Technische Universität Dresden

Untersuchung optischer Verfahren zur gleichzeitigen Messung von Strömungs- und Schallfeldern an aeroakustischen Schalldämpfern

Daniel Haufe

von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität Dresden

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktoringenieurs

(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Vorsitzender:	Prof. Dr.-Ing. H. Lakner		
Gutachter:	Prof. Dr.-Ing. habil. J. Czarske	Tag der Einreichung:	06.07.2015
	Prof. Dr. rer. nat. L. Enghardt	Tag der Verteidigung:	18.12.2015
	Prof. Dr.-Ing. I. Röhle		

Danksagung

Die Arbeiten zu dieser Dissertation entstanden an der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik, derem Leiter, Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Jürgen Czarske, ich zu besonderem Dank verpflichtet bin. Ihm gebührt nicht nur der Dank für die Aufnahme meiner Person als wissenschaftlichen Mitarbeiter und Doktoranden, sondern ebenso für das Vertrauen und die Freiheiten, die er mir für die Bearbeitung der Forschungsaufgaben geschenkt hat. Ein herzlicher Dank geht zudem an alle Mitglieder seines Lehrstuhls, von deren Hilfsbereitschaft und Engagement ich stets profitiert habe. Hierbei möchte ich speziell Herrn PD Dr.-Ing. habil. Andreas Fischer danken, dessen motivierendes, kreatives und kompetentes Handeln mir stets ein großes Vorbild war und noch immer ist. Weiterhin sei den Herren Dr. rer. nat. Lars Büttner, Dr.-Ing. Jörg König und Dipl.-Phys. Raimund Schlüßler für zahlreiche Diskussionen und Hilfestellungen sowie insbesondere meinem Zimmerkollegen Dr.-Ing. Nektarios Koukourakis („Neki“) für die freundliche Atmosphäre gedankt.

Für die fruchtbringende Kooperation mit der TU Berlin und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt möchte ich Herrn Prof. Dr. rer. nat. Lars Enghardt vielfach meinen Dank aussprechen, ebenso wie den Herren Dr.-Ing. Friedrich Bake und Dr.-Ing. André Fischer sowie Frau Dipl.-Ing. Anita Schulz für die kollegiale Zusammenarbeit. Für ihre Mitwirkung im Rahmen von Studien- bzw. Diplomarbeiten und wissenschaftlichen Hilfstätigkeiten danke ich (in alphabetischer Reihenfolge) Christian Mächler, Sebastian Pietzonka, Heiko Scholz und Lena Schröder. Dankend hervorheben möchte ich die Übernahme der Gutachtertätigkeit von Prof. Dr.-Ing. habil. Jürgen Czarske, Prof. Dr. rer. nat. Lars Enghardt und Prof. Dr.-Ing. Ingo Röhle sowie die Bereitschaft für die Mitgliedschaft bzw. den Vorsitz bei der Promotionskommission von Prof. Dr.-Ing. habil. Rüdiger Hoffmann bzw. Prof. Dr.-Ing. Hubert Lakner.

Wegen der abschnittsweise erhaltenen Finanzierung von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (Drittmittelprojekt) und vom Studentenwerk Dresden (Sächsisches Landesstipendium) gilt den beteiligten Institutionen mein aufrichtiger Dank. Darüber hinaus bedanke ich mich bei den Fakultätswerkstätten (Mechanik-, Elektronik- und Diplomandenwerkstatt) für ihre Zuarbeiten, sowie bei den Firmen Toptica Photonics AG und Ila GmbH für die Bereitstellung des verwendeten Lasers und des eingesetzten Partikelgenerators.

Zu guter Letzt möchte ich meinem Familien- und Freundeskreis meinen höchsten Dank für die Unterstützung vor und während meiner Promotionszeit zum Ausdruck bringen. Dank dem erhaltenen Rückhalt und Zuspruch konnte ich mein Promotionsvorhaben beginnen und zu einem erfolgreichen Abschluss bringen.

