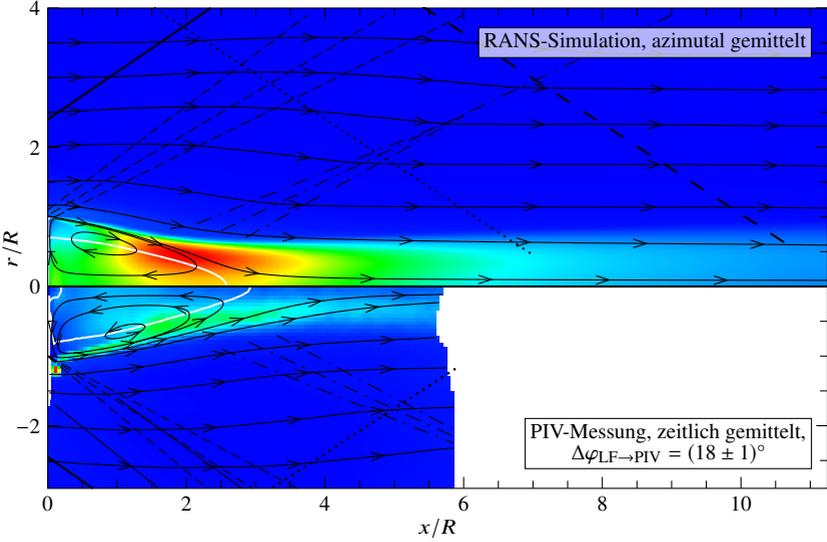




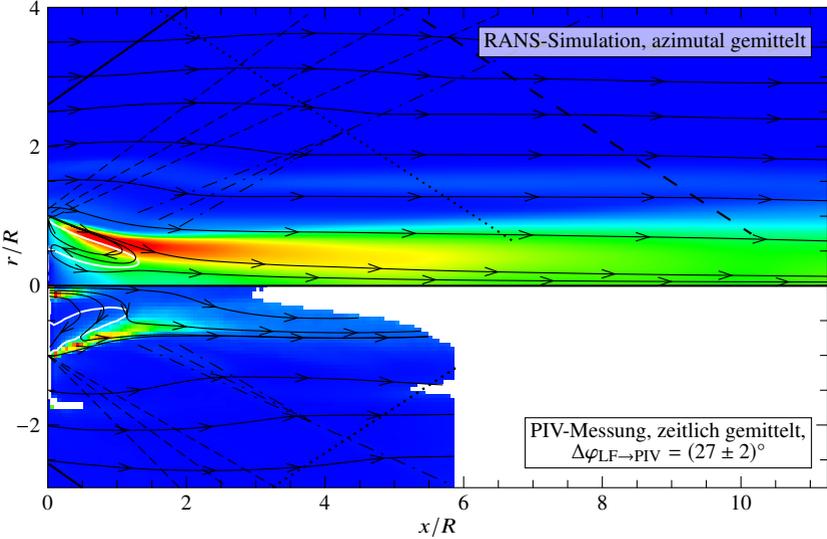
**Abbildung A.2:** Vergleich des gemessenen (PIV) und simulierten (RANS), azimuthal gemittelten, axialen Geschwindigkeitsfeldes, eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie deren Reflexionen von der Windkanalwand (— —), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavalldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekompresseion (— · —) und die Isotache  $U_x = 0$ .

