

Universität der Bundeswehr München  
Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik  
Institut für Strömungsmechanik und Aerodynamik

**Experimentelle Untersuchungen  
zur Wirbeldynamik  
am überziehenden Triebwerkseinlauf**

Dipl.-Ing. Sonja Schulze

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

Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

eingereichten Dissertation

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. R. Niehuis
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. rer. nat. C.J. Kähler
2. Berichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. R. Radespiel

Diese Dissertation wurde am 14.06.2012 bei der Universität der Bundeswehr München, 85577 Neubiberg eingereicht und durch die Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik am 20.06.2012 angenommen.

Tag der Prüfung: 17.12.2012



## Übersicht

Zur Charakterisierung der Topologie und des dynamischen Verhaltens der abgelösten Strömung in einem Triebwerkseinlauf wurden generische Experimente an einer Durchflussgondel in einem Niedergeschwindigkeitswindkanal der Universität der Bundeswehr in München mit klassischen und zeitauflösenden Messtechniken durchgeführt.

Basierend auf numerischen Untersuchungen an einem Referenztriebwerk wurde erfolgreich eine rotationssymmetrische Durchflussgondel entwickelt, deren Grenzschichtverhalten unter Windkanalbedingungen die Strömung in einem Triebwerk mit realistischem Massenstrom und integriertem Fan abbildet. Der experimentelle Aufbau ist sorgfältig in Hinblick auf Strömungsqualität und Windkanalkorrekturen analysiert worden, und leichte Abweichungen der Istkontur des Windkanalmodells vom Sollwert konnten als unkritisch für die untersuchten Strömungszustände eingeordnet werden. Die Einleitung der Transition erfolgte in den Experimenten über statisches, wandnormales Ausblasen, um so einen reproduzierbaren Strömungszustand zu gewährleisten.

Die Ergebnisse der Untersuchungen zeigen, dass der überzogene Einlauf durch eine turbulente Ablöseblase an der unteren Einlaufkante charakterisiert wird. Ölanstrichbilder weisen in ihren Wandstromlinienverläufen ein Eulenaugenpaar auf, dessen Größe mit dem Anstellwinkel wächst. Druck- und PIV-Messungen in der Symmetrieebene der Durchflussgondel erlauben Aussagen über Größe und Wachstum der Ablöseblase mit dem Anstellwinkel und stehen in gutem Einklang mit der volumetrischen Darstellung der Ablöseblase aus tomographischen PIV-Messungen. Das aus den komplementären Messungen abgeleitete Modell der Strömungstopologie stimmt mit bisherigen Erkenntnissen in der Literatur gut überein.

Die Dynamik des stochastischen Wirbelabwerfens im Einlauf konnte bei hohen Reynoldszahlen von  $1.34 \times 10^6$  basierend auf den Geschwindigkeitsfeldern einer zeitauflösenden PIV-Messung störungsfrei analysiert werden. So liegen die charakteristischen Frequenzen in der Scherschicht unterhalb von 200 Hz und wandern mit steigendem Anstellwinkel in Richtung kleinerer Frequenzen. Die für das Wirbelabwerfen maßgeblichen, kohärenten Strukturen schwimmen im Bereich der freien Scherschicht ab, was durch die Anwendung zweier Wirbeldetektionsverfahren ( $\lambda_{c,i}$ -Kriterium, Reynoldszerlegung) bewiesen werden konnte. Demzufolge eignen sich instationäre Druckmessungen an der Modelloberfläche weniger zur Bestimmung charakteristischer Frequenzen des Wirbelabwerfens, sondern eher als Indikator für ein Gebiet rückläufiger Strömung. Die Ergebnisse zur Entwicklung von Wirbelgröße und -stärke in Abhängigkeit von Anstellwinkel und Wandabstand vervollständigen die Beobachtungen zum instationären Verhalten der Einlaufströmung.

Für die Validierung neuartiger, numerischer Simulationsmethodiken am Triebwerkseinlauf ist somit eine bislang einmalige Datenbasis generiert worden, die auf dem erfolgreichen Entwurf einer typischen Einlaufströmung unter Windkanalbedingungen basiert. Es konnte gezeigt werden, dass die strömungsmechanischen Phänomene des überzogenen Triebwerkseinlaufs mit den Messverfahren dieser Arbeit sehr gut erfassbar sind und dass die Skalen des instationären Wirbelabwerfens klar von den Skalen der turbulenten Schwankungsbewegung getrennt werden können.



## Abstract

For the characterization of the topology and the dynamic behaviour of the separated flow in a jet engine inlet, generic experiments on a flow-through nacelle were conducted in a low-speed wind tunnel at the Universität der Bundeswehr in Munich with classic and time-resolving measurement techniques.

Based on numerical investigations on a reference jet engine, an axisymmetric flow-through nacelle was successfully designed which features a boundary layer behaviour comparable to a jet engine with a realistic mass flow rate and an integrated fan. The experimental setup was carefully analyzed with regard to flow quality and wind tunnel corrections, and small deviations between actual and target geometry of the wind tunnel model were found to have no crucial impact on the investigated flow conditions. Transition was introduced in the experiments by steadily blowing out normal to the wall which ensured reproducible measurement conditions.

The results of the investigations show that the separated inlet flow is characterized by a turbulent separation bubble around the inlet's bottom lip. Oil flow pictures feature an owl eye in their streamline distributions which grows with increasing angle of attack. Pressure and PIV measurements in the flow-through nacelle's symmetry plane give way to statements about the size and growth of the turbulent separation bubble and are in good accordance with the volumetric representation of the separation bubble obtained from tomographic PIV measurements. The derived model of the flow topology is consistent with preliminary findings in the current literature.

The dynamics of the stochastic vortex shedding in the inlet could be analyzed non-intrusively at high Reynolds numbers of  $1.34 \times 10^6$  based on the velocity fields of a time-resolved PIV measurement. Thus the characteristic frequencies in the free shear layer are smaller than 200 Hz, and change to smaller values with increasing angle of attack. The coherent structures which represent the vortex shedding move along the path of the free shear layer which could be demonstrated by applying two different vortex detection methods ( $\lambda_{ci}$ -criterion, Reynolds decomposition). Therefore unsteady pressure measurements at the wind tunnel model's surface are less suited to determine the characteristic frequencies of the vortex shedding, but can indicate regions of reversed flow very well. Results about the development of vortex size and strength dependant on the angle of attack and the wall distance complement the investigations on the unsteady behaviour of the inlet flow.

In this way an up to now unique data basis was generated for the validation of novel, numerical simulation methods which is based on a successful design of an inlet flow under wind tunnel conditions. It could be shown that the fluid mechanical phenomena of the stalling jet engine inlet are ascertainable with sophisticated measurement techniques and it became apparent that the scales of the unsteady vortex shedding can be separated from the scales of the turbulent fluctuations.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Bezeichnungen</b>	<b>III</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation . . . . .	1
1.2 Stand der Forschung . . . . .	2
1.3 Gliederung der Arbeit . . . . .	9
<b>2 Aerodynamische Auslegung des Windkanalmodells</b>	<b>11</b>
2.1 LARA Gondel . . . . .	11
2.2 Durchflussgondel . . . . .	14
2.3 Bewertung . . . . .	17
<b>3 Experimenteller Aufbau und Durchführung der Windkanalversuche</b>	<b>21</b>
3.1 Versuchsanlage . . . . .	21
3.2 Windkanalmodell . . . . .	24
3.2.1 Konstruktive Eigenschaften . . . . .	24
3.2.2 Vergleich von Ist- und Sollkontur . . . . .	27
3.3 Windkanalkorrekturen . . . . .	28
3.4 Angewandte Mess- und Visualisierungstechniken . . . . .	30
3.4.1 Strömungsvisualisierung . . . . .	30
3.4.2 Statische Druckmessungen . . . . .	31
3.4.3 Instationäre Druckmessungen . . . . .	32
3.4.4 Particle Image Velocimetry . . . . .	33
3.5 Bewertung der Messgenauigkeit . . . . .	42
<b>4 Transition und beginnende Strömungsablösung</b>	<b>47</b>
4.1 Problemstellung und Methodik . . . . .	47
4.2 Sensitivitäten der abgelösten Strömung . . . . .	50
4.2.1 Einfluss der Trippingmethode . . . . .	50
4.2.2 Einfluss von Änderungen im experimentellen Aufbau . . . . .	55
4.3 Bewertung der experimentellen Umsetzung . . . . .	59
<b>5 Topologie der turbulenten Ablöseblase</b>	<b>63</b>
5.1 Entwicklung der Wandstromlinienverläufe . . . . .	63
5.2 Entwicklung der zeitlich gemittelten Ablöseblase in ihrer Symmetrieebene . . . . .	65
5.3 Volumetrische Charakterisierung der Ablöseblase . . . . .	77

5.4	Bewertung . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Dynamik des Wirbelabwerfens</b>	<b>83</b>
6.1	Frequenzanalyse . . . . .	83
6.1.1	Grundlagen . . . . .	83
6.1.2	Auswertemethodik . . . . .	84
6.1.3	Charakteristische Frequenzen in der Symmetrieebene . . . . .	87
6.2	Wirbeldetektion . . . . .	94
6.2.1	Grundlagen . . . . .	94
6.2.2	Auswertemethodik . . . . .	97
6.2.3	Eigenschaften der Wirbelstrukturen in der Symmetrieebene . . . . .	99
6.3	Bewertung . . . . .	105
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>109</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>113</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>121</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>125</b>



# Bezeichnungen

## Lateinische Symbole

$A$	Fläche oder diskrete Fouriertransformierte
$E$	Wirbelenergie
$F$	Feuchte
$H$	Höhe der turbulenten Ablöseblase
$I$	Autoleistungsspektrum eines einzelnen Datensegments
$K$	Anzahl der eigenständigen Datensegmente bei der FFT
$KU$	Flachheit (Kurtosis)
$L$	Länge oder Anzahl der Messwerte in einem Datensegment bei der FFT
$L1, L2$	große und kleine Halbachse einer Ellipse
$M$	Abbildungsmaßstab der PIV-Messungen (Bildgröße/Objektgröße)
$Ma$	Machzahl
$N$	Anzahl
$N_k$	Wirbelzahl
$\hat{P}$	Gemittelttes Autoleistungsspektrum
$Q$	zweite Invariante des Geschwindigkeitsgradiententensors
$R$	spezifische Gaskonstante oder dritte Invariante des Geschw.tensors
$Re$	Reynoldszahl
$S$	Sutherland Konstante
$\underline{\underline{S}}$	symmetrischer Deformationsgeschwindigkeitstensor
$Str$	Strouhalzahl
$SK$	Schiefe (Skew)
$STD$	Standardabweichung
$T$	Temperatur
$Tu$	Turbulenzgrad
$U$	Anströmgeschwindigkeit oder Normalisierungsfaktor bei der FFT
$\bar{U}_{SL}$	mittlere Geschwindigkeit in der freien Scherschicht
$\dot{V}$	Volumenstrom
$W$	Breite des Nachlaufs oder Fensterfunktion
$X$	spezifische Luftfeuchtigkeit oder Datensequenz bei der FFT
$\Delta X$	Verschiebung eines Partikels auf dem Kamerasensor in der Zeit $\Delta t$
$a$	Schallgeschwindigkeit
$b$	Apertur

$c$	Profiltiefe bzw. hier Länge der Gondel
$c_{f,x}$	Schubspannungsbeiwert in x-Richtung
$d$	Partikeldurchmesser oder Wirbelabstand
$d_p$	Durchmesser des realen Partikels
$d_\tau$	Durchmesser des Partikelbilds
$f$	Frequenz
$j$	Zählvariable des aktuellen Messwertes
$k$	Zählvariable für die Anzahl der Datensegmente bei der FFT
$m$	Abbildungsfaktor der PIV-Messungen
$\dot{m}$	Massenstrom
$n$	Zählvariable für die diskreten Frequenzen bei der FFT
$p$	Druck
$q$	Staudruck
$t$	Zeit
$\Delta t$	zeitlicher Abstand zwischen zwei Laserpulsen
$u, v, w$	Geschw.komponenten im kart. Koord.system der Durchflussgondel
$u_c$	Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbelstrukturen (KOOS Gondel)
$u_{WK}$	Geschw.komponente im kart. Koord.system des Windkanals
$v_{jet}$	Geschw.komponente normal zur Gondeloberfläche beim Ausblasen
$x, y, z$	kartesische Koordinaten

## Griechische Symbole

$\underline{\underline{\Omega}}$	asymmetrischer Drehgeschwindigkeitstensor
$\alpha$	Anstellwinkel
$\delta_2$	Impulsverlustdicke
$\varepsilon$	Ungenauigkeit aus der Bestimmung der Partikelbildverschiebung
$\lambda$	Wellenlänge des Lichts
$\lambda_{ci}$	Wirbelstärke
$\lambda_i$	Eigenwert, $i=1,2,3$
$\nu$	kinematische Viskosität
$\theta$	Winkel der verschiedenen Gondelumfangsschnitte
$\rho$	Dichte
$\sigma_{ges}$	relativer Gesamtfehler
$\sigma_M$	relativer Fehler des Abbildungsmaßstabs
$\sigma_{PL}$	relativer Fehler durch Peak-Locking
$\sigma_{U_\infty}$	relativer Fehler der Anströmgeschwindigkeit
$\sigma_{\Delta X}$	relativer Fehler der Partikelbildverschiebung
$\omega$	Wirbelhaftigkeit (Rotation)

---

## Mathematische Symbole

$\nabla$	Nabla-Operator
$\Delta$	Diskriminante
<i>Det</i>	Determinante

## Indizes

<i>A</i>	Ausblasöffnung
<i>BK</i>	Beruhigungskammer
<i>Fan</i>	die Fanebene betreffende Größe
<i>FS</i>	Full Scale
<i>HL</i>	die Eintrittsebene des Einlaufs betreffende Größe
<i>M</i>	Abbildungsmaßstab
<i>MS</i>	Model Scale
<i>PL</i>	Peak-Locking
<i>SL</i>	die Scherschicht (shear layer) betreffende Größe
$U_\infty$	Anströmgeschwindigkeit
<i>VF</i>	Vektorfeld
<i>W</i>	Wirbel
<i>WD</i>	Wasserdampf
<i>WK</i>	Windkanal
<i>abs</i>	Absolutgröße
<i>c</i>	Konvektionsgröße oder komplexe Größe
<i>fL</i>	feuchte Luft
<i>ges</i>	Gesamtgröße
<i>i</i>	innen oder Imaginärteil einer Größe
<i>ist</i>	Istgröße
<i>max</i>	Maximalwert
<i>p</i>	reale Partikelgröße
<i>r</i>	Realteil einer Größe
<i>rel</i>	Relativgröße
<i>s</i>	Sampling
<i>sep</i>	die Ablöseblase (separation bubble) betreffende Größe
<i>soll</i>	Sollgröße
<i>stat</i>	statische Größe
<i>t</i>	Totalgröße
<i>tL</i>	trockene Luft
<i>wake</i>	den Nachlauf (wake) betreffende Größe
60	einen Winkel von 60° betreffende Größe

$\tau$	Bildgröße
$\infty$	Größe der freien Anströmung
'	Schwankungsgröße (Momentanwert - Mittelwert)

## Abkürzungen

AWM	Atmosphärischer Windkanal München
CCD	Charge-Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
DC60	Distortion Coefficient eines gestörten Winkels von 60°
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacate
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
EK	Ensemble-Korrelation
FFT	Fast Fourier Transform
FK	Fenster-Korrelation
FOR	Forscherguppe
gUZS	gegen den Uhrzeigersinn drehend
iUZS	im Uhrzeigersinn drehend
JHh-v2	Jakirlić Hanjalić homogeneous 2. Version
KB	Klebeband
LARA	Laminar Flow Research Action
LES	Large Eddy Simulation
MART	Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique
PIV	Particle Image Velocimetry
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PVC	Polyvinylchlorid
RANS	Reynolds-Averaged Navier Stokes
RSM	Reynolds-Spannungs Modell
SA	Spalart Allmaras
SAE	Spalart Allmaras mit Edwards Modifikation
SPIV	Stereoskopische Particle Image Velocimetry
SST	Shear Stress Transport
TL	Teelöffel
Tomo-PIV	Tomographische Particle Image Velocimetry
TPS	Turbine Powered Simulator
TR-PIV	Time-Resolved (zeitaufgelöste) Particle Image Velocimetry
TS	Transitionsstreifen
TWM	Trisonischer Windkanal München
URANS	Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Die Aufgabe eines subsonischen Triebwerkseinlaufs von Transportflugzeugen besteht darin, dem Fan bzw. dem Verdichter in allen Flugphasen einen sicheren Betrieb des Triebwerks gewährleistende Luftzufuhr mit Strömungsgeschwindigkeiten im Unterschallbereich ( $Ma \approx 0.5$ ) bereit zu stellen (MATTINGLY ET AL. (2002)). Die ideale Einlaufströmung weist hierbei eine über den Querschnitt homogene Verteilung in Totaldruck, Totaltemperatur und statischem Druck auf, so dass das axiale Geschwindigkeitsfeld ebenfalls homogen verteilt ist. Ein geringer Totaldruckverlust über den Einlauf ist maßgebend für den erzielbaren Schub; Winkelgeschwindigkeiten um die Triebwerksachse (Swirl) sind zu vermeiden (SEDDON und GOLDSMITH (1985), BRÄUNLING (2009), BISSINGER und BREUER (2010)).

Am Rand der Flugenveloppe bzw. bei größeren atmosphärischen Störungen (Böen) kann die Homogenität der Strömung jedoch aufgrund von Strömungsablösungen an und in der Triebwerksgondel gestört und die Flugsicherheit gefährdet werden. Kritische Szenarien für die Homogenität der Totaldruck- und Geschwindigkeitsverteilung im Einlauf von Transportflugzeugen sind z.B. hohe Anstell- oder Gierwinkel sowie natürliche Seitenwinde bei Start und Landung. Ebenso können je nach Einbaulage des Triebwerks auch vom Flugzeugrumpf abgehende Wirbel oder Grenzschichten die Qualität der Strömung beeinflussen. Auf dem Rollfeld bedroht das eventuelle Einsaugen eines Bodenwirbels die Homogenität der statischen Druckverteilung sowie die strukturelle Integrität des Triebwerks. Totaltemperaturstörungen durch das Einsaugen von heißen Gasen oder starker Drall sind eher eine Problemstellung für Kampfflugzeuge mit geschwungenen Einläufen, bei denen Waffen im Flug abgehen oder bei denen Formationsflüge üblich sind (AGARD (1987), GOLDSMITH und SEDDON (1993)).

Kommerzielle Flugzeuge verfügen heutzutage in der Regel über High-Bypass Mantelstromtriebwerke, die beim Durchgang der Störung durch den Bypass mit einem Schubverlust reagieren und beim Auftreffen auf den Kompressorkern mit einem Herabsetzen der Pumpengrenze (COUSINS (2004)). Im schlimmsten Fall reißt die Strömung dauerhaft an den Verdichterschaufeln ab, und das Triebwerk geht in einen instabilen Betriebszustand über. Folge sind hohe aerodynamische Lasten auf der Beschauelfelung und sogar ein eventuelles Triebwerkserlöschen (MATTINGLY ET AL. (2002)). Im Steigflug hat der Triebwerksausfall großflächige Ablösungen auf der Gondelaußenseite zur Folge (Windmilling).

Da die Leistungsfähigkeit von Triebwerken insbesondere im Steigflug voll ausgeschöpft

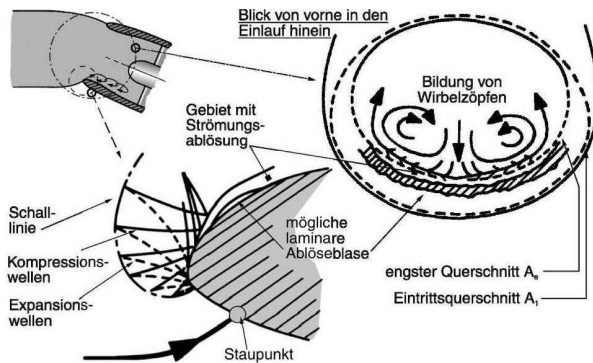
werden muss, ist es von großer Bedeutung, das Strömungsverhalten an den Flugbereichsgrenzen zu kennen und diese unter Beibehaltung der Flugsicherheit zu erweitern. Die steigenden Anforderungen an Flughäfen im Bereich von Flugfrequenz und Lärmemission verschärfen zudem die Komplexität der Flugmanöver bei Start und Landung, so dass man bestrebt ist, die heute notwendigen Sicherheitsmargen durch eine verbesserte Vorhersage der Strömungsablösung zu reduzieren. Hier setzen die Arbeiten der von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) geförderten Forschergruppe 1066 an, deren Ziel es ist, eine wissenschaftlich fundierte Simulationsmethodik für das Überziehen von Tragflügeln und Triebwerksgondeln zu entwickeln (FOR1066 (2012)). Während die numerischen Simulationsmethoden für die Anwendung im Entwurfsprozess bereits weit vorangeschritten sind, kann das dynamische Verhalten der überzogenen Strömung am Triebwerkseinlauf noch nicht genau genug vorhergesagt werden (COLIN ET AL. (2007)).

Die Entwicklung anspruchsvoller Simulationsmethodiken für instationäre Strömungen ist jedoch nur mit Hilfe dezidierter Windkanalexperimente möglich, die eine qualitativ hochwertige Datenbasis zu Validierungszwecken liefern. Gegenstand dieser Arbeit ist es daher, das dynamische Verhalten sowie die Topologie der abgelösten Strömung im Einlauf eines Transportflugzeuges im Steigflug systematisch mit klassischen und zeitauflösenden Messverfahren zu analysieren. Hierfür wurden generische Experimente an einer Durchflussgondel in einem Niedergeschwindigkeitswindkanal der Universität der Bundeswehr in München durchgeführt und die Messdaten für den Vergleich mit der neuartigen Simulationsmethodik aufbereitet.

Die wissenschaftliche Zielsetzung der Forschungsarbeiten ist es, die Physik der Strömungsablösung im Triebwerkseinlauf bei hohen Anstellwinkeln zu ergründen und die Dynamik des instationären Wirbelabwerfens zu charakterisieren. Die Fragestellungen, inwiefern die relevanten, strömungsmechanischen Phänomene messtechnisch erfassbar sind und inwiefern das Überziehverhalten eines realen Triebwerks mit einer vereinfachten Methodik in einem Niedergeschwindigkeitswindkanal abbildbar ist, werden durch die vorliegende Arbeit beleuchtet.

## 1.2 Stand der Forschung

Ein wichtiger Betriebsbereich des Triebwerkes außerhalb des Auslegungspunktes, der in dieser Arbeit untersucht werden soll, ist der Steigflug, bei dem kleine Fluggeschwindigkeiten ( $Ma_\infty \leq 0.3$ ) in Kombination mit hohen Massenströmen auftreten. Typisch für diesen Flugzustand ist eine Fangstromröhre, deren Flächeninhalt  $A_\infty$  größer ist als die Eintrittsfläche zum Einlauf  $A_{HL}$  (s. **Abb. 1.1**). Je geringer die Fluggeschwindigkeit ist, desto weiter wandert in diesem Fall der Staupunkt auf der dem Wind zugewandten Außenseite der Gondel stromab. Infolge des Anstellwinkels kommt es zu einer starken Strömungsbeschleunigung um die im Wind stehende Einlauflippe herum, so dass sich lokale Überschallgebiete einstellen können (SEDDON und GOLDSMITH (1985)). JAKUBOWSKI und LUIDENS (1975) beschreiben einen Verdichtungsstoß und dessen Wechselwirkung mit der Grenzschicht als



**Abbildung 1.1:** Strömung um die untere Einlaufkante eines angestellten Triebwerks mit hohem Massenstrom nach BRÄUNLING (2009).

Ursache für das eventuelle Ausbilden einer laminaren Ablöseblase nahe der Vorderkante. Ob es zu einem Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung über eine laminare Ablöseblase und zu einer darauf folgenden turbulenten Strömungsablösung kommt, ist abhängig von der Turbulenz in der Anströmung, von der Rauigkeit der umströmten Flächen sowie von der Reynoldszahl der Strömung. Eine stoßinduzierte, turbulente Ablösung im Einlauf kann nach LUIDENS ET AL. (1980) und BOLDMAN ET AL. (1993) mit großer Sicherheit erwartet werden, wenn die lokale Machzahl an der Innenseite der Einlaufkante einen Wert von 1.5 erreicht. HURD (1976) skizzierte erstmals das Wandstromlinienbild einer abgelösten Strömung im Einlauf, das durch ein Eulenaugenpaar sowie durch die laminare Ablöseblase im Vorderkantenbereich charakterisiert wird (s. Abb. 1.1). BREAR ET AL. (2004), ERBSLÖH und CROWTHER (2005) und ATHAYDE und HYNES (2007) verfeinern das Wandstromlinienbild später durch die Definition zweier Foki in der turbulenten Ablöseblase, von denen der Wirbel in Richtung des Fans abgeht und zwei Sattelpunkte einzeichnet.

Die ersten Untersuchungen am subsonischen Einlauf unter Einfluss eines großen Anstellwinkels oder eines Seitenwindes datieren zurück auf die 1950er Jahre, nachdem die Entwicklung der Gasturbinen nach dem Zweiten Weltkrieg weiter vorangeschritten war. BLACKBAY (1955) berichtet bereits über die Asymmetrie der Totaldruckverteilung in der Fanebene bei erhöhtem Strömungseinfallwinkel. Die Ablösung im Einlauf verringert nicht nur den Massenstrom des Triebwerks, sondern bewirkt auch einen größeren Totaldruckverlust im betroffenen Bereich der Fan- oder Verdichterebene. In den 1960ern wurde schließlich erkannt, dass die Totaldruckverhältnisse im Einlauf einen Einfluss auf die Leistung und die Stabilität des Triebwerks haben. Als wichtigster Einfluss wurde das Herabsetzen der Pumpgrenze definiert, bei deren Überschreiten ein stabiler Betrieb des Triebwerks nicht mehr möglich ist (s. Abb. 1.2). REID (1969) kam zu dem Schluss, dass jeder Verdichter

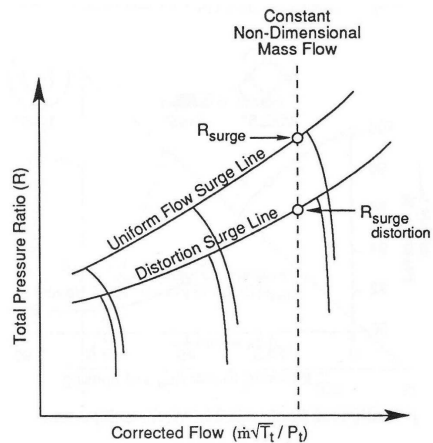
einen kritischen Winkel besitzt, über dessen Umfangsausmaß sich eine Totaldruckstörung nicht ausbreiten darf, um ein Pumpen des Verdichters zu verhindern. Insofern an einer Versuchsanlage keine Ablösung im Einlauf durch einen Anstell- oder Gierwinkel erzeugt werden kann, werden daher Störsiebe benutzt, um statische Totaldruckstörungen zu simulieren. Dimensionslose Koeffizienten wie der  $DC60$

$$DC60 = \frac{P_{t,Fan} - P_{t,60}}{q_{Fan}} \quad (1.1)$$

oder die vereinfachte Zerlegung der dreidimensionalen Störungen in eine radiale und eine Umfangskomponente wurden eingeführt, um ein Maß für die Größe der Störung zur Verfügung zu stellen. COUSINS (2004) führte später eine Faustregel für die maximal erlaubte Größe des gestörten Bereichs ein, die dem Winkel entspricht, um den sich der Rotor dreht in der Zeit, die ein Luftpartikel benötigt, um 4 bis 5 mal die Strecke zwischen der Blattvorderkante und dem engsten Punkt der Blattpassage zurückzulegen (Axialverdichter).

Anfang der 70er Jahre fand man schließlich heraus, dass die Beschreibung einer maximal erlaubten statischen Störung nicht ausreichend ist, um die Stabilitätsgrenze zu definieren. Zeitlich begrenzte Überschreitungen des kritischen Störungskoeffizienten ab der Zeitspanne eines Triebwerksumlafs können bereits einen Strömungsabriss an den Verdichterschaukeln auslösen, obwohl der mittlere Störungskoeffizient sich noch auf einem niedrigen Niveau befindet (cf. AGARD (1971), SEDDON und GOLDSMITH (1985)).

COUSINS (2004) bestätigt, dass die dynamische Komponente der Störung bis zu 30 Prozent höher liegen kann als der mittlere Totaldruck aus statischen Messungen. Hierin wird die instationäre Natur der Strömungsablösung im Triebwerkseinlauf deutlich, die im Fokus dieser Arbeit steht. Ob das Problem der dynamischen Störungen in einem Versuch vernachlässigbar ist, schätzt man über das Verhältnis der Fluktuationen im statischen Druck zum Totaldruck an der Fanebene ab. Übersteigt das Verhältnis einen Wert von 1 Prozent nicht, so ist aufgrund der großen zu bearbeitenden Datenmengen oftmals auf eine instationäre Druckmessung verzichtet worden. Ein Verhältnis in der Größenordnung von 4 bis 5 Prozent hingegen ist ein klarer Indikator für die Notwendigkeit einer detaillierteren Messung



**Abbildung 1.2:** Beeinflussung der Pumpengrenze durch eine Totaldruckstörung im Einlauf (LONGLEY und GREITZER (1992)).



(SEDDON und GOLDSMITH (1985)). An Prüfständen ohne eine Verstellvorrichtung für den Anstellwinkel versucht man, instationäre Störungen z.B. durch zeitlich wechselnde Anstellwinkel eines Deltaflügels (LEINHOS ET AL. (2001)) oder durch pneumatisch ausfahrbare Elemente an Gittern zu simulieren, deren Blockiermuster bestimmte Flugmanöver nachbilden (BEALE ET AL. (2007)). Die zeitlich wechselnden Totaldruckstörungen können zu hohen Lasten auf den Schaufeln und sogar zu einer Anfachung der kritischen Moden des Rotors führen. Hieraus ergibt sich die Gefahr der Langzeitermüdung des Schaufelmaterials.

Eine weitere wichtige Erkenntnis der vergangenen Jahrzehnte ist, dass die abgelöste Strömung im Triebwerkseinlauf Hysterese aufweist. SEDDON und GOLDSMITH (1985) berichten von einer Abweichung zwischen den Ablösepunkten (von kleinen Anstellwinkeln herkommend) und den Wiederanlegepunkten (von großen Anstellwinkeln herkommend) von bis zu  $10^\circ$ . Auch QUÉMARD ET AL. (1996) stellt einen großen Einfluss der Hysterese auf den berechneten Störkoeffizienten fest, während LARKIN und SCHWEIGER (1992) kleinere Hysterese bedingte Anstellabweichungen im Bereich von  $1^\circ$  bis  $2^\circ$  in ihren Experimenten finden. In jüngerer Zeit sind von HALL und HYNES (2006) ausgiebige Untersuchungen zur Hysterese in abgelösten Einlaufströmungen unter Seitenwindinfluss durchgeführt worden. Demnach intensiviert sich der Hysterese-Effekt, je größer die Fangstromröhre  $A_\infty$  gegenüber der Eintrittsebene  $A_{HL}$  des Einlaufs wird. Die Nähe des Triebwerks zum Boden hingegen fördert eine verfrühte Ablösung, so dass die Hysterese auf dem Rollfeld geringer ausfällt als im Flug. Ab einer steigenden Reynoldszahl von  $Re = 2 \times 10^5$  sind die Anstellwinkel des Ablöses und Wiederanlegens beinahe konstant, so dass sich die Hysterese nur geringfügig mit der Reynoldszahl ausprägt. Ein drehender Fan hat nach HALL und HYNES (2006) einen vernachlässigbaren Effekt auf den Ablösepunkt der Strömung, das Wiederanlegen erfolgt jedoch zu einem früheren Zeitpunkt, so dass ein Punkt erreicht werden kann, an dem die Hysterese fast unterdrückt wird.

Die Interaktion der abgelösten Strömung im Einlauf mit dem rotierenden Fan bzw. dem Verdichter ist eine weitere oft untersuchte Thematik in Triebwerksmesskampagnen. Bereits 1981 fand HODDER (1981) heraus, dass der Fan der Einlaufgrenzschicht Energie zuführt durch das Einmischen freier Strömungsanteile aus der Einlaufmitte (Zentrifugalkraft). Demzufolge setzt die Ablösung unter Vorhandensein eines Verdichters erst bei höheren Anstellwinkeln ein und die Ausdehnung der abgelösten Region gestaltet sich im Vergleich kleiner (s. **Abb. 1.3**). Zu vergleichbaren Ergebnissen kommen auch LARKIN und SCHWEIGER (1992) und BOLDMAN ET AL. (1993), die den Ablösebeginn durch das Einsetzen eines Fans zu bis zu  $4^\circ$  höheren Anstellwinkeln verschieben. MOTYCKA (1985) hingegen beobachtet ebenfalls eine Reduzierung der räumlichen Störungsausdehnung durch den drehenden Fan, dokumentiert aber wie HALL und HYNES (2006) keine Anstellwinkelveränderung beim Ablösebeginn.

Die Vermutung liegt nahe, dass die verschiedenen Simulationsarten der Triebwerke (Einlauf mit Absaugung, Turbine Powered Simulator, Full Scale Test) und die damit verbundenen Effekte durch die Nichteinhaltung von Ähnlichkeitsgesetzen hier zu Diskrepanzen

führen. So lösen z.B. skalierte Modelle mit kleineren Reynoldszahlen bei geringeren Anstellwinkeln ab als Full Scale Konfigurationen und erhöhen so verhältnismäßig den  $DC60$ . Eine Verringerung der Machzahl im Versuch hat jedoch genau den gegenteiligen Effekt und verzögert den Ablösebeginn (QUÉMARD ET AL. (1996)). In den meisten Triebwerksexperimenten versucht man daher, Strouhalzahl  $Sr$  und Machzahl  $Ma$  invariant zu halten, während die Reynoldszahl  $Re$  so hoch wie möglich angesetzt wird:

$$Sr = \frac{f \cdot L}{U}, \quad Ma = \frac{U}{a}, \quad Re = \frac{U \cdot L}{\nu} \quad (1.2)$$

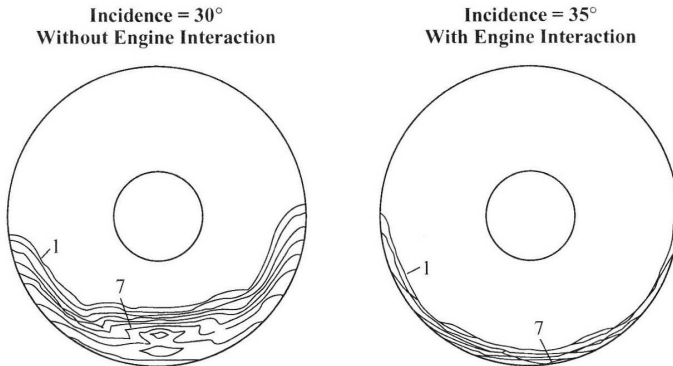
$L$  bezeichnet hierbei die charakteristische Länge des Triebwerks,  $f$  die Frequenz der dynamischen Störungen,  $\nu$  die kinematische Viskosität,  $U$  die Geschwindigkeitskomponente in Anströmungsrichtung und  $a$  die Schallgeschwindigkeit. Aus der Forderung der Ähnlichkeit von Machzahl und Reynoldszahl ergeben sich demnach folgende Skalierungsregeln für Massenstrom  $\dot{m}$ , Totaldruck  $p_t$ , Totaltemperatur  $T_t$  und die Frequenz  $f$  der dynamischen Totaldruckstörungen:

$$\dot{m}_{MS} \cdot \frac{\sqrt{T_{t,MS}}}{p_{t,MS}} = \dot{m}_{FS} \cdot \frac{\sqrt{T_{t,FS}}}{p_{t,FS}} \cdot \left(\frac{L_{MS}}{L_{FS}}\right)^2 \quad (1.3)$$

$$\frac{p_{t,MS}}{T_{t,MS}^2} \cdot (T_{t,MS} + S) = \frac{p_{t,FS}}{T_{t,FS}^2} \cdot (T_{t,FS} + S) \cdot \frac{L_{MS}}{L_{FS}} \quad (1.4)$$

$$f_{MS} = f_{FS} \cdot \frac{L_{FS}}{L_{MS}} \cdot \left(\frac{T_{t,FS}}{T_{t,MS}}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.5)$$

Der reduzierte Massenstrom des Modells ist somit dem Quadrat des Verhältnisses aus charakteristischer Länge  $L_{MS}$  des Modells und charakteristischer Länge  $L_{FS}$  des originalen Triebwerks proportional. Die Abkürzungen  $MS$  und  $FS$  stehen hierbei für Model Scale und Full Scale. Eine identische Reynoldszahl kann nach Gleichung 1.4 nur durch eine Bedrückung bzw. eine Kühlung der Messstrecke realisiert werden ( $S$  entspricht der Sutherland Konstanten), und charakteristische Frequenzen  $f$  der dynamischen Störung skalieren mit dem einfachen umgekehrten Verhältnis der charakteristischen Längen (AGARD (1987), BOLMS und BRÄUNLING (1991)). Letztere Aussage wird auch von COUSINS (2004) unterstrichen, der für ein Einlaufmodell im Maßstab 1:6 eine ca. 6fach höhere charakteristische Frequenz als beim Full Scale Modell vorhersagt. Die Strömung im Einlauf kann unabhängig von den oben genannten Skalierungseffekten jedoch auch durch die Blockagewirkung der Sondenmesstechnik beeinflusst werden. So bewirkt der Einsatz eines Totaldruckrechs bewiesenermaßen eine Verschiebung des Ablösebeginns zu höheren Anstellwinkeln hin (z.B. BOLDMAN ET AL. (1993)).



**Abbildung 1.3:** Auswirkung des Fans/Verdichters auf die Totaldruckverteilung im Einlauf nach GREITZER ET AL. (2004).

Weitere Untersuchungen zum überziehenden Einlauf beschäftigen sich seit jeher mit der Entlastung der kritischen Einlaufgrenzschicht, indem z.B. die Lippengeometrie aufgedickt, der Diffusorwinkel beschränkt, die Einlaufeintrittsebene angestellt (Stagger) oder die Grenzschicht abgeleitet wird (AGARD (1981)). Neuere Vorhaben gehen eher in die Richtung der aktiven Strömungskontrolle z.B. durch stationäres oder pulsierendes Ausblasen (ERBSLÖH ET AL. (2004), WAKELAM ET AL. (2009)) oder durch mechanisch ausfahrbare Leitbleche. Einen Überblick gibt HORN ET AL. (2009).

Ein aktuelles Thema ist auch die Beeinflussung der Einlaufströmung durch Störungen in der Anströmung. So untersuchen z.B. HALL und HYNES (2005) den Effekt natürlicher Winde (instationäre Böen) in Bodennähe auf den Einlauf mit Seitenwind und legen dar, dass das Turbulenzintensitätslevel der mit Böen behafteten Anströmung sinkt, sobald die Strömung in den Einlauf beschleunigt wird. Diese Aussage wird durch eine Partikelbild-Visualisierung der gestörten Anströmung vor dem Einlauf untermauert. Während kleine turbulente Strukturen durch die Beschleunigung in den Einlauf eher herausgefiltert werden, haben größere Geschwindigkeitsfluktuationen vor allem in der Größenordnung des Einlaufdurchmessers einen Einfluss auf die Druckverteilungen im Einlauf.

Die Messtechnik, die in der Vergangenheit bei allen Experimenten eingesetzt wurde, besteht in der Regel aus einem rotationssymmetrischen Totaldruckrechen in der Fanebene sowie statischen Druckbohrungen an verschiedenen Umfangspositionen. ARP (1978) sieht hierbei 8 Rechenarme mit je 5 radial verteilten Totaldrucksonden vor. Diese Aufteilung ist jedoch nicht unbedingt ausreichend für die Abbildung einer Totaldruckstörung, so dass in der Praxis zu Gunsten einer höheren Auflösung der Rechen zumeist rotiert wird (COUSINS ET AL. (2003)). Informationen über den statischen Druck entlang der axialen Ausdehnung der im Wind stehenden Einlaufippe werden genutzt, um die größte lokale Machzahl im Einlauf zu berechnen, die ein Indikator für eine einsetzende Ablösung ist. 5-Lochsonden geben

Auskunft über die Strömungsrichtungen quer zur Einlaufachse, und mit Temperatursonden werden evtl. Totaldruckstörungen erfasst. Durchflussmesser ermöglichen die Bestimmung des Massenstroms, während Ölanstrichbilder einen Eindruck über die Wandstromlinienverteilung im Einlauf vermitteln.

Die instationäre Natur der abgelösten Strömung im Einlauf ist bislang nur mit zeitauflösenden Druckaufnehmern (Pitot-Sonden, Kulites), Hitzdraht- und Heißfilmsonden analysiert worden. Frühe Frequenzanalysen in den 1980er Jahren sind in ihrer Aussage beschränkt durch die geringen Grenzfrequenzen der Pitot-Sonden sowie durch Probleme mit den Resonanzfrequenzen des Versuchsaufbaus (AGARD (1981)). BREAR ET AL. (2004) korreliert erstmals die Schubspannungsinformation in der Ablöseblase mit dem instationären Totaldrucksignal am Fan und gibt an, dass die Ablösung eine große Struktur abwirft, die mit einer charakteristischen Frequenz von ca. 500 Hz den Fan passiert.

Die Vorteile der störungsfreien und flächenhaften Messtechnik der Particle Image Velocimetry (PIV) sind bislang beim überziehenden Einlauf noch nicht gewinnbringend eingesetzt worden. Lediglich in der Untersuchung des Bodenwirbels und des Nachlaufs von TPS-Modellen sind erste konventionelle und zeitauflösende PIV-Messungen vorgenommen worden (MURPHY ET AL. (2007), PALLEK ET AL. (2008), WANG und GURSUL (2011)).

Zusammenfassend wird festgestellt, dass keine detaillierten Messergebnisse über die zeitabhängigen Strömungsstrukturen in Einläufen von Transportflugzeugen in der gängigen Literatur existieren, die als Grundlage für die Validierung der instationären Zuströmbedingung zum Triebwerksfan dienen können. Eine umfassende experimentelle Strömungsanalyse mit klassischen Messtechniken, der Particle Image Velocimetry sowie der zeitaufgelösten Druckmesstechnik kann neue Einblicke in die strömungsmechanischen Vorgänge im überzogenen Triebwerkseinlauf liefern. So ermöglicht die Particle Image Velocimetry eine störungsfreie Geschwindigkeitsfeldmessung mit hoher Ortsauflösung sowie die Bestimmung integraler und differenzieller Strömungsgrößen wie z.B. der Reynoldsspannungen, der Rotation oder der Wirbelstärke mit hoher Genauigkeit (RAFFEL ET AL. (2007), SCHARNOWSKI ET AL. (2010)). Mit der stereoskopischen Particle Image Velocimetry (SPIV) lassen sich alle drei Komponenten der Strömungsgeschwindigkeit in einer Ebene messen, was vorteilhaft für die Interpretation turbulenter Strömungsphänomene ist (PRASAD (2000)). Die Entstehung, Größe und Dynamik der sich mit Konvektionsgeschwindigkeit bewegenden Wirbelstrukturen in der abgelösten Strömung kann mit der konventionellen Sondenmesstechnik nicht analysiert werden, da sie keinen deterministischen Gesetzen folgt. Die zeitauflösende PIV-Messtechnik (TR-PIV) bietet jedoch die Möglichkeit, die zeitliche Entwicklung der komplexen 3D-Strukturen zu verfolgen und charakteristische Frequenzen zu bestimmen (HAIN ET AL. (2007)). Im Bereich der 3D-Messverfahren wurden in den letzten Jahren große Fortschritte auf dem Gebiet der tomographischen PIV-Messtechnik (Tomo-PIV) realisiert, die die strömungsmechanische Analyse der Ablösungstopologie abzurufen kann (ELSINGA ET AL. (2006)).

## 1.3 Gliederung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit gliedert sich in 5 Kapitel, die das Vorgehen beim Aufbau der Experimente sowie die Ergebnisse für den überzogenen Einlauf beschreiben.

**Kapitel 2** beschäftigt sich mit der aerodynamischen Auslegung eines Windkanalmodells für einen Niedergeschwindigkeitswindkanal. Ziel der Auslegung ist es, eine Durchflussgondel zu entwerfen, deren Grenzschichtverhalten im Einlauf dem eines realen, angetriebenen Triebwerks entspricht.

**Kapitel 3** behandelt den experimentellen Aufbau der Versuche im Niedergeschwindigkeitswindkanal. Hierzu gehören neben einer detaillierten Darstellung der Versuchsanlage und ihrer Eigenschaften auch Aussagen über die Instrumentierung des Windkanalmodells und den Vergleich von Ist- und Sollkontur. Die Messketten für alle eingesetzten Messtechniken (Druckaufnehmer, PIV) werden angeführt und Windkanalkorrekturen diskutiert.

**Kapitel 4** beleuchtet die Problematik des Umschlages von laminarer zu turbulenter Strömung bei Windkanalversuchen mit verhältnismäßig kleiner Reynoldszahl. Ein Lösungsansatz für eine reproduzierbare Transitionseinleitung wird aufgezeigt und zudem die Sensitivität des Ablösebeginns auf für das Experiment typische Störeinflüsse untersucht. Kapitel 4 schließt mit einer kritischen Beleuchtung des experimentellen Aufbaus und den damit verbundenen Konsequenzen für die geplante Validierung der numerischen Simulationsmethodiken.

**Kapitel 5** widmet sich der Topologie der turbulenten Ablöseblase im Triebwerkseinlauf und charakterisiert diese anhand der gemittelten Geschwindigkeitsfelder aus den PIV-Messungen. Konventionelle PIV-Messungen in der Symmetrieebene des Einlaufs geben Auskunft über Größe und Wachstum der Ablöseblase, während stereoskopische PIV-Messungen genutzt werden, um die Reynoldsspannungen zu bestimmen. Eine tomographische PIV-Messung ermöglicht einen dreidimensionalen Einblick in die abgelösten Strömungszustände im Triebwerkseinlauf.

**Kapitel 6** analysiert schließlich die Dynamik des Wirbelabwerfens in der instationären Einlaufströmung. Basierend auf zeitauflösenden PIV-Messungen und instationären Druckmessungen werden charakteristische Frequenzen des Wirbelabwerfens identifiziert und eine Methodik zur Wirbeldetektion angewandt. Statistische Evaluierungen verdeutlichen die Positionen des Wirbelaufretens sowie Größe und Stärke der Wirbel in Abhängigkeit vom Anstellwinkel. Sämtliche Ergebnisse aus den Kapiteln 5 und 6 können genutzt werden, um die numerischen Arbeiten zu validieren.



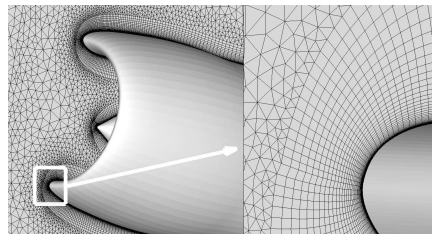
## 2 Aerodynamische Auslegung des Windkanalmodells

Der Einsatz einer Durchflussgondel in der frühen Phase von Windkanalexperimenten ist weit verbreitet, da diese eine kostengünstige und verhältnismäßig einfache Möglichkeit darstellt, Einlaufströmungen zu untersuchen. Die Durchflussgondel verzichtet hierbei auf die Simulation von Fan, Verdichter und Düse und ist somit ohne eine weitere Anpassung der Einlaufkontur nur für Untersuchungen des Windmilling-Betriebszustandes sinnvoll einsetzbar (AGARD (1981)). Stehen jedoch die Strömungsdetails im Inneren des Einlaufs im Mittelpunkt des Interesses, so muss die Einlaufgeometrie modifiziert werden, um den kleineren Mach- und Reynoldszahlen sowie dem fehlenden großen Massenstrom im Versuch Rechnung zu tragen. Ziel ist es daher, eine Durchflussgondel zu entwickeln, deren Grenzschichtverhalten dem eines Triebwerks mit integriertem Fan und realistischem Massenstrom nachempfunden ist. Als Referenz für einen typischen überzogenen Triebwerkeinlauf wird in Kapitel 2.1 die sogenannte LARA Gondel (MULLENDER ET AL. (1996a)) numerisch untersucht. Die Ergebnisse dieser Analyse werden genutzt, um eine Strategie für den Entwurf der Durchflussgondel zu entwerfen, der schließlich in Kapitel 2.2 vorgestellt wird.

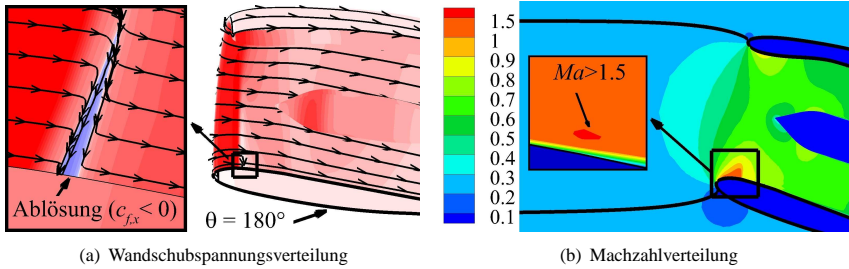
### 2.1 LARA Gondel

Die LARA Gondel wurde im Rahmen des Laminar Flow Research Action-Projekts in den frühen 1990er Jahren entwickelt und im ONERA F1 Niedergeschwindigkeitswindkanal untersucht (MULLENDER ET AL. (1996b)). Um die hohen Massenströme und Reynoldszahlen im Steigflug zu simulieren, ist das dreidimensionale Windkanalmodell der LARA Gondel im Versuch mit einer Absaugvorrichtung versehen und die Messstrecke bedruckt worden.