Kurzfassung

Um Flugzeugtriebwerke und stationäre Gasturbinen schadstoffärmer und leiser zu gestalten, werden effizientere Dämpfer zur Unterdrückung des in der Brennkammer entstehenden Schalls benötigt. Hierfür sollen durchströmte, perforierte Wandauskleidungen eingesetzt werden, die sogenannten Bias-Flow-Liner (BFL). Die Erhöhung der Dämpfungseffizienz von BFL erfordert jedoch ein tiefer gehendes Verständnis der aeroakustischen Dämpfungsmechanismen. Die Analyse der Mechanismen bedarf einer experimentellen Untersuchung des Vektorfeldes der Fluidgeschwindigkeit, die sowohl die Strömungsgeschwindigkeit als auch die Schallschnelle enthält. Zur gleichzeitigen Erfassung beider Größen wird eine berührungslose sowie örtlich und zeitlich hoch aufgelöste Messung der Geschwindigkeit von im Mittel 10 m/s bis 100 m/s bei einer Unsicherheit von maximal 10 mm/s für die Schallschnelleamplitude und einem Dynamikumfang von 1000 bis 10 000 benötigt. Für diese Messung sind optische Verfahren vielversprechend, genügten aber bisher nicht diesen Anforderungen.

Deshalb wurden im ersten Schritt neuartige optische Geschwindigkeitsmessverfahren erstmals bezüglich der Eignung für aeroakustische Untersuchungen am BFL, speziell hinsichtlich der Unsicherheit und des Dynamikumfangs, charakterisiert: der Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilsensor (LDV-PS), die akustische Particle Image Velocimetry (A-PIV) und die Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzmodulation (FM-DGV). Aus dem Messunsicherheitsbudget geht für alle Verfahren die turbulente Strömungsfluktuation als dominierender Beitrag zur Unsicherheit für die gemessene Schnelleamplitude hervor, wobei die Unsicherheit durch eine Erhöhung der Messdauer gesenkt werden kann. Für eine Messdauer von 80 s beträgt die mittels FM-DGV erzielte Unsicherheit bei einer mittleren Strömungsgeschwindigkeit von 100 m/s beispielsweise 10 mm/s, woraus ein Dynamikumfang von 10 000 resultiert. Demnach erfüllen die neuartigen Verfahren die Voraussetzungen für die Anwendung am BFL, was im zweiten Schritt experimentell demonstriert wurde. Hierbei wurde zwecks Untersuchung kleiner Strukturen der LDV-PS mit einer feinen Ortsauflösung von minimal 10 µm genutzt. Ferner wurde die großflächige Erfassung mittels A-PIV zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen den Perforationslöchern eingesetzt und eine spektrale Untersuchung der mittels FM-DGV gemessenen Geschwindigkeit bei einer hohen Messrate von 100 kHz durchgeführt. Im Ergebnis wurden folgende Erkenntnisse zum Dämpfungsverhalten gewonnen: Am BFL tritt eine Interaktion von Strömung und Schall auf, die zu einer Oszillation der Geschwindigkeit mit hoher Amplitude bei der Schallanregungsfrequenz führt. Aus der erstmals durchgeführten Zerlegung der volumetrisch gemessenen Geschwindigkeit in Strömungsgeschwindigkeit und Schallschnelle resultiert, dass die akustisch induzierte oszillierende Geschwindigkeit vorwiegend dem Strömungsfeld zuzuordnen ist. Folglich wurde ein Energietransfer vom Schallfeld ins Strömungsfeld am BFL nachgewiesen, der wegen des sich typischerweise anschließenden Zerfalls von Strömungswirbeln und der finalen Umwandlung in Wärmeenergie zur Dämpfung beiträgt. Zudem wurde mittels spektraler Analyse der Geschwindigkeit ein breitbandiger Energiezuwachs bei tonaler Schallanregung festgestellt, welcher mit der Dämpfungseffizienz korreliert ist. Somit wird die These der primär von der akustisch induzierten Wirbelbildung herrührenden Dämpfung gestützt. Diese mit den neuartigen optischen Messverfahren gewonnenen Erkenntnisse tragen perspektivisch zur Optimierung von BFL hinsichtlich einer hohen Dämpfungseffizienz bei.

Abstract

In order to design aircraft engines and stationary gas turbines with a lower emission of pollutants and noise, dampers with an increased efficiency for the suppression of the sound generated in a combustion chamber are needed. For this aim, perforated liners with a flow through the perforation, called bias flow liners (BFL), are applied. However, increasing the damping efficiency of a BFL demands a deeper understanding of the aeroacoustic damping mechanisms. The analysis of the mechanisms requires an experimental investigation of the fluid velocity vector field which comprises both the flow velocity and the acoustic particle velocity. To acquire both quantities simultaneously, a contactless and both spatially and temporally highly-resolving measurement of the velocity having a mean value of 10 m/s to 100 m/s with a maximum uncertainty of 10 mm/s for the amplitude of the acoustic particle velocity and a dynamic range of 1000 to 10 000 is necessary. To this end, optical methods are promising, however, they were previously not sufficient regarding these requirements.