### A.3 Fazit zu den RANS-Simulationen

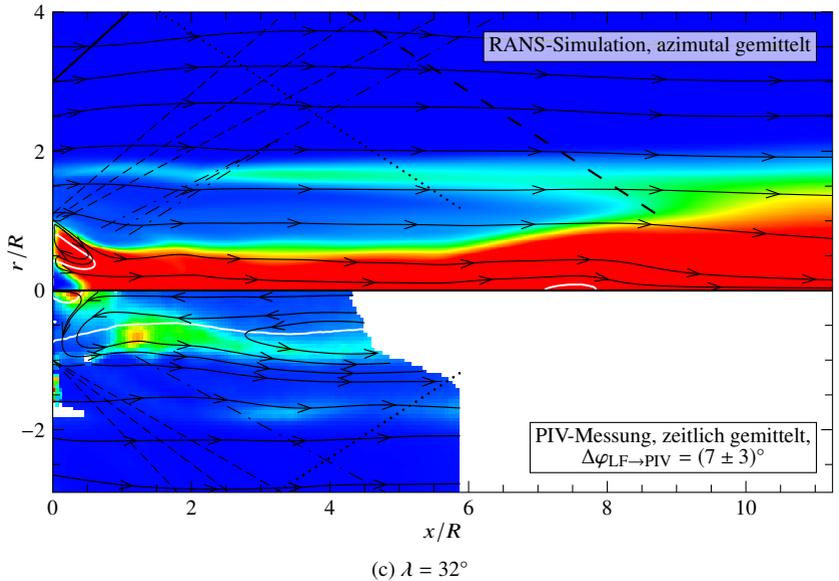
Das verwendete Wirbelviskositätsmodell war nicht in der Lage, die Auswirkungen nichtisotroper Turbulenz korrekt zu beschreiben, sodass der Einfluss der Leitflächen auf die Strömungsbedingungen in der Scherschicht nicht korrekt wiedergegeben wurde. Deshalb konnte der gemessene und mittels DES-Methode simulierte Unterschied des Basisdruckes zwischen dem längs-angeströmten Zylinder und dem Modell mit  $\lambda = 0^\circ$  in der Größenordnung von 6% durch die RANS-Simulationen nicht gezeigt werden. Durch die Verwendung eines Reynolds-Stress-Modells, mit welchem auch anisotrope



(a)  $\lambda = 0^\circ$



(b)  $\lambda = 16^\circ$



$k^*, k_{U'_x, U'_r}^*$    
 0,0                      0,1                      0,2                      0,3                       $\geq 0,4$

**Abbildung A.3:** Vergleich der gemessenen (PIV) und simulierten (RANS), azimutal gemittelten, turbulenten kinetischen Energie  $k_{U'_x, U'_r}^*$  beziehungsweise  $k^*$ , eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie deren Reflexionen von der Windkanalwand (— —), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavalldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekompresseion (— · —) und die Isotache  $U_x = 0$ .

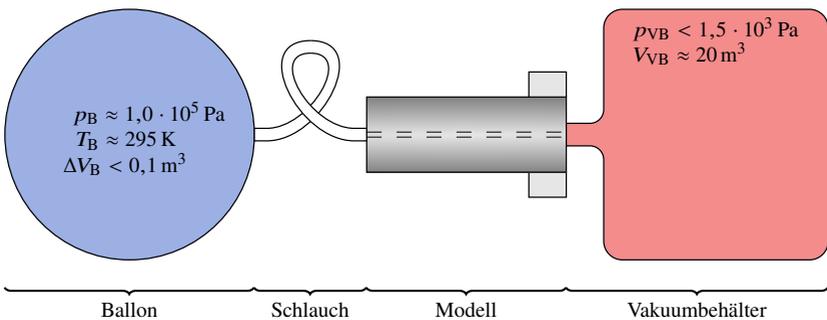
Turbulenz modelliert werden kann, könnte die Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Messungen mutmaßlich verbessert werden.

Außerdem war die RANS-Simulation für das Modell mit  $\lambda = 32^\circ$  nicht in der Lage, die Interaktion des rotierenden Strömungsfeldes im fernen Nachlauf mit den Verdichtungsstößen, hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten sowie durch den Übergang zwischen Lavalldüse und Messkammer, korrekt wiederzugeben.

Die hauptsächlich durch Zentrifugalkräfte erzeugte Strömungsstruktur des Nachlaufes hinter dem Modell mit  $\lambda = 16^\circ$  konnte von den RANS-Simulationen hingegen zumindest qualitativ abgebildet werden.

## B Massenstrom in das nahe Nachlaufgebiet verursacht durch PIV-Messungen

### B.1 Messung des maximalen Massenstroms



**Abbildung B.1:** Skizze des Versuchsaufbaus zur Bestimmung des maximalen Massenstroms durch das Modell während der PIV-Messungen.