Die numerische Nachrechnung der LARA Testdaten erfolgt in dieser Arbeit mit dem hybriden, unstrukturierten Strömungslöser TAU des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR) (GERHOLD (2005)). Der Code basiert auf der Lösung der RANS-Gleichungen



**Abbildung 2.1:** Hybrides, unstrukturiertes Netz der LARA Gondel.



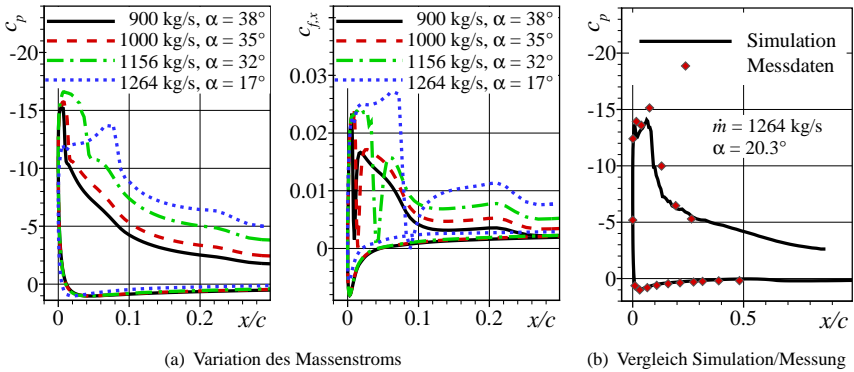
**Abbildung 2.2:** Strömungsfeld der LARA Gondel nach Ablösebeginn,  $Ma = 0.25$ ,  $Re = 11.2 \times 10^6$ ,  $\dot{m} = 1264 \text{ kg/s}$ ,  $\alpha = 18.0^\circ$ .

(Reynolds-Averaged Navier Stokes) sowie auf einem Finite-Volumen Schema und kombiniert die Vorteile der strukturierten Netze im Grenzschichtbereich mit der Flexibilität der unstrukturierten Netze im Fernfeld. Die Netze wurden mit Hilfe des kommerziellen Vernetzers Gridgen (GRIDGEN (2012)) erstellt und umfassen jeweils ca. 600.000 Netzpunkte (s. **Abb. 2.1**). 54 prismatische Hexaederschichten lösen die Grenzschicht auf, und als Turbulenzmodell wurde das Menter SST-Modell ausgewählt. Für die dreidimensionale Simulation der Strömung durch den Einlauf der LARA Gondel ist ein Testfall der ONERA-Messkampagne (RAYNAL (1994)) ausgewählt worden, der die Bedingungen im Steigflug möglichst realistisch wiedergibt. Alle Berechnungen erfolgen daher mit einer Machzahl von 0.25, einer Reynoldszahl von  $11.2 \times 10^6$  und mit einem Massenstrom von  $1264 \text{ kg/s}$  unter der Annahme einer vollturbulenten Grenzschicht.

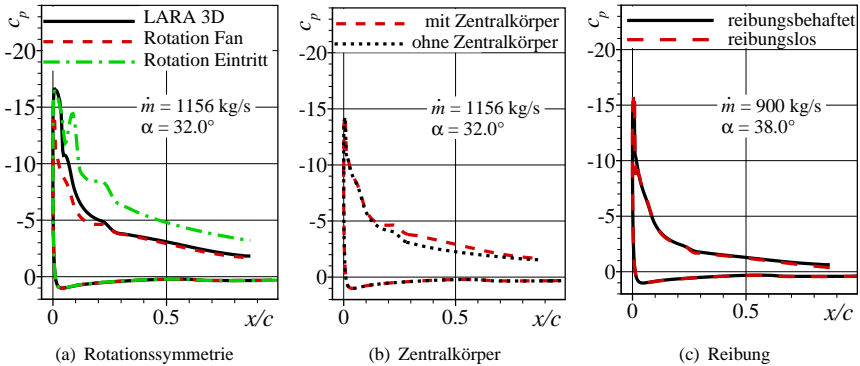
Die Strömung im Einlauf der LARA Gondel löst in der Simulation ab einem Anstellwinkel von  $\alpha = 17.5^\circ$  ab. **Abbildung 2.2(a)** zeigt die für überziehende Triebwerke typische turbulente Ablöseblase im Bereich der unteren Einlauflippe ( $\theta = 180^\circ$ ) kurz nach dem Ablösebeginn bei  $\alpha = 18.0^\circ$ ; **Abbildung 2.2(b)** die dazugehörige Machzahlverteilung in der Symmetrieebene. Die Ablösung ist demnach stoßinduziert, und die Fangstromröhre hat wie für den Steigflug üblich einen größeren Durchmesser als die Eintrittsebene der LARA Gondel. Die lokale Machzahl an der unteren Einlauflippe übersteigt wie von LUIDENS ET AL. (1980) für den Fall einer Ablösung beschrieben einen Wert von 1.5.

Eine Variation des Massenstroms in einem Bereich von  $\dot{m} = 900 \text{ kg/s}$  bis  $\dot{m} = 1264 \text{ kg/s}$  lässt darüber hinaus darauf schließen, dass im Steigflug immer Überschallregionen an der im Wind stehenden Einlauflippe und somit stoßinduzierte Ablösungen auftreten. Dies ist ein Strömungsverhalten, das mit einer Durchflussgondel im Niedergeschwindigkeitswindkanal nicht nachgebildet werden kann. Die Untersuchungen an der LARA Gondel haben jedoch gezeigt, dass eine Ähnlichkeit zu subsonischen Druckverteilungen besteht, da die Ablöseblase mit sinkendem Massenstrom stromauf wandert und der Ablösebeginn sich zu größeren Anstellwinkeln hin verschiebt (s. **Abb. 2.3(a)**). Die TAU Simulationen spiegeln hierbei die Messdaten im Bereich anliegender Strömung sehr gut wieder, während es in der Umgebung der Ablöseblase zu Abweichungen kommt (s. **Abb. 2.3(b)**).





**Abbildung 2.3:** Druck- und Wandschubspannungsverteilungen der LARA Gondel,  $\theta = 180^\circ$ ,  $Ma = 0.25$ ,  $Re = 11.2 \times 10^6$ .



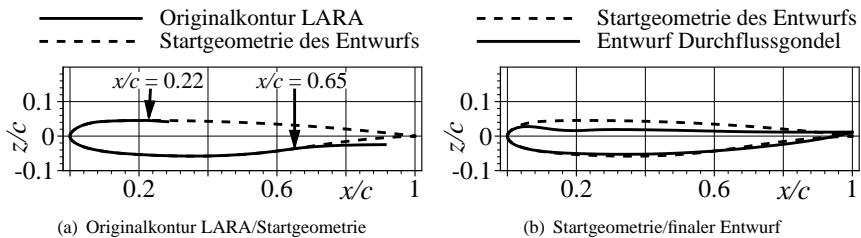
**Abbildung 2.4:** Untersuchung verschiedener Einflussfaktoren auf die Druckverteilungen im  $180^\circ$ -Schnitt,  $Ma = 0.25$ ,  $Re = 11.2 \times 10^6$ .

In **Abbildung 2.4(a)** wird die Abhängigkeit der Strömung im  $180^\circ$ -Schnitt der dreidimensionalen LARA Gondel von der Geometrie der restlichen Umfangsschnitte untersucht. Hierfür wird der  $180^\circ$ -Schnitt in eine rotationssymmetrische Gondelkontur überführt, wobei der Radius der Rotation einmal der Eintrittsebene und einmal der Faneebene nachempfunden wurde. Der Vergleich der Druckverteilungen ergibt, dass die Druckverteilungen an den Orten identischer Querschnittsflächen am besten übereinstimmen. Hieraus kann geschlossen werden, dass die geplante Durchflussgondel rotationssymmetrisch ausgelegt werden kann, da die Druckverteilungen an der unteren Einlaufippe allein durch die Querschnittsflächen des Einlaufs bestimmt werden und nicht durch die exakte Geometrie der restlichen Um-

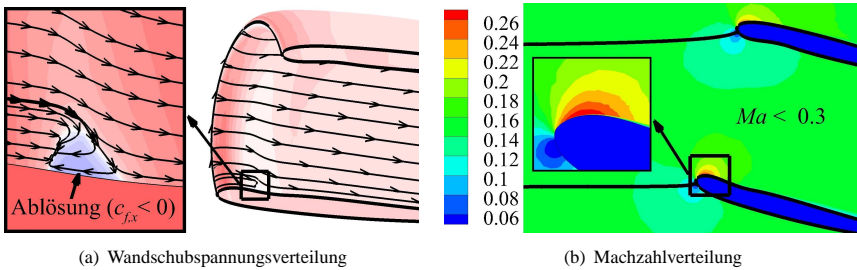
fangsschnitte. Ebenso kann der Entwurf der Durchflussgondel noch weiter vereinfacht werden durch den Verzicht auf einen Zentralkörper. **Abbildung 2.4(b)** beweist, dass sich der Zentralkörper nur auf den hinteren Bereich des Einlaufs auswirkt, während die Saugspitze im vorderen Bereich des Einlaufs erhalten bleibt. Ein Vergleich der Druckverteilungen aus reibungsbehafteten und reibungslosen Berechnungen zeigt zudem eine sehr gute Übereinstimmung für anliegende Strömungen, so dass es denkbar ist, die Durchflussgondel bis zum Punkt der Strömungsablösung mit reibungslosen Simulationen auszulegen (s. **Abb. 2.4(c)**).

## 2.2 Durchflussgondel

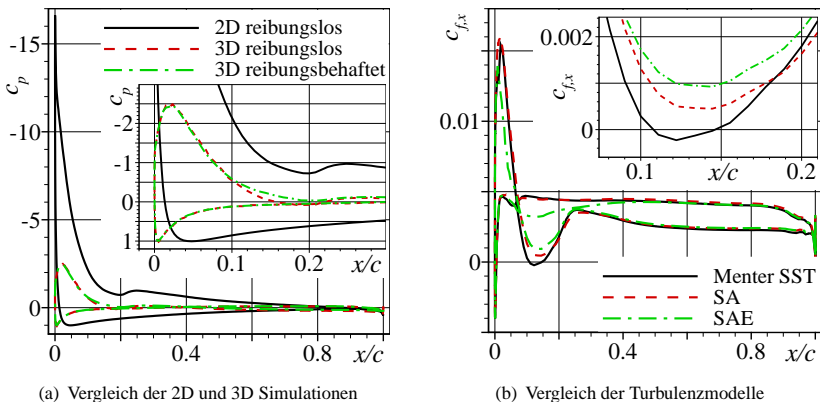
Basierend auf den Erkenntnissen aus Kapitel 2.1 wurde eine rotationssymmetrische Durchflussgondel ohne Zentralkörper entworfen, deren Umfangsschnitte zunächst unter Vernachlässigung der Reibung ausgelegt wurden. Als Startpunkt des Entwurfs wurde eine leicht modifizierte Geometrie des 180°-Schnitts der LARA Gondel gewählt, die von 22% auf der Innenseite bis zu 65% auf der Außenseite exakt der originalen LARA Geometrie entspricht (s. **Abb. 2.5(a)**). Für die Modulation der zweidimensionalen Startgeometrie wurde das Programm XFOIL nach DRELA (1989) genutzt und anschließend die Profilkontur in eine rotationssymmetrische, dreidimensionale Gondel überführt. Diese Geometrie konnte dann für dreidimensionale, reibungslose wie reibungsbehaftete Simulationen mit dem TAU Code verwendet werden, wobei die reibungsbehafteten Berechnungen wiederum auf einer vollturbulenten Grenzschicht und dem Turbulenzmodell Menter SST beruhen. Die hybriden, unstrukturierten Netze wurden dieses Mal mit dem Vernetzer Centaur (CENTAUR (2012)) erstellt und umfassen 36 Prismenschichten sowie ca.  $2 \times 10^6$  Netzpunkte. In Anlehnung an die geplanten Windkanalexperimente wurden die numerischen Berechnungen mit einer Anströmgeschwindigkeit von  $Ma = 0.15$  und einer auf die Gondellänge  $c$  bezogenen Reynoldszahl von  $Re = 1.34 \times 10^6$  durchgeführt. Die sukzessive Anwendung der oben beschriebenen Simulationsmethodiken wurde iterativ so lange wiederholt bis das gewünschte Ablöseverhalten im Einlauf der Durchflussgondel beobachtet werden konnte.



**Abbildung 2.5:** Konturen der unteren Einlaufkante im Entwurfsprozess,  $\theta = 180^\circ$ .

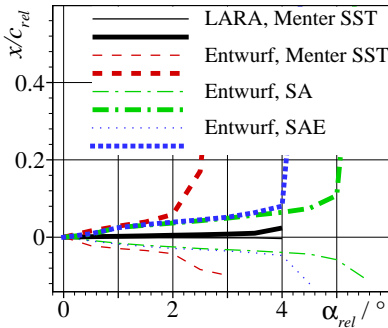


**Abbildung 2.6:** Strömungsfeld des Durchflussgondelentwurfs bei Ablösebeginn,  $Ma = 0.15$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ ,  $\alpha = 15^\circ$ .

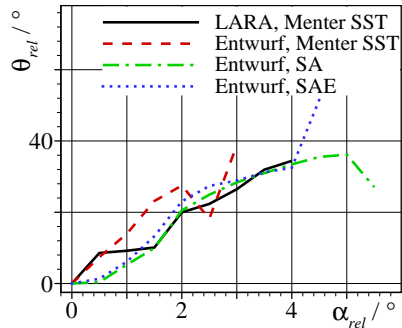


**Abbildung 2.7:** Druck- und Wandschubspannungverteilungen des Durchflussgondelentwurfs,  $Ma = 0.15$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ ,  $\alpha = 15^\circ$ .

**Abbildung 2.6(a)** zeigt die für den Steigflug typische turbulente Ablöseblase am  $180^\circ$ -Schnitt der entworfenen Durchflussgondel bei einem anfänglichen Anstellwinkel von  $\alpha = 15^\circ$ . Wie bereits in Kapitel 2.1 erwähnt, kann diese Ablösung nur druckinduzierter Natur sein und fällt daher weniger scharfwinklig aus als bei der LARA Gondel (vgl. Abb. 2.2(a)). Auch in Bezug auf die Saugspitze und die damit zu erreichenden maximalen Machzahlen gibt es deutliche Unterschiede, da der niedrige Massenstrom und die geringe Anströmgeschwindigkeit im Windkanal lediglich eine Saugspitze von  $c_p = -2.4$  zulassen (s. **Abb. 2.7(a)**). Die Strömungsgeschwindigkeiten bleiben komplett im inkompressiblen Bereich, so dass der Durchmesser der Fangstromröhre dem engsten Querschnitt im neu entworfenen Einlauf entspricht (s. **Abb. 2.6(b)**). Dennoch spiegelt die Durchflussgondel das Überziehen im Steigflug gut wieder mit einem Ablösebeginn bei  $\alpha = 15^\circ$  (LARA:



**Abbildung 2.8:** Wachstum der Ablöseblase in Strömungsrichtung.



**Abbildung 2.9:** Wachstum der Ablöseblase in Umfangsrichtung.

$\alpha = 17.5^\circ$ ) und einer turbulenten Ablöseblase bei  $x/c = 0.125$  (LARA:  $x/c = 0.09$ ).

Die aerodynamisch ausgelegte Kontur des  $180^\circ$ -Schnittes ist im Vergleich zur Startgeometrie in **Abbildung 2.5(b)** dargestellt und zeichnet sich durch eine weit vorne liegende Vertiefung aus, der eine beulenartige Erhebung folgt. Die dimensionslosen Koordinaten des Entwurfs sind in den **Tabellen 2.1** und **2.2** festgehalten. Die Kombination aus Vertiefung und Erhebung wird benötigt, um Auftreten und Wachstum der Ablöseblase kontrollieren zu können. Vor allem die Erhebung in der Kontur spielt eine wichtige Rolle, da sie für eine Entschärfung des Druckgradienten sorgt und es der Strömung somit ermöglicht, wieder anlegen zu können. Dieser Effekt kann in den Druck- und Wandschubspannungsverteilungen der **Abbildungen 2.7(a)** und **2.7(b)** beobachtet werden. Ebenso kann man hier erkennen, dass die Druckverteilungen für reibungslose und reibungsbehaftete 3D Simulation trotz der Reduktion der Reynoldszahl noch sehr gut übereinstimmen. Der Übergang von der 2D Simulation zur 3D Simulation hingegen bewirkt offenbar einen beträchtlichen Verlust in den Druckbeiwerten des vorderen Einlaufs, so dass merkliche Änderungen in der 3D Rechnung nur über eine verhältnismäßig große Änderungsmaßnahme in der 2D Rechnung erzielt werden können. Mögliche Maßnahmen betreffen hierbei in der Regel die Variation des Vorderkantenradius, der Wölbung und des Diffuserwinkels im Umfangsschnitt. Eine ausführliche Studie zu den Sensitivitäten der Strömung gegenüber diesen Parametern ist basierend auf dem finalen Entwurf in **SCHULZE ET AL. (2007)** erläutert.

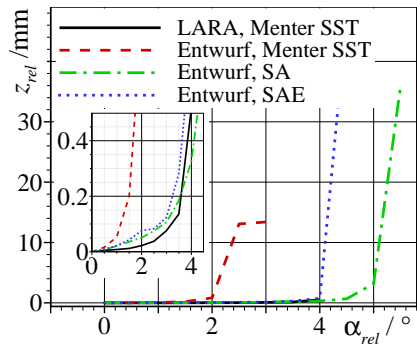
Nachdem ein zufriedenstellender Entwurf für die Durchflussgondel gelungen ist, wurde zusätzlich noch die Abhängigkeit des Ablösebeginns vom angewandten Turbulenzmodell untersucht. In **Abbildung 2.7(b)** sind die Wandschubspannungsverteilungen im  $180^\circ$ -Schnitt für verschiedene Turbulenzmodelle graphisch dargestellt. Während das Menter SST-Modell den Ablösebeginn bereits bei  $\alpha = 15^\circ$  vorhersagt, lösen das konventionelle Spalart Allmaras Modell (SA) und das Spalart Allmaras Modell mit Edwards Modifikation (SAE) erst bei  $\alpha = 17^\circ$  und  $\alpha = 19^\circ$  ab. Die Notwendigkeit einer verbesserten Turbulenzmodellierung am Rand der Flug envelope wird hier nochmals unterstrichen, da auch das Wachstum der

turbulenten Ablöseblase in Strömungsrichtung durch die verschiedenen Turbulenzmodelle unterschiedlich wiedergegeben wird (s. **Abb. 2.8**). Das SA Turbulenzmodell prognostiziert nach dem Ablösebeginn eine maximal mögliche Erhöhung des Anstellwinkels von  $5^\circ$  bis die turbulente Ablöseblase schließlich aufplatzt und die gesamte Gondeltiefe überspannt. Der Indize *rel* bezeichnet hierbei zur besseren Vergleichbarkeit die Entwicklung des Anstellwinkels und der axialen Ausdehnung nach dem erstmaligen Auftreten der Ablöseblase. Dünne Linien stellen den Punkt des Ablösens dar, breite Linien den Punkt des Wiederanlegens. Abbildung 2.8 verdeutlicht noch einmal die unterschiedliche Natur von stoßinduzierter Ablösung an der LARA Gondel und druckinduzierter Ablösung in der Durchflussgondel. Im Hinblick auf das Wachstum der Ablöseblase in Umfangsrichtung können jedoch keine großen Unterschiede zwischen dem Entwurf und der LARA Gondel festgestellt werden. Alle Turbulenzmodelle deuten darauf hin, dass die abgelöste Strömung nie über einen Winkel von  $40^\circ$  zwischen dem  $180^\circ$ -Schnitt und dem Blasenrand hinauswächst (s. **Abb. 2.9**). Die Ausdehnung der Ablöseblase in wandnormaler Richtung liegt für alle betrachteten Fälle unterhalb der Höhe von  $1\text{mm}$ , wobei für die LARA Gondel die kleinsten Blasenhöhen vorhergesagt werden (s. **Abb. 2.10**). Erst ca.  $1^\circ$  vor dem Aufplatzen der Ablöseblase gewinnt der Bereich rückläufiger Strömung an Höhe.

## 2.3 Bewertung

Kapitel 2 hat gezeigt, dass es möglich ist, eine Durchflussgondel aerodynamisch so ausulegen, dass ihr Überziehverhalten dem eines Triebwerks mit integriertem Fan und realistischem Massenstrom ähnelt. Geht man davon aus, dass das Ziel dieser Auslegung allein ein generisches Experiment für die Validierung einer neuartigen, numerischen Simulationsmethodik ist, so kann man schlussfolgern, dass es im Experiment aufgrund der geringen Höhe der Ablöseblase u.U. notwendig sein wird, die turbulente Ablöseblase kurz vor dem Aufplatzen in kleinen Anstellwinkelschritten zu vermessen. Denn je flacher eine Ablöseblase ist, desto größer werden die Anforderungen an das Auflösungsvermögen der PIV-Messtechnik und desto mehr Schwierigkeiten sind zu erwarten im Hinblick auf das Seeden der abgelösten Strömung. Ebenso fallen störende Effekte wie z.B. Oberflächenreflexionen durch den Laser oder Vibrationen des Windkanalmodells zunehmend ins Gewicht.

Der Aspekt, wie gut der Durchflussgondelentwurf den realen Steigflug widerspiegelt, wird erst nach der Beschreibung des Windkanalmodells in Kapitel 4.3 diskutiert.



**Abbildung 2.10:** Wachstum der Ablöseblase normal zur Gondeloberfläche.

$x/c$	$z/c$	$x/c$	$z/c$	$x/c$	$z/c$
1.00000000	0.01166440	0.60534240	0.01419437	0.19989660	0.01625393
0.99666100	0.01165714	0.59714110	0.01437555	0.19202990	0.01607708
0.99195580	0.01164869	0.58894300	0.01456071	0.18419150	0.01607261
0.97996850	0.01163376	0.58076110	0.01475038	0.17639150	0.01621663
0.97430730	0.01161798	0.57266890	0.01494231	0.16860890	0.01649656
0.96782000	0.01159121	0.56448210	0.01514069	0.16081090	0.01690302
0.96083580	0.01156253	0.55630170	0.01534167	0.15296440	0.01743590
0.95371460	0.01154103	0.54818810	0.01554841	0.14507830	0.01810729
0.94642090	0.01152856	0.53994440	0.01576083	0.13716610	0.01891846
0.93898080	0.01152079	0.53175870	0.01597552	0.12922770	0.01984194
0.93143310	0.01151300	0.52373490	0.01619088	0.12127780	0.02086421
0.92373970	0.01150592	0.51554920	0.01641528	0.11335940	0.02195275
0.91597610	0.01149897	0.50736450	0.01664388	0.10553710	0.02306604
0.90809560	0.01149702	0.49919870	0.01687625	0.09792710	0.02413848
0.89972920	0.01149448	0.49106080	0.01710959	0.09061049	0.02511221
0.89140300	0.01149340	0.48291420	0.01734631	0.08360792	0.02594703
0.88313570	0.01149233	0.47479950	0.01758464	0.07692497	0.02661506
0.87490440	0.01149288	0.46668340	0.01782437	0.07053669	0.02710459
0.86669080	0.01149205	0.45856760	0.01806325	0.06447889	0.02740743
0.85846930	0.01149466	0.45042890	0.01830316	0.05878160	0.02752601
0.85025080	0.01149808	0.44229160	0.01854057	0.05344525	0.02746887
0.84206590	0.01150556	0.43413750	0.01877496	0.04845973	0.02724697
0.83390360	0.01151242	0.42597110	0.01900471	0.04380708	0.02687038
0.82575610	0.01152467	0.41776670	0.01923091	0.03947069	0.02634789
0.81762550	0.01153908	0.40956210	0.01944891	0.03543903	0.02568143
0.80950810	0.01156046	0.40135010	0.01965644	0.03170832	0.02489214
0.80139400	0.01158775	0.39319100	0.01984901	0.02827907	0.02398970
0.79327430	0.01162188	0.38498180	0.02002910	0.02514495	0.02299408
0.78514510	0.01166120	0.37679150	0.02018686	0.02229120	0.02193084
0.77700690	0.01170916	0.36858040	0.02032408	0.01970393	0.02082324
0.76885800	0.01176517	0.36047450	0.02043639	0.01736712	0.01968761
0.76069560	0.01182770	0.35223990	0.02052780	0.01526113	0.01853530
0.75252270	0.01189824	0.34408520	0.02059554	0.01336320	0.01737639
0.74434540	0.01197477	0.33595920	0.02063959	0.01165072	0.01621911
0.73616020	0.01205668	0.32783830	0.02066602	0.01010404	0.01506923
0.72798320	0.01214334	0.31975630	0.02065851	0.00870785	0.01392770
0.71980020	0.01223662	0.31157330	0.02063013	0.00744205	0.01279769
0.71162950	0.01233756	0.30363090	0.02057878	0.00629411	0.01167874
0.70345000	0.01244169	0.29561840	0.02049893	0.00525550	0.01057643
0.69527200	0.01255480	0.28763340	0.02038779	0.00431391	0.00949108
0.68893060	0.01264511	0.27967450	0.02024315	0.00346303	0.00841826
0.67991950	0.01278223	0.27171800	0.02005309	0.00269626	0.00735403
0.67086060	0.01292828	0.26371940	0.01981530	0.00201123	0.00629351
0.66321240	0.01305745	0.25569740	0.01952275	0.00140717	0.00523321
0.65480040	0.01320371	0.24772850	0.01916995	0.00089421	0.00417768
0.64648970	0.01335574	0.23971040	0.01874030	0.00047637	0.00310928
0.63818340	0.01351397	0.23167290	0.01824412	0.00018744	0.00204839
0.63009900	0.01367269	0.22368240	0.01769546	0.00003824	0.00101211
0.62177820	0.01384264	0.21574140	0.01712563	0.00000015	0.00001419
0.61355820	0.01401621	0.20782410	0.01661426	0.00000000	0.00000000

Tabelle 2.1: Dimensionslose Koordinaten des Durchflussgondelentwurfs, Innenseite.

x/c	z/c	x/c	z/c	x/c	z/c
0.000056398	-0.000995543	0.224279400	-0.051195850	0.624165400	-0.041284380
0.000194714	-0.002002433	0.232311700	-0.051405620	0.632310900	-0.040630970
0.000405091	-0.003035213	0.240375500	-0.051599040	0.640459900	-0.039962900
0.000679110	-0.004089570	0.248478800	-0.051777450	0.648604000	-0.039279270
0.001015540	-0.005163747	0.256619100	-0.051939740	0.656733700	-0.038581720
0.001416855	-0.006266649	0.264781900	-0.052086560	0.664850300	-0.037866010
0.001890380	-0.007401759	0.272951800	-0.052217830	0.672929500	-0.037139900
0.002444639	-0.008566692	0.281116200	-0.052332960	0.680959600	-0.036403860
0.003087493	-0.009760178	0.289263700	-0.052434250	0.688998200	-0.035651310
0.003826333	-0.010981610	0.297385800	-0.052519530	0.697074800	-0.034879670
0.004668035	-0.012229750	0.305475100	-0.052590920	0.705173300	-0.034091290
0.005622065	-0.013502500	0.313527500	-0.052646640	0.713284300	-0.033288000
0.006700734	-0.014796210	0.321544300	-0.052687440	0.721400000	-0.032470280
0.007920133	-0.016160540	0.329525900	-0.052714210	0.729513100	-0.031638070
0.009309610	-0.017413030	0.337471100	-0.052725870	0.737641900	-0.030790750
0.010891710	-0.018705970	0.345375100	-0.052721860	0.745800700	-0.029923440
0.012668670	-0.020004660	0.353236600	-0.052703040	0.753960500	-0.029042990
0.014663780	-0.021320560	0.361066600	-0.052669300	0.762111600	-0.028149160
0.016913890	-0.022663300	0.368880200	-0.052618230	0.770272000	-0.027238380
0.019462160	-0.024048050	0.376695800	-0.052549780	0.778389900	-0.026317660
0.022350920	-0.025482740	0.384525200	-0.052464730	0.786486900	-0.025383850
0.025607360	-0.026964250	0.392369800	-0.052360680	0.794617200	-0.024426340
0.029237050	-0.028475150	0.400226300	-0.052238970	0.802745500	-0.023452680
0.033242840	-0.029994990	0.408094600	-0.052097130	0.810854600	-0.022457190
0.037658990	-0.031523140	0.415978200	-0.051936780	0.818957100	-0.021439730
0.042539090	-0.033058240	0.423880100	-0.051757280	0.827061700	-0.020398700
0.047892570	-0.034578870	0.431802900	-0.051560920	0.835169700	-0.019328330
0.053655540	-0.036050690	0.439741600	-0.051345990	0.843260600	-0.018233110
0.059722720	-0.037442180	0.447691700	-0.051113000	0.851322400	-0.017113450
0.066007940	-0.038742790	0.455650100	-0.050860290	0.859371300	-0.015964580
0.072499890	-0.039958740	0.463615200	-0.050586960	0.867385800	-0.014784820
0.079245570	-0.041100680	0.471588000	-0.050296050	0.875328800	-0.013579800
0.086258960	-0.042163150	0.479564200	-0.049985170	0.883205000	-0.012349480
0.093456490	-0.043139940	0.487541900	-0.049656320	0.891089600	-0.011081390
0.100720000	-0.044015880	0.495523000	-0.049309850	0.899021100	-0.009768261
0.107985500	-0.044800300	0.503502000	-0.048943690	0.906981600	-0.008410551
0.115260100	-0.045509510	0.511475100	-0.048560830	0.914943500	-0.007012635
0.122587200	-0.046156990	0.519461400	-0.048160580	0.922956400	-0.005567098
0.130011400	-0.046753860	0.527459400	-0.047740430	0.930786900	-0.004117153
0.137555400	-0.047305790	0.535457000	-0.047302450	0.938186800	-0.002715786
0.145207000	-0.047815100	0.543447900	-0.046847760	0.945625200	-0.001277640
0.152938500	-0.048286800	0.551440200	-0.046373730	0.952643000	0.000106779
0.160732300	-0.048723430	0.559457200	-0.045881290	0.9598852700	0.001356591
0.168583600	-0.049126000	0.567495900	-0.045370310	0.964635800	0.002540519
0.176484000	-0.049498130	0.575557000	-0.044840180	0.969945600	0.003645942
0.184414400	-0.049841360	0.583631400	-0.044292380	0.974851500	0.004688666
0.192357500	-0.050156760	0.591717000	-0.043723530	0.979534400	0.005714323
0.200309900	-0.050448860	0.599807300	-0.043139890	0.984057200	0.006752565
0.208279000	-0.050718310	0.607904900	-0.042540060	0.994490500	0.009435202
0.216269400	-0.050966980	0.616026300	-0.041920900	1.000000000	0.011077860

Tabelle 2.2: Dimensionslose Koordinaten des Durchflussgondelentwurfs, Außenseite.

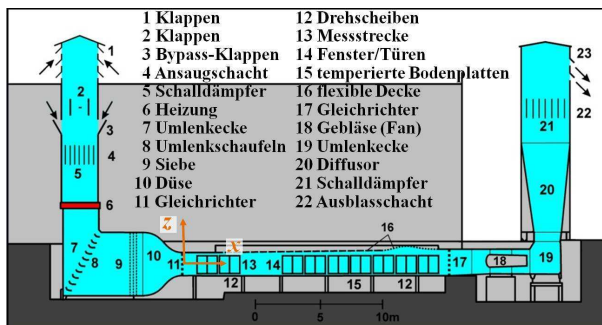




# 3 Experimenteller Aufbau und Durchführung der Windkanalversuche

## 3.1 Versuchsanlage

Die generischen Experimente an der in Kapitel 2 ausgelegten Durchflussgondel wurden im Atmosphärischen Windkanal München (AWM) durchgeführt. Der AWM ist ein Niedergeschwindigkeitswindkanal der Eiffel Bauart und verfügt über eine geschlossene Messstrecke mit einem Querschnitt von  $1.85\text{ m} \times 1.85\text{ m}$  (s. **Abb. 3.1**). Für den Antrieb sorgt ein 350 kW Gebläse, das Anströmgeschwindigkeiten zwischen 3 m/s und 40 m/s realisiert. Bei kleinen Geschwindigkeiten um 4 m/s erlaubt eine elektrische Heizung im Ansaugschacht (Leistung: 1.2 MW) die Temperierung der angesaugten Luft auf bis zu  $80^\circ\text{C}$ . Zur Simulation von geschichteten, atmosphärischen Grenzschichtströmungen können die Bodenplatten der 22 m langen Teststrecke im Bereich von  $0^\circ\text{C}$  bis  $150^\circ\text{C}$  geheizt und gekühlt werden. Die höhenverstellbare, flexible Decke des Windkanals ermöglicht die Einrichtung eines konstanten Druckgradienten entlang der Messstrecke ab der Position  $x = 5500\text{ mm}$  hinter der Düse. Den Versuchen dieser Arbeit lag im flexiblen Messstreckenabschnitt ein Druckgradient von  $dp/dx = 0$  bei einer Geschwindigkeit von 6 m/s zugrunde, so dass das Windkanalmodell der Durchflussgondel an der Stelle  $x = 2500\text{ mm}$  bei einer Anströmgeschwindigkeit von 38 m/s einem leichten Druckgradienten ausgesetzt gewesen ist. Die Stellung der Gebläse-schaufeln des Windkanals kann an den jeweiligen zu untersuchenden Geschwindigkeitsbereich angepasst werden und betrug in der vorliegenden Arbeit  $+5^\circ$ .



**Abbildung 3.1:** Atmosphärischer Windkanal München (AWM).

Im vorderen Messstreckenabschnitt befindet sich an der Stelle  $x = 790 \text{ mm}$ ,  $y = 205 \text{ mm}$ ,  $z = 705 \text{ mm}$  eine Prandtlsonde, mit der der Staudruck  $q$  und der statische Druck  $p_{stat}$  der freien Anströmung bestimmt werden können. Die Umwandlung in ein Volt-Signal erfolgt über eine Druckdose der Firma SETRA vom Typ SET-D239-1.3kP-U mit einem Messbereich von 1.2 kPa und einer Genauigkeit von 0.073%. Ein digitaler Transmitter der Firma Ahlborn vom Typ MH8D46 ermittelt die relative Luftfeuchte  $F_{rel}$  und die Temperatur  $T$  der Strömung in der Messstrecke an der Position  $x = 5800 \text{ mm}$ ,  $y = -925 \text{ mm}$ ,  $z = 0 \text{ mm}$ . Temperaturen werden im Bereich von  $-20^\circ\text{C}$  bis  $80^\circ\text{C}$  mit einer Genauigkeit von 0.3 K gemessen, während die relative Luftfeuchte im Bereich von 5% bis 98% mit einer Genauigkeit von 1.8% festgehalten wird. Die Umrechnung in eine absolute Feuchte  $F_{abs}$  erfolgt nach den Gesetzmäßigkeiten des Mollier-Diagramms. Alle Zustandsgrößen der freien Anströmung können sequentiell über einen Messstellenumschalter des Typs Keithly 705 abgegriffen und an einen PC übertragen werden. Die Gleichungen 3.1 bis 3.4 zeigen, wie die Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  in der Messstrecke aus den Zustandsgrößen der freien Anströmung mit Hilfe einer LabVIEW-Routine in den Experimenten berechnet worden ist (vgl. FISCHER (2005)):

$$U_\infty = \sqrt{\frac{2 \cdot q}{\rho}} \quad (3.1)$$

$$\rho = \frac{p_{stat}}{R_{fL} \cdot T} \quad (3.2)$$

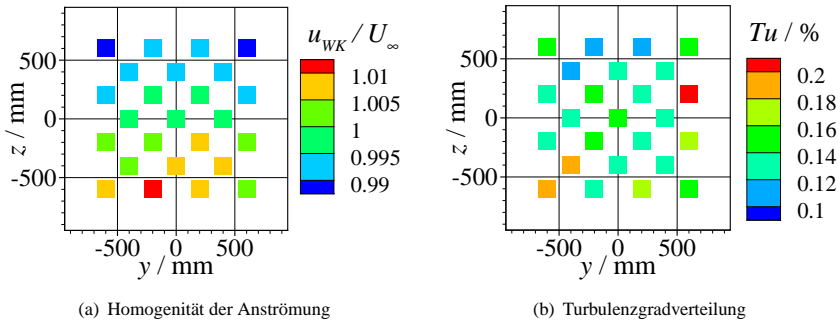
$$R_{fL} = \frac{X \cdot R_{WD} + R_{tL}}{1 + X} \quad (3.3)$$

$$X = \frac{0.622 \cdot F_{abs} \cdot R_{WD} \cdot T}{p_{stat} - 0.378 \cdot F_{abs} \cdot R_{WD} \cdot T} \quad (3.4)$$

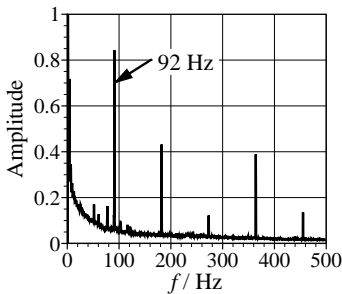
$R_{fL}$  bezeichnet hierbei die spezifische Gaskonstante feuchter Luft. Die spezifische Gaskonstante trockener Luft  $R_{tL}$  hat einen Wert von 287.06 J/kgK, die spezifische Gaskonstante von Wasserdampf  $R_{WD}$  einen Wert von 461.51 J/kgK. Mit  $\rho$  wird die Dichte der Luft, mit  $X$  die spezifische Luftfeuchtigkeit im Windkanal benannt. Alle Experimente dieser Arbeit sind bei einer konstanten Anströmgeschwindigkeit von 38 m/s durchgeführt worden.

Die Vorderkante der Durchflussgondel wurde ca. 2.5 m hinter der Düse des AWM positioniert, wo zahlreiche Glasscheiben in Wänden und Decke für eine gute optische Zugänglichkeit sorgen und wo die Wandgrenzschichtdicke ca. 90 mm beträgt. Ein Kontraktionsverhältnis von 8.7 zwischen Vorkammer und Messstrecke sowie mehrere Siebe in der Vorkammer sollen eine gute Strömungsqualität in der Messstreckenmitte bewirken. Auf den Einsatz eines Gleichrichters an Position 11 in Abbildung 3.1 wurde in dieser Arbeit verzichtet, da die hohen Verluste durch den Einbau des Gleichrichters im engsten Querschnitt keine hohen Anströmgeschwindigkeiten um die 38 m/s erlauben.

Die Qualität der Strömung im AWM ist mit Hilfe der Hitzdrahtmesstechnik im Detail qualifiziert worden. Die Messkette umfasst eine Hitzdrahtsonde der Firma Dantec vom



**Abbildung 3.2:** Strömungsqualität bei  $x = 2500$  mm,  $U_\infty = 38$  m/s, Blick stromauf.



**Abbildung 3.3:** Frequenzspektrum in der Windkanalmitte,  $x = 2500$  mm,  $U_\infty = 38$  m/s.

Aufnahmefrequenz	20 kHz
Messzeit pro Datenpunkt	8 min 12 s
Messbereich	$\pm 1$ V
Offset	2.003 V
Tiefpassfilter	10 kHz
Hochpassfilter	1 Hz

**Tabelle 3.1:** Parameter der Hitzdrahtmessung.

Typ 55P15, eine Halterung vom Typ 55H21 sowie eine Dantec Streamline CTA-Brücke samt dazugehöriger Kalibriereinheit. Die Datenerfassung ist über einen Transientenrekorder der Firma Magma (M2i.4652) mit einer Speichertiefe von 16 Bit erfolgt. Die Temperatur in der Strömung wurde parallel mit einer PT100-Sonde festgehalten. Die wichtigsten Eckdaten der Hitzdrahtmessung sind in **Tabelle 3.1** zusammengefasst und die Ergebnisse in einer Querebene am Einbauort der Durchflussgondel in **Abbildung 3.2** für die Anströmgeschwindigkeit von 38 m/s dargestellt. In **Abbildung 3.2(a)** kann man erkennen, dass die Homogenität der Strömung in der Messstreckenmitte gegeben ist, da die Geschwindigkeit  $u_{WK}/U_\infty$  in Richtung der Messstreckenlänge nie mehr als 1 Prozent von der Richtgeschwindigkeit abweicht. Der mittlere Turbulenzgrad der Anlage beträgt nach **Abbildung 3.2(b)** 0.14 Prozent und berücksichtigt Frequenzen im Bereich von 1 Hz bis 10 kHz. Der erhöhte Turbulenzgrad bei  $y = 600$  mm und  $z = 200$  mm rührt vom Nachlauf eines Flügelradanemometers am Beginn der Messstrecke her.

In **Abbildung 3.3** ist ein Frequenzspektrum für einen Messpunkt in der Kanalmitte aufgetragen. Auffällig ist hier die erhöhte Amplitude bei ca. 92 Hz und seinen Vielfachen. Es

handelt sich um die Schaufelwechselfrequenz des Gebläses, das zwar 20 m entfernt am Ende der Messstrecke angeordnet ist, aber dennoch eine messbare Stromaufwirkung hat. Der Fan dreht bei einer Geschwindigkeit von 38 m/s ungefähr mit einer Umdrehungszahl von 920 U/min und verfügt über 6 Schaufeln, die eine charakteristische Frequenz um die 92 Hz hervorrufen.

## 3.2 Windkanalmodell

### 3.2.1 Konstruktive Eigenschaften

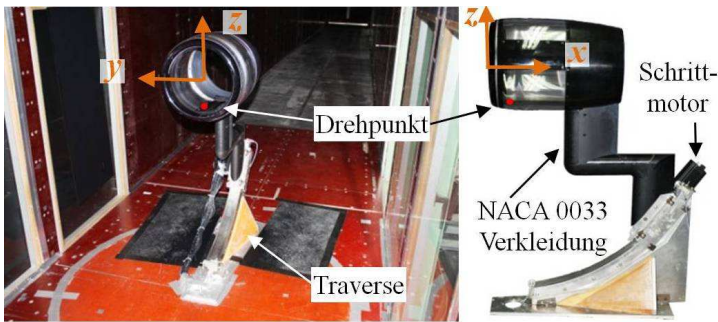
Das rotationssymmetrische Windkanalmodell der Durchflussgondel (s. **Abb. 3.4**) weist eine Länge von 526 mm sowie einen Vorderkantendurchmesser von 315.6 mm auf, so dass bei einer Anströmgeschwindigkeit von 38 m/s eine auf die Gondellänge bezogene Reynoldszahl von  $1.34 \times 10^6$  analog zur numerischen Auslegung in Kapitel 2 erreicht wird. Der Anstellwinkel des Windkanalmodells kann mit Hilfe einer motorisierten Traverse im Bereich von  $-2^\circ$  bis  $+30^\circ$  variiert werden. Eine aerodynamische Verkleidung der Gondelaufhängung in der Form eines NACA 0033 Profils sorgt im Nahbereich für eine von anderweitigen Ablösungen unabhängige Strömung im Einlauf der Gondel. Der feste Drehpunkt der Durchflussgondel befindet sich am Ort der zu untersuchenden, turbulenten Ablöseblase auf der unteren Einlaufkante in einem Abstand von 936 mm zum Boden. Die Gondel-spezifischen Koordinaten des Drehpunktes lauten  $x = 68.4$  mm,  $y = 0$  mm und  $z = -147.4$  mm.

Das vordere Einlaufsegment der Gondel wurde von der Firma „Lehmann + Paul GmbH“ aus PLEXIGLAS® GS gefertigt, um eine gute optische Zugänglichkeit für die geplanten PIV-Messungen zu gewährleisten. Aufgrund der Rotationssymmetrie ist es möglich, das Plexiglassegment vom hinteren Teil der Gondel zu trennen und es in einer anderen Position wieder zu montieren. Dieser Vorteil wird genutzt, um alle gewünschten Sensoren und Messtechniken in einem einzigen Windkanalmodell zu integrieren (s. **Abb. 3.5**). Die Durchflussgondel verfügt daher in einem ausgewiesenen Schnitt über 48 statische Druckbohrungen, während ein anderer Schnitt mit 7 instationären Druckaufnehmern des Typs Kulite XCQ-093 ausgestattet ist (vgl. SCHULZE und KÄHLER (2010)).

Die statischen Druckbohrungen haben einen Durchmesser von 0.3 mm und verlaufen von ca. 5% der Profiltiefe auf der Gondelaußenseite bis zu 60% der Profiltiefe auf der Innenseite. In **Tabelle 3.2** sind die Koordinaten der Druckbohrungen angegeben. Beim Setzen der Druckbohrungen wurde darauf geachtet, dass Staupunkt und Saugspitze der Druckverteilungen im  $180^\circ$ -Schnitt gut aufgelöst werden (s. **Abb. 3.6**). Die versetzte Anordnung der Druckbohrungen auf einem Umfang von  $\pm 5^\circ$  verhindert zudem, dass durch Unregelmäßigkeiten in der Modelloberfläche eingebrachte Störungen in der Strömung die gemessenen Drucksignale stromab beeinflussen. Der Vergleich der Druckverteilung bei  $\theta = 180^\circ$  mit den Druckverteilungen bei  $\theta = 175^\circ$  und  $\theta = 185^\circ$  weist in den numerischen Ergebnissen für eine gerade noch anliegende Strömung nur marginale Unterschiede auf, so dass die Druckverteilung entlang der unteren Einlaufkante bedenkenlos mit dieser Bohrungsanord-

nung gemessen werden konnte.

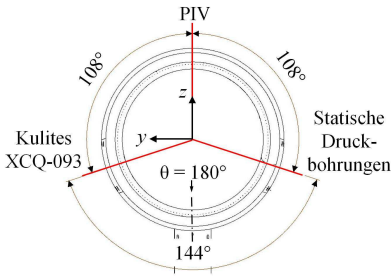
Für die instationären Druckmessungen sind 7 Kulites des Typs XCQ-093 in die Durchflussgondel integriert worden, deren Anordnung in **Abbildung 3.7** dargestellt ist. **Tabelle 3.3** fasst die Koordinaten der instationären Druckmessstellen zusammen.



**Abbildung 3.4:** Windkanalmodell der Durchflussgondel.

$x/c$	$y/c$	$z/c$	$x/c$	$y/c$	$z/c$
0.05004753	0.00736882	-0.33506654	0.09439163	-0.01614068	-0.27490684
0.03804753	0.00486122	-0.33161597	0.10484791	-0.01419962	-0.27647148
0.02749240	0.00240304	-0.32775665	0.11625475	-0.01224335	-0.27818251
0.01711027	0.00000000	-0.32277376	0.12956274	-0.01026806	-0.28001141
0.01206844	0.00000000	-0.31957985	0.14477186	-0.00826426	-0.28174335
0.00821483	0.00000000	-0.31639924	0.16188213	-0.00622624	-0.28309125
0.00495057	0.00000000	-0.31261977	0.18089354	-0.00416160	-0.28385361
0.00485551	0.00000000	-0.28987262	0.19942966	-0.00207985	-0.28375475
0.00788973	0.00210266	-0.28678327	0.21933460	0.00000000	-0.28261787
0.01114068	0.00416540	-0.28411787	0.23929087	0.00206274	-0.28127567
0.01533080	0.00618821	-0.28135741	0.25926806	0.00411027	-0.28030989
0.02000000	0.00818061	-0.27892205	0.27925665	0.00615209	-0.27969772
0.02471483	0.01015589	-0.27696958	0.29925475	0.00819392	-0.27934030
0.02941255	0.01212167	-0.27542395	0.31925475	0.01023574	-0.27915399
0.03427757	0.01408175	-0.27418441	0.33925475	0.01228327	-0.27910456
0.03897338	0.01604373	-0.27325475	0.36175475	0.01434030	-0.27921103
0.04325095	0.01800951	-0.27259316	0.38675095	0.01641065	-0.27952662
0.04752852	0.01998099	-0.27208175	0.41424335	0.01850380	-0.28006464
0.05114068	0.02195817	-0.27172624	0.44423004	0.02061787	-0.28076046
0.05636882	0.02374715	-0.27144106	0.47421673	0.02274715	-0.28148099
0.06207224	-0.02375095	-0.27148479	0.50420532	0.02468821	-0.28218821
0.06872624	-0.02197148	-0.27190114	0.53419202	-0.00416540	-0.28405894
0.07633080	-0.02001901	-0.27259886	0.56418441	-0.00208745	-0.28484411
0.08488593	-0.01807605	-0.27359886	0.59417490	0.00000000	-0.28555894

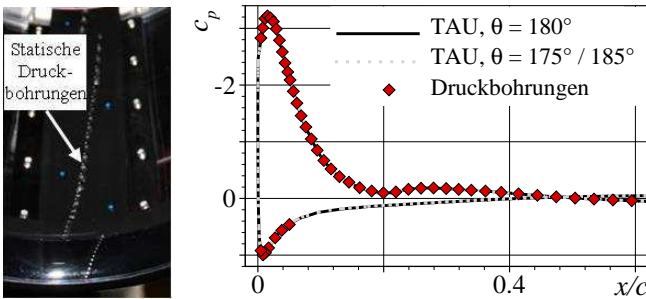
**Tabelle 3.2:** Dimensionslose Koordinaten der statischen Druckbohrungen im 180°-Schnitt.