For this reason, novel optical methods for the velocity measurement have initially been characterized concerning their suitability for aeroacoustic investigations at BFL for the first time, especially regarding the uncertainty and the dynamic range: laser Doppler velocity profile sensor (LDV-PS), acoustic Particle Image Velocimetry (A-PIV) and Doppler global velocimetry with frequency modulation (FM-DGV). As shown in the measurement uncertainty budget, the turbulent fluctuation has the most dominant contribution to the uncertainty of the measured amplitude of the acoustic particle velocity for all methods, though, the uncertainty can be decreased by increasing the measurement duration. Using FM-DGV as an example, the uncertainty at a flow velocity with a mean value of 100 m/s amounts to 10 mm/s for a measurement duration of 80 s, which results in a dynamic range of 10 000. Following that, the investigated methods fulfil the requirements for the application at the BFL, which was experimentally proven in a second step. For the investigation of small structures, the LDV-PS was used employing a fine spatial resolution of minimum 10 µm. Furthermore, the large-scale acquisition by A-PIV was utilized to investigate the interaction between the perforation holes, and a spectral analysis of the velocity was conducted, measured using FM-DGV at high measurement rate of 100 kHz. As a result, the following insights have been attained about the damping mechanisms: An interaction of sound and flow occurs at the BFL, where an oscillation of the velocity is generated, with a high amplitude at the sound excitation frequency. As obtained by the decomposition of the volumetrically measured velocity into flow velocity and acoustic particle velocity for the first time, the acoustically induced oscillating velocity predominantly corresponds to the flow field. Thus, an energy transfer from the sound field to the flow at the BFL has been proven, which accounts for the damping, due to the typically following decay of flow vortices and the eventual transform into heat energy. In addition, a spectral analysis of the velocity revealed a broadband energy gain for tonal sound excitation and the gain is correlated to the damping efficiency. Consequently, this corroborates the assumption that the damping is primarily resulting from an acoustically induced vortex generation. These insights gained by the novel optical measurement methods perspectively contribute to the optimization of BFL concerning a high damping efficiency.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis **III**

Abkürzungsverzeichnis **VI**

1 Einleitung **1**
1.1 Motivation und Zielstellung . . . 1
1.2 Stand der Technik . . . 3
1.3 Lösungsansatz und Struktur der Arbeit . . . 8

2 Theoretische Grundlagen **11**
2.1 Geschwindigkeitsfelder in Fluiden . . . 11
2.1.1 Beschreibung von Strömungsfeldern . . . 12
2.1.2 Beschreibung von Schallfeldern . . . 13
2.2 Ausgewählte Verfahren für die Messung der Fluidgeschwindigkeit . . . 16
2.2.1 Laser-Doppler-Velozimetrie (LDV) . . . 18
2.2.1.1 konventionelle LDV . . . 18
2.2.1.2 Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilsensor (LDV-PS) . . . 21
2.2.2 Particle Image Velocimetry (PIV) . . . 22
2.2.2.1 konventionelle PIV . . . 22
2.2.2.2 akustische PIV (A-PIV) . . . 24
2.2.3 Doppler-Global-Velozimetrie (DGV) . . . 24
2.2.3.1 konventionelle DGV . . . 24
2.2.3.2 DGV mit Frequenzmodulation (FM-DGV) . . . 26
2.3 Signalverarbeitung . . . 28
2.3.1 Signalmodell . . . 28
2.3.2 Parameterschätzung . . . 29
2.3.3 Phasenaufgelöste Geschwindigkeitsschätzung . . . 31
2.3.4 Trennung von Strömungsfeld und Schallfeld . . . 32

3 Experimentelle Voraussetzungen **35**
3.1 Aeroakustik-Versuchsstände . . . 35
3.2 Geschwindigkeitsmesssysteme . . . 37
3.2.1 LDV-PS-System . . . 37
3.2.1.1 Aufbau . . . 38
3.2.1.2 Signalverarbeitung . . . 39
3.2.2 A-PIV-System . . . 40
3.2.2.1 Aufbau . . . 41
3.2.2.2 Signalverarbeitung . . . 42
3.2.3 FM-DGV-System . . . 42
3.2.3.1 Aufbau . . . 42
3.2.3.2 Signalverarbeitung . . . 44