Zur Bestimmung des maximalen Massenstroms in das Nachlaufgebiet, der während der PIV-Messungen aufgrund des Unterdruckes an der Basis gegenüber den atmosphärischen Bedingungen außerhalb des Windkanals entstand, wurde der in Abbildung B.1 skizzierte Versuchsaufbau verwendet. Luft strömte mit einem nahezu konstanten Druck  $p_B \approx 1,0 \cdot 10^5 \text{ Pa}$  aus einem Ballon durch einen etwa 3 m langen Schlauch und das Modell in einen Vakuumbehälter mit dem Druck  $p_{VB} < 1,5 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ . Der Schlauch und das Modell wurden in der Konfiguration verwendet, wie sie während der PIV-Messungen zum Einsatz gekommen waren. Aus der Volumenänderung des Ballons  $\Delta V_B$  über die Zeit wurde mit dem idealen Gasgesetz (Oswatitsch, 1952) und der Temperatur der Luft im Ballon  $T_B \approx 295 \text{ K}$  der mittlere Maximalmassenstrom

durch das Modell zu  $\dot{m}_{\max} = (4,65 \pm 0,10) \cdot 10^{-5} \text{ kg/s}$  bestimmt. Da der Druck  $p_b$  an der Basis während der Versuche höher war als  $p_{vB}$  und die Strömung durch die zur Partikelerzeugung eingesetzten Zigaretten zusätzliche Reibungsverluste erzeugte, war der tatsächlich auftretende Massenstrom  $\dot{m}_{PIV}$  in das Nachlaufgebiet während der PIV-Messungen nicht größer als der gemessene maximale Massenstrom  $\dot{m}_{\max}$ .

## B.2 Einfluss des PIV-Massenstroms auf das Strömungsfeld

### B.2.1 Abschätzung mittels semi-empirischer Korrelation

Von Danberg (1990) wurde eine semi-empirische Methode zur Bestimmung des Einflusses eines Massenstroms in das Rezirkulationsgebiet sowie dessen Temperatur auf den Basisdruck entwickelt (Danberg und Nietubicz, 1992). Moore und Hymer (2002) verglichen die Theorie von Danberg (1990) mit Messergebnissen für Überschallströmungen von Reid und Hastings (1959), Bowman und Clayden (1967) sowie Mathur und Dutton (1996) und konnten bis zu einem entdimensionalisierten Massenstrom von etwa 0,02 eine gute Übereinstimmung zeigen. Für die PIV-Messungen ergibt sich aus dem Verhältnis des Massenstroms in das Rezirkulationsgebiet  $\dot{m}_{PIV}$  zu dem Massenstrom  $4\rho_{\infty}U_{\infty}/(\pi D^2)$ , den die Anströmung bezogen auf den Strömungsquerschnitt des Modells hatte, ein entdimensionalisierter Massenstrom von weniger als  $5,5 \cdot 10^{-5}$ . Der entdimensionalisierte Massenstrom liegt somit innerhalb des von Moore und Hymer (2002) gezeigten Gültigkeitsbereiches der von Danberg (1990) entwickelten Methode, sodass der Einfluss auf den mittleren Basisdruck zu weniger als 0,1 % bestimmt werden konnte.