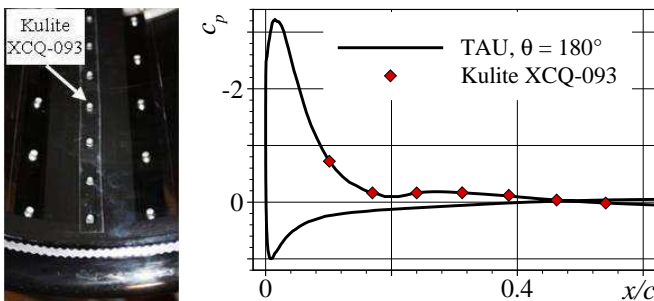
$x/c$	$y/c$	$z/c$
0.101279468	0	-0.276329189
0.169720532	0	-0.283550926
0.240062738	0	-0.281238495
0.312306084	0	-0.279365654
0.38645057	0	-0.280002607
0.462496198	0	-0.282052262
0.540442966	0	-0.284251756

**Abbildung 3.5:** Verteilung der verschiedenen Messtechniken über den Umfang der Durchflussgondel.

**Tabelle 3.3:** Dimensionslose Koordinaten der instationären Druckaufnehmer im 180°-Schnitt.



**Abbildung 3.6:** Anordnung der statischen Druckbohrungen.

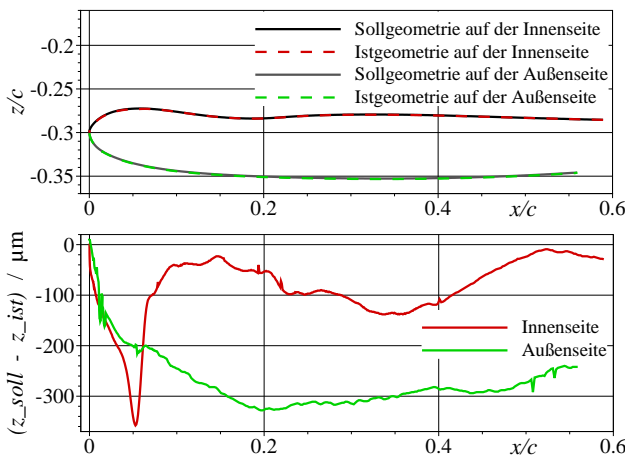


**Abbildung 3.7:** Anordnung der instationären Druckaufnehmer.

### 3.2.2 Vergleich von Ist- und Sollkontur

PLEXIGLAS® GS ist in der spanenden Bearbeitung ein anspruchsvoller Werkstoff, der nach jedem Arbeitsgang gegläht werden muss, um Spannungen aus dem Material zu nehmen. Ebenso ist das fertige Bauteil geringfügig von Temperatur und Feuchte der umgebenden Luft abhängig und einem Alterungsprozess unterworfen. Es muss daher davon ausgegangen werden, dass die Sollkontur der Durchflussgondel am Windkanalmodell nicht exakt wiedergegeben wird. Um später eventuelle Abweichungen zwischen numerischen und experimentellen Ergebnissen bewerten zu können, ist das Vorderkantensegment der Durchflussgondel entlang der PIV-Messebene (vgl. Abb. 3.5) mit einem Koordinatenmessgerät (Wenzel LH 87) vermessen worden. **Abbildung 3.8** zeigt den Vergleich zwischen Soll- und Istkontur des Einlaufs für die interessierende  $z$ -Koordinate. Es ist zu sehen, dass durch den Poliervorgang auf der Innenseite der Durchflussgondel generell etwas mehr Material abgetragen wurde als vorgesehen. Bei einer Profiltiefe von  $x/c = 0.054$  fällt auf der Innenseite des Einlaufs zudem eine verhältnismäßig große, lokale Abtragung des Materials in der Größenordnung von  $350 \mu\text{m}$  auf. An dieser Stelle wurden zwei Bauteile des Windkanalmodells verklebt und die Klebestelle eingeschliffen, um für einen glatten Übergang zwischen den Segmenten zu sorgen. Während auf der Außenseite das Einschleifen kaum zu erkennen ist, wurde auf der Innenseite etwas zu viel Druck ausgeübt. Ein vergleichbares Abweicherverhalten findet sich auch für die Umfangsschnitte, in denen die Kulite-Sensoren und die statischen Druckbohrungen integriert sind. Für das aus Aluminium gefertigte Hinterkantensegment konnten hingegen keine signifikanten Abweichungen zwischen Ist- und Sollkontur festgestellt werden.

Eine lokale Beeinflussung der Strömung im vorderen Einlauf durch die Abweichung der



**Abbildung 3.8:** Vergleich von Ist- und Sollgeometrie.

Ist-Kontur vom Sollwert konnte in den Druckverteilungen in Kapitel 5.2 nachgewiesen werden (vgl. Abb. 5.2). Das zu untersuchende, charakteristische Verhalten der Einlaufströmung wird hierdurch jedoch nicht beeinträchtigt, so dass der leichten Differenz zwischen Ist- und Sollkontur keine Bedeutung zugemessen wird.

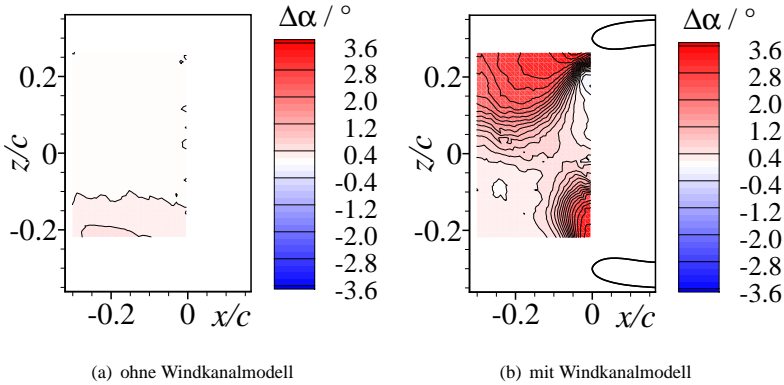
## 3.3 Windkanalkorrekturen

Es ist ein allgemein bekanntes Problem, dass die Umströmung eines Windkanalmodells in geschlossenen und offenen Messstrecken von der in der numerischen Auslegung angenommenen, homogenen Anströmung abweicht. Die Windkanalwände begrenzen die Stromröhre und haben somit einen Effekt auf den statischen Druck entlang der Teststrecke sowie auf die Krümmung der Stromlinien im Bereich des Windkanalmodells. Hinzu kommen Effekte durch die Blockagewirkung des Windkanalmodells und seiner Aufhängung an sich sowie durch die Blockagewirkung der damit verbundenen Nachläufe. BARLOW ET AL. (1999) beschreiben im Allgemeinen eine künstliche Anstellwinkelerhöhung für 3-dimensionale Strömungen in einer geschlossenen Messstrecke, die von den geometrischen Parametern der Verblockung, dem Auftriebsbeiwert und dem Momentenbeiwert im  $c/4$ -Punkt abhängig ist. Die Verblockung des Messstreckenquerschnitts durch Modelleinbauten darf nach BARLOW ET AL. (1999) ein Flächenverhältnis von  $A_{Modell}/A_{Messstrecke} = 0.1$  nicht überschreiten, um die künstliche Geschwindigkeitserhöhung am Windkanalmodell kleiner als 2.6% halten. Die Durchflussgondel und ihre Traverse haben in den Experimenten dieser Arbeit im ungünstigsten Fall ein Flächenverhältnis von nur  $A_{Modell}/A_{Messstrecke} = 0.05$  aufgewiesen. Dennoch hat die asymmetrische Aufhängung des Windkanalmodells in der Messstrecke die dynamischen Drücke und Geschwindigkeiten unterhalb der Durchflussgondel derart verändert, dass die Durchflussgondel schräg angeströmt wurde.

**Abbildung 3.9** zeigt die aus der Verblockung resultierende Schräganströmung der Durchflussgondel unmittelbar vor dem Einlauf, wobei rote Bereiche für eine Anstellwinkelerhöhung gegenüber  $\alpha = 0^\circ$  stehen. Die Anstellwinkelfelder werden aus dem Vergleich eines vertikal hängenden Lots mit den Stromlinien eines mittleren Geschwindigkeitsfeldes aus einer PIV-Messung gewonnen. Hierbei wurde sichergestellt, dass Windkanalboden und -decke am Ort des Windkanalmodells horizontal verlaufen und dass die Grenzschichten an Boden und Decke dieselbe Dicke haben. **Tabelle 3.6** gibt einen Überblick über Parameter und Auswertung der zur Bestimmung der Schräganströmung durchgeführten PIV-Messung. Aus **Abbildung 3.9** geht hervor, dass die Durchflussgondel aufgrund ihrer asymmetrischen Aufhängung bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 0^\circ$  eine relative Anstellwinkelerhöhung von ca.  $1.6^\circ$  erfährt. Die PIV-Messungen sind hierbei jedoch mit einem relativen Fehler von 0.21% behaftet (s. **Tabelle 3.9**). Mit einer mittleren Partikelverschiebung von 18 px folgt ein möglicher Fehler in der Anstellwinkelbestimmung von  $0.12^\circ$ :

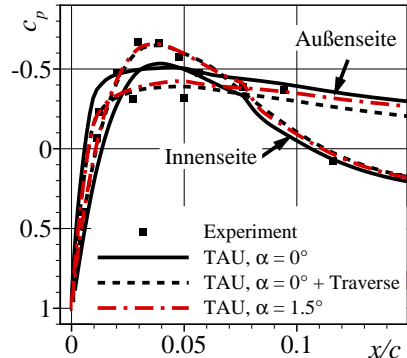
$$\sigma_{\Delta\alpha_{PIV}} = \tan^{-1} \left( \frac{0.0021 \cdot 18\text{px}}{18\text{px}} \right) = 0.12^\circ \quad (3.5)$$





**Abbildung 3.9:** Einfluss der Traverse auf den Anstellwinkel,  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\theta = 180^\circ$ .

Hinzu kommt ein Fehler durch das ungenaue Ablesen der Lotposition von maximal 2 px über eine Länge von 1280 px. Analog zu Gleichung 3.5 ergibt sich ein möglicher Anstellwinkelfehler von  $\sigma_{\Delta\alpha_{Lot}} = 0.09^\circ$ . Nach dem linearen Fehlerfortpflanzungsgesetz (BRONSTEIN und SEMENDJAJEW (2008)) hat der Gesamtfehler in der Bestimmung des Anstellwinkels bei  $\alpha = 0^\circ$  eine Größenordnung von  $0.15^\circ$ . Bei höheren Anstellwinkeln steigt der Grad der Verblockung und somit auch der Effekt der Schräganströmung, was an dieser Stelle jedoch nicht experimentell nachgewiesen worden ist. Ebenso wurden im Versuch weder Auftriebs- noch Momentenbeiwerte bestimmt, so dass über die exakte Anstellwinkelerhöhung keine Aussagen gemacht werden können. Hinzu kommt die endliche Steifigkeit der Modellaufhängung, die bewirkt, dass sich die Durchflussgondel je nach Größe des produzierten Auftriebs unter Anströmung ein Stück weit hebt. Während bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 0^\circ$  kein Heben im Wind beobachtet werden kann, wird die Gondel bei den in dieser Arbeit interessierenden Anstellwinkeln mit maximalem Auftrieb um ca.  $0.15^\circ$  zu höheren Anstellwinkeln hin verschoben ( $\alpha = 23.5^\circ$ :  $0.14^\circ$ ,  $\alpha = 26.5^\circ$ :  $0.17^\circ$ ).



**Abbildung 3.10:** Einfluss der Traverse auf den Anstellwinkel in der numerischen Simulation,  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\theta = 180^\circ$ .

In **Abbildung 3.10** zeigt der Vergleich der Druckverteilungen im  $180^\circ$ -Schnitt aus Experiment und numerischer Simulation, dass die Saugspitze im Experiment bei  $\alpha = 0^\circ$  deutlich höher liegt als in der Simulation. Da bei  $\alpha = 0^\circ$  noch keine Ungenauigkeiten in der RANS-Simulation aufgrund der Turbulenzmodellierung zu erwarten sind, untermauert dieses Ergebnis den Einfluss von Windkanalwand und Gondelaufhängung auf die Strömung. Simuliert man die Aufhängung des Windkanalmodells sowie die Windkanalwände mit, so wird die Druckverteilung auf der Innenseite des Einlaufs wiederum gut getroffen. Nach PROBST ET AL. (2012b) kann der korrigierende Effekt auch ohne die aufwändige Simulation von Traverse und Windkanalwand durch eine einfache Anstellwinkelerhöhung von  $1.5^\circ$  hervorgerufen werden.

Da die Werte der benötigten Anstellwinkelkorrekturen im Experiment nicht exakt bestimmt werden können und da die numerischen Simulationen der Validierungsarbeiten in  $0.5^\circ$ -Schritten vorliegen, werden die Anstellwinkel der experimentellen Arbeiten zur besseren Übersichtlichkeit in der Folge um einen einheitlichen Faktor von  $1.5^\circ$  korrigiert. Bei der Interpretation der Messergebnisse ist jedoch zu berücksichtigen, dass mit steigendem Anstellwinkel eigentlich auch eine wachsende Anstellwinkelkorrektur notwendig ist.

## 3.4 Angewandte Mess- und Visualisierungstechniken

### 3.4.1 Strömungsvisualisierung

Zur qualitativen Analyse der Strömungstopologie an der Wand der Durchflussgondel wurden in dieser Arbeit das Verfahren der Ölanstrichbilder sowie das Verfahren der aufgeklebten Textilfäden (Tufts) eingesetzt.

Die ca. 25 mm langen Tufts aus dünnem Nähgarn wurden in einem Gitterabstand von 30 mm auf der Außenseite der Durchflussgondel und auf der aerodynamischen Verkleidung der Gondelaufhängung angebracht, um durch ein chaotisches Flattern der Fäden auf eventuelle Ablösungen im nahen Außenbereich der Gondel schließen zu können.

Die Ölanstrichbilder ermöglichen die Bestimmung des zeitlich gemittelten Wandstromlinienbildes im Einlauf der Gondel. Hierfür wurde ein Farbgemisch aus der Künstlerfarbe Georgian Titanweiß der Firma Daler-Rowney, dem Spindelöl Morlina 5 und einem fluoreszierenden Pulver der Firma Coating Products (Fluo 311) mit einer Malerrolle auf die Wand des Einlaufs aufgetragen. Wichtig ist hierbei die Anpassung der Farbmischung an die jeweiligen Strömungsbedingungen. Die Farbe muss einerseits dickflüssig genug sein, um nicht beim Anfahren des Windkanals sofort abgetragen zu werden, andererseits aber dünnflüssig genug, um lokale Strömungsstrukturen abbilden zu können (NITSCHKE und BRUNN (2006)). Für eine Anströmgeschwindigkeit von 38 m/s hat sich ein Mischverhältnis von 20g Titanweiß Ölfarbe, 150 ml Spindelöl und 1 TL fluoreszierendem Pulver als günstig erwiesen. Das fluoreszierende Pulver wurde mit Hilfe einer UV-Lampe (Eurolite Black Gun UV-Spot, 400W) angeregt, um so den Kontrast der Anstrichbilder zu verbessern.

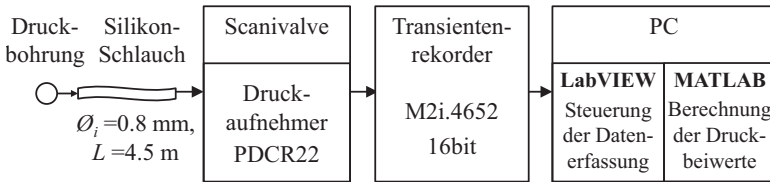


Abbildung 3.11: Messkette der statischen Druckmessungen.

### 3.4.2 Statische Druckmessungen

Abbildung 3.11 zeigt die Messkette zur Ermittlung der statischen Druckverteilungen, in der die Druckbohrungen über 4.5 m lange Silikon-Schläuche mit einem Innendurchmesser von 0.8 mm mit den Eingängen eines sequentiell arbeitenden Druckmesssystems der Firma Scanivalve verbunden sind. Der integrierte Druckaufnehmer vom Typ PDCR22 (Druck Incorporated) hat eine Genauigkeit von 0.06% des Vollausschlags und misst Differenzdrücke in der Größenordnung von maximal 68.65 mbar (700 mmWS) gegenüber dem statischen Druck  $p_{stat,\infty}$  der freien Anströmung. Dies hat den Vorteil, dass die Messunsicherheit bei der Bestimmung des Druckbeiwertes  $c_p$  gering gehalten wird, da neben der Druckdifferenz lediglich der Staudruck  $q$  als Messgröße eingeht (SCHLICHTING und TRUCKENBRODT (2000)):

$$c_p = \frac{P_{stat,lokal} - P_{stat,\infty}}{q} \quad (3.6)$$

Staudruck  $q$  und statischer Druck  $p_{stat,\infty}$  der freien Anströmung wurden mit Hilfe der Prandtl-Sonde gemessen, die auch zur Bestimmung der Anströmgeschwindigkeit in der Messstrecke genutzt wird (vgl. Kapitel 3.1). Eine LabVIEW-Routine schreibt die Zustandsgrößen der freien Anströmung jeweils zu Beginn und zum Ende der Messung einer Druckverteilung in eine ASCII-Datei und bestimmt hieraus einen mittleren Staudruck  $q$  für die Berechnung des Druckbeiwertes. Die Erfassung der lokalen Differenzdrücke aus dem Scanivalve-System ist über einen Transientenrekorder der Firma Magma (M2i.4652) mit einer Speichertiefe von 16 Bit und einer Aufnahme Frequenz von 5 kHz erfolgt. Die Messzeit an jeder Druckbohrung betrug hierbei 12.3 s, so dass die Messung einer Druckverteilung ca. 10 Minuten in Anspruch genommen hat. Die Messdaten sowie Informationen zu den Messeinstellungen wurden durch eine LabVIEW-Routine im ASCII-Format gespeichert. Ein MATLAB-Programm hat die Messdaten schließlich entsprechend der zuvor erstellten Kalibrierkurve in Drücke umgerechnet und die mittleren Druckbeiwerte nach Gleichung 3.6 bestimmt. Die wichtigsten Einstellungen des Messsystems für die statischen Druckbeiwerte sind in **Tabelle 3.4** aufgeführt.

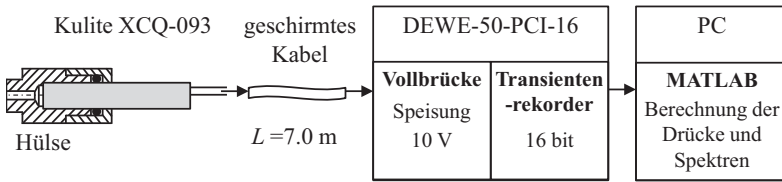


Abbildung 3.12: Messkette der instationären Druckmessungen.

### 3.4.3 Instationäre Druckmessungen

Die Kulite Druckaufnehmer vom Typ XCQ-093 messen einen Differenzdruck gegen den statischen Druck der freien Anströmung in der Messstrecke, wobei der statische Druck wiederum an der bereits beschriebenen Prandtl-Sonde abgenommen wurde (vgl. Kapitel 3.1). Der maximal messbare Druck der Kulite-Sensoren beträgt  $\pm 350 \text{ mbar}$  bei einer typischen Genauigkeit von  $\pm 0.1\%$  des Vollausschlags. Die Grenzfrequenz liegt im Originalzustand bei  $150 \text{ kHz}$ . Da der Durchmesser der Sensoren mit  $2.4 \text{ mm}$  für einen wandbündigen Einbau in der gekrümmten Oberfläche der Durchflussgondel zu groß ist, werden die Sensoren in Kunststoffhülsen gesetzt, deren Material eine wandbündige Einarbeitung am Windkanalmodell erlaubt. Die Hülsen haben an der Modelloberfläche einen Öffnungsdurchmesser von  $0.3 \text{ mm}$  und dichten den Sensor gegenüber der Umwelt durch O-Ringe ab (s. Abb. 3.12). Aufgrund der kleinen Luftsäule, die sich innerhalb der Hülse zwischen Wand und Sensormembran befindet, wird die Grenzfrequenz auf  $11 \text{ kHz}$  beschränkt, was für die Messungen dieser Arbeit jedoch ausreichend gewesen ist. Das Messprinzip der Kulites basiert auf dem piezoresistiven Prinzip, unter dem man die Änderung des elektrischen Widerstands eines Materials infolge einer Zug- oder Druckbelastung versteht. In den verwendeten Sensoren übernimmt ein Silizium-Chip die Funktion der druckübertragenden Membran, welcher im Messbetrieb durch eine geeignete Schaltung zu einer Vollbrücke ergänzt werden muss. Zu diesem Zweck wurden die Kulites mit  $7 \text{ m}$  langen, geschirmten Kabeln verlängert und an ein Datenerfassungssystem der Firma Dewetron worldwide angeschlossen (s. Abb. 3.12). Das System des Typs Dewe-50-PCI-16 hat die Messbrücke mit einer konstanten Spannung von  $10 \text{ V}$  gespeist und darüber hinaus als Transientenrekorder mit einer Speichertiefe von  $16 \text{ Bit}$  gedient.

Die Messdaten der 7 Drucksensoren wurden zeitgleich mit einer Aufnahme Frequenz von  $6 \text{ kHz}$  in einer Zeitspanne von  $11 \text{ min}$  und  $23 \text{ s}$  erfasst und in einem MATLAB-Format auf dem PC abgespeichert. In einer MATLAB-Routine wurden die Messdaten gemäß der zuvor ermittelten Kalibrierkurven in Drücke umgerechnet und die dazugehörigen Frequenzspektren nach der Methode von Welch (vgl. Kapitel 6.1.2) bestimmt. Sämtliche Messeinstellungen des Systems sind in **Tabelle 3.5** zusammengefasst. Ziel der instationären Druckmessungen ist die Bestimmung von charakteristischen Frequenzen des Wirbelabwerfens in der abgelösten Einlaufströmung.

statische Druckmessung	
Aufnahmefrequenz	5 kHz
Messzeit pro Datenpunkt	12.3 s
Messzeit pro Druckverteilung	9 min 50 s
Messbereich	$\pm 5$ V
Verstärkungsfaktor	12
Auflösung	0.09 mbar

**Tabelle 3.4:** Parameter der statischen Druckmessung.

instationäre Druckmessung	
Aufnahmefrequenz	6 kHz
Messzeit pro Datenpunkt	11 min 23 s
Messbereich	$\pm 10$ V
Verstärkungsfaktor	15
Speisespannung	10 V
Tiefpassfilter	3 kHz
Auflösung	0.01 mbar

**Tabelle 3.5:** Parameter der instationären Druckmessung.

### 3.4.4 Particle Image Velocimetry

Die Topologie und Dynamik der abgelösten Strömung im Einlauf der Durchflussgondel wurden in dieser Arbeit mit Hilfe der Particle Image Velocimetry (PIV) charakterisiert. Das Messverfahren verfügt im Gegensatz zu den bislang üblichen Sondenmessungen über den Vorteil einer berührunglosen Messung und kann die Strömungsgeschwindigkeiten eines Fluids mit hoher räumlicher Auflösung flächendeckend bestimmen. Das Messprinzip beruht auf der Verfolgung von sogenannten Tracerpartikeln, die dem Fluid beigemischt werden. In einem definierten zeitlichen Abstand werden die Tracerpartikel kurzfristig von einem Laserlichtschnitt beleuchtet und das gestreute Licht der Partikel von einer digitalen Kamera in zwei Abbildungen festgehalten. Ausgehend von der Verschiebung der Partikelbilder  $\Delta X$  auf dem Sensor, vom bekannten Zeitabstand  $\Delta t$  zwischen zwei Laserpulsen und vom Abbildungsmaßstab  $M$  des experimentellen Aufbaus kann auf die Geschwindigkeit der Tracerpartikel geschlossen werden:

$$u = \frac{\Delta X}{M \cdot \Delta t} \quad (3.7)$$

In Gleichung 3.7 wird davon ausgegangen, dass die Tracerpartikel der Strömung schlupffrei folgen und dass sich die Partikel gleichförmig auf einer geraden Linie bewegen. Während die erste Annahme in den Experimenten dieser Arbeit zutreffend ist, handelt es sich bei der zweiten Annahme um eine Vereinfachung des Problems. Da bei PIV-Messungen der zeitliche Abstand zwischen zwei korrespondierenden Partikelenaufnahmen jedoch gering ist, können die Gradienten der Verschiebung vernachlässigt werden (RAFFEL ET AL. (2007)).

#### Aufbau und Durchführung

In den Experimenten an der Durchflussgondel kamen neben der konventionellen PIV-Messtechnik (PIV) ergänzend das stereoskopische (SPIV), das tomographische (Tomo-PIV) und das zeitauflösende PIV-Messverfahren (TR-PIV) zum Einsatz. Allen Verfahren gemein-

sam ist die Notwendigkeit eines homogenen Seeding, das in der Versuchsanlage nur unter Berücksichtigung einer langen Durchmischungstrecke gewährleistet werden kann. Am äußersten Ende des Einsaugturmes (Position 1 in Abb. 3.1) wurde daher ein Seedinggenerator der Firma PIVTEC GmbH positioniert und mit 1 bar Überdruck betrieben. Maximal vier Laskin-Düsen mit jeweils vier Bohrungen haben das Aerosol DEHS zerstäubt und Partikel mit einer typischen Größe von  $1\ \mu\text{m}$  erzeugt (vgl. KÄHLER ET AL. (2002)). Für eine zuverlässige PIV-Messung müssen bei der Auswertung in einem Abfragefenster ca. 6 Partikelbildpaare vorhanden sein, so dass bei einer Strömung mit Ablösung, bei der Out-of-Plane Verluste zu erwarten sind, eine relativ hohe Seedingdichte zu wählen ist. Gleichzeitig ist jedoch darauf zu achten, dass die Seedingdichte nicht so hoch ist, dass Specklemuster auftreten oder der Kontrast der Aufnahmen verloren geht. Für die PIV-, TR-PIV- und SPIV-Messungen hat sich eine Seedingdichte als günstig erwiesen, die aus dem gleichzeitigen Betrieb dreier Laskin-Düsen resultiert. Bei den Tomo-PIV-Messungen im Volumen musste die Seedingdichte auf eine aktive Düse reduziert werden.

**Abbildung 3.13(a)** zeigt den schematischen Versuchsaufbau für die konventionellen und zeitauflösenden PIV-Messungen in der vertikalen Symmetrieebene der Durchflussgondel, mit dem die beiden am Koordinatensystem der Durchflussgondel ausgerichteten Geschwindigkeitskomponenten  $u$  und  $w$  innerhalb der Messebene bestimmt werden (vgl. Abb. 3.4). Typisch für diese Messungen ist der seitliche Blick der Kamera durch den Plexiglasmantel der Durchflussgondel mit einem Arbeitsabstand von ca. 980 mm. Da eine senkrechte Ausrichtung der Kamera zur Messebene aufgrund der begrenzten Glasflächen in den Windkanalwänden nicht möglich war, wurde die Kamera unter einem leicht angestellten Winkel von  $84^\circ$  montiert. Als Hardware diente in den konventionellen Messungen eine PCO 4000 Progressive Scan CCD Kamera mit einer Auflösung von  $4008\text{px} \times 2672\text{px}$ . In den zeitauflösenden Messungen kam hingegen eine Phantom V12 CMOS Kamera mit einer Auflösung von  $1280\text{px} \times 800\text{px}$  zum Einsatz, die höhere Aufnahmezeiten als die PCO 4000-Kamera realisieren kann. Beide Kameras wurden mit 100 mm F/2.0 Objektiven der Firma Zeiss versehen, wobei die Brennweite bei den konventionellen PIV-Messungen durch einen 2fach-Telekonverter (Kenko Teleplus PRO 300 DG 2x) zusätzlich erhöht wurde. Die Beobachtungsfenster in den konventionellen PIV-Messungen hatten somit eine Größe von  $175\text{mm} \times 115\text{mm}$ , während in den zeitauflösenden Messungen ein Bildausschnitt von  $260\text{mm} \times 160\text{mm}$  aufgenommen wurde. Es ergeben sich Abbildungsmaßstäbe von 0.23 (PIV) und 0.10 (TR-PIV).

Bei den konventionellen Messungen fungierte ein Spectra Physics Quanta-Ray PIV 400 Nd:YAG Doppelpuls laser mit einer hohen Einzelpulsenergie von bis zu 400 mJ als Lichtquelle, während beim Quantronix Darwin-Duo Nd:YLF Doppelpuls laser der zeitauflösenden Messungen die hohen Repetitionsraten von bis zu 10 kHz in den Vordergrund gerückt sind. Die Einzelpulsenergie des High-Speed Lasers sinkt mit wachsender Pulsfrequenz und wird bei 1 kHz mit 22.5 mJ spezifiziert. In beiden Experimenten wurde der Laserlichtschnitt über eine Kombination aus zwei sphärischen und einer Zylinderlinse aufgespannt (vgl. **Tabelle 3.6** und **3.7**) und über einen Spiegel stromab der Durchflussgondel in den Einlauf gerichtet. Die Höhe des Lichtschnitts im Bereich der Vorderkante wurde der Höhe des interessierenden Messfensterbereichs angepasst, damit möglichst wenig Lichtintensität verlo-

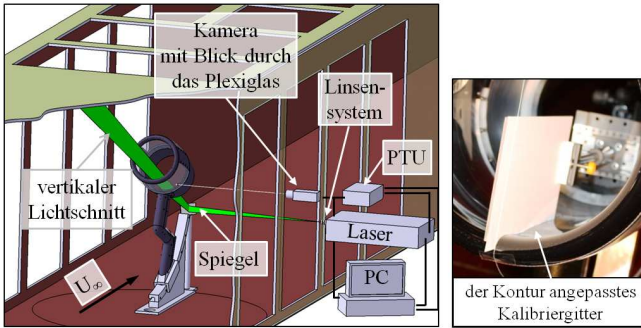
ren geht. Eine über die Software DaVis steuerbare PTU (Programmable Timing Unit) hat Laserpulse und Kameraaufnahmen synchronisiert und sowie die Aufnahmen der Tracerpartikel zur Auswertung im PC abgespeichert.

Aufgrund der Kamerablickrichtung durch das Plexiglas unter einem leicht schrägen Winkel musste das Messfenster über seine gesamte Größe mit einem 2D Punktegitter kalibriert werden. Je kleiner hierbei der Abstand der Punkte ist, desto genauer können Verzerrungen durch das Plexiglas berücksichtigt werden, aber desto schwieriger wird auch die präzise Fertigung des Kalibriergitters. In den PIV- und TR-PIV-Messungen dieser Arbeit wurde daher ein an die Kontur der Durchflussgondel angepasstes Kalibriergitter mit einem Punktdurchmesser von 0.3 mm und einem Punktabstand von 1 mm verwendet (s. Abb. 3.13(a)).

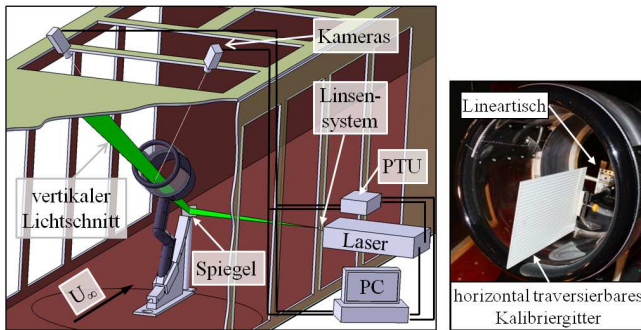
Die Aufnahmen der konventionellen Messungen wurden mit einem Pulsabstand von  $\Delta t = 8\mu\text{s}$  durchgeführt; die zeitauflösenden Messungen mit einem Pulsabstand von  $\Delta t = 19\mu\text{s}$ . Insgesamt wurden so bei den konventionellen Messungen 1000 statistisch unabhängige Partikelbild-Paare mit einer Frequenz von ca. 1.3 Hz gespeichert. Die Aufnahmen der zeitauflösenden Messungen hingegen erfolgten mit 1 kHz und 2 kHz, so dass je nach Anstellwinkel 2781 bis zu 13428 Partikelbild-Paare festgehalten worden sind.

Die stereoskopischen und tomographischen PIV-Messungen ähneln sich stark in ihrem Aufbau (vgl. **Abb. 3.13(b)** und **3.13(c)**) und basieren im Wesentlichen auf derselben Messkette wie die konventionellen PIV-Messungen. Im Gegensatz zu den konventionellen PIV-Messungen wurden hier alle drei Geschwindigkeitskomponenten  $u$ ,  $v$  und  $w$  bestimmt. Die zwei PCO 4000 Kameras des SPIV-Aufbaus sind unter einem Winkel von ca.  $40^\circ$  zur vertikalen Messebene montiert worden und haben über ein Zeiss F/2.8 Objektiv mit 180 mm Brennweite und einen 2fach-Telekonverter (Kenko Teleplus PRO 300 DG 2x) verfügt. Beim tomographischen Aufbau wurde das vorhandene Kamerapaar durch ein weiteres ergänzt, das etwas weiter stromab und etwas weiter in der Kanalmitte platziert worden ist. Der Winkel zwischen den zusätzlichen Kameras und der Symmetrieebene der Durchflussgondel betrug ca.  $30^\circ$ . Insgesamt wurden die zwei Kamerapaare im Vergleich zu den SPIV-Messungen ca. 200 mm weiter stromab geschoben, um durch einen steileren Blick auf das Messvolumen den Sichtweg durch das beleuchtete Volumen zu reduzieren. Anstatt der 180 mm Objektive wurden bei den tomographischen Messungen Zeiss F/2.0 Objektive mit einer Brennweite von 100 mm verwendet und diese wiederum durch einen 2fach-Telekonverter ergänzt. Der Arbeitsabstand bemaß sich auf 1200 mm bis 1300 mm, so dass die Bildausschnitte eine Größe von  $120\text{mm} \times 80\text{mm}$  (SPIV) bzw.  $210\text{mm} \times 140\text{mm}$  hatten. Die Abbildungsmaßstäbe liegen für den SPIV-Aufbau bei 0.3 und für den Tomo-PIV-Aufbau bei 0.18. Die Scheimpflug-Bedingung wurde in beiden Messungen mit Adaptern zwischen Kamera und Objektiv eingestellt.

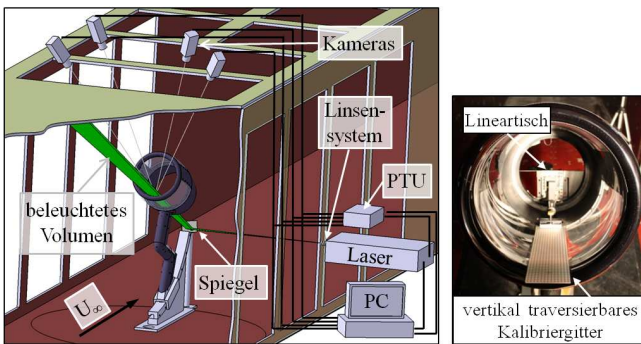
Aufgrund des relativ großen Arbeitsabstands wurde eine leistungsstarke Lichtquelle benötigt, wofür wiederum ein Spectra Physics Quanta-Ray PIV 400 Nd:YAG Doppelpulslaser eingesetzt wurde, dessen Strahl über einen Spiegel hinter der Durchflussgondel in Richtung der Windkanaldüse gelenkt worden ist. Dies hat den Vorteil, dass die angestellten Kameras in Vorwärtsstreuung messen konnten. Gemäß den Gesetzmäßigkeiten der Mie-Streuung gehen in dieser Richtung deutlich höhere Lichtintensitäten von den Tracerpartikeln aus als bei



(a) Konventionelle/zeitauflösende PIV-Messungen



(b) Stereoskopische PIV-Messungen



(c) Tomographische PIV-Messungen

**Abbildung 3.13:** Experimenteller Aufbau der verschiedenen PIV-Messungen.



einer seitlichen Betrachtung wie in den konventionellen PIV-Messungen (RAFFEL ET AL. (2007)). Die Lichtschnittoptik der Versuche setzte sich bei den stereoskopischen Untersuchungen wiederum aus zwei sphärischen und einer zylindrischen Linse zusammen. Bei den tomographischen Messungen wurde die vorhandene Zylinderlinse um  $90^\circ$  gedreht und das schmale Laservolumen durch eine weitere Zylinderlinse in der z-Richtung aufgespannt. Im Bereich der Einlaufvorderkante hatte das Messvolumen eine Breite von ca. 40 mm und eine Höhe von ca. 10 mm.

Die Kalibrierung der SPIV- und Tomo-PIV-Messungen ist über zweidimensionale Punktegitter mit einem Punktdurchmesser von jeweils 2 mm und einem Punktabstand von 6 mm erfolgt (s. Abb. 3.13(b) und 3.13(c)). Die dritte Raumkomponente wurde durch das zweifache Verschieben des Punktegitters in äquidistanten Abständen von 2 mm erschlossen. Bei der Traversierung wurde ein Lineartisch mit einer Mikrometerschraube genutzt, an dem das Kalibriegitter befestigt gewesen ist. Bei der Positionierung des Kalibriegitters ist auf einen möglichst geringen Abstand zur Gondeloberfläche geachtet worden, da die Extrapolation der Kalibriervorschrift mit zunehmendem Abstand zum Gitter an Qualität verliert.

Die Aufnahmen der stereoskopischen Messungen wurden mit einem Pulsabstand von  $\Delta t = 5 \mu s$  durchgeführt; die tomographischen Messungen mit  $\Delta t = 8 \mu s$ . Die Anzahl der aufgenommenen Partikelbild-Paare betrug 1000 für die SPIV-Messungen und 300 für die Tomo-PIV-Messungen. Sämtliche Informationen zu Aufbau und Durchführung aller PIV-Messungen sind in den Tabellen 3.6 und 3.7 zusammengefasst.

#### **Auswertung**

Zur Bestimmung der Partikelverschiebungen ist in dieser Arbeit das in der Software DaVis 8.0 integrierte Kreuzkorrelationsverfahren zum Einsatz gekommen. Die Partikelaufnahmen werden hierbei in kleine Abfragefenster unterteilt und diese miteinander korreliert. Die Position des resultierenden Korrelationspeaks ist nach WILLERT und GHARIB (1991) ein Maß für die zu berechnende Partikelverschiebung. Um Rechenzeit zu sparen, führt man die Kreuzkorrelation üblicherweise mit Hilfe der schnellen Fourier Transformation (FFT) durch, was zu Abweichungen in der Position des Korrelationspeaks gegenüber der direkten Multiplikation führt. Die Ursache für dieses Problem ist die fehlende Periodizität des Messsignals in der FFT, was durch die sogenannte Window-Shifting Technik behoben wird. Die anfänglich mit der FFT berechneten Verschiebungen werden genutzt, um die Abfragefenster gegeneinander zu verschieben und wiederum eine neue Korrelation durchzuführen. Nach einigen Iterationen befinden sich in den zusammengehörigen Abfragefenstern schließlich in etwa die gleichen Partikel, so dass die Position des Korrelationspeaks mit der gleichen Genauigkeit wie bei der direkten Multiplikation bestimmt werden kann. Eine weitere Steigerung der Genauigkeit ist durch die Anwendung der sogenannten Image-Deformation Technik erreichbar, bei der alle Partikel-Paare in einer Doppelaufnahme durch die iterative Anwendung der Verschiebungsfunktionen möglichst genau aufeinander gelegt werden. Bevor die Kreuzkorrelation durchgeführt werden konnte, mussten die Partikelnaufnahmen

mit Hilfe der oben beschriebenen Punktgitter kalibriert werden. Bei den SPIV- und Tomo-PIV-Messungen wurde hierfür die kommerzielle Software DaVis mit einem Polynomfit 3. Ordnung verwendet und ein Kalibriermaßstab sowie eine Entzerrungsfunktion ermittelt. Die stereoskopischen Partikelaufnahmen mussten jedoch in jeweils drei kleinere Auswertefenster der Größe  $50 \times 30 \text{ mm}^2$  unterteilt werden, da der DaVis interne Algorithmus die zylindrischen Verzerrungen durch die Objektiv große Brennweite mit dem einfachen Polynomansatz nicht großflächig herauskalibrieren konnte. Die Auswertung ist somit in 3 gesonderten Bereichen mit eigenständiger Kalibrierung erfolgt.

Bei den konventionellen und zeitauflösenden Messungen musste darüber hinaus eine Kombination aus selbst programmierter MATLAB-Routine und kommerzieller DaVis Software für die Kalibrierung angewandt werden. Das kleinskalige Kalibriergitter der PIV- und TR-PIV-Messungen hat die Möglichkeiten der kommerziellen Software in der Markerdetektion überstiegen, so dass ein MATLAB-Programm anhand der Kalibrierbildaufnahmen eine Deformationsfunktion für die durch das Plexiglas verzerrten Partikelaufnahmen berechnet hat. Eine besondere Herausforderung bei der Markerdetektion hat eine Klebestelle im Plexiglas bei  $x/c = 0.33$  dargestellt, die für zusätzliche, starke Verzerrungen gesorgt hat. Bei der anschließenden Entzerrung der Partikelaufnahmen wurde das leichte Anheben der Durchflussgondel in der Strömung für jeden Anstellwinkel einzeln berücksichtigt (vgl. Kapitel 3.3), um eine Deckung mit dem Kalibrierbild zu gewährleisten. Die Amplituden der Windkanalmodellvibrationen in der Messebene wurden ebenfalls in der MATLAB-Routine korrigiert und sind als vernachlässigbar einzustufen. Die bereits entzerrten Kalibrier- und Partikelaufnahmen wurden schließlich wieder in DaVis eingelesen, die Image-Correction Funktion deaktiviert und ein Kalibriermaßstab über den Abstand zweier Markerpunkte definiert. Die Kalibrierung der Mehrkamerasysteme wurde zusätzlich noch durch eine sogenannte Self-Calibration verbessert, die Fehlern durch die ungenaue Platzierung des Kalibriergitters im Lichtschnitt vorbeugt (vgl. WIENEKE (2005)). Der Fehler durch das Anheben der Gondel im umströmten Zustand wurde bei den SPIV- und Tomo-PIV-Messungen darüber hinaus über eine nachträgliche Drehung der Geschwindigkeitsfelder kompensiert. Bei den Tomo-PIV-Messungen endete die Bestimmung der geometrischen Verhältnisse mit der Rekonstruktion des Messvolumens mit Hilfe des iterativ arbeitenden MART-Algorithmus (ELSINGA ET AL. (2006)).

Um das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern, wurden alle Partikelaufnahmen einem Pre-processing unterzogen, das sich im Wesentlichen darauf konzentriert, Hintergrundreflexionen zu entfernen und für ein einheitliches Intensitätslevel über das Bild, die Frames und die Zeit zu sorgen. Das Vorgehen für die einzelnen Messverfahren unterscheidet sich leicht und kann in den Handbüchern der DaVis Software nachgelesen werden. An den Anstellwinkel angepasste Masken haben den auszuwertenden Bildbereich definiert.

Bei der Auswertung der Messdaten gibt es zwei grundsätzliche Strategien. Die als herkömmliche Fenster-Korrelation bezeichnete Vorgehensweise berechnet für jedes Bildpaar eine Korrelationsebene und das daraus resultierende instantane Vektorfeld. Die einzelnen, instantanen Geschwindigkeitsfelder können anschließend für statistische Untersuchungen gemittelt werden. Bei der Ensemble-Korrelation hingegen werden die Kreuzkorrelationsfunktionen aller Bildpaare aufsummiert, um so zufällige Störanteile zu unterdrücken und das Ver-

schiebungssignal zu verstärken. Die Folge sind ein verbessertes Signal-Rausch-Verhältnis sowie die Möglichkeit, die räumliche Auflösung durch kleinere Auswertefenster zu erhöhen (SCHARNOWSKI ET AL. (2012), KÄHLER ET AL. (2012)). Allerdings entfallen hier die instantanen Geschwindigkeitsfelder. Alle Messungen dieser Arbeit wurden mit der üblichen Fenster-Korrelation ausgewertet. Bei den PIV- und TR-PIV-Messungen wurden die Auswertungen noch um die Ensemble-Korrelation ergänzt. Allen Auswertungen gemeinsam war ein iteratives und adaptives Window-Shifting mit sich verkleinernden Abfragefenstern, das die Bestimmung von Pixelverschiebungen größer als  $1/4$  der Fensterlänge und somit eine gute räumliche Auflösung und Messgenauigkeit ermöglicht. In den Tabellen 3.6 und 3.7 sind die Parameter der Auswertungen zusammengefasst.

Fehlvektoren in den Geschwindigkeitsfeldern wurden in einem gesonderten Postprocessing detektiert. Kriterien hierfür waren vor allem maximal zulässige Werte für die Geschwindigkeitskomponenten sowie ein Medianfilter, der die Abweichung eines Vektors von den ihn umgebenden Vektoren bewertet. Generell ist darauf geachtet worden, dass eher ein Anteil physikalisch sinnvoller Vektoren gelöscht wird, als dass Reste an Fehlvektoren im Geschwindigkeitsfeld verbleiben. Dies geht damit einher, dass die instantanen Vektorfelder Lücken aufweisen. Für die Berechnung eines mittleren Vektorfeldes wurde daher das Vorhandensein von mindestens 5 instantanen Vektoren an jeder Stelle vorausgesetzt. Für die Bestimmung der Wirbelstärke und der charakteristischen Frequenzen aus den instantanen Vektorfeldern mussten die Lücken der Vektorfelder durch Interpolation aufgefüllt werden, da die Geschwindigkeitsgradienten sensitiv auf leere Stellen im Vektorfeld reagieren. Auf eine Glättung der Vektorfelder wurde in allen Auswertungen verzichtet.

	TR-PIV		
	Messfenster vor dem Einlauf	Messfenster im Einlauf	
Kamera	Phantom v12 CMOS		
Dynamik	12 Bit		
Auflösung	1280px × 800px		
Pixelgröße	20 $\mu\text{m}$		
Aufnahmefrequenz	max. 6242 Bilder/s bei voller Auflösung		
Winkel zur Messebene	90°	ca. 84°	
Arbeitsabstand	ca. 980 mm		
Objektiv	Zeiss Planar, 100 mm, F/2.0		
Telekonverter	—		
Apertur $b$	11	9.5 bei 1 kHz, 8 bei 2 kHz	
Bildausschnitt	260mm × 160mm		
Abbildungsmaßstab $M$	0.10		
Abbildungsfaktor $m$	0.20 mm/px	0.21 mm/px	
Lichtquelle	Quantronix Darwin-Duo Nd:YLF Doppelpuls laser		
Wellenlänge $\lambda$	527 nm		
Pulsenergie	2 × 22.5mJ @ 1 kHz Repetitionsrate		
max. Pulsfrequenz	Einzelpuls von 10 kHz		
gewählte Leistung	A=100%, B=100%		
Lintensystem	Sph -50, Sph +75, Cyl -100		
Kalibriergitter	Stahlmaßstab	2D, $\varnothing = 0.3\text{mm}$ , $d = 1\text{mm}$	
Aufnahmefrequenz $f_s$	500 Hz	1000 Hz und 2000 Hz	
Pulsabstand $\Delta t$	100 $\mu\text{s}$	19 $\mu\text{s}$	
Anzahl Partikelbilder	1000	2781 bis 13428	
Software	DaVis 8.0.5		
Auswertestrategie	Fenster-Korrelation	Ensemble-Korrelation	
Korrelationsart	Kreuzkorrelation mit iterativem Multi-Pass		
anfängl. Fenstergröße	128px × 128px, 1 Iteration, $\square$ 1:1	64px × 64px, 1 Iteration, $\square$ 1:1	64px × 64px, 1 Iteration, $\circ$ 4:1
finale Fenstergröße	64px × 64px, 2 Iterationen, $\square$ 1:1	32px × 32px, 2 Iterationen, $\square$ 1:1	6px × 6px, 2 Iterationen, $\circ$ 4:1
Überlappung	50%	anfänglich: 50%, letzter Pass: 75%	50%
räumliche Auflösung	6.72 mm	3.36 mm	0.63 mm

Tabelle 3.6: Parameter der zeitauflösenden PIV-Messungen.

	PIV	SPIV	Tomo-PIV
Kamera	PCO 4000 Progressive Scan CCD		
Dynamik	14 Bit		
Auflösung	4008px × 2672px		
Pixelgröße	9 $\mu\text{m}$		
Aufnahmefrequenz	max. 5 Bilder/s		
Winkel zur Messebene	ca. 84°	ca. 40°	ca. 30° und 40°
Arbeitsabstand	ca. 980 mm	ca. 1300 mm	ca. 1200 mm
Objektiv	Zeiss Planar, 100 mm, F/2.0	Zeiss Planar, 180 mm, F/2.8	Zeiss Planar, 100 mm, F/2.0
Telekonverter	Kenko Teleplus PRO 300 DG 2x		
Apertur $b$	13	16	innen: 16, außen: 13
Bildausschnitt	175mm × 115mm	120 × 80 mm <sup>2</sup> , 50 × 30 mm <sup>2</sup>	210mm × 140mm
Abbildungsmaßstab $M$	0.23	0.30	0.18
Abbildungsfaktor $m$	0.04 mm/px	0.03 mm/px	0.05 mm/px
Lichtquelle	Spectra Physics Quanta-Ray PIV 400 Nd:YAG Doppelpuls laser		
Wellenlänge $\lambda$	532 nm		
Pulsenergie	2 × 400mJ		
max. Pulsfrequenz	Einzelpuls von 10 Hz		
gewählte Leistung	A=100%, B=100%		
Linsensystem	Sph -50, Sph +75, Cyl -100		Sph -50, Sph +75, Cyl -100, Cyl +50
Kalibriergitter	2D, $\varnothing = 0.3\text{mm}$ , $d = 1\text{mm}$	2D, $\varnothing = 2\text{mm}$ , $d = 6\text{mm}$	
Aufnahmefrequenz $f_s$	ca. 1.3 Hz		ca. 0.8 Hz
Pulsabstand $\Delta t$	8 $\mu\text{s}$	5 $\mu\text{s}$	8 $\mu\text{s}$
Anzahl Partikelbilder	1000		300
Software	DaVis 8.0.6		DaVis 8.0.7
Rekonstruktion	—		MART (precise), 5 Iterationen
Auswertestrategie	Ensemble-Korrelation	Fenster-Korrelation	
Korrelationsart	2D Kreuzkorrel. mit iterat. Multi-Pass		3D Kreuzkorrel. mit iterat. Multi-Pass
anfängl. Fenstergröße	64px × 64px, 1 Iter., $\bigcirc$ 4:1	64px × 64px, 1 Iter., $\square$ 1:1	64px × 64px × 64px, 2 Iter.
finale Fenstergröße	16px × 16px, 2 Iter., $\bigcirc$ 4:1	32px × 32px, 2 Iter., $\square$ 1:1	48px × 48px × 48px, 2 Iter.
Überlappung	50%		anfänglich: 50%, letzter Pass: 75%
räumliche Auflösung	0.32 mm	0.64 mm	0.48 mm
			0.60 mm

**Tabelle 3.7:** Parameter der konventionellen, stereoskopischen und tomographischen PIV-Messungen.

### 3.5 Bewertung der Messgenauigkeit

In diesem Kapitel werden mögliche Fehlerquellen in der Bestimmung der Geschwindigkeitskomponenten für die verschiedenen PIV-Messungen diskutiert, um die Ergebnisse in den Kapiteln 5 und 6 besser bewerten zu können. Alle Fehlerbetrachtungen erfolgen am Beispiel der Geschwindigkeitskomponente  $u$ , die nach dem Koordinatensystem der Durchflusssonde (vgl. Abb.3.4) parallel zur Symmetrieachse des Windkanalmodells verläuft.

Die erste mögliche Fehlerquelle stellt die Berechnung der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  in der Messstrecke dar, welche nach Gleichung 3.1 eine Funktion des Staudrucks  $q$ , des statischen Drucks  $p_{stat}$ , der absoluten Feuchte  $F_{abs}$  und der Temperatur  $T$  ist. Die Ermittlung des möglichen relativen Fehlers ist nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz nicht trivial, da die Messfehler der einzelnen Sensoren nicht linear eingehen (BRONSTEIN und SEMENDJAJEW (2008)). Der mögliche absolute Fehler wird daher in **Tabelle 3.8** abgeschätzt, indem der Auslegungszustand für eine Anströmgeschwindigkeit von 38 m/s mit einem maximal fehlerbehafteten Messzustand verglichen wird. Demnach hat der absolute Fehler in der Bestimmung der Anströmgeschwindigkeit eine Größenordnung von ca. 0.05 m/s, was einem relativen, systematischen Fehler  $\sigma_{U_\infty}$  von 0.13% entspricht. Schwankungen infolge von Böen in der Atmosphäre werden aufgrund der hohen Messstreckengeschwindigkeit von 38 m/s vernachlässigt. Für die Reynoldszahl ergibt sich mit diesen Betrachtungen ein maximaler, relativer Fehler von ca. 5%, wenn wetterbedingte Schwankungen in der kinematischen Viskosität mit berücksichtigt werden.

	<b>Ausgangsgrößen</b>	<b>max. absoluter Fehler</b>	<b>fehlerbehaftete Größen</b>
$p_{stat}$ in N/m <sup>2</sup>	94500.00	68.99	94431.01
$q$ in N/m <sup>2</sup>	791.89	0.58	792.47
$T$ in °C	25.00	0.30	25.30
$F_{abs}$ in g/m <sup>3</sup>	11.50	0.21	11.71
$U_\infty$ in m/s	38.00	0.05	38.05

**Tabelle 3.8:** Abschätzung des max. möglichen Fehlers in der Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$ .

Ursache der zweiten Fehlerquelle ist die Tatsache, dass der Abbildungsmaßstab in der Praxis nicht unendlich genau bestimmt werden kann. Der maximale Abstand zwischen zwei Referenzmarkerpunkten des Kalibriergitters ist begrenzt, und es ist davon auszugehen, dass dieser Abstand mit einer Genauigkeit von ca. 1 px festgelegt wird. Hieraus kann ein relativer, systematischer Fehler  $\sigma_M$  berechnet werden, der umso kleiner wird, je mehr Pixel zwischen den beiden maßgebenden Referenzmarkern liegen. Aus diesem Grunde weisen die PCO 4000 Kameras einen geringeren Abbildungsmaßstabsfehler auf als die Phantom V12 Kameras der zeitauflösenden PIV-Messungen (vgl. **Tabelle 3.9**). Ungenauigkeiten in der Kalibriergitterfertigung an sich sind gegenüber dem Fehler im Abbildungsmaßstab zu vernachlässigen.

Ein weitere Ungenauigkeit resultiert aus der nicht exakten Bestimmung der Partikelbild-

verschiebung, die nach STANISLAS ET AL. (2005) unter guten Versuchsbedingungen ca. 0.05 px beträgt. Da in den Experimenten dieser Arbeit hochwertige Kameras und Laser verwendet werden, wird dieser Wert für alle Messungen angenommen, die ohne zusätzliche Verzerrungen durch das Windkanalmodell erfolgen. Bei den konventionellen und den zeitauflösenden Messungen hingegen wird der Wert der Ungenauigkeit in der Partikelbildverschiebung verdoppelt, um dem Blick der Kameras durch das Plexiglas der Durchflussgondel Rechnung zu tragen. Das Kalibriergitter dieser Messungen ist zwar feinmaschig, aber die Stützstellen der Entzerrung sind dennoch endlich, so dass die Partikelbilder nicht an jedem Ort perfekt entzerrt sein können. Nach Gleichung 3.8 berechnet sich der relative Fehler der Partikelbildverschiebung  $\sigma_{\Delta X}$  schließlich über den Abbildungsfaktor  $m$ , den Pulsabstand  $\Delta t$  und die oben diskutierte, angenommene Ungenauigkeit  $\varepsilon$ :

$$\sigma_{\Delta X} = \frac{\varepsilon \cdot m}{\Delta t} \cdot \frac{100\%}{U_{\infty}} \quad (3.8)$$

Bei dieser Betrachtung wird außer Acht gelassen, dass der relative Fehler im Bereich der turbulenten Ablöseblase, bei der nur kleine Partikelverschiebungen auftreten, streng genommen anwächst (HAIN und KÄHLER (2007)). Da es sich um einen zufälligen Fehler handelt, der durch die Mittelung mehrerer Vektorfelder vermindert wird, kann diese Vereinfachung jedoch angewandt werden. Der zufällige Fehler des mittleren Vektorfeldes skaliert mit der Wurzel aus der Anzahl der statistisch unabhängigen, instantanen Vektorfelder. Bei den zeitauflösenden Messungen sind die Partikelaufnahmen nicht ganzheitlich statistisch unabhängig, so dass die Anzahl der fehlermindernden Partikelaufnahmen für die Fehlerberechnungen stark gesenkt wurde (vgl. Tabelle 3.9).

Bei den zeitauflösenden PIV-Messungen tritt noch eine weitere Fehlerquelle  $\sigma_{PL}$  auf, die aus dem sehr geringen Abbildungsmaßstab von  $M = 0.1$  herrührt und Peak-Locking genannt wird. Hierbei handelt es sich um einen systematischen Fehler, bei dem das Partikelbild mit nur 1 px aufgelöst wird und daher Partikelverschiebungen vornehmlich auf ganze Integerwerte bestimmt werden. Die Durchmesser der Partikelbilder aus den verschiedenen Messungen sind in Tabelle 3.9 angegeben und werden nach Gleichung 3.9 über Abbildungsmaßstab  $M$ , Apertur  $b$ , Wellenlänge des Lichts  $\lambda$  sowie den Durchmesser des realen Partikels  $d_p$  berechnet (OVERMARS ET AL. (2010)):

$$d_{\tau} = \sqrt{M^2 \cdot d_p^2 + (2.44 \cdot (M + 1) \cdot b \cdot \lambda)^2} \quad (3.9)$$

Die zeitauflösenden Messungen verfügen somit über eine ungenügende optische Auflösung, die zu einem weiteren Fehler in der Bestimmung der Partikelverschiebungen für die instantanen Vektorfelder führt (s. Tabelle 3.9). Es handelt sich nach CHRISTENSEN (2004) hierbei um einen systematischen Fehler, der in den gemittelten Geschwindigkeitsfeldern aufgrund des Rauschanteils in der Messung nicht weiter auffällt. Die gemittelten Geschwindigkeitsverteilungen aus den zeitauflösenden Messungen können demnach durchaus herangezogen werden, um Aussagen über die Größe der turbulenten Ablöseblase im Einlauf zu machen. Alle auf Schwankungswerten basierenden Größen wie z.B. die Reynoldsspannungen oder die Wirbelstärke werden jedoch maßgeblich durch den Peak-Locking Effekt beeinflusst.

Bei turbulenten Strömungen treten in der Regel Fluktuationen auf, die 10% der Anströmgeschwindigkeit in Strömungsrichtung betragen und 5% der Anströmgeschwindigkeit in dazu orthogonaler Richtung. Gerade die Fluktuationen  $w'$  quer zur Symmetrieachse der Durchflussgondel rutschen somit schnell in einen Partikelverschiebungsbereich unterhalb von 1 px. Sind die Verschiebungen kleiner als 0.5 px, so werden sie auf den Wert 0 gesetzt. Die Folge sind zu klein gemessene Reynoldsspannungen sowie Diskontinuitäten in den Schwankungswerten selbst. Die Sprünge in der Schwankungsverteilung bewirken wiederum die Bestimmung viel zu großer Gradienten, die zu große Werte für z.B. Rotation und Wirbelstärke mit sich bringen. Da die turbulenten Fluktuationen durch die Auswertestrategie der Abfragefenster ohnehin schon eher zu klein bestimmt werden, können die zeitauflösenden Messungen nicht für die Berechnung der Scherspannungen in der Strömung herangezogen werden. Auch die quantitativen Werte von Wirbelstärke und Rotation sind fehlerbehaftet, was jedoch eine Wirbeldetektions- und eine Frequenzanalyse des Wirbelabwerfens nicht ausschließt. Position, Größe und charakteristische Frequenzen der Wirbel können nach wie vor ermittelt werden. Eine Vermeidung des Peak-Locking Effekts ist in den zeitauflösenden Messungen mit dem benutzten Messequipment und den in dieser Arbeit angewandten Auswertalgorithmen aufgrund der Kombination aus großem Arbeitsabstand und Lichtarmut ohne Weiteres nicht möglich. Auch die Vorteile einer leichten Defokussierung der Partikel (OVERMARS ET AL. (2010)) können die angewandten Messverfahren nicht unterstützen, da der Blick durch das Plexiglas die Partikel bereits bereichsweise verzerrt. Eine Umgehung des Peak-Locking Effekts ist machbar, wenn Particle Tracking Velocimetry Algorithmen oder fortgeschrittene Ensemble-Korrelationen wie in KÄHLER ET AL. (2012) genutzt werden.

Weitere denkbare Fehler in einer PIV-Messung sind der Schlupf von Tracerpartikeln oder Ungenauigkeiten im zeitlichen Abstand zwischen den beiden Laserpulsen. Nach RAFFEL ET AL. (2007) ist der Schlupf für DEHS-Tracerpartikel mit einem Durchmesser von 1  $\mu\text{m}$  in Luft jedoch zu vernachlässigen. Auch die Abweichungen zwischen den Laserpulsen von wenigen Nanosekunden sind im Vergleich zu den gewählten Pulsabständen von 5  $\mu\text{s}$  bis 100  $\mu\text{s}$  eher gering. Die verbleibenden relativen Fehler werden daher schließlich über das Gauss'sche Fehlerfortpflanzungsgesetz zusammengefasst (BRONSTEIN und SEMENDJAJEW (2008)) und in Tabelle 3.9 aufgeführt:

$$\sigma_{ges} = \sqrt{(\sigma_{U_\infty})^2 + (\sigma_M)^2 + (\sigma_{\Delta X})^2 + (\sigma_{PL})^2} \quad (3.10)$$

Für die gemittelten Vektorfelder ist demnach der relative Gesamtfehler in der Geschwindigkeitsbestimmung mit ca. 0.23% in den zeitauflösenden Messungen fast doppelt so hoch wie in den PIV-, SPIV- und Tomo-PIV-Messungen. Ein Vergleich der relativen Gesamtfehler für die instantanen Geschwindigkeitsfelder zeigt, dass die Ergebnisse der SPIV-Messungen als qualitativ am hochwertigsten einzustufen sind. Die Reynoldsspannungen wurden daher in dieser Arbeit aus den SPIV-Messungen bestimmt.



	TR-PIV		PIV	SPIV	Tomo-PIV
	vor Einlauf	im Einlauf	im Einlauf	im Einlauf	im Einlauf
<b>rel. Fehler Anströmgeschwindigkeit <math>\sigma_{U_\infty}</math> in %</b>					
<b>instantane Vektorfelder</b>	<b>0.13</b>	<b>0.13</b>	<b>0.13</b>	<b>0.13</b>	<b>0.13</b>
<b>gemittelttes Vektorfeld</b>	<b>0.13</b>	<b>0.13</b>	<b>0.13</b>	<b>0.13</b>	<b>0.13</b>
Distanz zwischen zwei Markern in px	600	600	3000	3300	4000
angenommener Fehler bei der Eingabe in px	1	1	1	1	1
<b>rel. Fehler Abbildungsmaßstab <math>\sigma_M</math> in %</b>					
<b>instantane Vektorfelder</b>	<b>0.17</b>	<b>0.17</b>	<b>0.03</b>	<b>0.03</b>	<b>0.025</b>
<b>gemittelttes Vektorfeld</b>	<b>0.17</b>	<b>0.17</b>	<b>0.03</b>	<b>0.03</b>	<b>0.025</b>
angenommener Fehler in der Partikelbildverschiebung in px	0.05	0.1	0.1	0.05	0.05
Abbildungsfaktor in mm/px	0.20	0.21	0.04	0.03	0.05
Pulsabstand $\Delta t$ in $\mu s$	100	19	8	5	8
Anzahl der statistisch unabhängigen Bilder	333	927	1000	1000	300
<b>rel. Fehler Partikelbildverschiebung <math>\sigma_{\Delta X}</math> in %</b>					
<b>instantane Vektorfelder</b>	<b>0.26</b>	<b>2.91</b>	<b>1.32</b>	<b>0.79</b>	<b>0.82</b>
<b>gemittelttes Vektorfeld</b>	<b>0.01</b>	<b>0.10</b>	<b>0.04</b>	<b>0.02</b>	<b>0.05</b>
Verhältnis Partikelbilddurchmesser/Pixelgröße der Kamera	0.74	0.64	2.16	2.82	2.08
angenommener Fehler durch Peak Locking in px	0.25	0.25	—	—	—
<b>rel. Fehler Peak Locking <math>\sigma_{PL}</math> in %</b>					
<b>instantane Vektorfelder</b>	<b>1.32</b>	<b>7.27</b>	—	—	—
<b>gemittelttes Vektorfeld</b>	<b>0</b>	<b>0</b>	—	—	—
<b>rel. Gesamtfehler <math>\sigma_{ges}</math> für <math>u</math> in %</b>					
<b>instantane Vektorfelder</b>	<b>1.36</b>	<b>7.83</b>	<b>1.32</b>	<b>0.80</b>	<b>0.83</b>
<b>gemittelttes Vektorfeld</b>	<b>0.21</b>	<b>0.23</b>	<b>0.14</b>	<b>0.14</b>	<b>0.14</b>

Tabelle 3.9: Relativer Fehler der mit den PIV-Verfahren ermittelten Geschwindigkeitskomponente  $u$ .

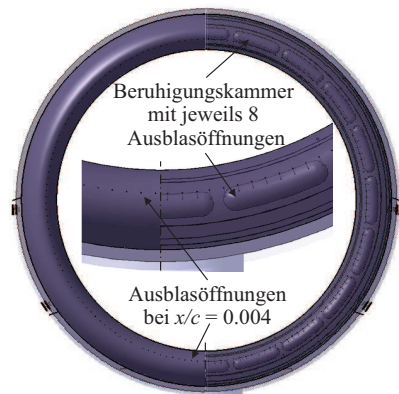


## 4 Transition und beginnende Strömungsablösung

### 4.1 Problemstellung und Methodik

Aufgrund der im Vergleich zum freien Flug niedrigen Reynoldszahl von  $1.34 \times 10^6$  muss der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung im Windkanalversuch künstlich erzeugt werden. Die Durchflussgondel zeigt andernfalls eine laminare Vorderkantenablösung bei bereits geringen Anstellwinkeln, die nicht Gegenstand dieser Arbeit ist. Der klassische Ansatz zur Transitionseinleitung ist das Aufbringen eines Transitionsstreifens in der Form eines Klebebandes, dessen Höhe sich im  $\mu\text{m}$ -Bereich bewegt. Bei gekrümmten Oberflächen wie der der Durchflussgondel ist dies jedoch nicht trivial, da es im Bereich der Vorderkante an Orientierungspunkten mangelt und der Transitionsstreifen nicht mehrfach hintereinander auf identische Art und Weise appliziert werden kann. Da die Strömung im Inneren des Einlaufs stark von den Eigenschaften der Transitionseinleitung beeinflusst werden kann, ist bei der Konstruktion des Windkanalmodells daher ein besonderes Augenmerk auf die Reproduzierbarkeit der Strömungsverhältnisse gelegt worden.

Nach **Abbildung 4.1** verfügt das Windkanalmodell der Durchflussgondel auf der Innenseite über 160 Ausblasöffnungen, die an der axialen Position  $x/c = 0.004$  in einem radialen Abstand von  $2.25^\circ$  über den Umfang verteilt sind. Die Idee dahinter ist, die Transition reproduzierbar einzuleiten durch ein wandnormales, statisches Ausblasen mit einer definierten Austrittsgeschwindigkeit  $v_{jet}/U_\infty$ . Gemäß den Untersuchungen von HORSTMANN und QUAST (1981) sind die Ausblasöffnungen nahe der Vorderkante zwischen Staupunkt und Saugspitze des  $180^\circ$ -Schnitts angeordnet und haben einen Durchmesser von 0.4 mm. Jeweils 8 Ausblasöffnungen werden im Inneren des Windkanalmodells durch eine Beruhigungskammer gespeist, die wiederum über eine Schlauchleitung mit Druckluft versorgt worden ist. **Abbildung 4.2** zeigt die dazugehörige Kette der Druckluftversorgung, die für das sta-



**Abbildung 4.1:** Ausblasöffnungen und Beruhigungskammern am Windkanalmodell.

tische Ausblasen genutzt wurde. Als Druckluftspeicher diente entweder der Drucklufttank des Trisonischen Windkanals München (TWM) oder die Werkhallen-interne Hausdruckversorgung. Der Tank des TWM mit seinem Druckregelventil bietet den Vorteil, dass das eigene Experiment der einzige Druckluftabnehmer ist und somit keinerlei Druckschwankungen zu erwarten sind. Alle Experimente sind daher vornehmlich auf diese Druckversorgung ausgerichtet worden. Bei den zeitauflösenden PIV-Messungen musste jedoch aufgrund von Messungen im TWM der Druckluftspeicher der Werkhalle genutzt werden. Um ungewünschte Druckschwankungen durch das fehlende Druckregelventil zu vermeiden, wurden diese Messungen in den Abendstunden durchgeführt. Der Druck der Luft wurde in beiden Versorgungssituationen schließlich unmittelbar vor einem Schwebekörperdurchflussmessgerät auf 1 bar reduziert. Das Durchflussmessgerät der Firma Kirchner & Tochter misst unter Normdruck Volumenströme zwischen  $0.02 \text{ m}^3/\text{h}$  und  $0.2 \text{ m}^3/\text{h}$  und ermöglicht es im Zusammenspiel mit einem Kugelhahnventil, ein definiertes Geschwindigkeitsverhältnis  $v_{jet}/U_\infty$  am Ort der Ausblasung einzustellen:

$$\frac{v_{jet}}{U_\infty} = \frac{\dot{V}}{N_{BK} \cdot N_A \cdot A_A \cdot U_\infty} \quad (4.1)$$

Die Variable  $N_A$  hat hierbei einen Wert von 8, da jeweils 8 Ausblasöffnungen ausgehend von einer Beruhigungskammer gespeist werden. Die Anzahl der beim Ausblasen aktiven Druckkammern beläuft sich im Experiment auf  $N_{BK} = 11$  und entspricht einem beeinflussten Umfangswinkel von  $198^\circ$  (s. Abb. 4.2). Bei hohen Anstellwinkeln befinden sich die

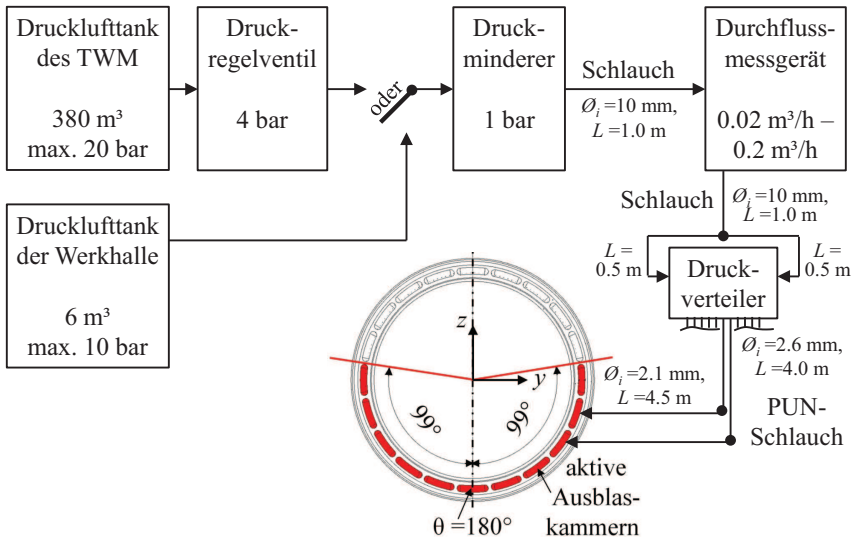
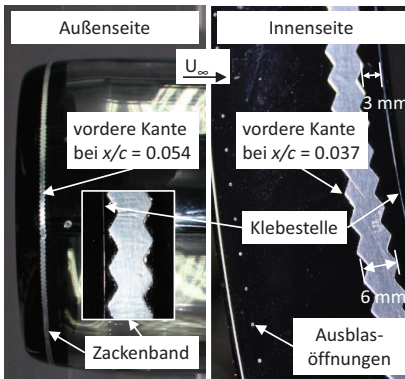


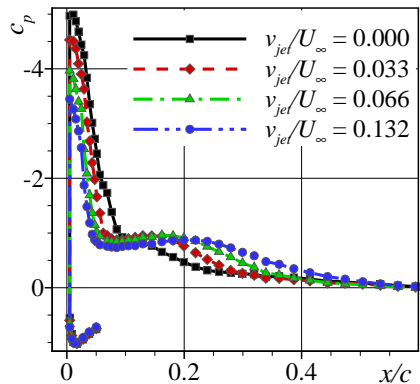
Abbildung 4.2: Messkette für das wandnormale Ausblasen zur Einleitung der Transition.

Ausblasöffnungen im oberen Teil der Durchflussgondel stromauf vom Staupunkt und können die Strömung im Einlauf daher nicht effektiv beeinflussen. Für den Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung wurde an dieser Stelle über einen Umfangswinkel von  $162^\circ$  ein gewöhnlicher Transitionsstreifen in Form eines 6 mm breiten und 120  $\mu\text{m}$  hohen Zackenbandes aufgeklebt (Scotch 3M Aluminiumtape). **Abbildung 4.3** zeigt die Lage der Zackenbandvorderkante auf der Innenseite des Einlaufs an der Position  $x/c = 0.037$ . Der gleiche Transitionsstreifen wurde ebenfalls auf der Außenseite der Durchflussgondel bei  $x/c = 0.054$  über den gesamten Umfang aufgebracht, so dass eine Strömungsablösung auf der Oberseite des Windkanalmodells vermieden werden konnte. Eine sichtbare Klebestelle im Plexiglas bei  $x/c = 0.054$  erleichtert sowohl auf der Innen- als auch auf der Außenseite das Anbringen des Transitionsstreifens.

Im zu untersuchenden Bereich des Einlaufs bei  $\theta = 180^\circ$  wurde die Transition demnach präzise über das statische, wandnormale Ausblasen herbeigeführt, während in den restlichen Gebieten auf einen herkömmlichen Transitionsstreifen zurückgegriffen wurde. Die sich anschließende Frage muss nun sein, mit welchem Ausblasverhältnis  $v_{jet}/U_\infty$  gearbeitet werden muss, um den Übergang der laminaren Strömung in die turbulente Strömung ohne ein Overtripping herbeizuführen. Wird das Ausblasverhältnis  $v_{jet}/U_\infty$  zu groß gewählt, führt dies zu einem verfrühten Ablösebeginn und zu übergroßen, turbulenten Ablöseblasen bei höheren Anstellwinkeln. Dieser Effekt des Overtrippings kann in **Abbildung 4.4** beobachtet werden, die den Vergleich der Druckverteilungen im  $180^\circ$ -Schnitt für variierende Ausblasverhältnisse bei  $\alpha = 24.5^\circ$  zeigt. Die abgebildeten Druckverteilungen geben eine Strömung ohne laminare Vorderkantenablösung und ohne ein Overtripping umso besser wieder, je weiter das Ausblasverhältnis reduziert wird. Die Grenzschicht am Ort der Ausblasöffnungen ist offenbar so dünn, dass selbst kleinste Ausblasintensitäten noch einen großen Einfluss



**Abbildung 4.3:** Lage des Zackenbandes am Windkanalmodell auf der Innen- (rechts) und Außenseite (links).



**Abbildung 4.4:** Einfluss des Ausblasverhältnisses  $v_{jet}/U_\infty$  auf die Druckverteilungen im  $180^\circ$ -Schnitt,  $\alpha = 24.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

auf das Transitionsverhalten der Strömung haben. In diesem Fall ist sogar allein die Rauigkeit der gebohrten Ausblasöffnungen ausreichend, um die Strömung umschlagen zu lassen. Die Experimente am überzogenen Einlauf wurden daher mit einem Ausblasverhältnis von  $v_{jet}/U_\infty = 0$  fortgesetzt.

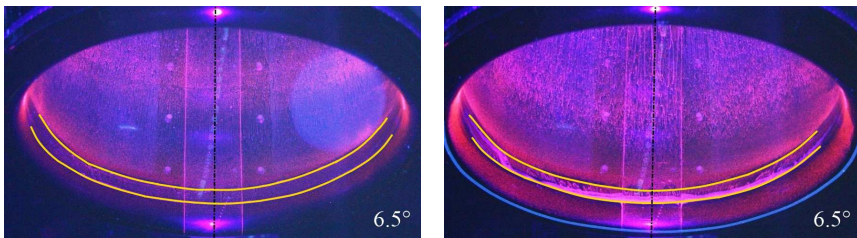
## 4.2 Sensitivitäten der abgelösten Strömung

### 4.2.1 Einfluss der Trippingmethode

In diesem Kapitel wird untersucht, inwiefern die Methode der Transitionseinleitung die Strömung im Einlauf im Hinblick auf Topologie und einsetzende Ablösung beeinflusst. Verglichen werden die aus Reproduzierbarkeitsgründen in dieser Arbeit favorisierte Transitionseinleitung über ein Ausblasverhältnis von  $v_{jet}/U_\infty = 0$  sowie ein Tripping durch einen gewöhnlichen Transitionsstreifen. Der Transitionsstreifen besteht hierbei aus einem 2 mm breiten und 50  $\mu\text{m}$  hohen Chromklebeband, das mittig über den ansonsten aktiven Ausblasöffnungen aufgebracht wurde (vgl. Kapitel 4.1).

**Abbildung 4.5** zeigt die Ölanstrichbilder für beide Trippingmethoden für einen kleinen Anstellwinkel von  $\alpha = 6.5^\circ$ . In beiden Fällen ist eine laminare Ablöseblase (gelb markiert) und weiter stromab eine turbulente, anliegende Strömung zu beobachten. Der Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung über die laminare Ablöseblase erfolgt ca. 23 mm hinter der Vorderkante über eine Länge  $L_x$  von ca. 12 mm (s. **Tab. 4.1**).

Unterschiede zwischen den beiden Trippingmethoden werden erst bei höheren Anstellwinkeln sichtbar. **Abbildung 4.6** stellt die Anstrichbilder im Anstellwinkelbereich von  $\alpha = 23.5^\circ$  bis  $\alpha = 27.5^\circ$  für beide Trippingmethoden gegenüber. Die gelben Linien markieren wiederum die laminare Ablöseblase, deren Position sich mit steigendem Anstellwinkel in Richtung der Vorderkante verschiebt. Die Breite der laminaren Blase ist für beide Trippingmethoden genau wie bei kleinen Anstellwinkeln fast identisch und halbiert sich im



(a)  $v_{jet}/U_\infty = 0$

(b) Transitionsstreifen

**Abbildung 4.5:** Ölanstrichbilder der angewandten Transitionsmethoden für  $\alpha = 6.5^\circ$ .

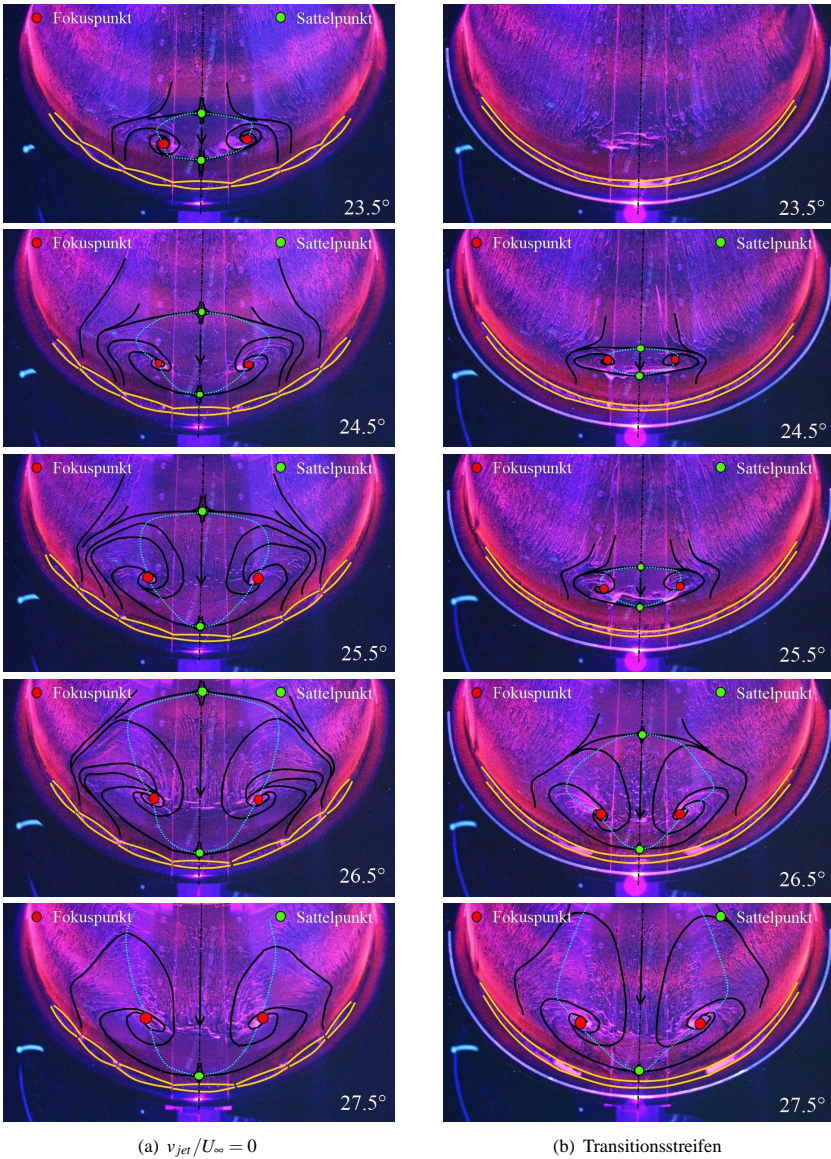
$\alpha / ^\circ$	$x/c_{\text{Ablöselinie}}$	$x/c_{\text{Anlegelinie}}$	$L_x / \text{mm}$
$v_{\text{jet}}/U_\infty = 0$			
6.5	0.047	0.068	11
23.5	0.025	0.034	5
24.5	0.025	0.034	5
25.5	0.025	0.034	5
26.5	0.020	0.029	5
27.5	0.020	0.029	5
<b>Transitionsstreifen</b>			
6.5	0.043	0.068	13
23.5	0.025	0.036	6
24.5	0.025	0.036	6
25.5	0.025	0.036	6
26.5	0.015	0.026	6
27.5	0.015	0.026	6

**Tabelle 4.1:** Ausdehnung der laminaren Ablöseblase in Strömungsrichtung für beide Trippingmethoden (abgelesen bei  $\theta = 180^\circ$ ).

hohen Anstellwinkelbereich auf einen Wert von ca. 6 mm (s. Tab. 4.1). Im Gegensatz zu kleinen Anstellwinkeln weist die laminare Ablöseblase der Transitionseinleitung über  $v_{\text{jet}}/U_\infty = 0$  jedoch kleine Einschnürungen in einem gleichmäßigen Abstand von ca.  $18^\circ$  auf (s. **Abb. 4.7**). Dieser Abstand entspricht exakt der Länge einer Beruhigungskammer, mit der jeweils 8 Ausblasöffnungen verbunden sind. Bei hohen Anstellwinkeln bewirkt der Druckunterschied zwischen den Enden einer Beruhigungskammer, dass die Luft in der Kammer zu zirkulieren beginnt. Durch die Ausblasöffnungen am inneren Ende der Beruhigungskammer strömt die Luft leicht aus dem Modell heraus, während am äußeren Ende der Kammer die Luft abgesaugt wird. Es ergibt sich somit ein sägezahnartiger Ausblasverlauf über den Umfang, obwohl keine Druckluft an den Beruhigungskammern anliegt. Der Vergleich mit der Trippingmethode des Transitionsstreifen soll zeigen, ob die Topologie der abgelösten Strömung im Einlauf durch diesen sägezahnartigen Ausblasverlauf beeinflusst wird.

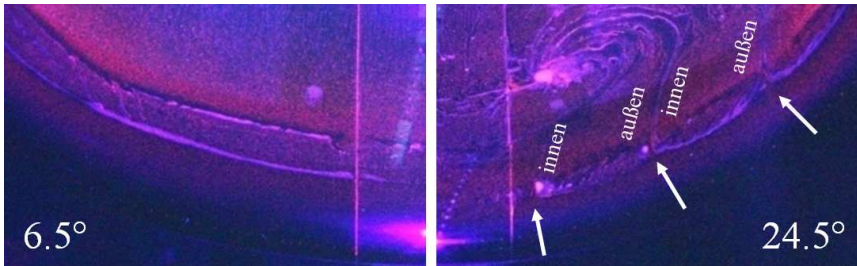
In Abbildung 4.6 kann beobachtet werden, dass sich bei hohen Anstellwinkeln hinter der laminaren Ablöseblase in beiden Transitionsfällen eine turbulente Ablöseblase bildet, deren Auftreten charakteristisch für überzogene Triebwerkseinläufe ist (vgl. Kapitel 1). Die schwarzen Linien stellen ausgewählte Wandstromlinien dar, deren Verlauf auf die Entwicklung eines symmetrischen Eulenaugenpaars schließen lässt. Im Zentrum eines Eulenauges befindet sich jeweils ein Fokuspunkt (rot markiert), von dem vermutlich ein Längswirbel in den Raum abgeht. Die blaue, punktierte Linie bezeichnet das Gebiet rückläufiger Strömung auf der Oberfläche des Einlaufs und verläuft für den Fall, dass die Strömung hinter der turbulenten Ablöseblase wieder anlegt, durch zwei Sattelpunkte (grün markiert).

Für beide Trippingmethoden wächst die Ausdehnung der turbulenten Ablöseblase in Strömungs- und Umfangsrichtung mit steigendem Anstellwinkel. Analog zur numerischen Auslegung in Kapitel 2 steht eine Anstellwinkelzunahme von ungefähr  $3^\circ$  bis  $5^\circ$  zur



**Abbildung 4.6:** Ölanstrichbilder der angewandten Transitionsmethoden für verschiedene Anstellwinkel im Bereich von  $\alpha = 23.5^\circ$  bis  $\alpha = 27.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .





**Abbildung 4.7:** Vergleich der laminaren Ablöseblase bei  $\alpha = 6.5^\circ$  und  $\alpha = 24.5^\circ$  für  $v_{jet}/U_\infty = 0$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

Verfügung, um nach dem Ablösebeginn die Strömung zu untersuchen. Die Trippingmethode des Transitionsstreifens weist jedoch ein etwas schnelleres Wachstum der turbulenten Ablöseblase auf, so dass dieser Fall im Vergleich zum Fall  $v_{jet}/U_\infty = 0$  nach einer geringeren Anstellwinkelerhöhung ein Aufplatzen der Ablöseblase zeigen wird (vgl. **Tab. 4.2**). Während in den numerischen Simulationen des Gondelentwurfs in Abbildung 2.8 eine maximale, axiale Ausdehnung der turbulenten Ablöseblase im  $180^\circ$ -Schnitt von ca. 75 mm vorhergesagt wird, weist das Experiment hingegen im Sichtbereich der Anstrichbilder Blasenlängen von bis zu 260 mm auf. Die maximale Ausdehnung in Umfangsrichtung ist im Experiment mit  $45^\circ$  nur unwesentlich größer als in der numerischen Simulation mit maximal  $40^\circ$  (vgl. Abb. 2.9). Der Anstellwinkel der beginnenden Ablösung liegt für beide Trippingmethoden deutlich höher als in den numerischen Rechnungen, bei denen je nach Turbulenzmodell ein Ablösebeginn zwischen  $\alpha = 15^\circ$  und  $\alpha = 19^\circ$  bestimmt wurde. Der Ablösebeginn für die Trippingmethode  $v_{jet}/U_\infty = 0$  liegt bei ca.  $\alpha = 23.5^\circ$ ,

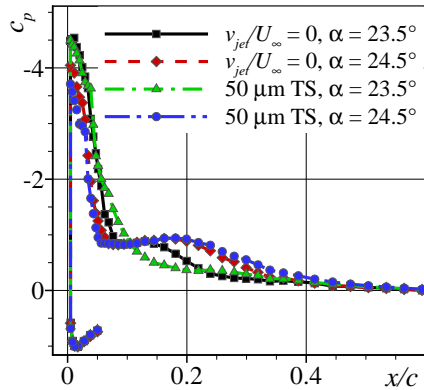
$\alpha / ^\circ$	$x/c_{\text{Ablöselinie}}$	$x/c_{\text{Anlegelinie}}$	$L_x / \text{mm}$	$\Delta\theta / ^\circ$
<b><math>v_{jet}/U_\infty = 0</math></b>				
6.5	—	—	—	—
23.5	0.085	0.219	70	32
24.5	0.069	0.280	111	42
25.5	0.056	0.362	161	43
26.5	0.048	0.534	256	45
27.5	0.043	>0.594	>290	45
<b>Transitionsstreifen</b>				
6.5	—	—	—	—
23.5	—	—	—	—
24.5	0.116	0.181	34	28
25.5	0.094	0.219	66	30
26.5	0.051	0.362	164	44
27.5	0.043	>0.594	>290	45

**Tabelle 4.2:** Ausdehnung der turbulenten Ablöseblase in Strömungs- und Umfangsrichtung für beide Trippingmethoden (abgelesen bei  $\theta = 180^\circ$ ).

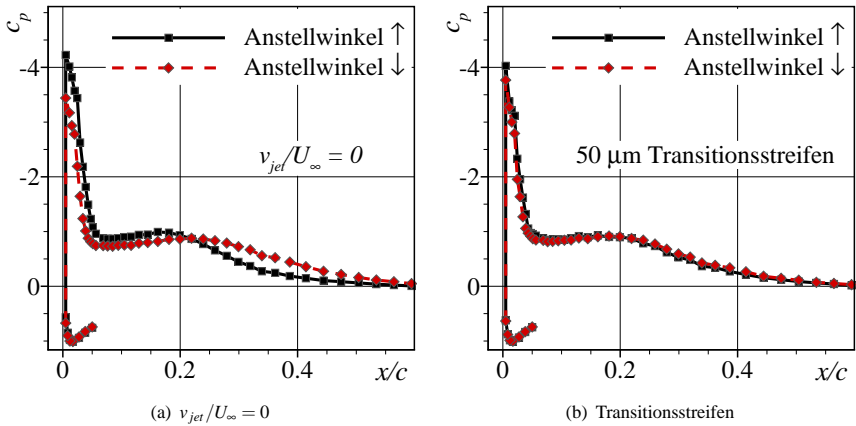
während die Strömung unter Vorhandensein des Transitionsstreifens erst  $1^\circ$  später bei ca.  $\alpha = 24.5^\circ$  ein Eulenaugenpaar ausbildet. Auch die Druckverteilungen zeigen einen Versatz des Ablösebeginns von  $\Delta\alpha = 1^\circ$  zwischen den beiden Trippingmethoden und bestätigen den Ablösebeginn bei  $\alpha = 23.5^\circ$  und  $\alpha = 24.5^\circ$  (s. **Abb. 4.8**). Der wahre Anstellwinkel der beginnenden Strömungsablösung liegt jedoch mit großer Wahrscheinlichkeit bei etwas kleineren Anstellwinkeln, da kleinste Ablöseblasen weder mit der Druckmesstechnik noch mit den Ölanstrichen nachgewiesen werden können. Die Auflösung der Druckmessstellen sowie die Fließfähigkeit der Anstrichfarbe sind begrenzt.

Ein weiterer Unterschied zwischen den Trippingmethoden zeigt sich im Hystereseverhalten. Während der Transitionsstreifen keinerlei Hysterese aufweist, wird bei der Methode  $v_{jet}/U_\infty = 0$  der Ablösebeginn um  $1^\circ$  zu kleineren Anstellwinkeln verschoben, wenn man sich von großen zu kleinen Anstellwinkeln hin bewegt (s. **Abb. 4.9**). Nach SEDDON und GOLDSMITH (1985) sind Abweichungen zwischen Ablöse- und Wiederanlegepunkt von bis zu  $10^\circ$  für Triebwerkseinläufe typisch.

Da in den Druckverteilungen und in den Wandstromlinienbildern keinerlei Anhaltspunkte gefunden werden konnten, dass Größe oder Topologie der turbulenten Ablöseblase maßgeblich durch die Zirkulation der Luft in den Beruhigungskammern beeinflusst werden, wurden alle Experimente auch weiterhin mit der Trippingmethode  $v_{jet}/U_\infty = 0$  durchgeführt. Die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse konnte für die Methode  $v_{jet}/U_\infty = 0$  nachgewiesen werden, während die Ergebnisse mit wechselnden  $50\ \mu\text{m}$  hohen Transitionsstreifen Schwankungen aufwiesen. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass eine große Bandbreite an Transitionsstreifen für den Methodenvergleich in diesem Kapitel getestet worden ist. Hierbei war ein gleichmäßiges Auftragen des Streifens am Windkanalmodell für Transitionsstreifen mit einer Dicke von unter  $50\ \mu\text{m}$  generell nicht möglich, da bereits kleine Unregelmäßigkeiten zu einem asymmetrischen Strömungsverlauf geführt haben. Bei Transitionsstreifen mit einer Dicke über  $50\ \mu\text{m}$  lag darüber hinaus ein deutliches Overtripping vor. Das in diesem Kapitel verwendete  $50\ \mu\text{m}$  dicke Chromklebeband war der einzige Transitionsstreifen, der einigermaßen regelmäßig auf das Windkanalmodell aufgetragen werden konnte.



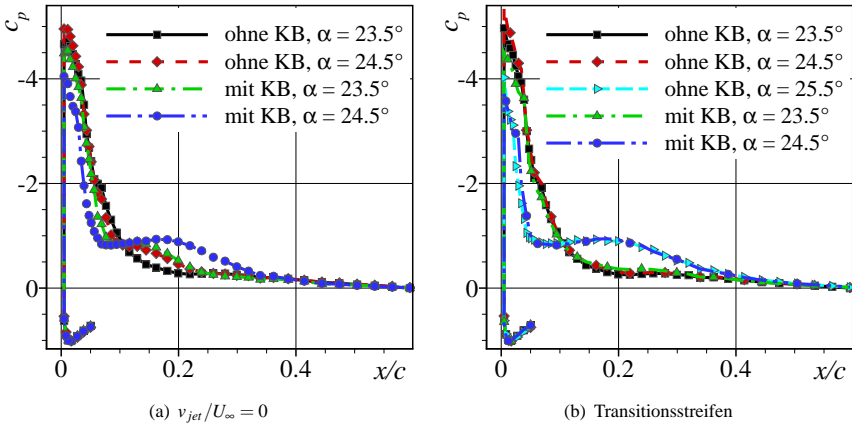
**Abbildung 4.8:** Vergleich der Druckverteilungen für beide Trippingmethoden bei  $\alpha = 23.5^\circ$  und  $\alpha = 24.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .



**Abbildung 4.9:** Vergleich des Hystereseverhaltens für beide Trippingmethoden,  $\alpha = 25.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

#### 4.2.2 Einfluss von Änderungen im experimentellen Aufbau

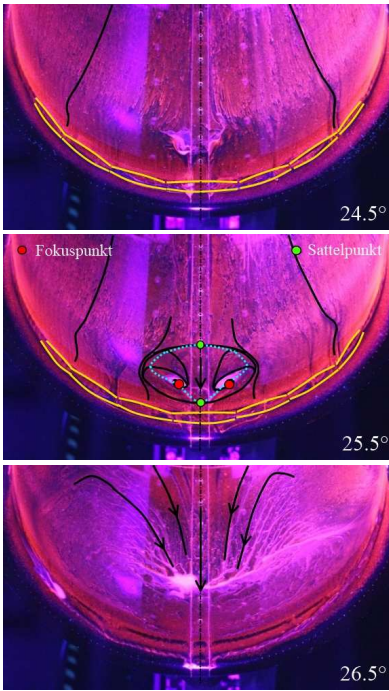
Nachdem im letzten Kapitel der Einfluss der Trippingmethode untersucht worden ist, sollen nun die Abhängigkeiten der Einlaufströmung von Änderungen im experimentellen Aufbau betrachtet werden. Eine notwendige Änderung des experimentellen Aufbaus besteht z.B. im Auftragen eines Klebebandes über den statischen Druckbohrungen, das verhindert, dass sich die statischen Druckbohrungen bei den Ölanstrichen zu setzen (s. Abb. 4.6). Das Klebeband hat eine Breite von 50 mm sowie eine Dicke von 60  $\mu\text{m}$  und wurde entlang des 180°-Schnitts der Durchflussgondel aufgeklebt. Der Anfang des Klebebandes liegt hierbei auf der Außenseite der Gondel noch weit vor dem Staupunkt und bedeckt somit sämtliche Druckbohrungen. Für die Messung der in Abbildung 4.8 gezeigten Druckverteilungen wurde der Klebestreifen an allen Druckmessstellen durchstochen, so dass eine gute Übereinstimmung mit den Anstrichbildern aufgezeigt werden konnte. Entfernt man jedoch nun den Klebestreifen und vergleicht die Druckverteilungen mit und ohne den Einfluss des Klebebandes, so erkennt man Abweichungen in Bezug auf den Ablösebeginn (s. **Abb. 4.10**). Während die Wandstromlinienbilder und die Druckmessungen unter dem Einfluss des Klebebandes eine einsetzende Ablösung bei  $\alpha = 23.5^\circ$  ( $v_{jet}/U_\infty = 0$ ) und  $\alpha = 24.5^\circ$  (Transitionsstreifen) hervorbringen, löst die Strömung ohne das Klebeband erst bei  $\alpha = 24.5^\circ$  ( $v_{jet}/U_\infty = 0$ ) und  $\alpha = 25.5^\circ$  (Transitionsstreifen) ab. Der Ablösebeginn wird demnach um  $1^\circ$  verschoben. Eine weitere Änderung des experimentellen Aufbaus resultiert aus der Rotation des Windkanalmodells um seine Längsachse, sobald eine andere Messtechnik eingesetzt werden soll (vgl. Kapitel 3.2). Bislang wurde lediglich die Einbaulage des Windkanalmodells für die statischen Druckmessungen untersucht, so dass in diesem Abschnitt die Betrachtung auf die



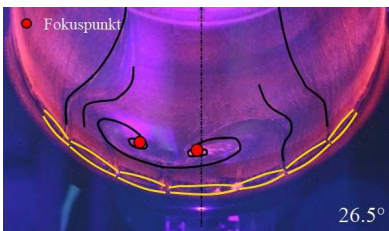
**Abbildung 4.10:** Einfluss eines Klebebandes (KB) auf die Strömung im Einlauf für beide Trippingmethoden,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

Gegebenheiten der instationären Druckmessungen und der PIV-Messungen erweitert wird. **Abbildung 4.11** zeigt die für die instationären Druckmessungen relevanten Wandstromlinienbilder für die Trippingmethode  $v_{jet}/U_\infty = 0$ . Analog zu den Ölanstrichen im Bereich der statischen Druckbohrungen sind auch hier alle Messstellen durch das Aufbringen eines Klebebandes (Breite: 15 mm, Dicke: 60  $\mu\text{m}$ ) geschützt worden. Die Strömung im Einlauf zeigt nun erstmals bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 25.5^\circ$  eine deutliche, turbulente Ablöseblase, was auch durch die gemessenen Frequenzspektren in Kapitel 6.1.3 unterstrichen wird. Das Wandstromlinienbild des Anstellwinkels  $\alpha = 24.5^\circ$  kann bei genauerem Hinsehen auch so interpretiert werden, dass bereits eine kleine Ablösung vorliegt. Diese scheinbare Verschiebung des Ablösebeginns zu kleineren Anstellwinkeln hin ist jedoch wiederum auf den verfälschenden Einfluss des Klebebandes zurückzuführen. Auch bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 26.5^\circ$  verändert der Klebestreifen über den Druckmessstellen die Natur der Strömung im Einlauf. Während die Frequenzspektren noch auf eine intakte, turbulente Ablöseblase schließen lassen, liegt im Wandstromlinienbild bereits eine Vorderkantenablösung vor. In den Frequenzspektren tritt eine die gesamte Gondellänge überspannende Ablösung erst ab einem Anstellwinkel von  $\alpha = 27.5^\circ$  auf (vgl. Kapitel 6.1.3). Der Anstellwinkelbereich, in dem die turbulente Ablöseblase untersucht werden kann, wird somit auf  $2^\circ$  begrenzt, was auf ein doppelt so schnelles Wachstum der Ablöseblase im Vergleich zum Bereich der statischen Druckmessstellen hindeutet.

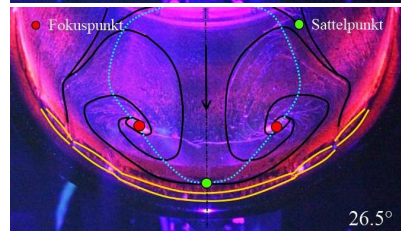
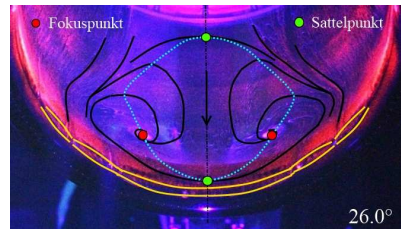
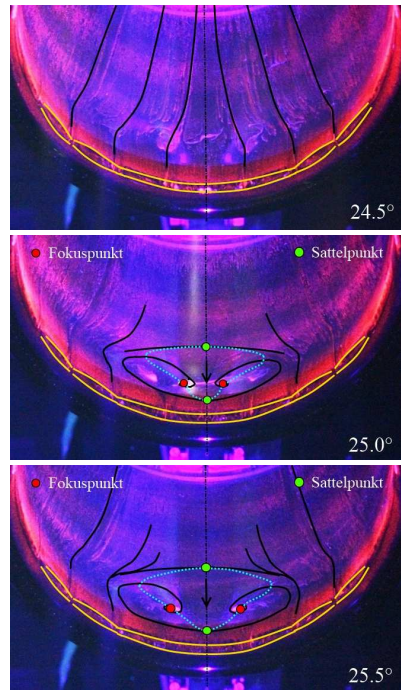
Für die Trippingmethode des herkömmlichen Transitionsstreifens wurde ein ähnliches Verhalten gefunden. Der Ablösebeginn verschiebt sich zu einem höheren Anstellwinkel von  $\alpha = 26.5^\circ$ , und bereits bei  $\alpha = 27.5^\circ$  kann eine Vorderkantenablösung beobachtet werden (ohne Abbildung).