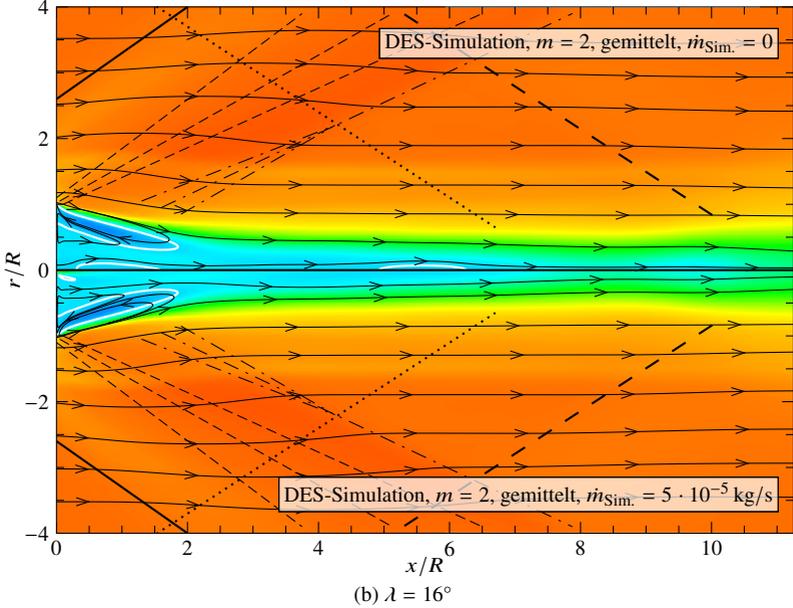
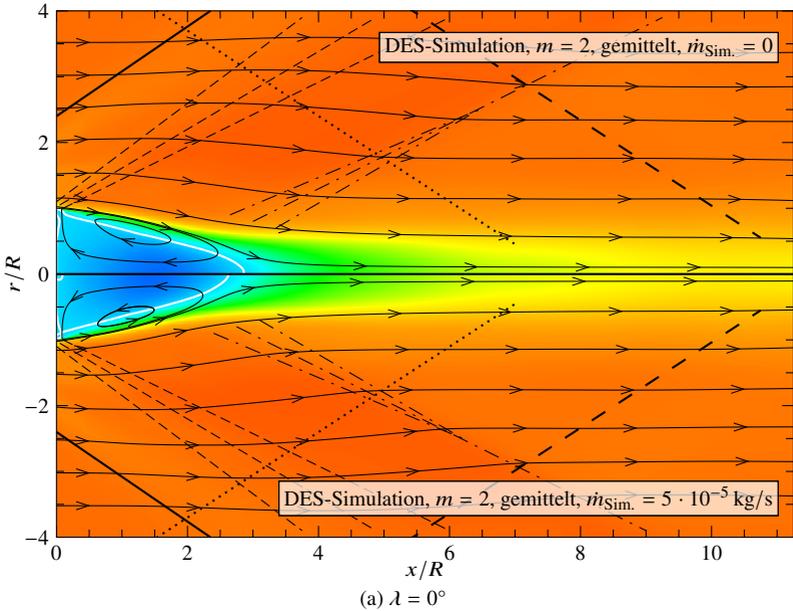
### B.2.2 DES-Simulationen mit zentralem Massenstrom

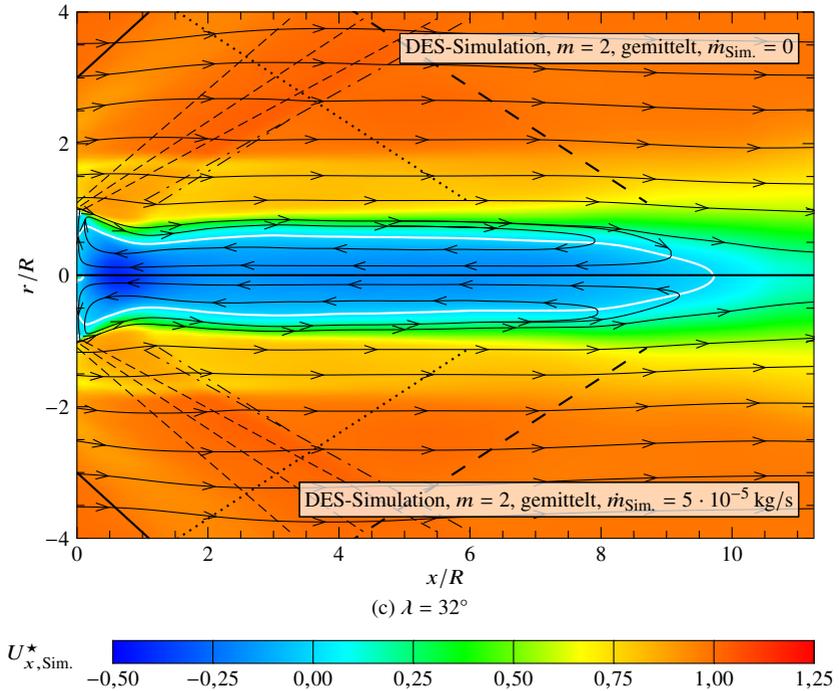
Über einen lokalen Einfluss im Bereich der Einströmung sowie über einen Einfluss auf die Struktur des Nachlaufes kann mit der Theorie von Danberg (1990) allerdings keine Aussage getroffen werden. Deshalb wurden zusätzliche DES-Simulationen auf dem mittleren Gitter  $m = 2$  mit einem zentralen Massenstrom von  $\dot{m}_{Sim.} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ kg/s}$  durchgeführt. Dieser Massenstrom ist