**Abbildung 4.11:** Ölanstrichbilder für die Einbaulage der instationären Druckmessungen,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .



**Abbildung 4.12:** Ölanstrichbilder für die Einbaulage der PIV-Messungen,  $v_{jet}/U_\infty = 0$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .



**Abbildung 4.13:** Ölanstrichbilder für die Einbaulage der PIV-Messungen,  $v_{jet}/U_\infty = 0.132$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

Messbereich	Trippingmethode	Anstellwinkel des Ablösebeginns $\alpha_{Abl} / ^\circ$	mögliche Anstell- winkelerhöhung $\Delta\alpha / ^\circ$
statische Druckmessung mit Klebeband	$v_{jet}/U_\infty = 0$	23.5	ca. 4
statische Druckmessung mit Klebeband	Transitionsstreifen	24.5	ca. 3
statische Druckmessung ohne Klebeband	$v_{jet}/U_\infty = 0$	24.5	>3
statische Druckmessung ohne Klebeband	Transitionsstreifen	25.5	>2
instationäre Druckmessung ohne Klebeband	$v_{jet}/U_\infty = 0$	25.5	ca. 2
instationäre Druckmessung ohne Klebeband	Transitionsstreifen	26.5	ca. 1.5
PIV-Messung	$v_{jet}/U_\infty = 0$	26.5	ca. 2
PIV-Messung	$v_{jet}/U_\infty = 0.132$	25.0	ca. 2

**Tabelle 4.3:** Übersicht über die Anstellwinkel des Ablösebeginns sowie die mögliche Anstellwinkelerhöhung für verschiedene Messkonfigurationen.

Die Wandstromlinienbilder der PIV-Einbaulage weisen für die Trippingmethode  $v_{jet}/U_\infty = 0$  einen Ablösebeginn bei  $\alpha = 26.5^\circ$  auf (s. **Abb. 4.12**). Offenbar wird der Einsatz der Strömungsablösung wie bei den instationären Druckmessungen durch die fehlende Rauigkeit der statischen Druckbohrungen im Vorderkantenbereich zu größeren Anstellwinkeln hin verschoben. Während bei den instationären Druckmessungen jedoch noch eine Restrauigkeit im  $180^\circ$ -Schnitt der Gondel infolge der Druckbohrungen verbleibt, ist der PIV-Messbereich durch eine durchgängig glatte Plexiglasoberfläche gekennzeichnet. Dies hat zur Folge, dass sich die turbulente Ablöseblase aus der Symmetrieebene des Einlaufs heraus über den Umfang der Gondel verschiebt. Die Ablöseblase zeigt das Bestreben, ihre Mitte am Übergang zwischen zwei Beruhigungskammern auszurichten. Hierauf kann geschlossen werden, da sich die Ablöseblase stets willkürlich einmal im Uhrzeigersinn und einmal gegen den Uhrzeigersinn verschiebt. Eine ungenaue Ausrichtung des Windkanalmodells kann als Ursache ausgeschlossen werden. Verwendet man statt der Ausblasemethodik den  $50 \mu\text{m}$  dicken Transitionsstreifen, so wandert die Mitte der turbulenten Ablöseblase stets an den nächstgelegenen Ort, an dem der Transitionsstreifen nicht exakt auf seiner Kreisbahn aufgeklebt wurde (ohne Abbildung). Beide bislang eingesetzten Trippingmethoden sind daher unzureichend

für die geplanten PIV-Messungen.

Für die Messungen im PIV-Schnitt wird daher zu einem Ausblasverhältnis  $v_{jet}/U_\infty = 0.132$  zurückgekehrt, das gerade stark genug ist, um beständig für symmetrische Strömungsverhältnisse im Einlauf zu sorgen. **Abbildung 4.13** veranschaulicht die Wirkung des wandnormalen Ausblasens auf die Form der laminaren Ablöseblase (gelb markiert). Um die Symmetrieebene der Gondel herum geht der Effekt der Luftzirkulation in den einzelnen Beruhigungskammern durch das aktive Ausblasen unter, so dass keine falschen Impulse für die Ausrichtung der turbulenten Ablöseblase mehr gesetzt werden. Da das aktive Ausblasen eine leichte Form des Overtripping bedeutet, wandert der Anstellwinkel des Ablösebeginns in den PIV-Messungen nun zu einem kleineren Wert von  $\alpha = 25.0^\circ$ . Auch das Wachstum der Ablöseblase wird beschleunigt, so dass der Anstellwinkel lediglich um gut  $2^\circ$  erhöht werden kann, bevor die turbulente Ablöseblase aufplatzt und eine Vorderkantenablösung eintritt. Diese Erkenntnisse werden durch die Ergebnisse der konventionellen und stereoskopischen PIV-Messungen in Kapitel 5.2 unterstrichen.

**Tabelle 4.3** fasst noch einmal die Anstellwinkel des Ablösebeginns sowie die Werte der möglichen Anstellwinkelerhöhungen bis zum Eintreten der Vorderkantenablösung für alle Messkonfigurationen zusammen.

### 4.3 Bewertung der experimentellen Umsetzung

Für jeden experimentellen Aufbau in einem Windkanal stellt sich die Frage, inwiefern dieser Aufbau ein qualitativ hochwertiges Bild des zu untersuchenden physikalischen Mechanismus wiedergibt. Ziel dieser Arbeit ist es, die Strömung im Einlauf eines Triebwerks so realistisch wie möglich abzubilden. Beim Übergang vom echten Triebwerk zum Windkanalexperiment müssen daher drei wesentliche Einflussfaktoren diskutiert werden: die generelle Ausführung des Windkanalmodells als Durchflussgondel, die Problematik der Transitionseinleitung sowie zu berücksichtigende Effekte durch das Vorhandensein der Messtechnik.

Eine isolierte Durchflussgondel kann ohne jegliche Anpassung der Kontur nur für die Untersuchung des Steigflugs bei ausgefallenem Triebwerk (Windmilling) eingesetzt werden. Die Modifikation der Einlaufkontur nach Kapitel 2 hingegen hat die Simulation des Grenzschichtverhaltens eines gewählten Referenztriebwerks ermöglicht. Dennoch bleiben wesentliche Unterschiede zwischen realem Triebwerk und Durchflussgondel bestehen, wie z.B. ein deutlich geringerer Massenstrom und damit verbunden ein kleinerer Fangstromröhrendurchmesser. Die Strömung in der Durchflussgondel ist im Gegensatz zum realen Triebwerk stets inkompressibel, und es treten druckinduzierte Ablösungen anstatt von stoßinduzierten Ablösungen auf. Während beim Referenztriebwerk Aspekte wie eine vorteilhafte, dreidimensionale Einlaufgeometrie sowie das Vorhandensein eines Zentralkörpers berücksichtigt worden sind, wurden andere Merkmale eines realen Triebwerks bereits an dieser Stelle des Entwurfs vernachlässigt. Hierzu gehören z.B. die Einbaulage am Flugzeug oder die Auswirkungen eines Abgasstrahls. Für die Simulation der Einlaufströmung beson-

ders relevant ist jedoch die fehlende Interaktion mit Fan und Kompressor, da diese nach GREITZER ET AL. (2004) das Ausmaß der abgelösten Strömungsbereiche maßgeblich reduzieren. Ein weiterer Unterschied ist die weitaus geringere Machzahl im Experiment, die den Beginn der Strömungsablösung in Experiment tendenziell zu größeren Anstellwinkeln hin verschiebt (QUÉMARD ET AL. (1996)). Eine verfrüht einsetzende Strömungsablösung durch den höheren Turbulenzgrad der Windkanalanlage im Vergleich mit dem Freiflug ist demgegenüber zu vernachlässigen.

Die vorausgegangenen Kapitel haben gezeigt, dass die gewünschte, grundlegende Topologie der abgelösten Strömung im Einlauf mit dem Windkanalmodell dieser Arbeit nachgebildet werden kann. Der Beginn der Strömungsablösung sowie das Wachstum der turbulenten Ablöseblase sind jedoch davon abhängig, auf welche Art und Weise die Transition eingeleitet wird und inwiefern der experimentelle Aufbau für den Einsatz einer bestimmten Messtechnik abgewandelt wird. Insgesamt sind Schwankungen im Anstellwinkel des Ablösebeginns von bis zu  $3^\circ$  möglich, und die Wachstumsrate der turbulenten Ablöseblase kann sich je nach Messkonfiguration verdoppeln. Die Blasenlänge in Strömungsrichtung ist deutlich größer als in der numerischen Auslegung, während sich die turbulente Ablöseblase in Umfangsrichtung nur geringfügig weiter ausdehnt als in den numerischen Berechnungen. Die Hysterese-Effekte sind in den Experimenten dieser Arbeit geringer als in der Literatur beschrieben, was zumindest für die Trippingmethode  $v_{jet}/U_\infty = 0$  u.U. auf das leichte, automatische Ausblasen bei  $x/c = 0.004$  zurückzuführen ist. Nach WAKELAM ET AL. (2009) können Hysterese-Effekte durch Ausblasen deutlich reduziert werden. Auffällig im Experiment ist weiterhin das Auftreten einer laminaren Ablöseblase kurz nach dem Druckminimum. Nach Kapitel 1 ist die Ursache einer eventuell auftretenden laminaren Ablöseblase beim realen Triebwerk ein Verdichtungsstoß und dessen Wechselwirkung mit der Grenzschicht. Bei den niedrigen Reynoldszahlen des Experiments hingegen liegt eine sogenannte „Leading-Edge Bubble“ vor, die sich typischerweise bei dünnen, angestellten Tragflügelprofilen mit kleinen Reynoldszahlen bis zu  $2.5 \times 10^6$  entwickelt (vgl. GAULT (1957), MCCULLOUGH und GAULT (1951)). Hinzu kommen noch die Effekte durch Windkanalwände und -einbauten sowie der Einfluss von messtechnischen Begebenheiten. Dies können zum einen der Störeinfluss von Sonden in der Strömung sein, zum anderen aber auch z.B. eine Veränderung der Einlaufkontur durch das Auftragen einer  $50 \mu\text{m}$  dünnen Pressure Sensitive Paint-Farbschicht.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass jeder Windkanalversuch mit einer experimentellen Unsicherheit behaftet ist und nie exakt einem realen Zustand gleichen kann. Die nachzubildenden realen Strömungen weisen per se schon eine gewisse Bandbreite an möglichen Zuständen auf, da kein Triebwerk dem anderen gleicht und auch die Turbulenz in der Strömung stets eine andere ist. Zudem ist es nicht möglich, alle Aspekte eines realen Triebwerks mit einer einzigen Windkanalmodellart nachzubilden. Man beschränkt sich daher auf die Berücksichtigung der wichtigsten Einflussfaktoren für die zu untersuchende Strömung und versucht vornehmlich, einen möglichst reproduzierbaren Strömungszustand zu etablieren. Besonders deutlich wird dies am Beispiel der Transition. Eine turbulente Strömung kann auf vielerlei Art eingeleitet werden, aber das anschließende Verhalten der turbulenten



Strömung kann hierbei stark variieren. Das vorrangige Ziel muss daher stets ein reproduzierbarer, stabiler Messzustand sein, auch wenn dieser vom realen Zustandsraum abweicht.

Anhand dieser Überlegungen wird ersichtlich, dass eine neuartige, numerische Simulation auf der Basis von Turbulenzmodellen keine genaueren Vorhersagen treffen kann als das Experiment, mit dem die Berechnungsmethodik validiert wird.

Die numerische Simulation ist bei der Verwendung spektraler Methoden unter der Voraussetzung einer hohen Gitterpunktzahl ein hochpräzises Werkzeug. Der hohe Rechenaufwand sowie notwendige Anpassungen der Methode an kleinste Änderungen in der Geometrie oder in den Randbedingungen beschränken die Spektralmethoden jedoch auf einen kleinen Anwendungsbereich (z.B. Simulation der Turbulenz in geometrisch einfach gehaltenen Gebieten, FERZIGER und PERIĆ (2008)). Die numerischen Arbeiten der Forschergruppe 1066 an der komplexen Einlaufströmung basieren daher auf dem gängigen Diskretisierungsansatz eines Finite-Volumen-Verfahrens, bei dem durch Netzverfeinerungsstudien sicher gestellt werden kann, dass alle aufgestellten Gleichungen hinreichend genau gelöst werden.

Werden nun die vollständigen, instationären Navier-Stokes-Gleichungen ausgehend von diesem Diskretisierungsansatz gelöst, so spricht man von einer Direkten Numerischen Simulation (DNS), die die turbulenten Schwankungen in Raum und Zeit komplett auflöst. Nach FERZIGER und PERIĆ (2008) steigt der Rechenaufwand einer DNS jedoch exponentiell mit der Reynoldszahl, so dass dieses Verfahren bei den hohen Reynoldszahlen dieser Arbeit nicht angewendet werden kann. Stattdessen werden die Reynolds-Averaged Navier Stokes Gleichungen (RANS) gelöst, bei denen die physikalischen Schwankungen der Strömung über Turbulenzmodelle beschrieben werden. Um die Qualität der gewählten Turbulenzmodelle zu testen, werden experimentelle Daten benötigt, die die Physik der zu simulierenden Strömung abbilden. Auch hybride RANS/LES-Verfahren, bei denen bereits ein Großteil der Turbulenz direkt aufgelöst wird, bedürfen einer Validierung durch experimentelle Datensätze.

Im Laufe der Validierung sind somit sowohl die Messtechniken als auch die numerischen Simulationen in ihrer Genauigkeit durch den experimentellen Aufbau beschränkt. Bedingt der experimentelle Versuchsaufbau eine Abweichung von dem eigentlich zu untersuchenden Strömungszustand oder stellt sich ein systematischer Fehler ein, so wird dieser Fehler mit der Messtechnik erfasst. Die numerische Simulation wird wiederum anhand der Messergebnisse bewertet und kann somit nur auf die vorliegende Windkanalkonfiguration ausgerichtet werden und nicht auf den vielleicht abweichenden, ursprünglich angestrebten Strömungszustand. Für eine umfassende Validierung einer numerischen Berechnungsmethodik sollten daher immer mehrere und verschiedenartige experimentelle Aufbauten zum Vergleich herangezogen werden und auf qualitativ hochwertige Messtechniken geachtet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden fortschrittliche und hochgenaue Messtechniken mit größter Sorgfalt eingesetzt. Ebenso konnte das Ziel einer reproduzierbaren Nachbildung der für Triebwerke typischen Einlaufströmung mit dem Windkanalmodell der Durchflussgondel erreicht werden, so dass die in den Kapiteln 5 und 6 dargestellten Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen eine attraktive Datenbasis für Validierungszwecke bilden.



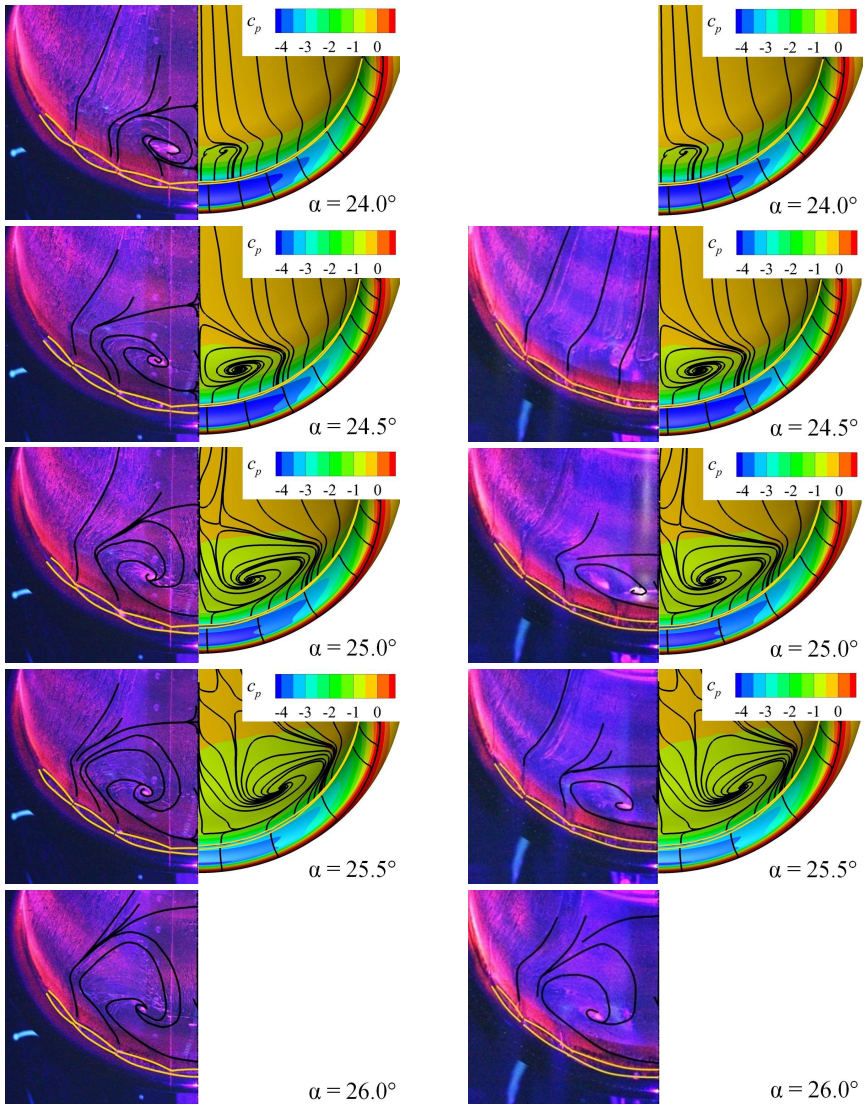
## 5 Topologie der turbulenten Ablöseblase

Basierend auf den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen werden in diesem Kapitel die zeitlich gemittelten Eigenschaften der turbulenten Ablöseblase dargestellt und daraus eine Modellvorstellung für die abgelöste Strömung im Einlauf abgeleitet. Um die enge Verknüpfung dieser Arbeiten mit den numerischen Simulationen innerhalb der DFG Forschergruppe 1066 „Simulation des Überziehens von Tragflügeln und Triebwerks gondeln“ zu unterstreichen, werden ergänzend zu den experimentellen Ergebnissen auch numerische Berechnungen in den Vergleich gestellt. Die numerischen Arbeiten sind das Resultat einer weiter entwickelten URANS-Simulationsmethodik, die ausführlich in PROBST (2013) beschrieben ist. Die Weiterentwicklungen basieren hierbei vor allem auf einer verbesserten Turbulenzmodellierung durch die Implementierung eines neu kalibrierten Reynoldsspannungs-Modells (PROBST und RADESPIEL (2008), CÉCORA ET AL. (2012)) sowie auf einer verbesserten Transitionsmodellierung nach PROBST ET AL. (2012a).

### 5.1 Entwicklung der Wandstromlinienverläufe

Die Ölanstrichbilder für verschiedene Anstellwinkel und verschiedene Einbaulagen der Durchflussgondel sind für die experimentellen Arbeiten bereits in Kapitel 4 ausführlich diskutiert worden (vgl. Abb. 4.6 und 4.13). In **Abbildung 5.1** wird nun eine Auswahl der Ölanstrichbilder für die Einbaulagen der statischen Druckmessungen und der PIV-Messungen mit den numerischen Wandstromlinienverläufen aus PROBST (2013) verglichen. Der Ablösebeginn konnte durch die Implementierung des fortschrittlichen Reynolds-Spannungs Modells in den numerischen Berechnungen erfolgreich zu den im Experiment beobachteten, höheren Anstellwinkeln hin verschoben werden ( $\alpha = 24.0^\circ$ ). Die verbesserte Transitionsmodellierung ermöglicht zudem die Modellierung einer laminaren Ablöseblase an einer zu den Experimenten vergleichbaren Position (gelb dargestellt). Sowohl im Experiment als auch in der numerischen Rechnung ist die für Triebwerkeinläufe typische Eulenaugenstruktur zu erkennen, die mit dem Anstellwinkel in ihrer Ausdehnung wächst. Auf die Problematik der Modellierung einer stark instationären Strömung bei hohen Anstellwinkeln wird näher in PROBST (2013) eingegangen.

Der Vergleich der numerischen Ergebnisse mit den Ölanstrichbildern für die Einbaulage der statischen Druckmessungen zeigt bis zu einem Anstellwinkel von  $\alpha = 24.5^\circ$  generell eine



(a) Einbaulage der statischen Druckmessungen

(b) Einbaulage der PIV-Messungen

**Abbildung 5.1:** Vergleich der experimentellen Ölanstrichbilder (links) und der numerisch ermittelten Wandstromlinienverläufe (rechts),  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

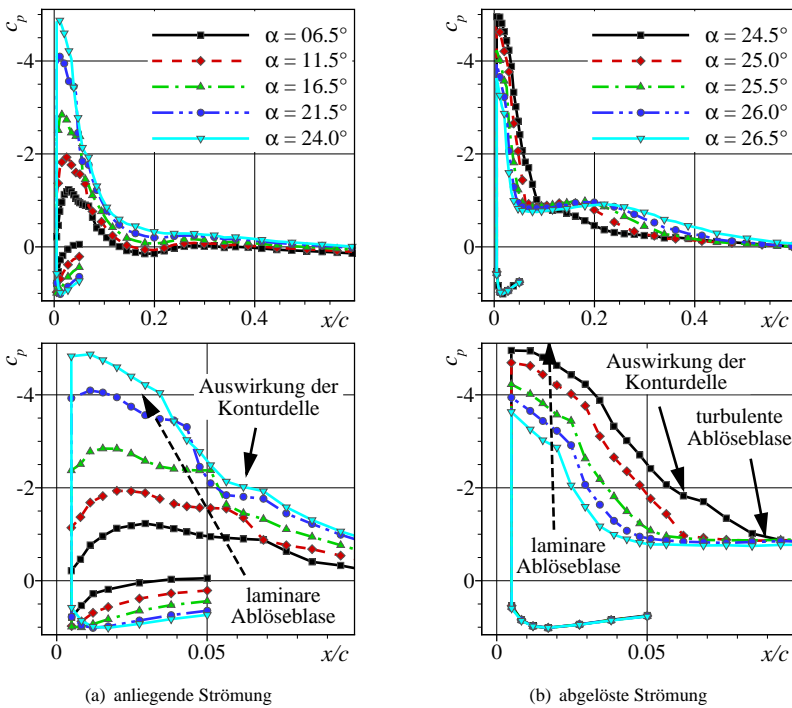
etwas größere turbulente Ablöseblase in den Experimenten, da der Ablösebeginn hier bereits  $0.5^\circ$  früher bei  $\alpha = 23.5^\circ$  erfolgt. Ab einem Anstellwinkel von  $\alpha = 25.5^\circ$  wendet sich der Trend jedoch und die numerisch berechneten Ablöseblasen zeigen größere Abmaße. Die Wachstumsrate der numerischen Simulation ist somit etwas höher als in den Ölanstrichbildern der  $p_{\text{stat}}$ -Einbaulage wiedergegeben. Die Ölanstrichbilder für die PIV-Einbaulage hingegen lassen ein auf den ersten Blick ähnliches Wachstum der turbulenten Ablöseblase in Experiment und numerischer Simulation beobachten und zeigen einen um  $1^\circ$  versetzten Ablösebeginn.

Da die Ölanstrichbilder der PIV-Einbaulage nicht durch das Vorhandensein eines Klebestreifens beeinflusst werden (vgl. Kapitel 4.2.2), wird diese Wachstumsrate als maßgebend angenommen. Gemäß den Untersuchungen zur Transitionseinleitung durch Ausblasen kann zudem davon ausgegangen werden, dass die Wachstumsrate des rückläufigen Strömungsgebiets nicht merklich durch das Ausblasen in der PIV-Einbaulage verändert wird (vgl. Kapitel 4.1). Der Vergleich der Blasenlängen aus Anstrich und PIV-Messungen (vgl. Kapitel 5.2) zeigt darüber hinaus eine gute Übereinstimmung auf, so dass eine Verfälschung der Wachstumsrate in den Anstrichbildern aufgrund des Farbauftrags ausgeschlossen werden kann. Die numerischen Simulationen kommen den experimentell ermittelten Wandstromstromlinienverläufen somit sehr nahe.

## 5.2 Entwicklung der zeitlich gemittelten Ablöseblase in ihrer Symmetrieebene

Die Sensitivitäten der mittleren Einlaufströmung sind in der vertikalen Symmetrieebene der Durchflussgondel eingehend mit verschiedenen PIV-Messtechniken und der Druckmesstechnik untersucht worden. In **Abbildung 5.2** sind die statischen Druckverteilungen an der unteren Einlaufrippe im Schnitt  $\theta = 180^\circ$  getrennt für den anliegenden und den abgelösten Strömungszustand dargestellt. Es wird an der Saugspitze ein minimaler Druckbeiwert von ca.  $c_p = -5$  erreicht, und die turbulente Ablöseblase ist ab einem Anstellwinkel von  $\alpha = 24.5^\circ$  deutlich durch ein Druckplateau zu erkennen. Mit steigendem Anstellwinkel wächst die Ausdehnung der turbulenten Ablöseblase, wobei sich der Ablösepunkt stetig stromauf und der Wiederanlegepunkt stetig stromab bewegt.

In der Vergrößerung des Bereichs nahe der Vorderkante (s. Abb. 5.2 unten) ist zudem die Entwicklung der laminaren Ablöseblase mit dem Anstellwinkel zu beobachten. Während sich die laminare Ablöseblase bei einem kleinen Anstellwinkel von  $\alpha = 6.5^\circ$  deutlich sichtbar von ca.  $x/c = 0.05$  bis  $x/c = 0.07$  erstreckt, kann sie bei hohen Anstellwinkeln über  $\alpha = 24.5^\circ$  nicht mehr eindeutig in den Druckverteilungen lokalisiert werden. Die Analyse der Wandstromlinienverläufe in Kapitel 4 hat bereits ergeben, dass die laminare Ablöseblase mit steigendem Anstellwinkel immer weiter in Richtung der Vorderkante wandert und dass sich ihre axiale Ausbreitung hierbei verkleinert. Im hohen Anstellwinkelbereich befindet sich die laminare Ablöseblase ungefähr an der Stelle  $x/c = 0.02$  und hat eine Länge von nur noch ca. 5 mm, so dass der Abstand der statischen Druckbohrungen zu groß ist, um die laminare Ablöseblase noch zweifelsfrei zu detektieren. Insgesamt ergibt sich somit eine

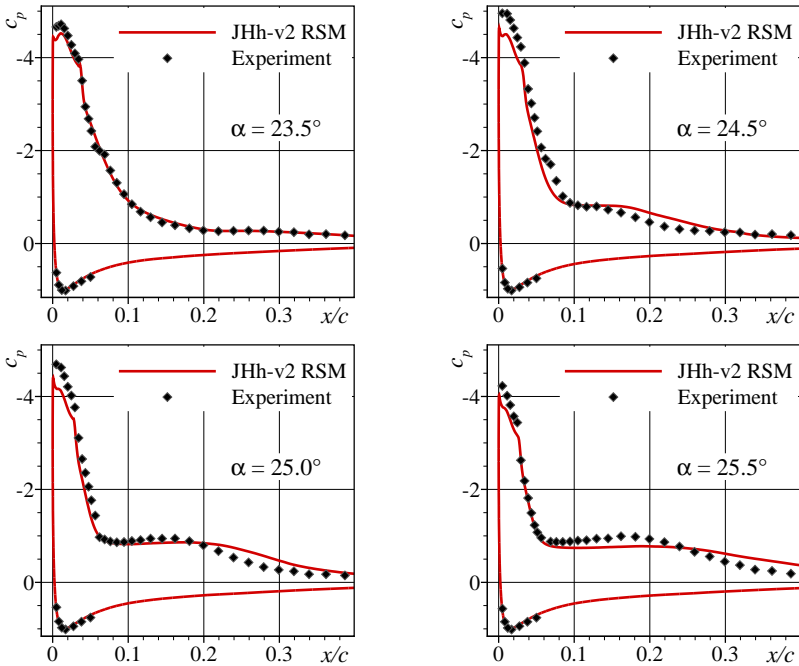


**Abbildung 5.2:** Druckverteilungen im  $180^\circ$ -Schnitt für den Anstellwinkelbereich von  $\alpha = 6.5^\circ$  bis  $\alpha = 26.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen der statischen Druckmessungen und der Ölanstrichversuche.

In den Druckverteilungen der Anstellwinkel  $\alpha = 21.5^\circ$  bis  $\alpha = 24.5^\circ$  fällt zudem noch ein weiteres Plateau stromab der laminaren Ablöseblase bei  $x/c = 0.054$  auf, das unabhängig von der turbulenten Ablöseblase auftritt. Es handelt sich hierbei um die Auswirkung einer kleinen Delle in der Kontur der Durchflussgondel, auf die bei der Vermessung der Istkontur in Abbildung 3.8 bereits hingewiesen wurde. Im niederen Anstellwinkelbereich fällt die Konturdelle in den Bereich der laminaren Ablöseblase und vergrößert u.U. leicht deren Ausmaße. Im hohen Anstellwinkelbereich hingegen bewegt sich der Ablösepunkt der turbulenten Ablöseblase allmählich über die Konturdelle hinweg, so dass der Einfluss der Delle hier nicht mehr sichtbar ist.

Einen Beweis für die Wirkweise der Delle in der Istkontur liefert **Abbildung 5.3**, in der die Messergebnisse des Experiments mit den Druckverteilungen der numerischen Simulation



**Abbildung 5.3:** Vergleich der Druckverteilungen im  $180^\circ$ -Schnitt für Experiment und numerische Simulation (JHh-v2 RSM),  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

(JHh-v2 RSM) für ausgewählte Anstellwinkel verglichen werden. Während das Experiment bei  $\alpha = 23.5^\circ$  und  $\alpha = 24.5^\circ$  das Vorhandensein der Konturdelle erkennen lässt, ändert die Druckverteilung der numerischen Simulation ihre Steigung an der betreffenden Stelle nicht. Dies liegt darin begründet, dass in den numerischen Arbeiten stets mit der Soll- und nicht der Istgeometrie gerechnet worden ist.

Der allgemeine Vergleich der Druckverläufe im  $180^\circ$ -Schnitt für die anliegende Strömung bei  $\alpha = 23.5^\circ$  zeigt, dass die Ergebnisse generell gut übereinstimmen. Lediglich im Bereich der Saugspitze gibt es eine kleine Ablage, die nach PROBST (2013) jedoch auf den Einfluss der Windkanalwände zurück geführt werden kann. Die geschlossene Messstrecke bewirkt ein leichtes Anheben der Saugspitze und ist aufgrund des großen Aufwands in den numerischen Rechnungen nicht durchgängig mit simuliert worden. Im Bereich der abgelösten Strömung vergrößert sich schließlich die Abweichung zwischen den Druckverteilungen, was zum einen dadurch zustande kommt, dass die numerische Simulation ca.  $0.5^\circ$  früher ablöst als das Experiment. Die Länge der turbulenten Ablöseblase ist somit stets etwas größer in der numerischen Berechnung und die Saugspitze hierdurch schon stärker reduziert

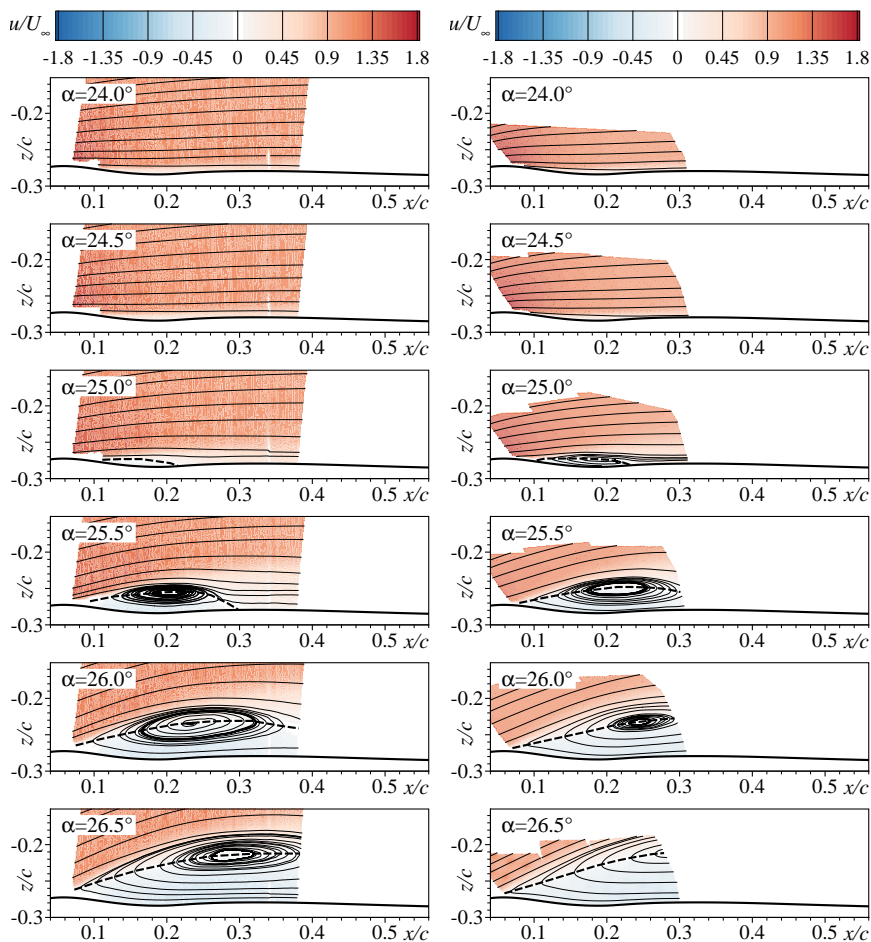
als im Experiment. Zum anderen weist die numerische Simulation eine gegenüber dem Experiment erhöhte Wachstumsrate im hohen Anstellwinkelbereich auf.

Eine Bewertung der Wachstumsraten in den gemessenen Druckverteilungen in Relation zu den Wandstromlinienverläufen wird erst in Kapitel 5.4 vorgenommen. Hierfür wird die Analyse der mittleren Geschwindigkeitsfelder aus den PIV-Messungen benötigt, die im Folgenden vorgestellt werden soll.

In den **Abbildungen 5.4 und 5.5** sind die gemittelten Geschwindigkeitsfelder aus konventionellen, stereoskopischen und zeitauflösenden PIV-Messungen für verschiedene Anstellwinkel dargestellt. Blaue Bereiche kennzeichnen hier Gebiete rückläufiger Strömung; gestrichelte, schwarze Linien kennzeichnen den Rand der turbulenten Ablöseblase. Die durchgezogenen, schwarzen Linien geben den Verlauf der Stromlinien in der Symmetrieebene der Durchflussgondel wieder. Beim Vergleich des Anstellwinkels für die einsetzende Strömungsablösung fällt auf, dass die zeitauflösenden PIV-Messungen einen Ablösebeginn bereits bei  $\alpha = 24.5^\circ$  aufweisen. Dieser Unterschied zu den konventionellen und stereoskopischen PIV-Messungen, die erst bei  $\alpha = 25.0^\circ$  ablösen, ist auf einen Wechsel in der Druckluftzufuhr für das wandnormale Ausblasen an der Position  $x/c = 0.004$  zurückzuführen. Nach Abbildung 4.2 musste für die Einleitung der Transition bei den TR-PIV-Messungen auf die Hausdruckluftzufuhr zurückgegriffen werden, deren Messkette im Gegensatz zur Messkette der PIV- und SPIV-Messungen kein Druckregelventil beinhaltet. Es ist demnach davon auszugehen gewesen, dass die zeitauflösenden PIV-Messungen u.U. etwas früher ablösen, da Druckschwankungen im System ungehindert die Druckluftleitungen passieren können. Die Entwicklung der turbulenten Ablöseblase in ihrem Wachstum wird hierdurch jedoch nicht verändert, und die Verschiebung des Ablösebeginns um  $0.5^\circ$  ist marginal. Die Vergleichbarkeit der einzelnen Messungen untereinander bleibt demnach erhalten.

Interessant sind die Ergebnisse der Reproduzierbarkeitsbetrachtungen. Während die zeitauflösenden PIV-Messungen mit unterschiedlicher Aufnahme Frequenz  $f_s$  trotz des fehlenden Druckregelventils eine ausgezeichnete Wiederholbarkeit demonstrieren, gibt es kleinere Abweichungen zwischen den Geschwindigkeitsfeldern der konventionellen und stereoskopischen Messungen. Die bei diesen Messungen angewandte Druckluftzufuhr hat nach Kapitel 4.1 ein Ventil zur Regelung des Drucks vorgesehen und hat in den im Vorfeld durchgeführten Vorversuchen stets eine tadellose Reproduzierbarkeit aufgewiesen. Die geringfügig abweichenden Abmaße der turbulenten Ablöseblase in den finalen Messungen konnten im Nachhinein auf einen bis dahin unbemerkten Defekt im Druckregelventil des Druckluftsystems zurückgeführt werden. Die Interpretierbarkeit der betroffenen PIV-Messungen wird hierdurch jedoch nicht eingeschränkt, da der Beginn der Strömungsablösung nicht verschoben wird und die wesentlichen Tendenzen des Blasenwachstums erhalten bleiben. Lediglich die Güte der Reproduzierbarkeit für die Strömungszustände in der PIV-Einbaulage muss anhand der zeitauflösenden PIV-Messungen beurteilt werden.

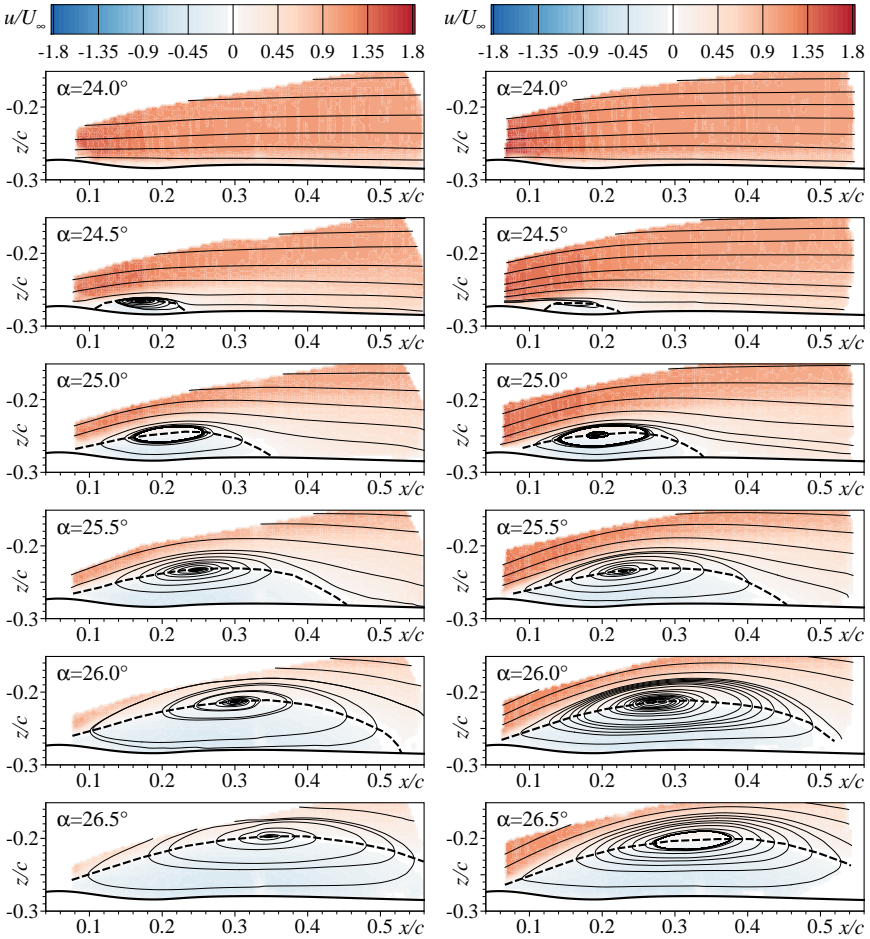




(a) Konventionelles PIV, Fenster-Korrelation

(b) SPIV, Fenster-Korrelation

**Abbildung 5.4:** Gemittelte Geschwindigkeitsfelder für die konventionellen und stereoskopischen PIV-Messungen,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .



(a) TR-PIV,  $f_s = 1$  kHz, Fenster-Korrelation

(b) TR-PIV,  $f_s = 2$  kHz, Fenster-Korrelation

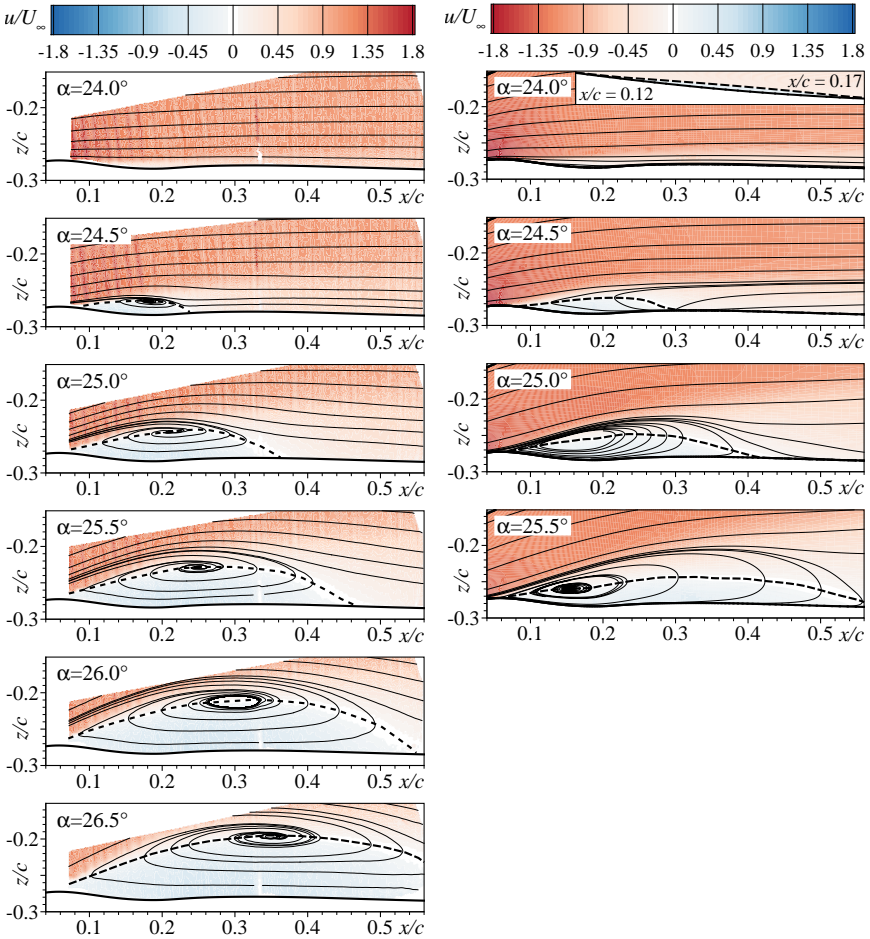
**Abbildung 5.5:** Gemittelte Geschwindigkeitsfelder für die zeitauflösenden PIV-Messungen,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

Bei den Betrachtungen der Reproduzierbarkeit ist es wichtig, dass bei der Mittelung der Geschwindigkeitsfelder auf eine ausreichende Anzahl instantaner Vektorfelder geachtet wird. Da die zeitauflösenden Messungen aufgrund der hohen Aufnahmezeiten keine gänzlich statistisch unabhängigen Vektorfelder hervorbringen, ist die Mittelung einer hohen Anzahl von ca. 7000 instantanen Geschwindigkeitsfeldern notwendig, um ein gleichbleibendes mittleres Ergebnis zu erzielen. So zeigt der Vergleich der Ablöseblasen des Anstellwinkels  $\alpha = 25.5^\circ$  in Abbildung 5.5 eine perfekte Übereinstimmung, da hier jeweils mehr als 8000 instantane Geschwindigkeitsfelder gemittelt wurden. Vergleicht man hingegen die Ergebnisse des Anstellwinkels  $\alpha = 24.5^\circ$ , so sieht man leichte Abweichungen, da hier weniger als 3000 Einzelfelder eingegangen sind. Von Bedeutung ist zudem auch die Steigerung des instationären Charakters der Einlaufströmung mit wachsendem Anstellwinkel. Untersucht man einen Anstellwinkel kurz vor dem Aufplatzen der turbulenten Ablöseblase, so ist hier mit einer größeren Fluktuationsbandbreite zu rechnen.

Das Wachstum der turbulenten Ablöseblase verläuft in den PIV-Messungen analog zu den Beobachtungen aus den Ölanstrichversuchen (vgl. Kapitel 4) etwas schneller als in den Wandstromlinienverläufen über den statischen Druckbohrungen. **Tabelle 5.1** fasst die in den Geschwindigkeitsfeldern detektierten Blasenabmessungen in Strömungs- und Wandnormalenrichtung für alle PIV-Messungen zusammen. Die Länge  $L_x$  der turbulenten Ablöseblase wächst nicht mit einer konstanten Rate, sondern die Ausbreitung verlangsamt sich je größer der Anstellwinkel wird. Für das Wachstum der Blasenlänge ist kein vergleichbarer, durchgängiger Trend zu beobachten, aber im Schnitt vergrößert sich die wandnormale Ausdehnung um ca. 9 mm für eine Anstellwinkelerhöhung von  $0.5^\circ$ . Die in der numerischen Auslegung vorhergesagte, sehr kleine Blasenlänge tritt im Windkanalversuch somit nicht auf, was den PIV-Messungen zugutekommt (vgl. Abb. 2.10).

Interessant ist auch die Abhängigkeit der Blasenlänge von der Auswertemethodik der PIV-Messungen. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse für Fenster- und Ensemble-Korrelation gegenüber gestellt, in denen die Ensemble-Korrelation tendenziell immer eine leicht größere Blasenlänge berechnet. Die Ursache hierfür sind die verhältnismäßig kleineren Auswertefenster (vgl. Tab. 3.6 und 3.7), die weniger Mittelungseffekte zulassen. Insgesamt führt die Auswertung nach beiden Methoden jedoch zu identischen Aussagen über die Entwicklung der turbulenten Ablöseblase im Einlauf.

Der Mittelungscharakter der Auswertefenster wird darüber hinaus auch in einem optischen Effekt deutlich, der dadurch entsteht, dass die Kamera bei den konventionellen und zeitauflösenden PIV-Messungen durch das verzerrende Plexiglas der Durchflussgondel hindurch aufnimmt. Während die SPIV-Ergebnisse einen kontinuierlichen Geschwindigkeitsverlauf aufweisen (s. Abb. 5.4(b)), zeigen die anderen Messungen horizontale Schwankungen in der Geschwindigkeitskomponente  $u/U_\infty$ , die parallel zur Symmetrieachse der Durchflussgondel verläuft. Besonders gut sind diese Schwankungen in der in **Abbildung 5.6(a)** dargestellten, zeitauflösenden PIV-Messung mit Ensemble-Korrelation zu sehen, da die kleinen Auswertefenster hier wiederum für wenig Mittelungseffekte sorgen. Die maximalen Geschwindigkeitsschwankungen auf einer horizontalen Linie betragen hier  $u/U_\infty = 0.32$ , bei der dazugehörigen Fenster-Korrelation in Abbildung 5.5(a) sind es hingegen nur  $u/U_\infty = 0.18$ .



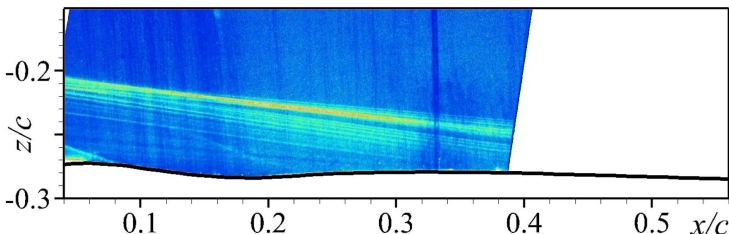
(a) TR-PIV,  $f_s = 1$  kHz, Ensemble-Korrelation

(b) Numerische Simulation

**Abbildung 5.6:** Vergleich der gemittelten Geschwindigkeitsfelder für zeitauflösende PIV-Messungen und numerische Simulation,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

Der optische Ursprung dieses Effekts folgt aus **Abbildung 5.7**, in der ein RMS-Bild aus 1000 Kameraaufnahmen des geseedeten Messbereichs dargestellt ist. Es sind vertikale Intensitätsbänder zu sehen, die sehr wahrscheinlich aus dem gewählten Vorschub des Drehprozesses herrühren. Eine Beeinflussung der Partikelbilder durch die am Kalibriergitter orientierte Entzerrung des Bildes ist auszuschließen, da die Intensitätslinien auch in den unbehandelten Originalaufnahmen zu beobachten sind. Der Intensitätsstreifen an der Stelle  $x/c = 0.334$  ist kein Bestandteil des Dreh- und Polierprozesses an der Durchflussgondel, sondern geht von einer Klebestelle im Plexiglas aus, an der zwei Materialblöcke zusammengefügt worden sind. In den Geschwindigkeitsfeldern äußert sich diese Stelle in einem Bereich fehlender Vektoren.

In **Abbildung 5.6(b)** sind schließlich noch die Geschwindigkeitsfelder in der Symmetrieebene der Durchflussgondel für die numerischen Berechnungen zum Vergleich aufgetragen. Der Ablösebeginn liegt wie schon bei den Druckverteilungen bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 24.0^\circ$ , und das Wachstum der Blasenlänge in Strömungsrichtung ist bis  $1^\circ$  nach Ablösebeginn der Wachstumsrate der PIV-Messungen sehr ähnlich. Ab  $\alpha = 25.5^\circ$  expandiert die turbulente Ablöseblase jedoch deutlich schneller in der numerischen Simulation. Hierbei ist auch zu berücksichtigen, dass die Wachstumsrate der PIV-Messungen geringfügig zu groß wiedergegeben wird. Die in Kapitel 3.3 gewählte, einheitliche Anstellwinkelkorrektur von  $1.5^\circ$  entspricht nicht exakt den Begebenheiten im Windkanalversuch, in dem eigentlich ein größerer Korrekturbetrag mit steigendem Anstellwinkel erforderlich ist. Die Ausdehnungsrate in den numerischen Simulationen ist demnach generell größer als in den Experimenten einzustufen. Die Höhe der turbulenten Ablöseblase ist in den numerischen Ergebnissen hingegen etwas kleiner als bei den PIV-Messungen. Ein weiterer Unterschied zwischen Experiment und numerischer Rechnung ist die Lage des Stromlinienzentrums in der Symmetrieebene. Während das Zentrum in den Experimenten kurz vor der Mitte der turbulenten Ablöseblase angeordnet ist, weisen die numerischen Geschwindigkeitsfelder eher ein Stromlinienzentrum im vorderen Viertel der Ablöseblase auf. Die grundsätzliche Topologie der abgelösten Strömung in der Symmetrieebene der Durchflussgondel wird von der numerischen Simulation jedoch sehr gut getroffen.

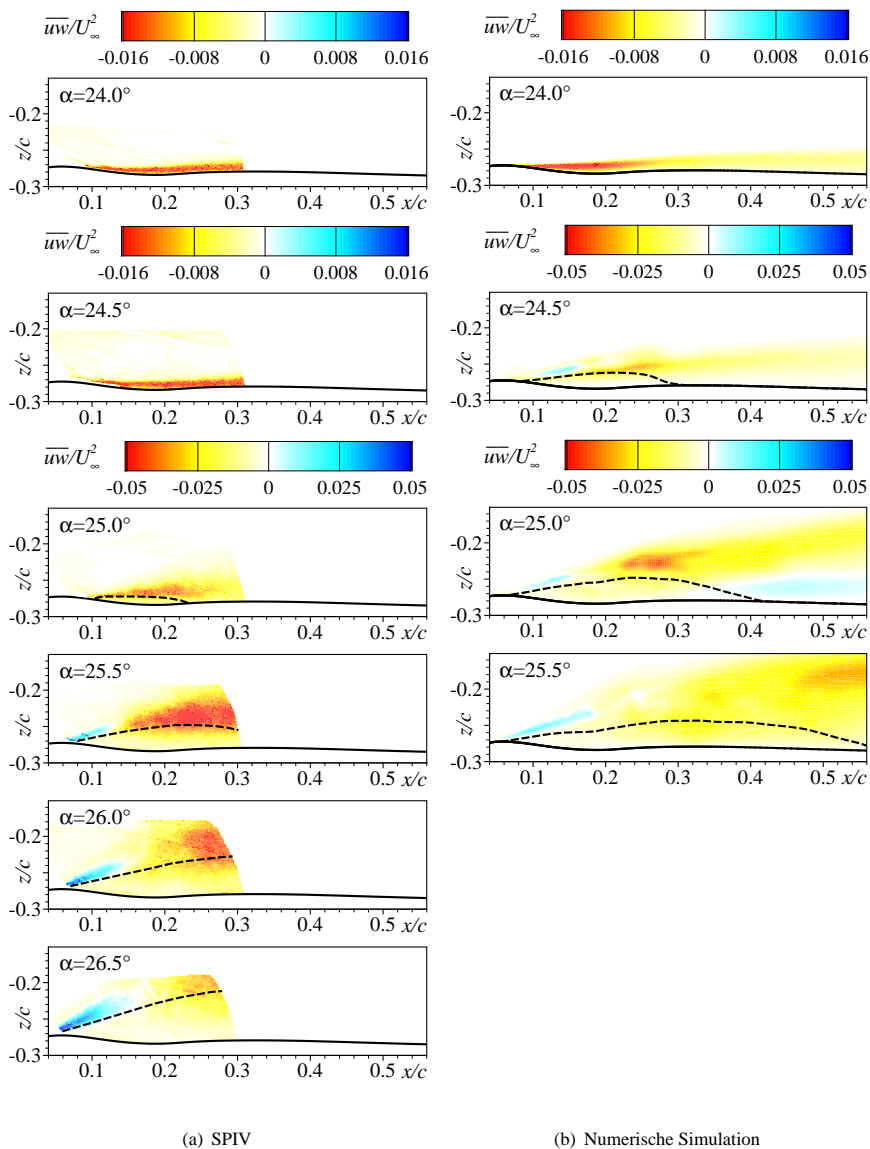


**Abbildung 5.7:** Optische Verzerrungen aufgrund des Blicks durch den Plexiglasmantel der Durchflussgondel am Beispiel einer RMS-Partikelbildaufnahme.

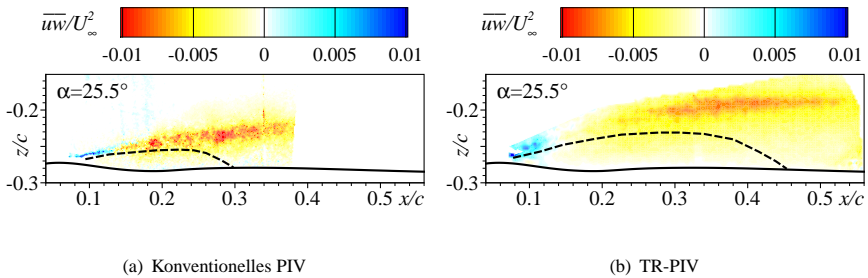
		$\alpha / ^\circ$	$x/c_{\text{Ablöselinie}}$	$x/c_{\text{Anlegelinie}}$	$L_x / \text{mm}$	$H_z / \text{mm}$
PIV	FK	24.5	—	—	—	—
		25.0	0.108	0.215	57	5
		25.5	<0.094	0.298	>107	15
		26.0	<0.073	>0.381	>162	27
		26.5	<0.072	>0.382	>163	37
PIV	EK	24.5	—	—	—	—
		25.0	0.105	0.216	58	5
		25.5	<0.087	0.300	>111	16
		26.0	<0.071	>0.381	>163	29
		26.5	<0.071	>0.383	>164	38
SPIV	FK	24.5	—	—	—	—
		25.0	0.102	0.233	69	6
		25.5	0.077	>0.301	>118	19
		26.0	<0.069	>0.301	>122	29
		26.5	<0.059	>0.301	>127	38
TR-PIV 1 kHz	FK	24.5	0.107	0.235	68	10
		25.0	<0.079	0.347	>141	20
		25.5	<0.076	0.454	>199	28
		26.0	<0.076	0.521	>234	38
		26.5	<0.076	>0.560	>255	45
TR-PIV 1 kHz	EK	24.5	0.085	0.239	82	11
		25.0	<0.073	0.363	>152	23
		25.5	<0.071	0.467	>208	28
		26.0	<0.071	0.550	>252	38
		26.5	<0.071	>0.560	>258	46
TR-PIV 2 kHz	FK	24.5	0.113	0.226	59	8
		25.0	<0.081	0.339	>136	20
		25.5	<0.069	0.454	>202	28
		26.0	<0.062	>0.516	>239	38
		26.5	<0.062	>0.542	>253	45
TR-PIV 2 kHz	EK	24.5	0.095	0.232	72	9
		25.0	0.062	0.349	151	21
		25.5	<0.058	0.467	>215	28
		26.0	<0.058	>0.528	>247	38
		26.5	<0.058	>0.543	>255	46

**Tabelle 5.1:** Ausdehnung der turbulenten Ablöseblase in Strömungs- und Wandnormalenrichtung für verschiedene PIV-Messungen.

Ein weiterer interessanter Aspekt der Einlaufströmung sind die Reynoldsspannungen in der Symmetrieebene der Durchflussgondel. **Abbildung 5.8** stellt die aus den stereoskopischen PIV-Messungen resultierenden Scherspannungen  $\overline{uw}/U_\infty^2$  im Vergleich zu den Scherspannungen der numerischen Simulation dar. Zu beachten sind die unterschiedlichen Skalen, die gewählt wurden, um sowohl anliegende als auch abgelöste Strömungszustände sichtbar machen zu können. Qualitativ zeigen Experiment und numerische Simulation einen ähnli-



**Abbildung 5.8:** Vergleich der Scherspannungen  $\overline{u'w'}/U_\infty^2$  für die stereoskopischen PIV-Messungen und die numerischen Berechnungen,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .



**Abbildung 5.9:** Scherspannungen  $\overline{uw}/U_\infty^2$  für die konventionellen und zeitauflösenden PIV-Messungen am Beispiel  $\alpha = 25.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

chen Spannungsverlauf, für den ein positiver Wertebereich zu Beginn der turbulenten Ablöseblase typisch ist. Wie zu erwarten sind im weiteren Verlauf der Scherschicht negative Scherspannungswerte zu beobachten, während die Spannungen im Fernfeld auf den Wert Null zurückgehen.

Unterschiede gibt es jedoch in den Beträgen der Reynoldsspannungen, die in der numerischen Berechnung bis zu einem Faktor 1.4 kleiner ausfallen als im Experiment. Die ermittelten Reynoldsspannungen der stereoskopischen PIV-Messung sind so einzuordnen, dass ihr Betrag durch den Mittelungseffekt über die Auswertefenster eher zu klein berechnet wird als zu groß. Eine Erhöhung der Reynoldsspannungen ist nur für eine Messung mit hohem Rauschanteil zu erwarten, was für die vorliegende Messung ausgeschlossen werden kann. Die numerische Simulation unterschätzt daher mit großer Wahrscheinlichkeit die realen Scherspannungen.

Ein positiver Spannungsbereich in Wandnähe hinter der turbulenten Ablöseblase wie er in den numerischen Ergebnissen für den Anstellwinkel  $\alpha = 25.0^\circ$  auftritt, konnte in den Ergebnissen der zeitauflösenden PIV-Messungen mit einem großen Messfenster für keinen Anstellwinkel gefunden werden (s. **Abb. 5.9(b)**). Dieser numerische Effekt scheint daher nicht strömungsmechanischer Natur zu sein. Auf eine ausführliche Darstellung aller auf den zeitauflösenden und konventionellen PIV-Messungen basierenden Reynoldsspannungen wird an dieser Stelle verzichtet, da die optischen Verzerrungen aufgrund des Blicks durch das Plexiglas zur Berechnung von zu kleinen Spannungsbeträgen führen. Die Spannungsbeträge der zeitauflösenden Messungen fallen hierbei noch geringer aus als bei den konventionellen PIV-Messungen, da Schwankungsgrößen unter 0.5 px durch den hier vorhandenen Peak-Locking Effekt zu Null gesetzt und die Reynoldsspannungen somit noch weiter reduziert werden (vgl. **Abb. 5.9**). Qualitative Aussagen über die Scherspannungen können demnach auf der Basis aller PIV-Messungen getroffen und zu einem einheitlichen Bild zusammen gefügt werden. Für quantitative Analysen bieten sich darüber hinaus die stereoskopischen PIV-Messungen an, da sie frei von optischen Effekten sind.



### 5.3 Volumetrische Charakterisierung der Ablöseblase

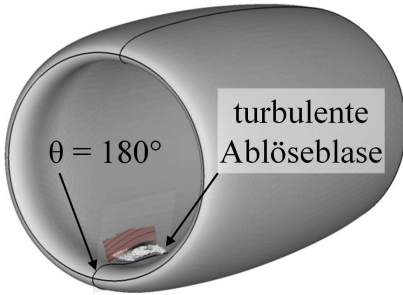
Um einen dreidimensionalen Eindruck der abgelösten Strömung im Einlauf zu erhalten, sind in dieser Arbeit tomographische PIV-Messungen durchgeführt worden. Der große Arbeitsabstand von ca. 1.2 m zwischen den Kameras und der Durchflussgondel (vgl. Tab. 3.7 in Kapitel 3.4) stellt hierbei eine Herausforderung dar, da tomographische Messungen bislang in der Literatur nur für kleinere Arbeitsabstände erfolgreich umgesetzt worden sind.

**Abbildung 5.10** zeigt die Ergebnisse der tomographischen PIV-Messungen in verschiedenen Ansichten für den Anstellwinkel  $\alpha = 25.5^\circ$ . In den Teilabbildungen (a) und (b) ist eine isometrische Ansicht der turbulenten Ablöseblase dargestellt, deren Begrenzung durch eine weiß markierte Isokonturfläche des Wertes  $u/U_\infty = 0$  definiert wird. Die Variable  $u$  bezeichnet erneut analog zu den vorausgegangenen Betrachtungen die Geschwindigkeitskomponente, die im kartesischen Koordinatensystem der Durchflussgondel (vgl. Abb. 3.4) parallel zur Symmetrieachse des Windkanalmodells verläuft. Da nur eine geringe Anzahl an instantanen Geschwindigkeitsfeldern (300 Stück) in das abgebildete mittlere Geschwindigkeitsfeld eingeht, verläuft die Isokonturfläche  $u/U_\infty = 0$  bei den tomographischen Messungen nicht so glatt wie die Isolinen der anderen PIV-Messungen. Die Mittelung einer größeren Anzahl an Momentaufnahmen ist aufgrund der großen Datenmengen und der langen Rechenzeiten mit derzeit aktuellen Auswerterechnern nicht sinnvoll.

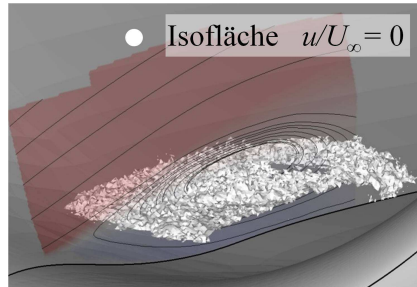
Das Messvolumen in Abbildung 5.10 erfasst einen Großteil der Ablöseblase und erstreckt sich nach der Beschneidung der intensitätsarmen Randbereiche über eine Breite von ca. 40 mm und eine Höhe von ca. 10 mm. Die Ausdehnung der turbulenten Ablöseblase in Strömungsrichtung liegt vollständig innerhalb des beleuchteten Volumens, das symmetrisch oberhalb des Schnittes  $\theta = 180^\circ$  angeordnet ist.

In Abbildung 5.10(c) ist die Isokonturfläche  $u/U_\infty = 0$  der tomographischen Messung in einer seitlichen Ansicht (weiß) zusammen mit der dazugehörigen stereoskopischen PIV-Messung in der Symmetrieebene der Durchflussgondel aufgetragen. Rote Bereiche bezeichnen hierbei eine stromab gerichtete Strömung, während die blauen Bereiche ein Indikator für eine rückläufige Strömung innerhalb der turbulenten Ablöseblase sind. Es ist zu erkennen, dass die Ergebnisse der SPIV- und Tomo-PIV-Messungen gut übereinstimmen und den Rand der turbulenten Ablöseblase an derselben Stelle detektieren. Der untere Rand des Messvolumens befindet sich etwas weniger als 5 mm über dem höchsten Punkt der Einlaufoberfläche, da ein direktes Auftreffen des Laservolumens auf die Plexiglasfläche im Hinblick auf Reflexionen vermieden werden musste.

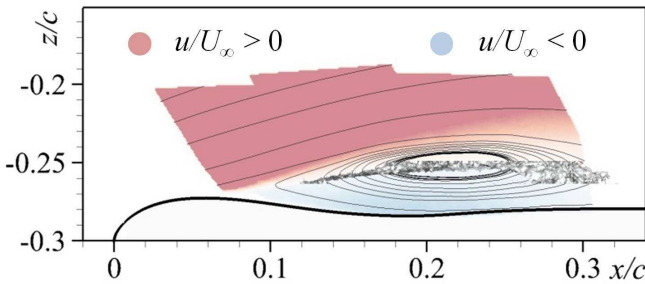
Abbildung 5.10(d) zeigt abschließend die Draufsicht der turbulenten Ablöseblase zusammen mit der Geschwindigkeitskomponente  $v/U_\infty$  in der Ebene  $z/c = -0.263$ . Die Variable  $v$  ist hierbei im kartesischen Koordinatensystem des Einlaufs definiert und verläuft bei einem Anstellwinkel von  $\alpha = 0^\circ$  in einer horizontalen Ebene quer zur Symmetrieachse der Durchflussgondel. In dieser Ansicht wird noch einmal deutlich, dass das Messvolumen in der Mitte der Ablöseblase liegt und dass die Ablöseblase an sich zumindest in dieser Höhe an ihrem stromab positionierten Ende spitzer zuläuft als an ihrem vorderen Ende. Die



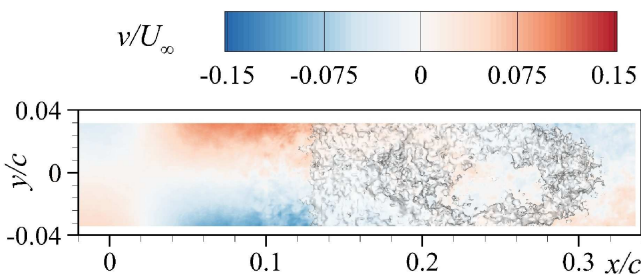
(a) Isometrische Ansicht im Überblick



(b) Isometrische Ansicht im Detail



(c) Seitenansicht: Isofläche  $u/U_\infty = 0$  der tomographischen Messung (weiß) im Vergleich zur SPIV-Messung in der Symmetrieebene (rot/blau)



(d) Draufsicht: Isofläche  $u/U_\infty = 0$  (weiß) und Geschwindigkeitsverteilung  $v/U_\infty$  der tomographischen PIV-Messung in der Ebene  $z/c = -0.263$

**Abbildung 5.10:** Volumetrische Darstellung der turbulenten Ablöseblase für  $\alpha = 25.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

Analyse der Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung ergibt, dass die Strömung vor der Gondel und bis kurz vor den engsten Querschnitt in Richtung der vertikalen Symmetrieebene abgelenkt wird. Danach richtet sie sich wieder nach außen, um schließlich hinter der turbulenten Ablöseblase wieder zusammenzulaufen. Dies steht in gutem Einklang mit den qualitativen Strömungsverläufen aus den numerischen Berechnungen in Kapitel 2, bei denen ein ähnliches Strömungsverhalten im überzogenen Einlauf beobachtet werden konnte (ohne Abbildung).

## 5.4 Bewertung

Im vorliegenden Kapitel ist die Topologie der abgelösten Strömung im Einlauf der Durchflussgondel in ihrem zeitlichen Mittel charakterisiert worden. Die turbulente Ablöseblase wächst mit steigendem Anstellwinkel in alle Raumrichtungen und platzt im untersuchten Anstellwinkelbereich bis  $\alpha = 26.5^\circ$  nicht auf. Während sich die Wachstumsrate der Ablöseblase in Umfangs- und Strömungsrichtung mit wachsendem Anstellwinkel immer mehr verkleinert, wächst die Höhe der Ablöseblase im Schnitt um die 9 mm bei einer Anstellwinkelhöhung von  $0.5^\circ$ .

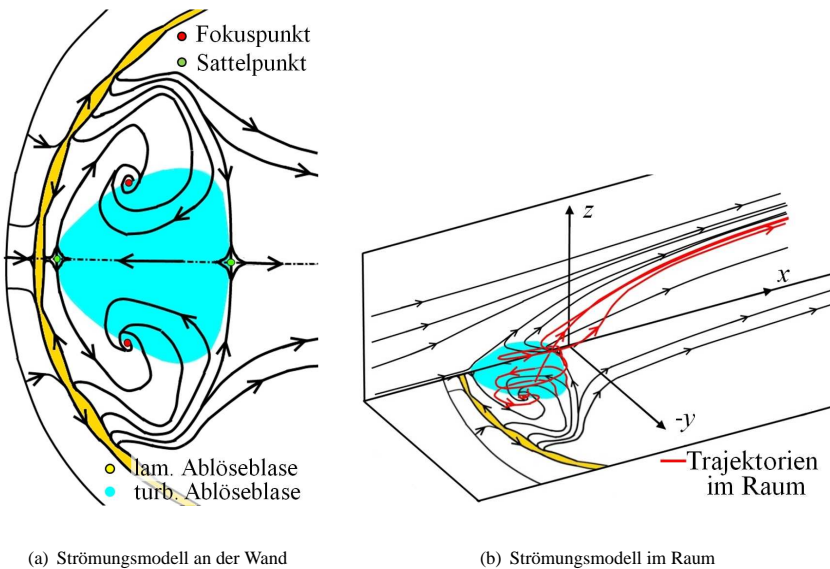
Der Vergleich zwischen Druckverteilungen (s. Abb. 5.3) und mittleren Geschwindigkeitsfeldern aus Experiment und Numerik (s. Abb. 5.6) erlaubt darüber hinaus einen interessanten Rückschluss auf die Zusammenhänge zwischen den einzelnen angewandten Messtechniken. So entspricht der Fortschritt des Blasenwachstums in den statischen Druckverteilungen in etwa der Wachstumsrate, die in den Wandstromlinienverläufen der PIV-Einbaulage visualisiert wird. Das Blasenwachstum in den Wandstromlinienbildern über den abgeklebten, statischen Druckbohrungen hingegen verläuft wesentlich langsamer. Somit ist erwiesen, dass ein Klebestreifen im experimentellen Aufbau nicht nur den Anstellwinkel des Ablösebeginns, sondern auch das Blasenwachstum beeinflusst. Es ergibt sich somit eine gute Übereinstimmung zwischen den Wandstromlinienverläufen in der PIV-Einbaulage, den statischen Druckmessungen und den PIV-Messungen in der Symmetrieebene der Durchflussgondel. Eine gleichbleibende Wachstumsrate der turbulenten Ablöseblase sowie ein geringer Versatz im Ablösebeginn von nur  $0.5^\circ$  garantieren eine gute Vergleichbarkeit der Ergebnisse untereinander und ergeben ein kongruentes Bild, das mit der numerischen Simulation verglichen werden kann. Die numerischen Berechnungen in PROBST (2013) sagen den Ablösebeginn in einem dem Experiment ähnlichen Anstellwinkelbereich voraus und weisen ein etwas stärkeres Blasenwachstum als in den Versuchen auf.

Weiterhin konnte die Reproduzierbarkeit der experimentellen Untersuchungen nachgewiesen werden und der Einfluss einer Abweichung zwischen Soll- und Istkontur auf die Druckverteilungen bestimmt werden. Die Auswirkungen der Konturabweichungen sind hierbei als unkritisch für die zu analysierenden Strömungszustände einzuordnen und ändern nichts an der Topologie der überzogenen Einlaufströmung.

Möglichkeiten und Grenzen der einzelnen PIV-Messaufbauten konnten in der Auswertung der Messdaten verdeutlicht werden. So zeichnen sich z.B. die konventionellen und zeitauflösenden PIV-Messungen durch einen einfachen experimentellen Aufbau aus und liefern

schnell und zuverlässig Informationen über die mittlere Größe der Ablöseblase in der Symmetrieebene. Aufgrund der optischen Effekte beim Blick durch das Plexiglas der Durchflussgondel wurden die Beträge der Geschwindigkeitsvektoren und Schwankungsgrößen jedoch stellenweise Änderungen unterzogen. Die stereoskopischen PIV-Messungen hingegen sind durch keinerlei optische Effekte beeinflusst worden und bieten daher eine gute Grundlage für die Ermittlung der Reynoldsspannungen.

Die Scherspannungen zeigen im Vergleich mit der numerischen Simulation einen gut übereinstimmenden Verlauf und ermöglichen aufgrund der hohen Messqualität eine Bewertung der numerisch ermittelten Spannungswerte, die kleiner als im Experiment ausfallen. Die tomographischen PIV-Messungen konnten schließlich die Messungen in der Symmetrieebene der Durchflussgondel abrunden und haben eine volumetrische Sicht auf die turbulente Ablöseblase ermöglicht. Die Ergebnisse stehen in gutem Einklang mit den zweidimensionalen Messungen und konnten der Herausforderung eines großen Arbeitsabstandes von ca. 1.2 m gerecht werden.



**Abbildung 5.11:** Modellvorstellung für die abgelöste Strömung im Einlauf der Durchflussgondel.

Führt man alle Ergebnisse dieses Kapitels zusammen, so kann eine Modellvorstellung für die abgelöste Strömung im Einlauf der Durchflussgondel abgeleitet werden.

**Abbildung 5.11(a)** zeigt das Modell der Einlaufströmung an der Oberfläche des Einlaufs; **Abbildung 5.11(b)** in einer isometrischen Ansicht im Raum. Charakteristisch für die Experimente dieser Arbeit ist zunächst eine schmale, laminare Ablöseblase nahe der Vorderkante (gelb markiert), die mit steigendem Anstellwinkel stromauf wandert und ihre Breite in Strömungsrichtung allmählich reduziert. Stromab der laminaren Ablöseblase bildet sich die turbulente Ablöseblase (blau markiert) aus, die in ihrem Wandstromlinienverlauf durch ein Eulenaugenpaar gekennzeichnet wird. In der theoretischen Literatur wird diese Anordnung auch als symmetrisches Eulenaugenpaar 5. Ordnung bezeichnet (vgl. PERRY und CHONG (1986)). Auf der Begrenzungslinie der turbulenten Ablöseblase befinden sich stets zwei Sattel- (grün markiert) sowie zwei Fokuspunkte (rot markiert) der Strömung.

In **Abbildung 5.11(b)** sind zusätzlich zu einer Hälfte der Wandstromlinien auch die Stromlinien in der Symmetrieebene ( $xz$ -Ebene) der Durchflussgondel dargestellt. Analog zu den Begebenheiten an der Modelloberfläche ist im Bereich der turbulenten Ablöseblase eine rückläufige Strömung zu beobachten. Die rot markierten Linien bezeichnen schließlich Trajektorien im Raum, die von den Fokuspunkten auf der Oberfläche ausgehen. Es handelt sich hierbei um einen Längswirbelzopf, der seitlich versetzt zur Symmetrieebene mit der Strömung abschwimmt. Somit ergibt sich eine Modellvorstellung, die mit den Untersuchungen von ERBSLÖH und CROWTHER (2005) und ATHAYDE und HYNES (2007) in gutem Einklang stehen.



# 6 Dynamik des Wirbelabwerfens

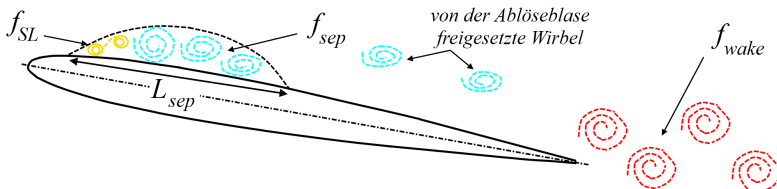
## 6.1 Frequenzanalyse

### 6.1.1 Grundlagen

Nachdem die Topologie der abgelösten Strömung im Einlauf in Kapitel 5 charakterisiert worden ist, soll nun ergänzend das dynamische Verhalten der instationären Strömung auf der Basis von zeitauflösenden Druck- und PIV-Messungen untersucht werden. Nach MITTAL und KOTAPATI (2005) weist eine abgelöste Strömung mit einer wiederanlegenden Ablöseblase drei natürliche Frequenzen auf, die in **Abbildung 6.1** am Beispiel eines Tragflügels dargestellt sind. Die erste Frequenz wird als charakteristische Frequenz des Nachlaufs  $f_{wake}$  bezeichnet und tritt auch bei anliegender Strömung auf. Die zweite Frequenz ist die natürliche Wirbelaufrollfrequenz  $f_{SL}$  der Scherschicht, die auf die Kelvin-Helmholtz-Instabilität der abgelösten Grenzschicht zurückgeführt werden kann. HO und HUERRE (1984) beschreiben für homogene, inkompressible und zweidimensionale Scherschichten eine natürliche Frequenz  $f_{SL}$ , die mit der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{U}_{SL}$  innerhalb der Scherschicht sowie mit dem Kehrwert der Impulsverlustdicke  $\delta_2$  am Ort der Ablösung skaliert:

$$f_{SL} \approx \frac{0.032 \cdot \bar{U}_{SL}}{\delta_2} \tag{6.1}$$

Die dritte Frequenz  $f_{sep}$  gibt an, wie häufig Wirbel von einer Ablöseblase an sich abgeworfen werden. Da es die Strömung innerhalb der räumlich begrenzten Ablöseblase wegen ihres Unterschallcharakters erlaubt, dass sich Störungen stromauf ausbreiten, werden die Stabilitätseigenschaften der Scherschicht verändert. Aufgrund von subharmonischen Resonanzen



**Abbildung 6.1:** Charakterisierung möglicher Frequenzen in der abgelösten Strömung (adaptiert von MITTAL und KOTAPATI (2005)).

passt sich daher die natürliche Scherschicht-Frequenz der charakteristischen Frequenz des Wirbelabwerfens an der turbulenten Ablöseblase an. MITTAL und KOTAPATI (2005) berichten von einer Proportionalität der Wirbelabwerffrequenz  $f_{sep}$  zum Quotienten aus Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  und der Länge der Ablöseblase  $L_{sep}$  und finden in experimentellen Untersuchungen einen quantitativen Zusammenhang:

$$f_{sep} \approx \frac{0.54 \cdot U_\infty}{L_{sep}} \quad (6.2)$$

Die Nachlauffrequenz  $f_{wake}$  ist darüber hinaus proportional zum Quotienten aus Anströmgeschwindigkeit  $U_\infty$  und der Breite des Nachlaufs  $W_{wake}$  und charakterisiert eine Kármánsche Wirbelstraße. Die Instabilität an dieser Stelle ist global und führt dazu, dass die Strömung bestrebt ist, in einen neuen, stabilen Zustand überzugehen, der hier aus einer selbsterregten Schwingung besteht. Die Frequenz  $f_{wake}$  zeigt generell kleinere Beträge als  $f_{sep}$  auf, und der Betrag der Strouhalzahl  $Sr$  in Gleichung 6.3 ist neben der Reynoldszahl vor allem abhängig von der Geometrie des umströmten Körpers:

$$f_{wake} \approx \frac{Sr \cdot U_\infty}{W_{wake}} \quad (6.3)$$

Da die abgelöste Strömung durch die nichtlineare Wechselwirkung zwischen allen auftretenden Instabilitäten bestimmt wird, ist bei einer Frequenzanalyse nicht mit einer einzigen klar herausstechenden charakteristischen Frequenz zu rechnen. Vielmehr werden in Experimenten etwas breitere, hügelartige Bereiche dominanter Frequenzen beobachtet (vgl. TIAN und CATTAFESTA (2006)).

### 6.1.2 Auswertemethodik

Durch die Überführung des instationären Messsignals vom Zeit- in den Frequenzbereich können Rückschlüsse auf charakteristische Frequenzen in der Strömung gezogen werden, wobei in der Literatur hierfür verschiedene Analysemethoden aufzufinden sind. Die Auswertung der instationären Zeitsignale in dieser Arbeit erfolgt nach der Methode von P.D. Welch (WELCH (1967), OPPENHEIM und SCHAFFER (1975)) in einer MATLAB-Routine, bei der ein Autoleistungsspektrum über die Anwendung der Schnellen (Fast) Fourier Transformation (FFT) berechnet wird.

Ausgangspunkt der Signalanalyse ist die Digitalisierung des analogen Messsignals. Die Samplingfrequenz  $f_s$  gibt an, in welchen diskreten Zeitabständen  $\Delta t = 1/f_s$  das kontinuierliche Zeitsignal abgetastet wird. Gemäß dem Nyquist-Theorem können so nur Frequenzen eindeutig bestimmt werden, die kleiner sind als die halbe Aufnahme Frequenz  $f_s$ . Weist das Messsignal jedoch Frequenzen oberhalb der Nyquist-Frequenz auf, so werden diese als niedrige Frequenzen interpretiert und verfälschen die Spektralanalyse. Dieser Effekt wird als Ali-



asing bezeichnet und kann in den Experimenten vor der Digitalisierung durch das Setzen eines Tiefpassfilters mit der Nyquist-Frequenz vermieden werden (NITSCHKE und BRUNN (2006)). In der Praxis wird die Abtastfrequenz in der Regel zusätzlich noch etwas größer als die oben angeführte Nyquist-Frequenz gewählt, da das Nyquist-Theorem nur unter der Voraussetzung eines unendlich langen, stetigen und beliebig oft differenzierbaren Signals seine Gültigkeit besitzt. Reale Messsignale verfügen über eine in der Zeit endliche Anzahl an Samples und können somit nicht bandbegrenzt sein. Stattdessen weisen sie ein unendlich breites Spektrum auf, was im Randbereich zu einer Überlappung benachbarter Spektren und folglich zu einer Verringerung der auflösbaren Frequenzen führt.

Eine genaue Auflösung der Signalamplitude wird durch einen Transientenrekorder mit möglichst hoher Speichertiefe erreicht. Ein Verstärker ermöglicht die Anpassung der gemessenen Amplitude an den Messbereich des Transientenrekorders (vgl. Kapitel 3). In technischen Anwendungen wird das kontinuierliche Signal somit an insgesamt  $N$  diskreten Zeitpunkten zwischen  $t_0 = 0$  und  $t_{N-1} = T$  abgetastet. Grundlage der instationären Druckmessungen sind die reinen Schwankungsanteile des Drucksignals (Subtraktion des Mittelwertes). Bei den PIV-Messungen werden die Schwankungsanteile  $u'$  der Geschwindigkeitskomponente in Symmetrieachsenrichtung der Durchflussgondel für die spektralen Untersuchungen herangezogen.

Bei der Signalanalyse nach Welch wird das diskrete Zeitsignal in  $K$  einzelne Segmente unterteilt, die jeweils  $L$  Messwerte enthalten. Um später die die Rechenzeit betreffenden Vorzüge der Schnellen Fourier Transformation nutzen zu können, muss die Zahl  $L$  einer 2er-Potenz entsprechen. In den Auswertungen dieser Arbeit wird eine Segmentlänge von 1024 Messwerten bei den PIV-Messungen und eine Segmentlänge von 8192 Werten bei den Druckmessungen verwendet. Mit den jeweiligen Aufnahmezeiten von 1 kHz (PIV-Messung) und 6 kHz (Druckmessung) ergibt sich somit ein ähnlicher Messzeitraum von 1.02 s (PIV-Messung) bzw. 1.37 s (Druckmessung) für die einzelnen Datensegmente. Die Begrenzung des Messsignals auf endliche Datensegmente hat zum Nachteil, dass der sogenannte Leakage-Effekt auftritt, bei dem Frequenzanteile im Spektrum vorhanden sind, die bei einem unendlich langen Messsignal nicht vorkommen würden. Die Folge sind verschmierte Frequenzspitzen sowie Sprünge an Anfang und Ende des Messsegments. Eine Linderung des Problems ermöglicht hier die Wichtung der Datensequenz  $X_k$  mit einer Fensterfunktion  $W$ , deren Werte zum Rand des betrachteten Messsegments hin auf den Wert Null abfallen. Das Fenster fungiert somit als eine Art Bandfilter, so dass Informationen an den Rändern des Messsignals verloren gehen. Um diesen nachteiligen Effekt abzumildern, definiert Welch überlappende Datensegmente. In dieser Arbeit wird als Wichtungsfunktion ein Hanning-Fenster (vgl. Glg. 6.4) genutzt. Als Überlappungsfaktor dient ein Wert von 50% bei den PIV-Messungen, während bei den Druckmessungen auf eine Überlappung verzichtet wird, da eine ausreichend große Datenmenge zur Verfügung steht.

$$W(j) = 0.5 \left( 1 - \cos \left( \frac{2\pi j}{L-1} \right) \right), \quad 0 \leq j \leq L-1 \quad (6.4)$$

Die diskreten Fouriertransformierten  $A_k(n)$  werden für die gewichteten Datensegmente nach Gleichung 6.5 berechnet:

$$A_k(n) = \frac{1}{L} \sum_{j=0}^{L-1} X_k(j) \cdot W(j) \cdot e^{-\frac{2kijn}{L}} \quad (6.5)$$

$$\text{mit } i = (-1)^{\frac{1}{2}} \quad \text{und} \quad f_n = \frac{n}{L}, \quad n = 0, \dots, L/2$$

$j$  bezeichnet hierbei die Zählvariable des aktuellen Messwertes,  $n$  die Zählvariable der diskreten Frequenzen und  $k$  die Zählvariable des aktuellen Datensegments.

Die einseitigen Autoleistungsspektren  $I_k$  ergeben sich mit dem Normalisierungsfaktor  $U$  zu

$$I_k(f_n) = \frac{L}{U} |A_k(n)|^2, \quad k = 1, 2, \dots, K \quad (6.6)$$

$$\text{mit } U = \frac{1}{L} \sum_{j=0}^{L-1} W^2(j)$$

Durch die Betragsbildung und die Quadratur in Gleichung 6.6 geht der imaginäre Anteil in  $A_k(n)$  verloren, so dass eine Rückführung in den Zeitbereich aus dem Autoleistungsspektrum nicht möglich ist. Der Vorteil dieser Art der Spektralbildung liegt jedoch in der stärkeren Gewichtung der charakteristischen Frequenzen gegenüber den zufälligen Rauschanteilen (BENDAT und PIERSOL (2000)). Eine zusätzliche Glättung des spektralen Verlaufes wird zudem dadurch erreicht, dass die Spektren der einzelnen Datensegmente abschließend noch gemittelt werden:

$$\hat{P}(f_n) = \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K I_k(f_n) \quad (6.7)$$

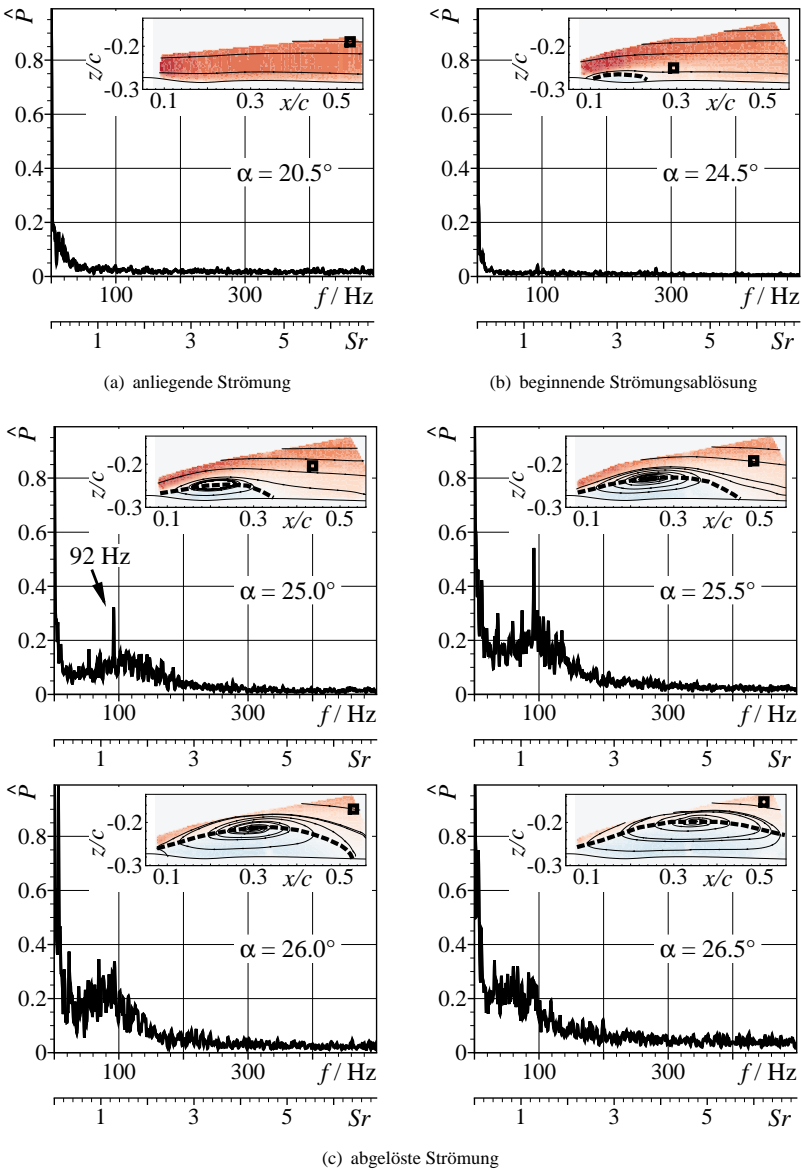
Im Falle der instationären Druckmessungen werden jeweils 500 Einzelspektren gemittelt; bei den Auswertungen der PIV-Datensätze je nach Anzahl der vorhandenen Vektorfelder 11 bis 17 Einzelspektren. Um die Güte der Spektren in den PIV-Messungen noch weiter zu erhöhen, werden die Spektren dreier benachbarter Positionen im Vektorfeld zusammengefasst und die Anzahl der Einzelspektren somit auf 33 bis 51 erhöht. Die finalen, gemittelten Spektralverläufe werden anschließend noch mit der maximalen Amplitude des größten Anstellwinkels einheitlich normiert. Die Auflösung im Frequenzbereich  $\Delta f = f_s/N$  ist bei der Methode nach Welch abhängig von der Aufnahme Frequenz  $f_s$  und der Gesamtanzahl der Messwerte  $N$ .

### 6.1.3 Charakteristische Frequenzen in der Symmetrieebene

In **Abbildung 6.2** sind die auf den zeitauflösenden PIV-Messungen ( $f_s = 1 \text{ kHz}$ ) basierenden, gemittelten Autoleistungsspektren  $\hat{P}$  für verschiedene Anstellwinkel dargestellt. Die Auflösung im Frequenzbereich beträgt  $\Delta f = 0.24 \text{ Hz}$ , und die schwarzen Quadrate kennzeichnen die Orte in der Symmetrieebene, an denen die Schwankungsanteile  $u'$  des Geschwindigkeitsvektors analysiert worden sind. Für die Anstellwinkel mit vorhandener Strömungsablösung wurde hierfür stets ein Punkt in der Scherschicht hinter der turbulenten Ablöseblase gewählt. Zusätzlich zu den eigentlichen Frequenzen werden in **Abbildung 6.2** noch die dazugehörigen auf die Gondellänge und die Anströmgeschwindigkeit bezogenen Strouhalzahlen  $St$  mit aufgetragen (vgl. Glg. 1.2).

**Abbildung 6.2(a)** zeigt das Frequenzspektrum für einen anliegenden Strömungszustand, in dem keinerlei dominante Frequenzen zu beobachten sind. Auch der Anstellwinkel der beginnenden Strömungsablösung bringt noch keine charakteristischen Frequenzen hervor (s. **Abb. 6.2(b)**). Geht man jedoch über zu höheren Anstellwinkeln mit einer deutlich ausgebildeten, turbulenten Ablöseblase (s. **Abb. 6.2(c)**), so kann man ein Anheben der Frequenzen im Bereich unter  $200 \text{ Hz}$  erkennen. Wie von einer turbulenten Strömung zu erwarten, bildet sich keine scharf abgegrenzte Einzelfrequenz als dominante Frequenz aus, sondern eher ein hügelartiges Anheben der Frequenzen mit einem Maximum an einer bestimmten Stelle. Die hohe Amplitude an der Stelle  $f = 92 \text{ Hz}$  ist hierbei zu vernachlässigen, da sie die Schaufelwechselfrequenz des Windkanalgebläses wiedergibt (vgl. Kapitel 3.1). Der Vergleich der Anstellwinkel von  $\alpha = 25.0^\circ$  bis  $\alpha = 26.5^\circ$  zeigt, dass sich das Maximum des dominanten Frequenzhügels mit steigendem Anstellwinkel in Richtung kleinerer Frequenzen bewegt. Dies steht in gutem Einklang mit Gleichung 6.2, bei der größere Ablöseblasenlängen  $L_{sep}$  zu kleineren charakteristischen Frequenzen führen. Eine Auswertung von Gleichung 6.2 für den Anstellwinkel  $\alpha = 25.5^\circ$  mit  $U_\infty = 38 \text{ m/s}$  und  $L_{sep} = 210 \text{ mm}$  ergibt eine Frequenz des Wirbelabwerfens von  $98 \text{ Hz}$ , die so auch im gemessenen Spektrum dieses Anstellwinkels als Maximum des Frequenzhügels wieder gefunden werden kann.

Der zeitliche Auftrag der aus jeweils 1024 Messwerten berechneten Einzelspektren in **Abbildung 6.3** unterstreicht noch einmal die Aussage, dass es sich hier um kein streng periodisches Wirbelabwerfen handelt, da keine über die Zeit konstanten, durchgängigen Linien sichtbar sind. Vielmehr führt das Auftreten von kohärenten Wirbelpaketen in ungleichmäßigen Abständen zum punktweisen Hervorheben unterschiedlicher Frequenzen im Bereich um  $98 \text{ Hz}$  herum. Die variierenden Abstände zwischen den einzelnen Wirbelstrukturen können auch in den instantanen Geschwindigkeitsfeldern der PIV-Messungen beobachtet werden. **Abbildung 6.4** zeigt die gelb markierten Positionen von im Uhrzeigersinn drehenden Wirbelstrukturen innerhalb der Scherschicht eines instantanen Vektorfeldes für den Anstellwinkel  $\alpha = 25.5^\circ$ . Damit die Wirbelstrukturen besser zu erkennen sind, ist nur die Abweichung des Geschwindigkeitsfeldes vom mittleren Feld dargestellt, d.h. die momentanen turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen. Blaue Bereiche kennzeichnen somit eine relative Verlangsamung der Strömung in Richtung der Gondelsymmetrieachse, während die Strömung in den roten Bereichen durch die Wirbelstrukturen beschleunigt ist. Eine Abschät-



**Abbildung 6.2:** Normiertes Autoleistungsspektrum für die Geschwindigkeitsfelder der TR-PIV-Messungen,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

zung der charakteristischen Frequenzen kann nun ebenfalls über die Konvektionsgeschwindigkeit  $u_c$  der Wirbel im Koordinatensystem der Durchflussgondel und deren Abstände  $d$  zueinander erfolgen:

$$f_{sep} = \frac{u_c}{d} \quad (6.8)$$

Die Konvektionsgeschwindigkeit der Wirbel ist hierbei den gemittelten Geschwindigkeitsfeldern am Ort des jeweiligen Wirbelzentrums zu entnehmen. Die Untersuchung mehrerer instantaner Vektorfelder auf diese Art und Weise hat dominante Frequenzen im Bereich von 50 Hz bis 200 Hz hervorgebracht, was gut mit den Ergebnissen in Abbildung 6.2 übereinstimmt.

Bei der Betrachtung der instantanen Vektorfelder fällt weiterhin auf, dass unterhalb der Scherschicht weitaus seltener Wirbelstrukturen zu erkennen sind, die zumeist geringere Durchmesser haben und in entgegengesetzte Richtung drehen (s. Abb. 6.4 bei  $x/c = 0.25$  und  $z/c = -0.27$ ). Diesen Wirbeln gemeinsam ist, dass sie alle das Bestreben haben, nach oben hin abzufließen, so dass in Wandnähe hinter der Ablöseblase in der Regel keine Wirbelstrukturen zu erkennen sind. **Abbildung 6.5** spiegelt dieses Verhalten wider, indem die maximalen Frequenzen des mittleren Spektrums für jeden Ort in der Symmetrieebene aufgetragen werden. Frequenzen unterhalb von 18 Hz werden hierbei vernachlässigt. Es ist deutlich zu sehen, dass die Maximalfrequenzen im Bereich der Scherschicht um die 98 Hz herum liegen, während unterhalb der Scherschicht maximale Werte im Bereich von 20 Hz bis 60 Hz detektiert werden. Die roten Bereiche in Wandnähe sind auf Fehlvektoren bzw. die Klebestelle bei  $x/c = 0.334$  zurückzuführen. Ebenso ist zu beachten, dass die Geschwindigkeitsschwankungen  $u'$  an der Wand auf den Wert Null hin abfallen, so dass eine Spektralanalyse auf der Basis von PIV-Messungen in der Grenzschicht nur bedingt möglich ist. Vergleichbare Ergebnisse konnten auch aus den zeitauflösenden PIV-Messungen mit einer Aufnahmefrequenz von 2 kHz gewonnen werden, so dass die Reproduzierbarkeit der spektralen Analyse gewährleistet ist.

Bevor die Autoleistungsspektren der instationären Druckmessungen interpretiert werden können, muss zunächst eindeutig geklärt werden, was für ein Strömungszustand bei welchem Anstellwinkel vorliegt. In den Ölanstrichbildern der Abbildung 4.11 ist bereits ein Ablösebeginn für den Anstellwinkel  $\alpha = 24.5^\circ$  sowie eine Vorderkantenablösung ohne späteres Wiederanlegen der Strömung für  $\alpha = 26.5^\circ$  vorhergesagt worden. Da bei diesen Untersuchungen die Messstellen der instationären Druckaufnehmer mit einem  $60 \mu\text{m}$  dicken und  $15 \text{ mm}$  breiten Klebeband geschützt wurden, muss davon ausgegangen werden, dass sich der Ablösebeginn ohne das Klebeband analog zu den Betrachtungen der statischen Druckmessungen wieder zu höheren Anstellwinkeln hin verschieben wird (vgl. Kapitel 4.2.2).