größer als der experimentell ermittelte maximale Massenstrom und damit in jedem Fall größer als der während den PIV-Messungen erzeugte Massenstrom. Abbildung B.2 vergleicht die simulierten mittleren Axialgeschwindigkeitsfelder der Modelle mit Leitflächen mit und ohne zentralem Massenstrom in das nahe Nachlaufgebiet.

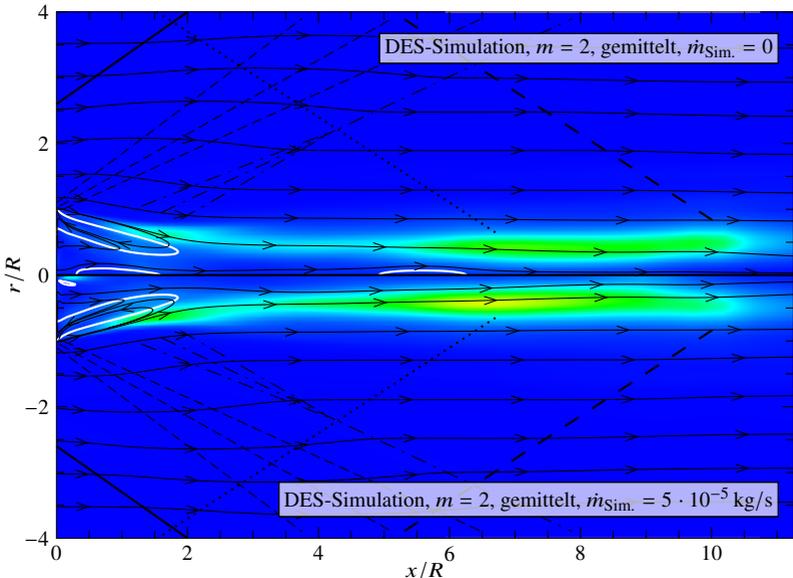
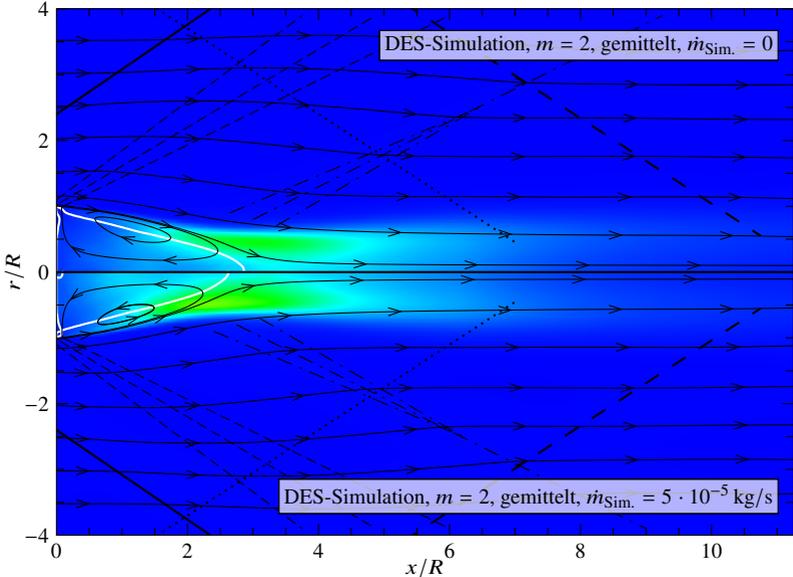
Abbildung B.2a zeigt, dass der zentrale Massenstrom die Struktur der Nachlaufströmung für  $\lambda = 0^\circ$  nicht in dem Maße veränderte, wie dies für höhere Massenströme durch Mathur und Dutton (1996) experimentell gezeigt worden war. Im Vergleich zu dem Simulationsergebnis ohne zentralem Massenstrom ist das Rezirkulationsgebiet allerdings um 8 % kürzer, was auf den um 5 % geringeren Basisdruck zurückzuführen ist. Die Simulationsergebnisse mit zentralem Massenstrom zeigen gegenüber der Simulation ohne Massenstrom in Abbildung B.3a ein erhöhtes Niveau der relativen turbulenten kinetischen Energie  $k_{U'_x, U'_r}^*$ . Insbesondere der von Forsythe et al. (2002a) beschriebene unphysikalische Übergang von der modellierten Turbulenz der Grenzschicht zur aufgelösten Turbulenz in der Scherschicht fand in den Simulationen mit zentralem Massenstrom weiter stromauf statt. Aufgrund dieses numerischen Effektes wurde das Fluid des Rezirkulationsgebietes stärker von der äußeren Strömung mitgenommen als in der Simulation ohne zentralem Massenstrom, sodass der Druck an der Basis abfiel (Sandberg und Fasel, 2006b). Obwohl sich die Struktur der Nachlaufströmung in Abbildung B.2a nicht ändert, zeigt die Veränderung des Übergangs zwischen modellierter und aufgelöster Turbulenz die Sensitivität der numerischen Simulationen bezüglich numerischer Effekte.

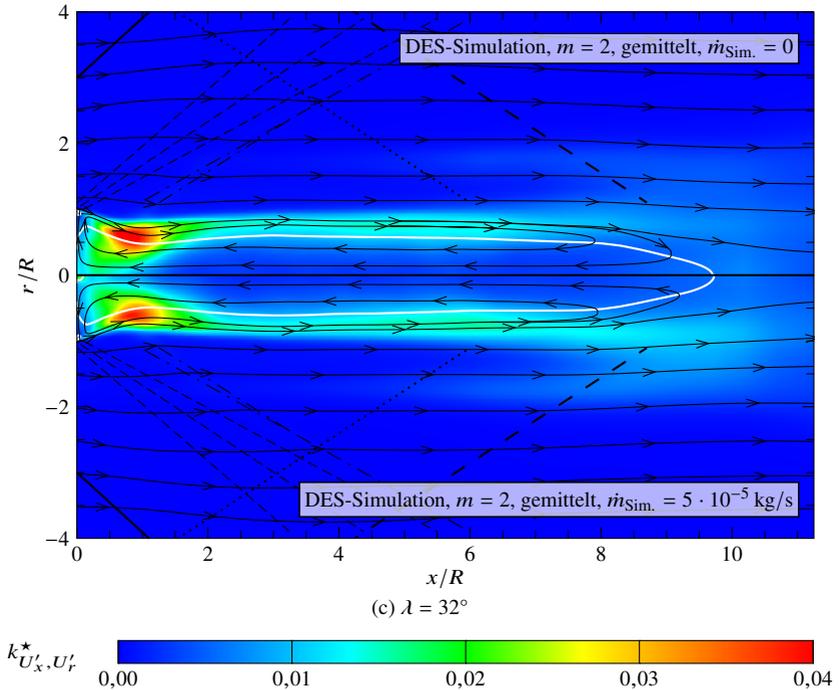
Für die in den Abbildungen B.2b, B.2c, B.3b und B.3c gezeigten Nachlaufströmungen hinter Modellen mit angestellten Leitflächen sind nur lokale Veränderungen der Strömungsfelder in der Nähe der Achse zu erkennen. Insbesondere das Einströmen des Gases in den Nachlauf bei  $x, r = 0$  ist in den Abbildungen B.2 und B.3 für alle Modelle gut erkennbar. Insgesamt zeigt der Vergleich der numerischen Simulationen mit und ohne zentralem Massenstrom für die unterschiedlichen Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  bis auf lokale Unterschiede im Bereich der zentralen Gaseinströmung eine gute Übereinstimmung der Nachlaufstrukturen. Eine grundlegende strukturelle Beeinflussung der Nachlaufstruktur durch den für die PIV-Methode notwendigen Partikelmassenstrom konnte somit für Leitflächenanstellwinkel  $\lambda$  von  $0^\circ$ ,  $16^\circ$  und  $32^\circ$ , basierend auf den numerischen Ergebnissen, ausgeschlossen werden.