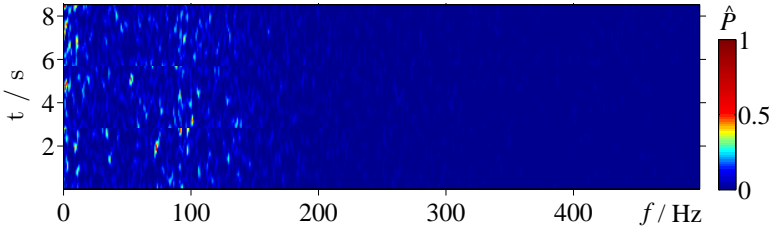


Abbildung 6.3: Zeitliche Entwicklung der Spektralverläufe für  $\alpha = 25.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

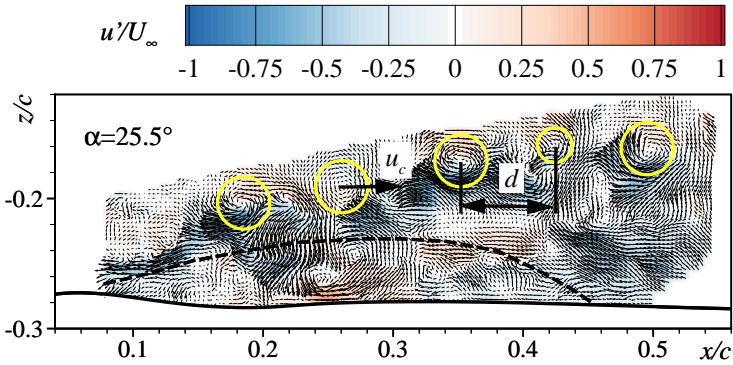


Abbildung 6.4: Instantanes Vektorfeld der zeitauflösenden PIV-Messungen mit eingezeichneten Wirbeln,  $\alpha = 25.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

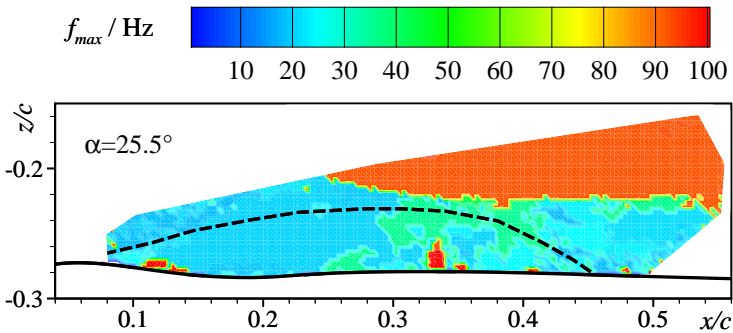


Abbildung 6.5: Flächenhafte Verteilung der maximalen Frequenzen für  $\alpha = 25.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

**Abbildung 6.6** zeigt eine Analyse der statistischen Größen Standardabweichung  $STD$ , Schiefe  $SK$  und Flachheit  $KU$  für die instationären Drucksignale an allen verfügbaren axialen Positionen in normierter Form:

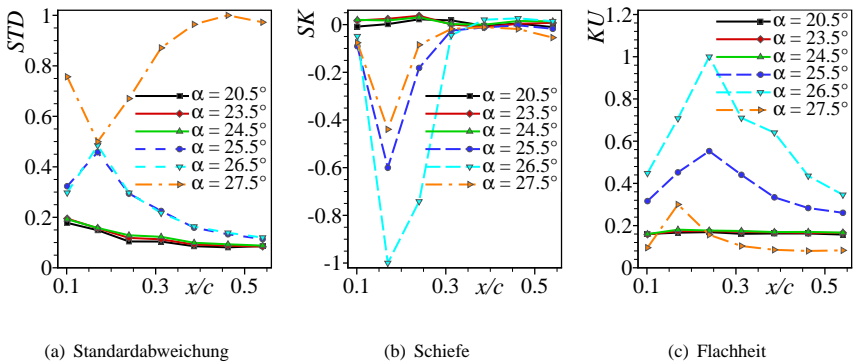
$$STD(p) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (p_n - \bar{p})^2} \quad \text{mit} \quad \bar{p} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N p_n \quad (6.9)$$

$$SK(p) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (p_n - \bar{p})^3}{STD(p)^3} \quad (6.10)$$

$$KU(p) = \frac{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (p_n - \bar{p})^4}{STD(p)^4} \quad (6.11)$$

Während die Standardabweichung (Teilabbildung (a)) bis zu einem Anstellwinkel von  $\alpha = 24.5^\circ$  niedrige und über alle axialen Positionen gleichbleibende Werte aufweist, wachsen die Beträge für höhere Anstellwinkel sprunghaft an. Bei den Anstellwinkeln  $\alpha = 25.5^\circ$  und  $\alpha = 26.5^\circ$  scheinen die vordersten drei Druckaufnehmer bis  $x/c = 0.24$  im Bereich einer turbulenten Ablöseblase zu liegen, da die Standardabweichung hier höher ist als bei den stromab liegenden Druckaufnehmern. Für  $\alpha = 27.5^\circ$  steigt die Standardabweichung auf insgesamt noch höhere Werte und zeigt stromab keinen Rückgang der Schwankungen mehr. Dies kann so gedeutet werden, dass hier bereits eine Vorderkantenablösung ohne ein erneutes Anlegen der Strömung auftritt. Schiefe und Kurtosis in den Teilabbildungen (b) und (c) lassen ähnliche Schlüsse zu. Die Schiefe schwankt für die anliegende Strömung um den Wert Null und zeigt negative Werte für den Bereich rückläufiger Strömung. Die Flachheit hingegen ist für die anliegende Strömung auf einem gleichbleibend niedrigen Niveau und lässt im Bereich der turbulenten Ablöseblase einen starken Anstieg in den positiven Wertebereich erkennen. Die Schiefe ist ein Maß für die Symmetrie der Datenverteilung und drückt durch ihren negativen Wert aus, dass im Bereich der Ablöseblase häufiger Werte zu beobachten sind, die größer sind als der Mittelwert. Die erhöhten positiven Werte der Flachheit deuten darauf hin, dass die Datenverteilung in der abgelösten Strömung nicht gleichmäßig streut, sondern, dass die Streuung eher aus extremen und seltenen Ereignissen resultiert.

Die Verläufe des Anstellwinkels  $\alpha = 27.5^\circ$  setzen sowohl bei Schiefe als auch bei Flachheit den beschriebenen Trend der abgelösten Strömung nicht fort, sondern nehmen als Vorderkantenablösung wiederum eine Sonderstellung ein. Die leicht erhöhten Standardabweichungswerte bei  $x/c = 0.10$  und  $x/c = 0.17$  in der anliegenden Strömung verdeutlichen darüber hinaus, wie wichtig ein wandbündiger Einbau der Druckaufnehmer ist, da die Hülsen dieser beiden Druckaufnehmer im Gegensatz zu den anderen Sensoren Sprünge in der Kontur aufweisen. Die statistische Analyse hat somit gezeigt, dass der Ablösebeginn gegenüber den Ölstrichversuchen um  $1^\circ$  zu höheren Anstellwinkeln verschoben ist. Ebenso verlagert sich der Anstellwinkel der Vorderkantenablösung um  $1^\circ$  zu höheren Werten hin.

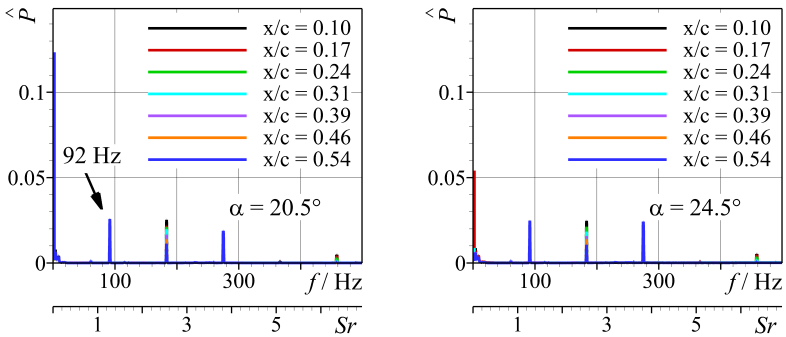


**Abbildung 6.6:** Statistische Analyse der instationären Druckinformationen in normierter Form,  $Re = 11.2 \times 10^6$ .

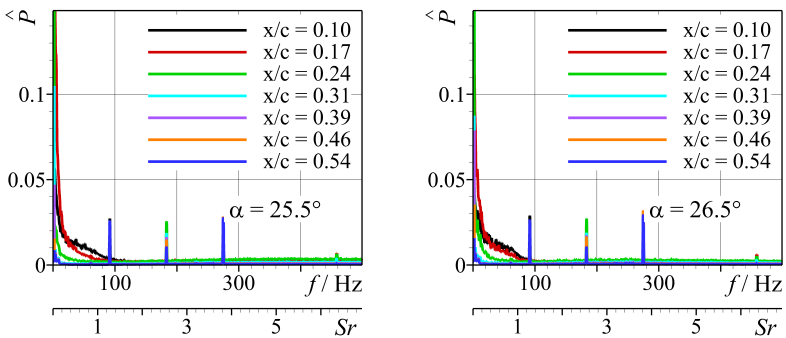
In **Abbildung 6.7** sind schließlich die Autoleistungsspektren für alle wandbündigen Druckaufnehmer im Anstellwinkelbereich von  $\alpha = 20.5^\circ$  bis  $\alpha = 27.5^\circ$  dargestellt. Die Auflösung im Frequenzbereich beträgt hier  $\Delta f = 0.0015 \text{ Hz}$ , und die Frequenzen werden erneut um die dimensionslose Auftragung mit der Strouhalzahl ergänzt. Die anliegende Strömung in **Abbildung 6.7(a)** weist an der Wand keine dominanten Frequenzen strömungsmechanischer Natur auf. Die Amplitudenspitzen bei 92 Hz und seinen Vielfachen sind nach Kapitel 3.1 auf die Schaufelwechselfrequenz des Windkanalgebläses zurückzuführen. Die Anstellwinkel der abgelösten Strömung mit einer definierten, turbulenten Ablöseblase (**Teilabbildung(b)**) zeigen hingegen ein Anheben der Frequenzen unterhalb von 100 Hz für die Druckaufnehmer, die im Bereich der rückläufigen Strömung liegen. Alle anderen Druckaufnehmer verändern ihren spektralen Verlauf nicht. Die dominanten Frequenzen in der rückläufigen Strömung haben kleinere Werte als die charakteristischen Frequenzen der PIV-Messungen in der Scherschicht und sind auch von ihrer Amplitude her weniger ausgeprägt. Ein möglicher Erklärungsansatz hierfür ist, dass wie oben beschrieben im Vergleich zur Scherschicht nur wenige Wirbel in der turbulenten Ablöseblase selbst auftreten. Die Wirbel haben zudem ab  $x/c = 0.24$  das Bestreben, nach oben hin abzuschwimmen und hinterlassen daher an der Modelloberfläche stromab keine Signatur mehr.

Der Anstellwinkel der Vorderkantenablösung hebt sich auch im Autoleistungsspektrum von der abgelösten Strömung mit einem Wiederanlegepunkt ab (s. **Abb. 6.7(c)**). Im Bereich unter 100 Hz sind klare Amplitudenanstiege bei  $f = 11 \text{ Hz}$  und  $f = 37 \text{ Hz}$  zu beobachten. Man beachte die geänderte Skalierung der Ordinate. Die dominanten Frequenzen entsprechen den Eigenfrequenzen des Windkanalmodells, die durch die großflächige Ablösung angeregt werden. Der strömungsmechanische Anteil der charakteristischen Frequenzen beschränkt sich vermutlich wiederum auf ein leichtes Anheben der Frequenzen unterhalb von 100 Hz.

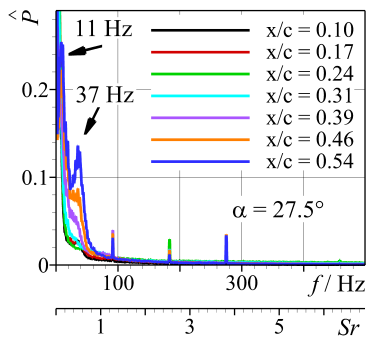




(a) anliegende Strömung



(b) abgelöste Strömung mit Wiederanlegepunkt



(c) Vorderkantenablösung ohne Wiederanlegepunkt

**Abbildung 6.7:** Normiertes Autoleistungsspektrum für die instationären Druckmessungen,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

An dieser Stelle sei angemerkt, dass eine Berechnung der Autoleistungsspektren analog zum Vorgehen bei der PIV-Auswertung ähnliche Ergebnisse wie in Abbildung 6.7 liefert. Die Spektren verlaufen aufgrund der reduzierten Datenmenge jedoch weitaus weniger glatt, was den Vergleich mehrerer Spektren in einer Abbildung erschwert. Auf die Darstellung der mit den PIV-Auswertungen direkt vergleichbaren Spektren wird daher verzichtet und festgehalten, dass das für den überzogenen Triebwerkseinlauf typische Wirbelabwerfen mit Frequenzen unterhalb von 200 Hz am besten in der Scherschicht der Strömung nachgewiesen werden kann. Die Druckverteilungen an der Wand werden hinter der Position  $x/c = 0.24$  nicht mehr durch die Wirbelstrukturen beeinflusst, und auch im Bereich der turbulenten Ablöseblase treten Wirbelstrukturen nur mit Frequenzen unterhalb von 100 Hz auf. Die PIV-Messungen liefern daher trotz der geringeren Messgenauigkeit und trotz der größeren Auflösung im Frequenzbereich die aussagekräftigeren Ergebnisse zum Wirbelabwerfen in der abgelösten Strömung.

## 6.2 Wirbeldetektion

### 6.2.1 Grundlagen

Wirbel werden im Allgemeinen als in turbulenter Strömung auftretende, kohärente Strukturen aufgefasst, für die es bislang noch keine einheitliche, mathematische Definition gibt. In der Literatur ist daher eine Vielzahl an Wirbeldetektionsmethoden aufzufinden, von denen die gängigsten hier kurz vorgestellt werden.

Die einfachsten Verfahren zur Identifikation eines Wirbelkerns sind intuitiver Natur. Ein solcher Ansatz ist z.B. die Suche im Strömungsfeld nach einem lokalen Minimum des statischen Drucks. Die dahinter stehende Idee ist, dass Zentrifugal- und Druckkräfte innerhalb des Wirbels im Gleichgewicht stehen und so zu einem Druckminimum im Wirbelzentrum führen. Diese Aussage ist jedoch nur für stationäre und reibungslose 2D-Strömungen eindeutig. In instationären Strömungen kann die Dehnung des Geschwindigkeitsfeldes Druckminima hervorrufen, die nicht auf eine Wirbelbewegung zurückzuführen sind. Genauso können viskose Effekte Druckminima an Stellen eliminieren, an denen ein Wirbel existiert. Ein niedriger, lokaler statischer Druck ist somit kein hinreichendes Kriterium für das Vorhandensein eines Wirbels (JEONG und HUSSAIN (1995)).

Ein ebenfalls weit verbreiteter Ansatz ist das Auffinden von hohen Beträgen  $|\underline{\omega}|$  der Wirbelhaftigkeit, die als Rotation des Geschwindigkeitsvektors  $\underline{u}$  definiert ist:

$$|\underline{\omega}| = |\underline{\nabla} \times \underline{u}| = \left| \left( \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right) \underline{e}_z \right| \quad (6.12)$$

$\partial v / \partial x$  bezeichnet in Gleichung 6.12 den Scheranteil der Strömung,  $\partial u / \partial y$  den Krümmungsanteil. Hieraus wird ersichtlich, dass die Identifikation eines Wirbels in einer Scher-

strömung nicht mehr möglich ist, sobald die Scherung im Hintergrund vergleichbare Werte wie die Drehbewegung der Wirbelstrukturen annimmt. Auch in Wandnähe können keine Wirbel detektiert werden, da die Beträge der Wirbelhaftigkeit hier maximal werden. Zudem muss ein gewisser Grenzwert für  $|\underline{\omega}|$  festgelegt werden, so dass Schwierigkeiten auftreten können, wenn in einer Strömung gleichzeitig mehrere Wirbel mit stark variierender Wirbelhaftigkeit dargestellt werden sollen (CHAKRABORTY ET AL. (2005)).

Leicht nachvollziehbar ist auch die Aussage von KLINE und ROBINSON (1989), dass ein Wirbel vorliegt, wenn die instantanen Stromlinien in einer Ebene normal zum Wirbelkern ein kreis- oder spiralförmiges Muster zeigen. Diese Art der Wirbelvisualisierung ist jedoch stark davon abhängig, in welchem Bezugssystem der Wirbel betrachtet wird. Um in einem Vektorfeld einen Wirbel sichtbar zu machen, muss sich das Bezugssystem ungefähr mit der Konvektionsgeschwindigkeit des Wirbels mit bewegen. Dies erreicht man z.B. mit der sogenannten Reynoldszerlegung, bei der die Geschwindigkeitsvektoren in ihren mittleren Wert und ihre Schwankungskomponenten aufgeteilt werden. Das zeitliche Mittel der Schwankungsgrößen ergibt hierbei immer den Wert Null. Subtrahiert man das mittlere Geschwindigkeitsfeld von den instantanen Geschwindigkeitsfeldern, so wird im Feld der Schwankungskomponenten ein Großteil der vorhandenen Wirbelstrukturen sichtbar. Diese Methode wurde zur Visualisierung der Wirbelstrukturen in Abbildung 6.4 angewandt. Die Schwäche des Verfahrens liegt in der Detektion von sehr kleinen Wirbeln, die besser mit einer LES (Large Eddy Simulation) Zerlegung erfasst werden. Bei der LES Zerlegung wird ein Tiefpassfilter angewandt, der das Geschwindigkeitsfeld in einen großskaligen und einen kleinskaligen Bereich aufteilt. Der Unterschied zur Reynoldszerlegung besteht darin, dass das zeitliche Mittel des kleinskaligen Residuenfelds nie den Wert Null annimmt. Ein Tiefpassfilter mit variabler Breite ermöglicht die vorteilhafte Anpassung an Wirbelstrukturen unterschiedlicher Größe und kann mit Hilfe der Proper Orthogonal Decomposition Methode (POD) gestaltet werden (ADRIAN ET AL. (2000)).

Vom Bezugssystem gänzlich unabhängig sind die Verfahren, die auf der Analyse des lokalen Geschwindigkeitsgradiententensors  $\underline{\nabla}u$  basieren. HUNT ET AL. (1988) definieren einen Wirbel als eine Region, in der die zweite Invariante  $Q$  des Gradiententensors positiv ist:

$$Q = \frac{1}{2} \left( |\underline{\underline{\Omega}}|^2 - |\underline{\underline{S}}|^2 \right) > 0 \quad (6.13)$$

$\underline{\underline{\Omega}}$  bezeichnet den asymmetrischen Drehgeschwindigkeitstensor, während  $\underline{\underline{S}}$  für den symmetrischen Deformationsgeschwindigkeitstensor steht. Das  $Q$ -Kriterium ist demnach ein Maß dafür, ob an einem Ort in alle Raumrichtungen eine größere Rotations- als Deformationsrate vorliegt, und hat den Vorteil, dass im Gegensatz zum  $|\underline{\omega}|$ -Kriterium an der Wand der Wert Null angenommen wird.

Vergleichbar mit dem  $Q$ -Kriterium ist die sogenannte Wirbelzahl  $N_k$  nach TRUESDELL

(1954), die für die Detektion eines Wirbelkerns einen Wert größer 1 annehmen muss:

$$N_k = \frac{|\underline{\underline{\Omega}}|}{|\underline{\underline{S}}|} > 1 \quad (6.14)$$

CHONG ET AL. (1990) definieren einen Wirbel als eine Region, in der der Geschwindigkeitsgradiententensor  $\underline{\nabla u}$  komplexe Eigenwerte hat. Komplexe Eigenwerte lassen darauf schließen, dass die Stromlinien um einen Punkt geschlossen oder spiralförmig sind, insofern man sie im mit bewegten Bezugssystem des Punktes betrachtet. Die Eigenwerte von  $\underline{\nabla u}$  erfüllen eine charakteristische Gleichung, deren Diskriminante  $\Delta$  positive Werte annehmen muss, damit komplexe Eigenwerte auftreten:

$$\Delta = \left(\frac{1}{3}Q\right)^3 + \left(\frac{1}{2}R\right)^2 > 0 \quad (6.15)$$

Die dritte Invariante des Gradiententensors  $R$  berechnet sich hierbei aus der Determinanten  $R = -Det(\underline{\nabla u})$ . Das  $\Delta$ -Kriterium hat wie das  $Q$ -Kriterium den Vorteil, dass es Wirbel in Wandnähe auflösen kann, ist jedoch insgesamt weniger restriktiv als das  $Q$ -Kriterium (CHAKRABORTY ET AL. (2005)).

Ein weiteres, verbreitetes Kriterium ist das  $\lambda_2$ -Kriterium nach JEONG und HUSSAIN (1995), das dem Druckminimum in einer Ebene entspricht, insofern die Beiträge von instationären, nicht rotierenden Scher- und Viskositätstermen in den Navier-Stokes-Gleichungen vernachlässigt werden. Ein Wirbel liegt somit vor, wenn der Tensor  $|\underline{\underline{\Omega}}|^2 + |\underline{\underline{S}}|^2$  zwei negative Eigenwerte  $\lambda_i$  besitzt. Aufgrund der Beziehung  $\lambda_3 \leq \lambda_2 \leq \lambda_1$  der Eigenwerte untereinander ist dies der Fall, wenn der zweit größte Eigenwert  $\lambda_2$  im Wirbelkern stets einen negativen Wert annimmt:

$$\lambda_2 < 0 \quad (6.16)$$

Das  $\lambda_2$ -Kriterium detektiert hierbei das Übermaß an Rotationsrate gegenüber der Deformationsrate in einer einzigen spezifischen Ebene und kann aufgrund der Vernachlässigung von instationären und viskosen Effekten bei der Herleitung nur auf inkompressible Strömungen angewandt werden.

Die Übersicht über die gängigsten Wirbeldetektionsmethoden soll an dieser Stelle enden. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass in der Literatur weitere Methoden beschrieben werden wie z.B. die Filterung des Strömungsfeldes anhand eines analytischen Wirbelmodells (VOLLMERS (2001)), die Wavelet-Analyse (CIERPKA ET AL. (2008)) oder die Small Eddy Zerlegung des Geschwindigkeitsfeldes nach JEONG und HUSSAIN (1995).

### 6.2.2 Auswertemethodik

Das in dieser Arbeit verwendete Wirbeldetektionsverfahren nach ZHOU ET AL. (1999) basiert auf dem zuvor beschriebenen  $\Delta$ -Kriterium, das komplexe Eigenwerte  $\lambda_{cr} \pm i\lambda_{ci}$  des Geschwindigkeitsgradiententensors  $\underline{\nabla}u$  für das Vorhandensein eines Wirbels fordert. Der Imaginäranteil  $\lambda_{ci}$  wird nun zusätzlich genutzt, um neben der Identifizierung des Wirbelkerns auch eine Aussage über die Drehrate der Strömung im Inneren des Wirbels machen zu können.  $\lambda_{ci}$  wird daher als Wirbelstärke bezeichnet und ist mit  $2\pi/\lambda_{ci}$  ein Maß für die Zeit, die benötigt wird, um den Wirbelkern auf einer Stromlinie zu umrunden. Nach ADRIAN ET AL. (2000) berechnet sich die Wirbelstärke zu:

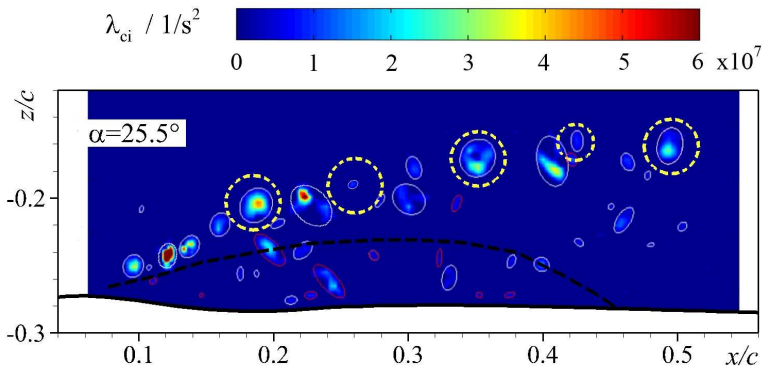
$$\lambda_{ci} = \max \left( 0, \left( \frac{\partial u}{\partial y} \cdot \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{1}{4} \left( \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \cdot \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right) \right) \quad (6.17)$$

Alle Scheranteile mit negativen Werten werden in Gleichung 6.17 aussortiert, so dass Regionen mit einer signifikanten Wirbelhaftigkeit, die nicht über die notwendige lokale Drehbewegung verfügen, nicht als Wirbel identifiziert werden. Als Kriterium für das Auffinden einer Wirbelstruktur ergibt sich somit:

$$\lambda_{ci} > 0 \quad (6.18)$$

Die Auswertung der zeitauflösenden PIV-Messungen erfolgt in dieser Arbeit mit einer MATLAB-Routine, in der die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors zunächst auf ein doppelt so feines Netz wie in der ursprünglichen Auswertung interpoliert werden. Die vorteilhafte, feinere Auflösung ermöglicht nach der Detektion der Wirbelstrukturen eine genauere Bestimmung der Wirbelquerschnittsfläche. Das Auffinden von Wirbeln an sich erfolgt über die Identifikation von zusammenhängenden Gebieten der Wirbelstärke  $\lambda_{ci}$ . Damit einzelne Wirbelstrukturen definitiv voneinander getrennt werden, setzen ZHOU ET AL. (1999) in ihren Auswertungen stets einen Grenzwert für die Wirbelstärke, dessen Wert ein paar Prozent der maximalen Wirbelstärke betragen sollte. In dieser Arbeit ist an dieser Stelle ein Grenzwert von 5 % der maximalen Wirbelstärke ( $3.6 \cdot 10^6 \text{ 1/s}^2$ ) gewählt worden, so dass Gebiete mit einem kleineren Wirbelstärkenbetrag nicht berücksichtigt werden. Dies verhindert, dass das Messrauschen als feinskalige Wirbel interpretiert wird und stellt sicher, dass nur großskalige, kohärente Strukturen betrachtet werden. Die Höhe des Grenzwertes muss sorgfältig an die jeweiligen Messdaten angepasst werden, da die Durchmesser der detektierten Wirbel umso kleiner werden, je größer der Grenzwert festgelegt wird.

Da es nicht gänzlich ausgeschlossen werden kann, dass in den instantanen Vektorfeldern hin und wieder ein vereinzelter Fehlvektor auftritt, ist zusätzlich zum unteren Grenzwert auch noch ein oberer Grenzwert definiert worden. Orte, an denen ein Vektor fehlt oder ein Fehlvektor vorliegt, werden durch hohe Gradienten und somit durch eine überhöhte Wirbelstärke charakterisiert. Ein oberer Grenzwert von 97 % des Maximalwertes ( $70 \cdot 10^6 \text{ 1/s}^2$ )



**Abbildung 6.8:** Instantanes Wirbelstärkefeld der zeitauflösenden PIV-Messungen mit eingezeichneten Wirbeln,  $\alpha = 25.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

verhindert, dass solche Gebiete als Wirbel interpretiert werden. Weiterhin kann davon ausgegangen werden, dass kleinste Gebiete zusammenhängender Wirbelstärke ebenfalls keine eigenständigen Wirbelstrukturen darstellen. Gebiete mit weniger als 5 px Fläche werden daher von der Detektionsmethode vernachlässigt.

Ein an die Arbeiten von SCHARNOWSKI und KÄHLER (2011) angelehnter Algorithmus legt um die verbleibenden Gebiete zusammenhängender Wirbelstärke schließlich eine Ellipse und bestimmt darüber die Querschnittsfläche des Wirbels ( $A = L1 \cdot L2 \cdot \pi$ ) sowie die Koordinaten des Wirbelkerns. Die Drehrichtung der einzelnen Wirbel wird mit Hilfe der Wirbelhaftigkeit nach Gleichung 6.12 ohne die Betragsbildung ermittelt. Negative Werte der Wirbelhaftigkeit bezeichnen einen Wirbel, der im Uhrzeigersinn dreht; positive Werte einen Wirbel, der gegen den Uhrzeigersinn dreht. Hierbei muss beachtet werden, dass diese Methode der Drehrichtungsanalyse nicht in allen Fällen ein korrektes Ergebnis liefert. Bei sehr kleinen Wirbelstrukturen oder bei solchen, die über den Rand des Messausschnitts hinausragen, kann es vorkommen, dass die Drehrichtung fehlerhaft berechnet wird. Der prozentuale Anteil dieser inkorrekten Drehrichtungen ist jedoch sehr klein, so dass er im statistischen Mittel vernachlässigt werden kann. Die Energie  $E$  einer Wirbelstruktur wird schließlich über den Zusammenhang  $E \approx L1 \cdot L2 \cdot \lambda_{ci,max}$  abgeschätzt.

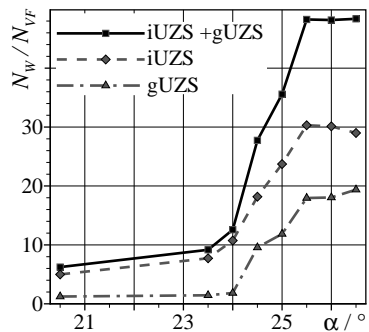
Gemäß den vergleichenden Untersuchungen von ADRIAN ET AL. (2000) können mit dem  $\lambda_{ci}$ -Kriterium mehr Wirbelstrukturen detektiert werden als mit einer Visualisierungsmethode wie der Reynolds- oder LES Zerlegung.

### 6.2.3 Eigenschaften der Wirbelstrukturen in der Symmetrieebene

Die mit Hilfe des  $\lambda_{ci}$ -Kriteriums gewonnenen Erkenntnisse werden in den folgenden Abschnitten am Beispiel der zeitauflösenden PIV-Messungen mit einer Aufnahme­frequenz von  $f_s = 1\text{ kHz}$  erläutert. **Abbildung 6.8** zeigt die nach Gleichung 6.17 berechnete Wirbel­stärkenverteilung des in Abbildung 6.4 dargestellten, instantanen Geschwindigkeitsfelds für einen Anstellwinkel von  $\alpha = 25.5^\circ$ . Die gelben, gestrichelten Kreise werden daher zu Vergleichszwecken aus Abbildung 6.4 übertragen und kennzeichnen Orte in der Scherschicht, an denen auf der Basis einer Reynoldszerlegung eine Wirbelstruktur visualisiert werden kann. Weiße Ellipsen umranden Gebiete zusammenhängender Wirbelstärke, deren Rotation daraufhin deutet, dass ein im Uhrzeigersinn drehender Wirbel vorliegt. Rote Ellipsen stehen dementsprechend für Wirbelstrukturen, die gegen den Uhrzeigersinn rotieren. Die schwarze, gestrichelte Linie zeigt wiederum die Größe der turbulenten Ablöseblase im zeitlichen Mittel an.

Die für die Wirbel­detektion relevanten Beträge der Wirbel­stärke liegen im Bereich von  $3.6 \times 10^6\text{ 1/s}^2$  bis  $72 \times 10^6\text{ 1/s}^2$  und müssen aufgrund des vorhandenen Peak-Locking Effekts als eher überhöht angesehen werden (vgl. Kapitel 3). Unphysikalische Sprünge in den Schwankungsverteilungen der Geschwindigkeit führen zur Berechnung von unverhältnismäßig großen Gradienten und somit zu einer Überschätzung der Beträge von Rotation und Wirbel­stärke (CHRISTENSEN (2004)).

Der Vergleich der in der Scherschicht detektierten Wirbelstrukturen unterstreicht die Aussage von ADRIAN ET AL. (2000), dass mit dem  $\lambda_{ci}$ -Kriterium mehr Wirbelstrukturen aufgefunden werden können als mit der visualisierenden Reynoldszerlegung. Vor allem kleine, kohärente Strukturen werden in der Auswertung der Wirbel­stärkenverteilung erstmals sichtbar. Die Anzahl der im Uhrzeigersinn drehenden Wirbel übersteigt in Abbildung 6.8 die Anzahl der gegenläufigen Wirbel, was durch die statistische Auswertung aller Vektorfelder in **Abbildung 6.9** unterstrichen wird. So sind bei allen untersuchten Anstellwinkeln im Mittel stets mehr im Uhrzeigersinn (iUZS) drehende Wirbelstrukturen als andersherum drehende (gUZS) Wirbel vorhanden. Die mittlere Anzahl  $N_W$  der detektierten Wirbel wird hierbei mit der Anzahl  $N_{VF}$  der verfügbaren Vektorfelder normiert, um die einzelnen Messreihen untereinander vergleichen zu können. Im Schnitt werden bis zu 48 Wirbelstrukturen in einem Vektorfeld registriert, deren im Uhrzeigersinn drehender Anteil deutlich die gegen den Uhrzeigersinn rotierenden Strukturen überwiegt. Der Übergang von anliegender zu abgelöster Strömung bei  $\alpha = 24.5^\circ$  macht sich durch einen sprunghaften Anstieg in der Anzahl der detektierten Wirbelstrukturen bemerkbar. Die Summe aller Wirbel steigt in der



**Abbildung 6.9:** Anzahl der auftretenden Wirbelstrukturen pro Vektorfeld für verschiedene Anstellwinkel,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

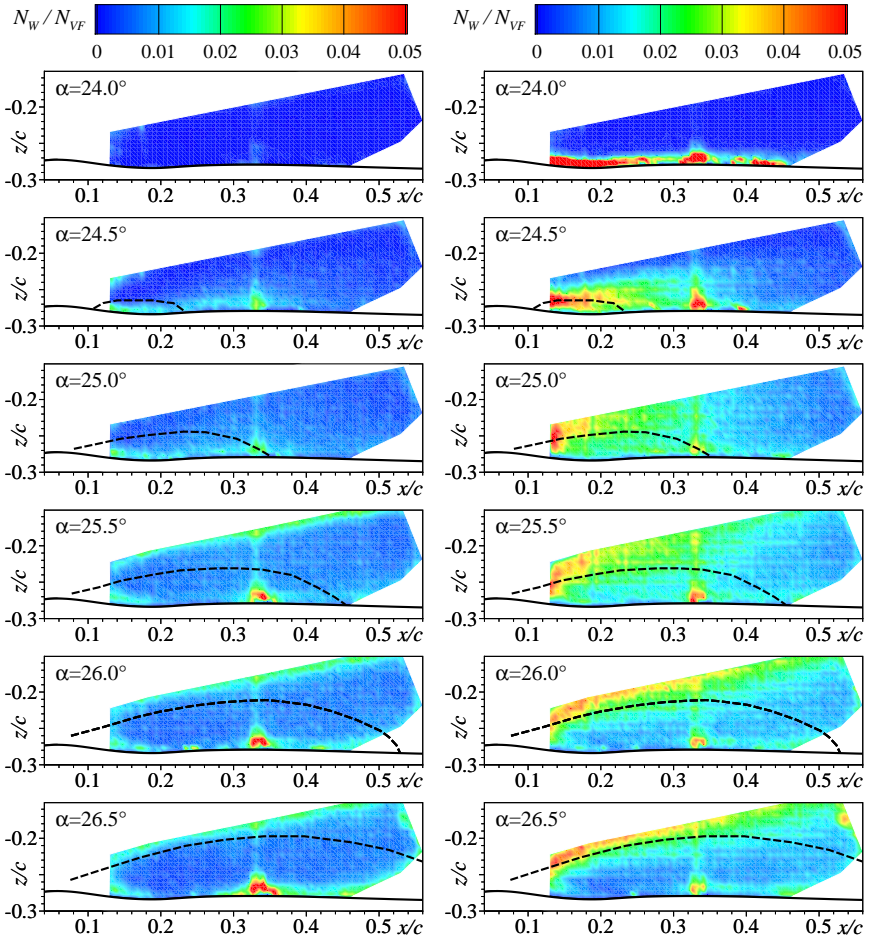
abgelösten Strömung stetig mit wachsendem Anstellwinkel an, um dann ab einem Anstellwinkel von  $\alpha = 25.5^\circ$  zu stagnieren. Die im Uhrzeigersinn drehenden Strukturen zeigen im hohen Anstellwinkelbereich sogar einen Rückgang in ihrem Auftreten, während die gegenläufigen Wirbel sich weiterhin vermehren.

Eine Erklärung für dieses Verhalten liefert **Abbildung 6.10**, in der die Histogramme der Wirbelpositionen in der Symmetrieebene der Durchflussgondel getrennt für verschiedene Anstellwinkel dargestellt sind. **Abbildung 6.10(a)** zeigt die Orte, an denen die sich gegen den Uhrzeigersinn bewegendes Wirbelstrukturen detektiert worden sind. Die geringen Werte von  $N_W/N_{VF}$  im gesamten Feld weisen darauf hin, dass die gegenläufigen Wirbel eher stochastisch auftreten und keinen signifikanten Beitrag zum eigentlichen Wirbelabwerfen der turbulenten Ablöseblase liefern. Ein erhöhtes Aufkommen an Wirbeln ist lediglich an den Rändern des Messausschnitts und vor allem im wandnahen Bereich der Plexiglas-Klebestelle bei  $x/c = 0.334$  zu beobachten. Gegenläufige Wirbel sind daher eher ein Maß für fehlerhaft detektierte Wirbelstrukturen, als dass sie das strömungsmechanische Wirbelabwerfen charakterisieren. Fälschlicherweise detektierte Wirbelstrukturen im Bereich der Klebestelle können z.B. auch in **Abbildung 6.8** gefunden werden.

**Abbildung 6.9(b)** zeigt die Positionen der relevanten, im Uhrzeigersinn drehenden Wirbelstrukturen. Bei anliegender Strömung konzentrieren sich die Wirbelstrukturen hauptsächlich im Bereich der gebundenen Scherschicht an der Gondeloberfläche ( $\alpha = 24.0^\circ$ ). Löst die Strömung jedoch ab, so wandert der Pfad der Wirbelstrukturen zusammen mit der freien Scherschicht in das Gebiet oberhalb der rückläufigen Strömung. Bei den Anstellwinkeln  $\alpha = 26.0^\circ$  und  $\alpha = 26.5^\circ$  wird die Scherschicht der Strömung nicht mehr vollständig durch das Messfeld erfasst, so dass der Rückgang in der Anzahl der im Uhrzeigersinn drehenden Wirbel in **Abbildung 6.9** hiermit erklärt werden kann. Gleichzeitig untermauern die unterhalb der freien Scherschichten detektierten, geringen Wirbelanzahlen die Ergebnisse der instationären Druckmessungen in Kapitel 6.1.3. Wenn im abgelösten Strömungszustand an der Wand deutlich weniger Wirbel als in der Scherschicht detektiert werden, dann müssen an der Wand auch kleinere, dominante Frequenzen gemessen werden. Da auch die Detektion der im Uhrzeigersinn drehenden Wirbel nicht gänzlich fehlerfrei ist (s. Klebestelle, rechter Messfeldrand), muss davon ausgegangen werden, dass das wahre Wirbelaufreten am unteren Messfeldrand (an der Gondeloberfläche) sehr wahrscheinlich weniger ausgeprägt ist als hier dargestellt.

Geht man noch einmal zurück zu **Abbildung 6.8**, so gewinnt man den Eindruck, dass die großflächigen Wirbelstrukturen mit großen Wirbelstärkebeträgen vornehmlich in der freien Scherschicht auftreten. Diese Beobachtung kann bestätigt werden, wenn man die Wirbelstärke und die Wirbelstärke in Abhängigkeit vom Wandabstand aufträgt. **Abbildung 6.11** verdeutlicht, in welcher Höhe über der Gondeloberfläche die größten und stärksten Wirbel auftreten. Die Zacken im Farbverlauf resultieren hier aus der Aufteilung des Histogramms in Registriergebiete, deren Umrisse nicht quadratisch sind. Die Windkanalmodellwand wird durch die Linie  $z/c = -0.28$  am unteren Bildrand widergespiegelt und befindet sich auf Höhe des Konturbuckels bei  $x/c = 0.32$ . Die graue, gestrichelte Linie kennzeichnet darüber

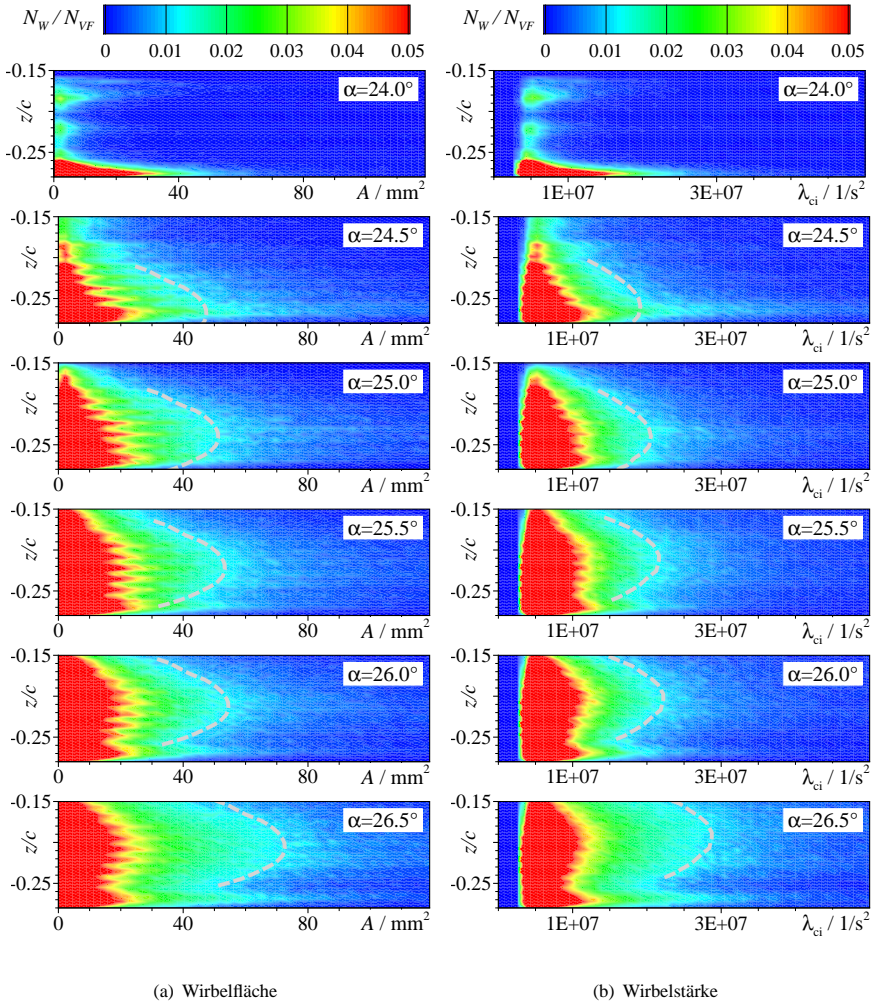




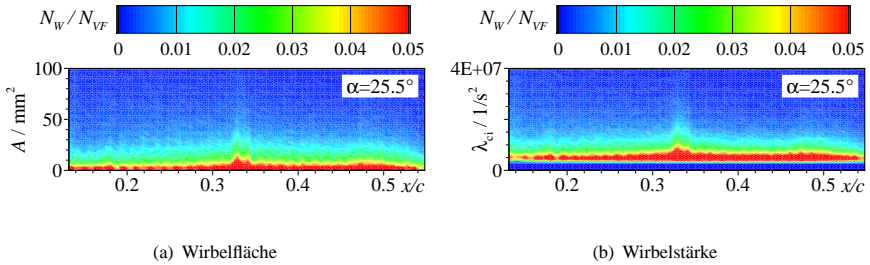
(a) gegen den Uhrzeigersinn drehende Wirbel

(b) mit dem Uhrzeigersinn drehende Wirbel

**Abbildung 6.10:** Histogramm der Wirbelpositionen in der Symmetrieebene der Durchflussgondel für verschiedene Anstellwinkel,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .



**Abbildung 6.11:** Histogramm der Wirbelfläche und -stärke in Abhängigkeit vom Wandabstand für verschiedene Anstellwinkel,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .



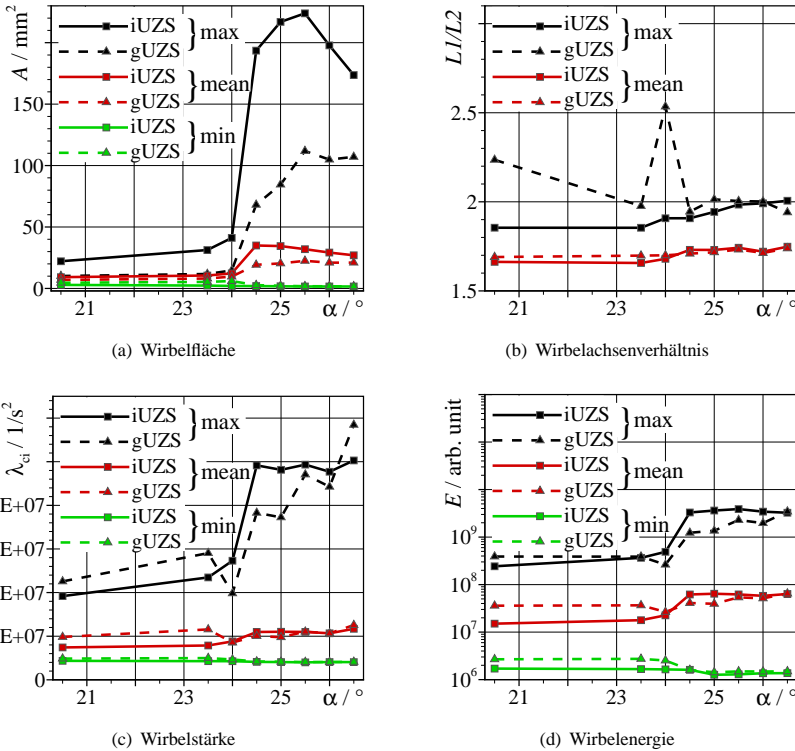
**Abbildung 6.12:** Histogramm der Wirbelfläche und -stärke in Abhängigkeit von der axialen Position für  $\alpha = 25.5^\circ$ ,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

hinaus eine konstante Wirbelanzahl von  $N_W/N_{VF} = 0.012$  und dient als Visualisierungshilfe für die örtliche Zuordnung von größter Wirbelfläche und -stärke.

Es ist zu erkennen, dass das Maximum der grauen, gestrichelten Linie sich stets auf Höhe der freien Scherschicht befindet (vgl. Abb. 6.10), so dass die Wirbelstrukturen ober- und unterhalb der Scherschicht wieder an Durchmesser und Stärke verlieren. Der nochmalige Anstieg von Wirbelfläche und -stärke im wandnahen Bereich ist auf die fehlerhafte Identifikation von Wirbelstrukturen im Bereich der Klebestelle bei  $x/c = 0.334$  zurückzuführen. Der Ort des strömungsmechanisch relevanten Maximums in Wirbelgröße und -stärke entfernt sich mit wachsendem Anstellwinkel immer weiter von der Modelloberfläche, und die Beträge von Wirbelfläche und -stärke steigen stetig an. Ein Auftrag der Histogramme von Wirbelfläche und -stärke in axialer Richtung hingegen zeigt, dass Wirbelfläche und -stärke unabhängig von der axialen Position in Strömungsrichtung sind (s. **Abb. 6.12**). Sämtliche Wirbelgrößen und -stärken treten an allen axialen Positionen gleichermaßen auf. Eine kleine Unregelmäßigkeit kann lediglich im Bereich der fehlerbehafteten Plexiglas-Klebestelle beobachtet werden.

Die gewonnenen Erkenntnisse können schließlich genutzt werden, um die statistischen Analysen von Wirbelfläche  $A$ , Wirbelachsenverhältnis  $L1/L2$ , Wirbelstärke  $\lambda_{ci}$  und Wirbelenergie  $E$  zu interpretieren. In **Abbildung 6.13(a)** ist zu sehen, dass die mittlere und maximal detektierte Querschnittsfläche aller Wirbel beim Übergang zur abgelösten Strömung sprunghaft ansteigt. Die kleinsten Wirbel hingegen (grün markiert) ändern ihre Größe in der abgelösten Strömung nicht, so dass man hieraus schließen kann, dass vor allem die großflächigen Wirbel für das charakteristische Wirbelabwerfen im Einlauf maßgebend sind. Die Tatsache, dass die mittleren und maximalen Wirbelflächen in der abgelösten Strömung nicht wie in **Abbildung 6.11(a)** kontinuierlich mit dem Anstellwinkel wachsen, liegt wiederum darin begründet, dass der Messausschnitt für die hohen Anstellwinkel zu klein bemessen ist.

Das mittlere Verhältnis der Ellipsenachsen zueinander liegt für alle detektierten Wirbelstrukturen im Bereich von 1.7 und steigt beim Wechsel zwischen anliegender und abgelöster Strömung nur geringfügig an (s. **Abb. 6.13(b)**). Die Achsenverhältnisse der für das Wir-



**Abbildung 6.13:** Wirbelfläche, -achsenverhältnis, -stärke und -energie für verschieden Anstellwinkel,  $Re = 1.34 \times 10^6$ .

belabwerfen relevanten, im Uhrzeigersinn drehenden Wirbel erreichen maximale Werte von ca. 2, so dass man die in dieser Arbeit untersuchten Wirbelstrukturen weitestgehend als Querwirbel mit einer Wirbelachse in y-Richtung deuten kann. Hierfür spricht auch die Tatsache, dass die Achsen der Ellipse keine bestimmte Ausrichtung in der Messebene bevorzugen (ohne Abbildung). Die maximalen Achsenverhältnisse der gegen den Uhrzeigersinn drehenden Wirbel weisen in Abbildung 6.13(b) große Sprünge auf, was als ein weiteres Anzeichen dafür genommen werden kann, dass solche Strukturen oftmals nicht strömungsmechanischer Natur sind.

In Abbildung 6.13(c) ist die Entwicklung der Wirbelstärke mit dem Anstellwinkel dargestellt. Entgegen der Beobachtungen aus Abbildung 6.11(b) zeigt sich hier nach dem ablösungsbedingten Anstieg der mittleren und maximalen Wirbelstärke kein weiteres Anwachsen mit dem Anstellwinkel für die im Uhrzeigersinn drehenden Wirbelstrukturen.

Dieser Umstand kann erneut mit einem begrenzten Messfenster begründet werden, das bei hohen Anstellwinkeln die Vorgänge in der Scherschicht nicht mehr vollständig erfasst. Die schwächsten detektierten Wirbel haben eine Wirbelstärke, deren Betrag dem in Kapitel 6.2.2 gewählten Grenzwert entspricht.

Die Energie der einzelnen Wirbelstrukturen in Abbildung 6.13(d) ist schließlich proportional zu Wirbelfläche und -stärke und verhält sich im Wesentlichen analog zur statistischen Auswertung der Wirbelstärke.

Die Wirbeldetektion mit Hilfe des  $\lambda_{ci}$ -Kriteriums liefert somit schlüssige Ergebnisse und bietet eine größere Auswahl an Auswertemöglichkeiten gegenüber der einfachen Wirbelvisualisierung mit einer Reynoldszerlegung.

### 6.3 Bewertung

Die Untersuchungen zur Wirbeldynamik im überzogenen Triebwerkseinlauf haben gezeigt, dass es möglich ist, auf der Basis einer zeitauflösenden PIV-Messung charakteristische Frequenzen des Wirbelabwerfens in der Scherschicht der Strömung zu bestimmen. Die Ergebnisse einer Spektralanalyse nach Welch und einer Reynoldszerlegung liefern hierbei vergleichbare, dominante Frequenzen im Bereich unter 200 Hz. Instationäre Druckmessungen an der Windkanalmodelloberfläche hingegen sind weniger geeignet, um das Wirbelabwerfen in der abgelösten Strömung zu beschreiben. Die Detektion der Wirbelstrukturen nach dem  $\lambda_{ci}$ -Kriterium hat bewiesen, dass die meisten Wirbel mit der Scherschicht abschwimmen und dass nur wenige Wirbel im wandnahen Bereich der turbulenten Ablöseblase auftreten. Die von den Druckaufnehmern gemessenen Frequenzen liegen daher unter 100 Hz und sind lediglich ein Indikator dafür, ob ein Druckaufnehmer im Gebiet der rückläufigen Strömung liegt oder nicht.

Die Wirbeldetektion nach dem  $\lambda_{ci}$ -Kriterium hat darüber hinaus die Erkenntnis gebracht, dass vornehmlich im Uhrzeigersinn drehende Wirbel die Dynamik des Wirbelabwerfens in der Symmetrieebene bestimmen. Die Achsenverhältnisse der die Wirbelstrukturen umschreibenden Ellipsen fallen hierbei eher gering aus, und es wird keine bestimmte Ausrichtung der Ellipsen in der Ebene bevorzugt. Ebenso ermöglicht das  $\lambda_{ci}$ -Kriterium Aussagen über das Wachstum der Wirbelstärke in Abhängigkeit vom Wandabstand und Anstellwinkel, obwohl die Absolutwerte der Wirbelstärke durch den Peak-Locking Effekt wahrscheinlich eher zu groß beziffert werden. Die Größe der detektierten Wirbelstrukturen ist zudem abhängig von den gewählten Grenzwerten der Wirbelstärke, so dass auch hier lediglich die Tendenzen des Wachstums und nicht die Absolutwerte beurteilt werden können. Die gewählten Grenzwerte der Wirbelstärke und die Vernachlässigung sehr kleiner Gebiete zusammenhängender Wirbelstärke haben zudem einen entscheidenden Einfluss auf die Anzahl der detektierten Wirbelstrukturen. Trotz der kleinen Unzulänglichkeiten der Detektionsmethode kann die Modellvorstellung der abgelösten Strömung im Einlauf um eine sich zu Querswirbeln aufrollende Scherschicht in der Symmetrieebene der Durchflussgondel ergänzt werden (vgl. Abb. 5.11).

Abschließend soll nun noch diskutiert werden, inwiefern das in den vorausgegangenen Abschnitten beschriebene Wirbelabwerfen u.U. durch experimentelle Gegebenheiten beeinflusst werden kann. Eine interessante Frage ist an dieser Stelle z.B., ob die für die Transitionseinleitung genutzten Ausblaslöcher als eine Art Helmholtz-Resonator fungieren. Die hierbei zu erwartenden Frequenzen liegen im Bereich von 250 Hz bis 320 Hz und können weder in den Druck- noch in den PIV-Spektren nachgewiesen werden. Ebenso wenig Einfluss haben die Tollmien-Schlichting Frequenzen in der laminaren Ablöseblase, die aus einer numerischen Berechnung nach PROBST (2013) entnommen werden konnten. Die am stärksten angefachte Frequenz liegt im Bereich von 30 kHz, während die kleinste und sehr schwach ausgeprägte Frequenz mit ca. 640 Hz den interessierenden Frequenzbereich dieser Arbeit bei Weitem überschreitet.

Eine Veränderung der Spektralverläufe durch das nur bedingt genau mögliche Entzerren der PIV-Partikelbilddaufnahmen tritt ebenfalls nicht auf. Die Spektralanalyse basierend auf nicht zuvor entzerrten Vektorfeldern zeigt identische Ergebnisse, obwohl die Absolutwerte der Geschwindigkeiten hier falsch berechnet werden. Zudem werden die Spektren der PIV-Messungen an Orten extrahiert, die nur wenig durch das Plexiglas verzerrt werden, so dass eine maßgebliche Verfälschung der Spektren aufgrund von optischen Effekten unwahrscheinlich ist. Hierfür spricht auch die Tatsache, dass die Schaufelwechselfrequenz des Windkanals sowohl in den PIV-Messungen als auch in den instationären Druckmessungen exakt an der gleichen Stelle bei  $f = 92$  Hz detektiert wird.

Der Betrag der Schaufelwechselfrequenz liegt allerdings im Bereich der charakteristischen Frequenzen, die in der Scherschicht ermittelt worden sind. Um zu klären, ob das Wirbelabwerfen durch die 92 Hz angeregt wird, ist die Auf- und Abbewegung der turbulenten Ablöseblase an verschiedenen axialen Positionen getestet worden. Die spektrale Analyse hat ergeben, dass kein sogenanntes Flapping der turbulenten Ablöseblase mit 92 Hz vorliegt und dass somit davon ausgegangen werden kann, dass die angehobenen Frequenzen typisch für die Strömung im überzogenen Einlauf sind.

Der letzte untersuchte Gesichtspunkt des experimentellen Aufbaus sind die Vibrationen des Windkanalmodells an sich. Mit Hilfe eines Beschleunigungssensors konnten die Eigenfrequenzen der Durchflussgondel auf 5.5 Hz (horizontale Ausrichtung) und 37 Hz (vertikale Ausrichtung) bestimmt werden. In den Autoleistungsspektren der PIV- und Druck-Messungen schlagen sich diese Frequenzen für Strömungszustände mit einer definierten turbulenten Ablöseblase nicht merklich nieder. Erst bei einer Vorderkantenablösung ohne darauf folgendes Wiederanlegen werden die Eigenfrequenzen des Windkanalmodells stark angefacht. Dies ist jedoch ein Strömungszustand, der nicht Gegenstand dieser Arbeit ist.

Eine Veränderung der charakteristischen Frequenzen im Einlauf der Durchflussgondel aufgrund von experimentellen Gegebenheiten ist somit weitestgehend ausgeschlossen, so dass das beobachtete dynamische Verhalten der Strömung auch tatsächlich strömungsmechanischer Natur ist. Die Frage nach dem Zusammenhang zwischen den in dieser Arbeit gemessenen Frequenzen und den charakteristischen Frequenzen eines realen Triebwerks bleibt jedoch offen. In der Literatur sind bislang Skalierungsregeln nur für solche Windkanal-

modelle bekannt, die neben dem Massenstrom auch den Totaldruck und die Totaltemperatur an die geringeren Abmaße des Modells anpassen (vgl. Kapitel 1.2). Eine Durchflussgondel mit veränderter Einlaufkontur entspricht diesen Kriterien nicht, so dass an dieser Stelle keine Aussagen über die zu erwartenden Frequenzbeträge in einem realen Triebwerk getroffen werden können.

Die experimentellen Daten eignen sich jedoch hervorragend für die Validierung von LES-Verfahren, da eine ausführliche Dokumentation der Verteilung der kohärenten Strukturen in der instationären Einlaufströmung bislang einmalig ist.





## 7 Zusammenfassung

Die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit war es, das dynamische Verhalten und die Topologie der abgelösten Strömung im Triebwerkseinlauf eines Transportflugzeugs im Steigflug experimentell zu charakterisieren, da in der gängigen Literatur bislang keine detaillierten Messergebnisse über zeitabhängige Strömungsstrukturen im Triebwerkseinlauf existieren. Hierfür wurden generische Experimente an einer Durchflussgondel in einem Niedergeschwindigkeitswindkanal der Universität der Bundeswehr in München durchgeführt und die Physik der Strömungsablösung im Einlauf systematisch mit klassischen und zeitauflösenden Messverfahren analysiert. Die aus diesen Untersuchungen entstandene, bislang einmalige Datenbasis bildet die Grundlage für die Validierung der in der DFG Forschergruppe 1066 entwickelten, neuartigen Simulationsmethodiken für das Überziehen von Triebwerksgondeln und ist durch folgende Arbeitsschritte erschlossen worden:

In **Kapitel 2** wurde zunächst die sogenannte LARA Gondel als Referenz für einen typischen, überzogenen Triebwerkseinlauf numerisch untersucht und eine turbulente Ablöseblase im Bereich der unteren Einlauflippe als charakteristisch identifiziert. Basierend auf den numerischen Ergebnissen konnte mit den Programmen XFOIL und TAU eine rotationssymmetrische Durchflussgondel entwickelt werden, deren Grenzschichtverhalten unter Windkanalbedingungen dem eines Triebwerks mit integriertem Fan und realistischem Masstrom nachempfunden ist. Der Beginn der Strömungsablösung konnte für das Referenztriebwerk und die Durchflussgondel im gleichen Anstellwinkelbereich realisiert und eine gute Übereinstimmung in Größe und Wachstum der turbulenten Ablöseblase erzielt werden. Der einzige Unterschied zum Referenztriebwerk besteht darin, dass in der inkompressiblen Strömung der Durchflussgondel eine druckinduzierte anstatt einer stoßinduzierten Ablösung vorliegt.

Der experimentelle Aufbau und die in den generischen Versuchen an der Durchflussgondel eingesetzten Messtechniken wurden in **Kapitel 3** beschrieben. Für die Versuchsanlage konnte eine gute Strömungsqualität in der Messstrecke nachgewiesen und eine Anstellwinkelkorrektur für das Windkanalmodell von  $1.5^\circ$  bestimmt werden. Die Korrektur basiert auf Verblockungseffekten durch die asymmetrische Aufhängung des Windkanalmodells und wurde zur besseren Vergleichbarkeit mit den numerischen Ergebnissen für alle Anstellwinkel als konstant angenommen. In der Istkontur der Durchflussgondel wurden darüber hinaus leichte Abweichungen von der Sollgeometrie festgestellt, die zwar in den Druckverteilungen nachweisbar, aber nicht relevant für die strömungsmechanischen Vorgänge im Einlauf sind. Für die statischen Druckmessungen, die instationären Druckmessungen und die verschiedenen PIV-Messungen wurden die Auswertemethodiken vorgestellt und mögliche Messungenauigkeiten ausführlich diskutiert.

In **Kapitel 4** ist das Thema der Transitionseinleitung im Windkanalversuch näher beleuchtet worden, da es eine wichtige Rolle in der Erstellung eines reproduzierbaren Messzustands spielt. Da herkömmliche Transitionsstreifen nicht exakt auf der gekrümmten Oberfläche der Durchflussgondel platziert werden konnten, wurde in dieser Arbeit die Transition über den Ansatz eines wandnormalen, statischen Ausblasens nahe der Vorderkante realisiert. Um ein Overtripping der Strömung zu verhindern, wurde die notwendige Intensität des Ausblasens sorgfältig in Vorversuchen für alle Einbaulagen des Windkanalmodells bestimmt und somit das Ziel eines reproduzierbaren Strömungszustandes erreicht. Aufgrund der geringen Reynoldszahlen des Windkanalversuchs von  $Re = 1.34 \times 10^6$  erfolgt die Transition über eine kleine, laminare Ablöseblase kurz hinter dem Druckminimum der Druckverteilung. Darüber hinaus konnten Sensitivitäten der Strömung gegenüber kleineren Änderungen im experimentellen Aufbau (z.B. Klebestreifen) mit Hilfe von Ölanstrichbildern visualisiert und ihre Auswirkungen auf den Anstellwinkel des Ablösebeginns und die Wachstumsrate der turbulenten Ablöseblase benannt werden.

Die Topologie der abgelösten Strömung ist in **Kapitel 5** charakterisiert worden. Wandstromlinienverläufe aus Ölanstrichbildern zeigen die Entwicklung eines Eulenaugenpaars im Bereich der turbulenten Ablöseblase, dessen Größe mit dem Anstellwinkel wächst. Die zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsfelder aus den PIV-Messungen in der Symmetrieebene der Durchflussgondel konnten genutzt werden, um Aussagen über Größe und Wachstum der Ablöseblase zu treffen. So sinkt die Wachstumsrate der turbulenten Ablöseblase mit dem Anstellwinkel, und Länge und Höhe der Blase sind größer als durch die einfachen numerischen Turbulenzmodelle in Kapitel 2 vorhergesagt. Die Verläufe der Scherspannung in der Symmetrieebene wurden aus den instantanen Geschwindigkeitsfeldern der stereoskopischen PIV-Messungen berechnet, und eine volumetrische Ansicht der turbulenten Ablöseblase konnte trotz großer Arbeitsabstände mit der tomographischen PIV-Messtechnik ermöglicht werden.

Darüber hinaus wurden optische Effekte beim Blick auf die Messebene durch das Plexiglas des Windkanalmodells analysiert und deren Bedeutung für die Messergebnisse erörtert. Insgesamt ergeben die Druck- und PIV-Messungen zusammen mit den Ölanstrichbildern ein kongruentes Bild. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den numerischen Rechnungen, die auf einer neuartigen Turbulenzmodellierung der DFG Forschergruppe 1066 basieren, hat zudem in großen Teilen gute Übereinstimmungen gezeigt. Ebenso steht die aus diesem Kapitel abgeleitete Modellvorstellung der abgelösten Strömung im Triebwerkseinlauf in gutem Einklang mit bisherigen Erkenntnissen in der Literatur.

In **Kapitel 6** ist abschließend das dynamische Verhalten der kohärenten Strukturen in der abgelösten Einlaufströmung untersucht worden. Basierend auf den Schwankungen in den Geschwindigkeitsfeldern der zeitauflösenden PIV-Messungen konnten mit der spektralen Analyse nach Welch charakteristische Frequenzen des Wirbelabwerfens unter 200 Hz in der freien Scherschicht der abgelösten Strömung detektiert werden. Hierbei handelt es sich um ein stochastisches Wirbelabwerfen, dessen maximale dominante Fre-

---

quenz mit steigendem Anstellwinkel zu kleineren Frequenzen hin wandert. Vergleichbare Beobachtungen wurden in der Literatur bereits für Tragflügel gemacht.

Die Detektion des charakteristischen Wirbelabwerfens im Einlauf mit instationären Druckaufnehmern an der Oberfläche des Windkanalmodells hat sich hingegen als weniger geeignet erwiesen, da der Großteil der Wirbelstrukturen in der freien Scherschicht abschwimmt und eher selten ein Wirbel in Wandnähe registriert wird. Dennoch sind die gemessenen, dominanten Frequenzen der instationären Druckaufnehmer unter 100 Hz ein Indikator für die Ausdehnung der turbulenten Ablöseblase, da sie nur innerhalb der Blase auftreten.

Die Wirbeldetektionsmethode nach dem  $\lambda_{ci}$ -Kriterium ist in dieser Arbeit auf die Geschwindigkeitsfelder der zeitauflösenden PIV-Messungen angewendet worden und hat verdeutlicht, auf welchen Pfaden sich die Wirbelstrukturen im Einlauf vornehmlich bewegen. Die Rotation des Geschwindigkeitsvektors wurde genutzt, um die Drehrichtung der Wirbelstrukturen zu bestimmen. So drehen die für das Wirbelabwerfen typischen Strukturen im Uhrzeigersinn und wachsen mit dem Anstellwinkel in ihrem Durchmesser. Die Abhängigkeit der Wirbelgröße und -stärke vom Wandabstand wurde bestimmt und das Modell der abgelösten Einlaufströmung um eine sich zu Quirbeln aufrollende Scherschicht ergänzt.

Zusammenfassend handelt es sich bei den Experimenten dieser Arbeit um einen erfolgreichen Entwurf einer Einlaufströmung, die in der Lage ist, alle inkompressiblen Effekte einer Triebwerksströmung nachzubilden. Die Topologie der abgelösten Strömung zeigt die gleichen Charakteristika wie ein echtes Triebwerk, auch wenn die Ablösung nicht stoßinduzierter Natur ist. Der dynamische Vorgang des Wirbelabwerfens konnte mit Hilfe der zeitauflösenden PIV-Messtechnik und fortschrittlicher Auswertemethoden beleuchtet werden und kann vorerst in Ermangelung von Skalierungsregeln für konturangepasste Durchflussgondeln noch nicht in Relation zu realen Triebwerken gesetzt werden. Für die Validierung neuartiger, numerischer Simulationsmethodiken ist jedoch eine detaillierte und hochwertige Datenbasis eines in der Flugpraxis relevanten Strömungszustandes geschaffen worden. Insbesondere die Daten über die kohärenten Strukturen der instationären, abgelösten Einlaufströmung sind geeignet, um die Entwicklung der LES-Verfahren voran zu treiben. Das Ziel, die Physik der Strömungablösung im Triebwerkseinlauf bei hohen Anstellwinkeln zu ergründen, ist somit mit Hilfe einer Durchflussgondel im Niedergeschwindigkeitswindkanal erreicht worden.

Die Experimente zeigen darüber hinaus auf, dass die relevanten, strömungsmechanischen Phänomene des überzogenen Triebwerkseinlaufs mit den in dieser Arbeit angewendeten klassischen sowie zeitauflösenden Messtechniken sehr gut erfassbar sind und dass eine klare Unterscheidung zwischen anliegendem und abgelöstem Strömungszustand möglich ist. Zeitauflösende PIV-Messungen konnten erfolgreich bei hohen Reynoldszahlen von  $1.34 \times 10^6$  eingesetzt werden, um störungsfrei das Verhalten der instationären Einlaufströmung zu dokumentieren, und haben gezeigt, dass die Skalen des instationären Wirbelabwerfens klar von den Skalen der normalen, turbulenten Schwankungsbewegung getrennt werden können.



# Literaturverzeichnis

- ADRIAN, R., CHRISTENSEN, K. und LIU, Z.C. (2000): *Analysis and Interpretation of Instantaneous Turbulent Velocity Fields*. Exp. Fluids, Bd. 29, S. 275–290.
- AGARD (1971): *Inlets and Nozzles for Aerospace Engines*. Sandefjord, Norwegen, Nr. CP 91 in AGARD Conference Proceedings.
- AGARD (1981): *Aerodynamics of Power Plant Installation*. Toulouse, Frankreich, Nr. CP 301 in AGARD Conference Proceedings.
- AGARD (1987): *Engine Response to Distorted Inflow Conditions*. Nr. CP 400 in AGARD Conference Proceedings.
- ARP (1978): *Gas Turbine Inlet Flow Distortion Guidelines*. Nr. ARP-1420 in Aerospace Recommended Practice.
- ATHAYDE, A. und HYNES, T. (2007): *Fan-Inlet Flow-Field Coupling*. Beijing, China, Nr. ISABE-2007-1141 in Proc. of the 18th Int. Symposium on Airbreathing Engines.
- BARLOW, J., RAE, W. und POPE, A. (1999): *Low-Speed Wind Tunnel Testing*. JOHN WILEY & SONS, INC., New York, 3. Aufl.
- BEALE, D., WIELAND, S., REED, J. und WILHITE, L. (2007): *Demonstration of a Transient Total-Pressure Distortion Generator for Simulating Aircraft Inlet Distortion in Turbine Engine Ground Tests*. Montreal, Kanada, Nr. GT2007-27222 in Proc. of the ASME Turbo Expo.
- BENDAT, J. und PIERSOL, A. (2000): *Random Data - Analysis and Measurement Procedures*. JOHN WILEY & SONS, INC., New York, 3. Aufl.
- BISSINGER, N. und BREUER, T. (2010): *Basic Principles - Gas Turbine Compatibility - Intake Aerodynamic Aspects*. Encyclopedia of Aerospace Engineering.
- BLACKBAY, J. (1955): *Low-Speed Investigation of the Effects of Angle of Attack on the Pressure Recovery of a Circular Nose Inlet with Several Lip Shapes*. Nr. TN-3394 in NACA Technical Note.
- BOLDMAN, D., IEK, C., HWANG, D., LARKIN, M. und SCHWEIGER, P. (1993): *Effect of a Rotating Propeller on the Separation Angle of Attack and Distortion in Ducted Propeller Inlets*. Reno, NV, USA, Proc. of the 31st Aerospace Sciences Meeting & Exhibit.
- BOLMS, H. und BRÄUNLING, W. (1991): *Conception of a UHB Engine Simulator for the*

- Essential Characteristics of a True-Scale Engine*. Rockville, MD, USA, Proc. of the 14th Int. Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, S. 190–195.
- BREAR, M., WARFIELD, Z., MANGUS, J., BRADDOM, S., PADUANO, J. und PHIL-HOWER, J. (2004): *Flow Separation within the Engine Inlet of an Uninhabited Combat Air Vehicle (UCAV)*. J. Fluid Eng., Bd. 126, S. 266–272.
- BRONSTEIN, I. und SEMENDJAJEW, K. (2008): *Taschenbuch der Mathematik*. Verlag Harri Deutsch, Frankfurt am Main, 7. Aufl.
- BRÄUNLING, W. (2009): *Flugzeugtriebwerke*. Springer Verlag, Berlin, 3. Aufl.
- CÉCORA, R.D., EISEL, B., PROBST, A., CRIPPA, S. und RADESPIEL, R. (2012): *Differential Reynolds Stress Modeling for Aeronautics*. Nashville, TN, USA, Nr. AIAA-2012-0465 in Proc. of the 50th Aerospace Sciences Meeting.
- CENTAUR (2012): *Internetpräsenz der Firma CentaurSoft*. URL <http://www.centaursoft.com/>.
- CHAKRABORTY, P., BALACHANDAR, S. und ADRIAN, R. (2005): *On the Relationships Between Local Vortex Identification Schemes*. J. Fluid Mech., Bd. 535, S. 189–214.
- CHONG, M., PERRY, A. und CANTWELL, B. (1990): *A General Classification of Three-Dimensional Flow Fields*. Physics in Fluids, Bd. A2, S. 765–777.
- CHRISTENSEN, K. (2004): *The Influence of Peak-Locking Errors on Turbulence Statistics Computed from PIV Ensembles*. Exp. Fluids, Bd. 36, S. 484–497.
- CIERPKA, C., WEIER, T. und GERBETH, G. (2008): *Evolution of Vortex Structures in an Electromagnetically Excited Separated Flow*. Exp. Fluids, Bd. 45, S. 943–953.
- COLIN, Y., AUPOIX, B., BOUSSUGE, J. und CHANEZ, P. (2007): *Numerical Simulation of the Distortion Generated by Crosswind Inlet Flows*. Beijing, China, Nr. ISABE-2007-1210 in Proc. of the 18th Int. Symposium on Airbreathing Engines.
- COUSINS, W. (2004): *History, Philosophy, Physics, and Future Directions of Aircraft Propulsion System/Inlet Integration*. Wien, Österreich, Nr. GT2004-54210 in Proc. of the ASME Turbo Expo.
- COUSINS, W., GEORGES, M. und REZAEI, H. (2003): *Inlet Distortion Testing and Analysis of a High-Bypass Ratio Turbofan Engine*. Cleveland, OH, USA, Nr. ISABE-2003-1110 in Proc. of the 16th Int. Symposium on Airbreathing Engines.
- DRELA, M. (1989): *An Analysis and Design System for Low Reynolds Number Airfoils*. In: T. Müller (Hg.), *Low Reynolds Number Aerodynamics*, Springer, Lecture Notes in Engineering, S. 1–12, URL <http://web.mit.edu>.
- ELSINGA, G., SCARANO, F., WIENEKE, B. und OUDHEUSDEN, B. (2006): *Tomographic Particle Image Velocimetry*. Exp. Fluids, Bd. 41, S. 933–947.

- ERBSLÖH, S. und CROWTHER, W. (2005): *Control of Boundary Layer Separation on a Civil Turbofan Intake Using Air-Jet Vortex Generators*. Bremen, Proc. of the CEAS/KATnet Conference.
- ERBSLÖH, S., CROWTHER, W. und FRUTOS, J. (2004): *Control of Compressor Face Total Pressure Distortion on a High Bypass Turbofan Intake using Air-Jet Vortex Generators*. Portland, OR, USA, Proc. of the 2nd AIAA Flow Control Conference.
- FERZIGER, J. und PERIĆ, M. (2008): *Numerische Strömungsmechanik*. Springer Verlag, Berlin, 1. Aufl.
- FISCHER, K.F. (2005): *Taschenbuch der technischen Formeln*. Carl Hanser Verlag, Leipzig, 3. Aufl.
- FOR1066 (2012): *Internetpräsenz der DFG Forschergruppe 1066*. URL <http://www.for1066.tu-bs.de/>.
- GAULT, D. (1957): *A Correlation of Low-Speed, Airfoil-Section Stalling Characteristics with Reynolds Number and Airfoil Geometry*. Nr. TN-3963 in NACA Technical Note.
- GERHOLD, T. (2005): *Overview of the Hybrid RANS Code TAU*. Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design, Bd. 89, S. 81–92.
- GOLDSMITH, E. und SEDDON, J. (1993): *Practical Intake Aerodynamic Design*. Blackwell Scientific Publications, Oxford, 1. Aufl.
- GREITZER, E., TAN, C. und GRAF, M. (2004): *Internal Flow - Concepts and Applications*. Cambridge University Press, Cambridge, 1. Aufl.
- GRIDGEN (2012): *Internetpräsenz der Firma Pointwise, Inc.* URL <http://www.pointwise.com/>.
- HAIN, R. und KÄHLER, C. (2007): *Fundamentals of Multiframe Particle Image Velocimetry (PIV)*. Exp. Fluids, Bd. 42, S. 575–587.
- HAIN, R., KÄHLER, C. und MICHAELIS, D. (2007): *Tomographic and Time-Resolved PIV Measurements on a Finite Cylinder Mounted on a Flat Plate*. Rom, Italien, Proc. of the 7th Int. Symposium on Particle Image Velocimetry.
- HALL, C. und HYNES, T. (2005): *Nacelle Interaction with Natural Wind before Takeoff*. J. Propulsion and Power, Bd. 21, S. 784–791.
- HALL, C. und HYNES, T. (2006): *Measurements of Intake Separation Hysteresis in a Model Fan and Nacelle Rig*. J. Propulsion and Power, Bd. 22, S. 872–879.
- HO, C.M. und HUERRE, P. (1984): *Perturbed Free Shear Layers*. Ann. Rev. Fluid Mech., Bd. 16, S. 365–424.
- HODDER, B. (1981): *An Investigation of Engine Influence on Inlet Performance*. Nr. CR-166136 in NASA Contractor Report.

- HORN, W., HILLER, S.J., PFOERTNER, H., SCHADOW, K., ROSENFELD, T. und GARG, S. (2009): *Actively Controlled Components*. Nr. RTO-TR-AVT-128 in NASA Technical Report on More Intelligent Gas Turbine Engines, S. 2.1–2.40.
- HORSTMANN, K.H. und QUAST, A. (1981): *Widerstandsverminderung durch Blasturbulatoren*. Braunschweig, Nr. FB 81-33 in DLR Forschungsbericht.
- HUNT, J., WRAY, A. und MOIN, P. (1988): *Eddies, Streams, and Convergence Zones in Turbulent Flows*. Proc. of the Center for Turbulence Research Summer Program 1988.
- HURD, R. (1976): *Subsonic Pitot Intakes - High-Speed High-Incidence Performance*. Rolls Royce Report.
- JAKUBOWSKI, A. und LUIDENS, R. (1975): *Internal Cowl Separation at High Incidence Angles*. AIAA Journal, Bd. 64.
- JEONG, J. und HUSSAIN, F. (1995): *On the Identification of a Vortex*. J. Fluid Mech., Bd. 285, S. 69–94.
- KÄHLER, C., SAMMLER, B. und KOMPENHANS, J. (2002): *Generation and Control of Tracer Particles for Optical Flow Investigations in Air*. Exp. Fluids, Bd. 33, S. 736–742.
- KÄHLER, C., SCHARNOWSKI, S. und CIERPKA, C. (2012): *On the Resolution Limit of Digital Particle Image Velocimetry*. Exp. Fluids (online first).
- KLINKE, S. und ROBINSON, S. (1989): *Near Wall Turbulence: Quasi-Coherent Structures in the Turbulent Boundary Layer*. Taylor & Francis Inc., New York, 1. Aufl.
- LARKIN, M. und SCHWEIGER, P. (1992): *Ultra High Bypass Nacelle Aerodynamics: Inlet Flow-Through High Angle of Attack Distortion Test*. Nr. CR-189149 in NASA Contractor Report.
- LEINHOS, D., SCHMID, N. und FOTTNER, L. (2001): *The Influence of Transient Inlet Distortions on the Instability Inception of a Low-Pressure Compressor in a Turbofan Engine*. J. Turbomachinery, Bd. 123.
- LONGLEY, J. und GREITZER, E. (1992): *Inlet Distortion Effects in Aircraft Propulsion System Integration*. Nr. LS 183 in AGARD Lecture Series, S. 6.1–6.17.
- LUIDENS, R., STOCKMAN, N. und DIEDRICH, J. (1980): *Optimum Subsonic, High-Angle-of-Attack Nacelles*. Nr. TM-81491 in NASA Technical Memorandum.
- MATTINGLY, J., HEISER, W. und PRATT, D. (2002): *Aircraft Engine Design*. AIAA Education Series, Reston, VA, 2. Aufl.
- MCCULLOUGH, G. und GAULT, D. (1951): *Examples of Three Representative Types of Airfoil-Section Stall at Low Speed*. Nr. TN-2502 in NACA Technical Note.



- MITTAL, R. und KOTAPATI, R. (2005): *Numerical Study of Resonant Interactions and Flow Control in a Canonical Separated Flow*. Reno, NV, USA, Nr. AIAA-2005-1261 in Proc. of the 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting.
- MOTYCKA, D. (1985): *Reynolds Number and Fan/Inlet Coupling Effects on Subsonic Transport Inlet Distortion*. J. Propulsion and Power, Bd. 1, S. 229–234.
- MULLENDER, A., LECORDIX, J., LECOSSAIS, E., GODARD, J. und HEPPELLE, M. (1996a): *The ELFIN II and LARA HLF Nacelles: Design, Manufacture and Test*. Bordeaux, Frankreich, Nr. 5.3 in Proc. of the 2nd European Forum on Laminar Flow Technology.
- MULLENDER, A., LECORDIX, J., LECOSSAIS, E., GODARD, J. und HEPPELLE, M. (1996b): *Hybrid Laminar Flow Nacelle Design*. Sorrento, Italien, Nr. ICAS-96-2.3.4 in Proc. of the 20th Congress of the Int. Council of the Aeronautical Sciences, S. 504–520.
- MURPHY, J., MACMANUS, D. und TAYLOR, M. (2007): *A Quantitative Study of Inlet Ground Vortices*. Beijing, China, Nr. ISABE-2007-1209 in Proc. of the 18th Int. Symposium on Airbreathing Engines.
- NI TSCH E, W. und BRUNN, A. (2006): *Strömungsmesstechnik*. Springer Verlag, Berlin, 2. Aufl.
- OPPENHEIM, A. und SCHA FER, R. (1975): *Digital Signalprocessing*. PRENTICE HALL, INC., Englewood Cliffs, NJ, 1. Aufl.
- OVERMARS, E., WARNCKE, N., POELMA, C. und WESTERWEEL, J. (2010): *Bias Errors in PIV: The Pixel Locking Effect Revisited*. Lissabon, Portugal, Proc. of the 15th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics.
- PALLEK, D., VON GEYR, H. und SCHRÖDER, A. (2008): *Experimental and Numerical Study on the Flow Behind a TPS*. Lissabon, Portugal, Proc. of the 14th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics.
- PERRY, A. und CHONG, M. (1986): *A Series-Expansion Study of the Navier-Stokes Equations with Applications to Three-Dimensional Separation Patterns*. J. Fluid Mech., Bd. 173, S. 207–223.
- PRASAD, A. (2000): *Stereoscopic Particle Image Velocimetry*. Exp. Fluids, Bd. 29, S. 103–116.
- PROBST, A. (2013): *Reynoldsspannungsmodellierung für das Überziehen in der Flugzeug-aerodynamik*. Dissertation, TU Braunschweig.
- PROBST, A. und RADESPIEL, R. (2008): *Implementation and Extension of a Near-Wall Reynolds-Stress Model for Application to Aerodynamic Flows on Unstructured Meshes*. Reno, NV, USA, Nr. AIAA-2008-0770 in Proc. of the 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.

- PROBST, A., RADESPIEL, R. und RIST, U. (2012a): *Linear-Stability-Based Transition Modeling for Aerodynamic Flow Simulations with a Near-Wall Reynolds-Stress Model*. AIAA Journal, Bd. 50, S. 416–428.
- PROBST, A., SCHULZE, S., RADESPIEL, R. und KÄHLER, C. (2012b): *Numerical Simulation of Engine-Inlet Stall with Advanced Physical Modelling Compared to Validation Experiments*. Springer, zur Veröffentlichung in Notes on Numerical Fluid Mechanics eingereicht.
- QUÉMARD, C., GARÇON, F. und RAYNAL, J.C. (1996): *High Reynolds Number Air Intake Tests in the ONERA F1 and SIMA Wind-Tunnels*. Braunschweig, Nr. DLR Mitt. 96-01 in Proc. of the DLR Workshop.
- RAFFEL, M., WILLERT, C., WERELEY, S. und KOMPENHANS, J. (2007): *Particle Image Velocimetry - A Practical Guide*. Springer Verlag, Berlin, 2. Aufl.
- RAYNAL, J. (1994): *LARA Laminar Flow Nacelle Off-Design Performance Tests in the ONERA F1 Wind Tunnel*. Chatillon, Frankreich, Nr. 90/4365 AY in ONERA Test Report.
- REID, C. (1969): *The Response of Axial Compressors to Intake Flow Distortion*. Nr. GT-29 in Proc. of the ASME.
- SCHARNOWSKI, S., HAIN, R. und KÄHLER, C. (2010): *Estimation of Reynolds Stresses from PIV Measurements with Single-Pixel Resolution*. Lissabon, Portugal, Proc. of the 15th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics.
- SCHARNOWSKI, S., HAIN, R. und KÄHLER, C. (2012): *Reynolds Stress Estimation up to Single-Pixel Resolution Using PIV-Measurements*. Exp. Fluids, Bd. 52, S. 985–1002.
- SCHARNOWSKI, S. und KÄHLER, C. (2011): *Investigation of the Wake Dynamics of a Generic Space Launcher at  $Ma=0.7$  by Using High-Repetition Rate PIV*. St. Petersburg, Russland, Proc. of the 4th European Conference for Aerospace Sciences.
- SCHLICHTING, H. und TRUCKENBRODT, E. (2000): *Aerodynamik des Flugzeuges: Erster Band*. Springer Verlag, Berlin, 3. Aufl.
- SCHULZE, S. und KÄHLER, C. (2010): *Untersuchung der abgelösten Strömung in einem Triebwerkseinlauf*. Cottbus, Proc. of the 18th Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik", GALA e.V.
- SCHULZE, S., KÄHLER, C. und RADESPIEL, R. (2007): *On the Comparison of Stalling Flow-Through Nacelles and Powered Inlets at Take-Off Conditions*. Berlin, Nr. CEAS-2007-200 in Proc. of the 1st European Air and Space Conference, S. 3163–3171.
- SEDDON, J. und GOLDSMITH, E. (1985): *Intake Aerodynamics*. Collins Professional and Technical Books, London, 1. Aufl.
- STANISLAS, M., OKAMOTO, K., KÄHLER, C. und WESTERWEEL, J. (2005): *Main Results of the Second International PIV Challenge*. Exp. Fluids, Bd. 39, S. 170–191.

- TIAN, Y. und CATTAFESTA, L. (2006): *Adaptive Control of Separated Flow*. Reno, NV, USA, Nr. AIAA-2006-1401 in Proc. of 44th AIAA Aerospace Sciences Meeting.
- TRUESDELL, C. (1954): *The Kinematics of Vorticity*. Indiana University Press, Bloomington, IN, 1. Aufl.
- VOLLMERS, H. (2001): *Detection of Vortices and Quantitative Evaluation of their Main Parameters from Experimental Velocity Data*. Meas. Sci. Technol., Bd. 12, S. 1199–1207.
- WAKELAM, C., HYNES, T., HODSON, H. und CHANEZ, P. (2009): *Separation Control for Intakes in Crosswinds*. Montreal, Kanada, Nr. ISABE-2009-1351 in Proc. of the 19th Int. Symposium on Airbreathing Engines.
- WANG, Z. und GURSUL, I. (2011): *An Experimental Study of the Formation and Unsteady Characteristics of Inlet Vortices*. Orlando, FL, USA, Nr. AIAA-2011-988 in Proc. of the 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting.
- WELCH, P. (1967): *The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging over Short, Modified Periodograms*. IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics, Bd. AU-15, S. 17–20.
- WIENEKE, B. (2005): *Stereo-PIV Using Self-Calibration on Particle Images*. Exp. Fluids, Bd. 39, S. 267–280.
- WILLERT, C. und GHARIB, M. (1991): *Digital Particle Image Velocimetry*. Exp. Fluids, Bd. 10, S. 181–193.
- ZHOU, J., ADRIAN, R., BALACHANDAR, S. und KENDALL, T. (1999): *Mechanisms for Generating Coherent Packets of Hairpin Vortices in Channel Flow*. J. Fluid Mech., Bd. 387, S. 353–396.



# Abbildungsverzeichnis

1.1	Strömung um die untere Einlaufklappe eines angestellten Triebwerks mit hohem Massenstrom nach BRÄUNLING (2009).	3
1.2	Beeinflussung der Pumpgrenze durch eine Totaldruckstörung im Einlauf (LONGLY und GREITZER (1992)).	4
1.3	Auswirkung des Fans/Verdichters auf die Totaldruckverteilung im Einlauf nach GREITZER ET AL. (2004).	7
2.1	Hybrides, unstrukturiertes Netz der LARA Gondel.	11
2.2	Strömungsfeld der LARA Gondel nach Ablösebeginn, $Ma = 0.25$ , $Re = 11.2 \times 10^6$ , $\dot{m} = 1264 \text{ kg/s}$ , $\alpha = 18.0^\circ$ .	12
2.3	Druck- und Wandschubspannungsverteilungen der LARA Gondel, $\theta = 180^\circ$ , $Ma = 0.25$ , $Re = 11.2 \times 10^6$ .	13
2.4	Untersuchung verschiedener Einflussfaktoren auf die Druckverteilungen im $180^\circ$ -Schnitt, $Ma = 0.25$ , $Re = 11.2 \times 10^6$ .	13
2.5	Konturen der unteren Einlaufklappe im Entwurfsprozess, $\theta = 180^\circ$ .	14
2.6	Strömungsfeld des Durchflussgondelentwurfs bei Ablösebeginn, $Ma = 0.15$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ , $\alpha = 15^\circ$ .	15
2.7	Druck- und Wandschubspannungsverteilungen des Durchflussgondelentwurfs, $Ma = 0.15$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ , $\alpha = 15^\circ$ .	15
2.8	Wachstum der Ablöseblase in Strömungsrichtung.	16
2.9	Wachstum der Ablöseblase in Umfangsrichtung.	16
2.10	Wachstum der Ablöseblase normal zur Gondeloberfläche.	17
3.1	Atmosphärischer Windkanal München (AWM).	21
3.2	Strömungsqualität bei $x = 2500 \text{ mm}$ , $U_\infty = 38 \text{ m/s}$ , Blick stromauf.	23
3.3	Frequenzspektrum in der Windkanalmitte, $x = 2500 \text{ mm}$ , $U_\infty = 38 \text{ m/s}$ .	23
3.4	Windkanalmodell der Durchflussgondel.	25
3.5	Verteilung der verschiedenen Messtechniken über den Umfang der Durchflussgondel.	26
3.6	Anordnung der statischen Druckbohrungen.	26
3.7	Anordnung der instationären Druckaufnehmer.	26
3.8	Vergleich von Ist- und Sollgeometrie.	27
3.9	Einfluss der Traverse auf den Anstellwinkel, $\alpha = 0^\circ$ , $\theta = 180^\circ$ .	29
3.10	Einfluss der Traverse auf den Anstellwinkel in der numerischen Simulation, $\alpha = 0^\circ$ , $\theta = 180^\circ$ .	29

3.11	Messkette der statischen Druckmessungen. . . . .	31
3.12	Messkette der instationären Druckmessungen. . . . .	32
3.13	Experimenteller Aufbau der verschiedenen PIV-Messungen. . . . .	36
4.1	Ausblasöffnungen und Beruhigungskammern am Windkanalmodell. . . . .	47
4.2	Messkette für das wandnormale Ausblasen zur Einleitung der Transition. . . . .	48
4.3	Lage des Zackenbandes am Windkanalmodell auf der Innen- (rechts) und Außenseite (links). . . . .	49
4.4	Einfluss des Ausblasverhältnisses $v_{jet}/U_\infty$ auf die Druckverteilungen im 180°-Schnitt, $\alpha = 24.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	49
4.5	Ölanstrichbilder der angewandten Transitionsmethoden für $\alpha = 6.5^\circ$ . . . . .	50
4.6	Ölanstrichbilder der angewandten Transitionsmethoden für verschiedene Anstellwinkel im Bereich von $\alpha = 23.5^\circ$ bis $\alpha = 27.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	52
4.7	Vergleich der laminaren Ablöseblase bei $\alpha = 6.5^\circ$ und $\alpha = 24.5^\circ$ für $v_{jet}/U_\infty = 0$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	53
4.8	Vergleich der Druckverteilungen für beide Trippingmethoden bei $\alpha = 23.5^\circ$ und $\alpha = 24.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	54
4.9	Vergleich des Hystereseverhaltens für beide Trippingmethoden, $\alpha = 25.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	55
4.10	Einfluss eines Klebebandes (KB) auf die Strömung im Einlauf für beide Trippingmethoden, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	56
4.11	Ölanstrichbilder für die Einbaulage der instationären Druckmessungen, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	57
4.12	Ölanstrichbilder für die Einbaulage der PIV-Messungen, $v_{jet}/U_\infty = 0$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	57
4.13	Ölanstrichbilder für die Einbaulage der PIV-Messungen, $v_{jet}/U_\infty = 0.132$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	57
5.1	Vergleich der experimentellen Ölanstrichbilder (links) und der numerisch ermittelten Wandstromlinienverläufe (rechts), $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	64
5.2	Druckverteilungen im 180°-Schnitt für den Anstellwinkelbereich von $\alpha = 6.5^\circ$ bis $\alpha = 26.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	66
5.3	Vergleich der Druckverteilungen im 180°-Schnitt für Experiment und numerische Simulation (JHh-v2 RSM), $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	67
5.4	Gemittelte Geschwindigkeitsfelder für die konventionellen und stereoskopischen PIV-Messungen, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	69
5.5	Gemittelte Geschwindigkeitsfelder für die zeitauflösenden PIV-Messungen, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	70
5.6	Vergleich der gemittelten Geschwindigkeitsfelder für zeitauflösende PIV-Messungen und numerische Simulation, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	72
5.7	Optische Verzerrungen aufgrund des Blicks durch den Plexiglasmantel der Durchflussgondel am Beispiel einer RMS-Partikelbildaufnahme. . . . .	73

5.8	Vergleich der Scherspannungen $\overline{uw}/U_\infty^2$ für die stereoskopischen PIV-Messungen und die numerischen Berechnungen, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	75
5.9	Scherspannungen $\overline{uw}/U_\infty^2$ für die konventionellen und zeitauflösenden PIV-Messungen am Beispiel $\alpha = 25.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	76
5.10	Volumetrische Darstellung der turbulenten Ablöseblase für $\alpha = 25.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	78
5.11	Modellvorstellung für die abgelöste Strömung im Einlauf der Durchflussgondel. . . . .	80
6.1	Charakterisierung möglicher Frequenzen in der abgelösten Strömung (adaptiert von MITTAL und KOTAPATI (2005)). . . . .	83
6.2	Normiertes Autoleistungsspektrum für die Geschwindigkeitsfelder der TR-PIV-Messungen, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	88
6.3	Zeitliche Entwicklung der Spektralverläufe für $\alpha = 25.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	90
6.4	Instantanes Vektorfeld der zeitauflösenden PIV-Messungen mit eingezeichneten Wirbeln, $\alpha = 25.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	90
6.5	Flächenhafte Verteilung der maximalen Frequenzen für $\alpha = 25.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	90
6.6	Statistische Analyse der instationären Druckinformationen in normierter Form, $Re = 11.2 \times 10^6$ . . . . .	92
6.7	Normiertes Autoleistungsspektrum für die instationären Druckmessungen, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	93
6.8	Instantanes Wirbelstärkefeld der zeitauflösenden PIV-Messungen mit eingezeichneten Wirbeln, $\alpha = 25.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	98
6.9	Anzahl der auftretenden Wirbelstrukturen pro Vektorfeld für verschiedene Anstellwinkel, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	99
6.10	Histogramm der Wirbelpositionen in der Symmetrieebene der Durchflussgondel für verschiedene Anstellwinkel, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	101
6.11	Histogramm der Wirbelfläche und -stärke in Abhängigkeit vom Wandabstand für verschiedene Anstellwinkel, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	102
6.12	Histogramm der Wirbelfläche und -stärke in Abhängigkeit von der axialen Position für $\alpha = 25.5^\circ$ , $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	103
6.13	Wirbelfläche, -achsenverhältnis, -stärke und -energie für verschieden Anstellwinkel, $Re = 1.34 \times 10^6$ . . . . .	104





# Tabellenverzeichnis

2.1	Dimensionslose Koordinaten des Durchflussgondelentwurfs, Innenseite. . . . .	18
2.2	Dimensionslose Koordinaten des Durchflussgondelentwurfs, Außenseite. . . . .	19
3.1	Parameter der Hitzdrahtmessung. . . . .	23
3.2	Dimensionslose Koordinaten der statischen Druckbohrungen im 180°-Schnitt. . . . .	25
3.3	Dimensionslose Koordinaten der instationären Druckaufnehmer im 180°-Schnitt. . . . .	26
3.4	Parameter der statischen Druckmessung. . . . .	33
3.5	Parameter der instationären Druckmessung. . . . .	33
3.6	Parameter der zeitauflösenden PIV-Messungen. . . . .	40
3.7	Parameter der konventionellen, stereoskopischen und tomographischen PIV-Messungen. . . . .	41
3.8	Abschätzung des max. möglichen Fehlers in der Anströmgeschwindigkeit $U_\infty$ . . . . .	42
3.9	Relativer Fehler der mit den PIV-Verfahren ermittelten Geschwindigkeitskomponente $u$ . . . . .	45
4.1	Ausdehnung der laminaren Ablöseblase in Strömungsrichtung für beide Trippingmethoden (abgelesen bei $\theta = 180^\circ$ ). . . . .	51
4.2	Ausdehnung der turbulenten Ablöseblase in Strömungs- und Umfangsrichtung für beide Trippingmethoden (abgelesen bei $\theta = 180^\circ$ ). . . . .	53
4.3	Übersicht über die Anstellwinkel des Ablösebeginns sowie die mögliche Anstellwinkelerhöhung für verschiedene Messkonfigurationen. . . . .	58
5.1	Ausdehnung der turbulenten Ablöseblase in Strömungs- und Wandnormalenrichtung für verschiedene PIV-Messungen. . . . .	74



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit ist während meiner Tätigkeit als wissenschaftliche Mitarbeiterin sowohl am Institut für Strömungsmechanik an der TU Braunschweig als auch zum Großteil am Institut für Strömungsmechanik und Aerodynamik an der Universität der Bundeswehr München entstanden.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. rer. nat. C.J. Kähler, der mich durchgängig auf meinem Weg von der Diplomarbeit bis zur Promotion begleitet und mir stets Rat und Tat zur Seite gestanden hat. Dank seines Einsatzes war es mir möglich, in meiner Arbeit auf eine hochmoderne Messausstattung zurückzugreifen und so von seinem umfassenden messtechnischen Erfahrungsschatz zu lernen. Gemeinsam haben wir nicht nur den überziehenden Triebwerkseinlauf, sondern auch den Umzug von Braunschweig an die neue Wirkungsstätte München erfolgreich gemeistert. Prof. Dr.-Ing. R. Radespiel möchte ich für die hervorragende Betreuung der numerischen Untersuchungen sowie für das fortlaufende Vertrauen in meine Arbeit danken. Ich habe bei meinen beiden Doktorvätern stets ein offenes Ohr gefunden und bedanke mich für die Initiierung der DFG geförderten FOR1066, die mir ein herzliches und freundliches Arbeitsumfeld geboten hat.

Prof. Dr.-Ing. R. Niehuis danke ich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes sowie für die Möglichkeit, die Istgeometrie meines Windkanalmodells an seinem Institut vermessen zu dürfen.

Zum Gelingen meiner Arbeit haben auf unterschiedlichste Weise auch zahlreiche Kolleginnen und Kollegen beigetragen, so dass ich sie explizit nicht alle hervorheben kann. Herrn Dipl.-Ing. A. Probst möchte ich jedoch für die stete Diskussionsbereitschaft und die vorbildliche und freundschaftliche Zusammenarbeit danken. Wir waren ein tolles Team und haben seit dem 1. Semester viel erreicht. Bei den Stammmannschaften und wissenschaftlichen Mitarbeitern des ISM und des LRT7 bedanke ich mich ganz herzlich für die Fertigungsarbeiten an meinen Windkanalmodellen sowie für die Unterstützung in den Windkanälen selbst. Insbesondere die Herren Dipl.-Ing. M. Dumitra, Dipl.-Ing. (FH) K. Fichtl und H.-P. Görlich waren mir stets eine große Hilfe, so dass ich die gemeinsamen Stunden im Windkanal in guter Erinnerung behalten werde. Meiner LRT7-Crew danke ich für die ansteckende gute Laune und Herrn Dipl.-Ing. A. Lesser für unterhaltsame Bahnfahrten zu unseren Forschergruppentreffen. Bei der Firma „Lehmann + Paul GmbH“ möchte ich mich für die präzise Fertigung des Gondleinlaufs bedanken.

Zu guter Letzt gilt mein Dank meinen Eltern und meinem Freund Christian, die in den letzten Jahren viel Verständnis für meine Arbeit aufgebracht und mir stets einen festen Rückhalt gegeben haben. Meine Eltern haben mich im Studium unterstützt und stets in meinen beruflichen Weg vertraut. Mein Freund Christian hat mir die Fortführung meiner Arbeit in München erst ermöglicht und hatte immer ein paar ermutigende Worte für mich über. Euch sei die vorliegende Arbeit von Herzen gewidmet.