**Abbildung B.2:** Einfluss des PIV-Massenstroms  $\dot{m}_{\text{Sim.}} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ kg/s}$  auf die simulierten (DES), azimuthal und zeitlich gemittelten, relativen Axialgeschwindigkeiten im Nachlauf, eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie deren Reflexionen von der Windkanalwand (- -), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavaldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (- - -), die Rekompresseion (- · -) und die Isotache  $U_x^* = 0$ .





**Abbildung B.3:** Einfluss des PIV-Massenstroms  $\dot{m}_{\text{Sim.}} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ kg/s}$  auf die simulierte (DES), azimuthal und zeitlich gemittelte, relative, turbulente kinetische Energie  $k_{U'_x, U'_r}^*$  im Nachlauf, eingezeichnet sind die zeitlich gemittelten Stromlinien, die Verdichtungsstöße hervorgerufen durch die Leitflächenvorderkanten (—) sowie deren Reflexionen von der Windkanalwand (— —), der Verdichtungsstoß am Ende der Lavaldüse (·····), der Expansionsfächer an der Modellhinterkante (---), die Rekompensation (— · —) und die Isotache  $U_x^* = 0$ .



# Schriftenreihe des Instituts für Strömungsmechanik

Karlsruher Institut für Technologie (KIT) | ISSN 2199-8868

---

- Band 1     **Gertraud Maria Daschiel**  
Strategies to reduce friction losses and their implications for the energy efficient design of internal flow domains.  
ISBN 978-3-7315-0291-3
- Band 2     **Andreas Güttler**  
High accuracy determination of skin friction differences in an air channel flow based on pressure drop measurements.  
ISBN 978-3-7315-0502-0
- Band 3     **Anna Christina Daub**  
Numerical Haemodynamics in the Human Heart.  
ISBN 978-3-7315-0757-4
- Band 4     **Alexander Stroh**  
Reactive Control of Turbulent Wall-Bounded Flows for Skin Friction Drag Reduction.  
ISBN 978-3-7315-0766-6
- Band 5     **Giacomo Cocconi**  
Numerical Study on the Propagation of Turbulent Fronts in Dilute Polymer Solutions.  
ISBN 978-3-7315-0829-8
- Band 6     **Andrea Roberto Codrignani**  
Numerical representation of a pin-on-disc tribometer for the investigation of textured surfaces.  
ISBN 978-3-7315-0874-8
- Band 7     **Stephan Weidner**  
Einfluss des Dralls auf den Überschallnachlauf eines längsangeströmten zylindrischen Körpers.  
ISBN 978-3-7315-1030-7

SCHRIFTENREIHE DES INSTITUTS FÜR STRÖMUNGSMECHANIK  
KARLSRUHER INSTITUT FÜR TECHNOLOGIE (KIT) | BAND 7

Der Strömungsbereich unmittelbar hinter Körpern, die mit Überschall angeströmt werden, wird als Überschallnachlauf bezeichnet. Da Nachlaufströmungen einen Einfluss auf die aerodynamischen Kräfte der umströmten Körper haben können, sind diese nicht nur von wissenschaftlichem, sondern auch von technischem Interesse. In der vorliegenden Arbeit wird der Einfluss eines vor der Hinterkante längsangeströmter zylindrischer Körper in die Strömung eingebrachten Dralls auf deren Überschallnachlauf untersucht. Zunächst wurden Windkanalexperimente und numerische Strömungssimulationen durchgeführt. Anhand der experimentellen und numerischen Ergebnisse konnten zwei aufeinanderfolgende Veränderungen der Strömungsstruktur nachgewiesen werden. Als Folge der veränderten Nachlaufstruktur konnte auch eine Verringerung des Basisdrucks um bis zu 80 % gegenüber einem nicht-rotierenden Nachlauf festgestellt werden. Im letzten Teil der Arbeit werden die strömungsmechanischen Zusammenhänge und Ursachen der unterschiedlichen Strömungsstrukturen sowie deren Auswirkungen detailliert beschrieben und analysiert.

ISBN 978-3-7315-1030-7



9 783731 510307 >

ISSN 2199-8868 | ISBN 978-3-7315-1030-7