4 Charakterisierung der Geschwindigkeitsmessverfahren 45
4.1 Messunsicherheit und Dynamikumfang . . . 45
4.1.1 LDV-PS-Unsicherheitsbudget (Einzelmessung) . . . 46
4.1.2 A-PIV-Unsicherheitsbudget (Einzelmessung) . . . 50
4.1.3 FM-DGV-Unsicherheitsbudget (Einzelmessung) . . . 53
4.1.4 Verfahrensunabhängige Unsicherheitsbeiträge . . . 56
4.1.5 Parameterunsicherheit (Mehrfachmessung) und Dynamikumfang . . . 57
4.2 Validierung mit Referenzdaten aus Mikrofonmessungen . . . 60
4.2.1 LDV-PS-Validierung . . . 62
4.2.2 A-PIV-Validierung . . . 64
4.2.3 FM-DGV-Validierung . . . 66
4.3 Schlussfolgerungen . . . 70

5 Anwendung der optischen Verfahren am Bias-Flow-Liner 73
5.1 Einordnung der Bias-Flow-Liner und Problemstellung . . . 73
5.2 Untersuchungsgegenstand . . . 75
5.3 Untersuchungen der Dämpfungsmechanismen . . . 77
5.3.1 Untersuchungen mit LDV-PS . . . 78
5.3.1.1 Aufbau und Durchführung . . . 78
5.3.1.2 Ergebnisse . . . 80
5.3.1.3 Fazit . . . 82
5.3.2 Untersuchungen mit A-PIV . . . 82
5.3.2.1 Aufbau und Durchführung . . . 83
5.3.2.2 Ergebnisse . . . 83
5.3.2.3 Fazit . . . 86
5.3.3 Untersuchungen mit FM-DGV . . . 86
5.3.3.1 Aufbau und Durchführung (flächige Messung) . . . 86
5.3.3.2 Ergebnisse (flächige Messung) . . . 87
5.3.3.3 Aufbau und Durchführung (volumetrische Messung) . . . 92
5.3.3.4 Ergebnisse (volumetrische Messung) . . . 93
5.3.3.5 Fazit . . . 97
5.4 Schlussfolgerungen . . . 98

6 Zusammenfassung 101
6.1 Erkenntnisse und Fortschritt für die Wissenschaft . . . 101
6.2 Ausblick auf weiterführende Arbeiten . . . 105

A Zur örtlichen Mittelung über die Beobachtungsapertur 109

B Zur Temperaturabhängigkeit der Schallschnelle bei Wellenüberlagerung 111

Literaturverzeichnis 113

Publikationsverzeichnis 125

Lebenslauf 129

Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung
A_1	Amplitude der 1. Harmonischen der Modulationsfrequenz im Detektorsignal
A_2	Amplitude der 2. Harmonischen der Modulationsfrequenz im Detektorsignal
$\hat{a}_{\mathrm{osc}}$	Amplitude einer kosinusförmigen Oszillation
B	mathematisches Gebiet
$\hat{b}_{\mathrm{osc}}$	Amplitude einer sinusförmigen Oszillation
c_{Licht}	Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts
c_{Schall}	Ausbreitungsgeschwindigkeit des Schalls
d	Streifenabstand eines Interferenzstreifensystems
F_∞	greensche Funktion
f	Frequenz
f_{center}	Mittenfrequenz bei der Laserfrequenzmodulation
f_{Doppler}	Dopplerfrequenz
f_{hub}	Modulationshub bei der Laserfrequenzmodulation
$f_{\mathrm{Laserlicht}}$	Frequenz des Laserlichts
f_{mod}	Modulationsfrequenz der Laserfrequenzmodulation
f_{osc}	Frequenz der Oszillationsgeschwindigkeit
f_{Schall}	Frequenz des Schallsignals
$f_{\mathrm{Streulicht}}$	Frequenz des Streulichts
f_v	Messrate der Geschwindigkeit
G_v	Übertragungsfunktion für die Geschwindigkeit
g	Fallbeschleunigung
I_{turb}	Turbulenzintensität
$\vec{i}$	Einheitsvektor der Einfallsrichtung
k_{Schall}	Wellenzahl des Schalls
$L_{p_{\mathrm{Schall}}}$	Schalldruckpegel
$l_{x,y}$	Breite des Messvolumens
l_z	Länge des Messvolumens
M	Machzahl
$\dot{m}$	Massenstrom
N_{Loch}	Anzahl der Lochöffnungen der BFL-Perforation
N_{Segment}	Anzahl der Segmente im Messvolumen des LDV-PS
N_v	Anzahl der gemessenen Geschwindigkeitswerte

Symbol	Beschreibung
n	Laufindex
$\vec{o}$	Einheitsvektor der Beobachtungsrichtung
$P_{\text{Streulicht}}$	Streulichtleistung
$\bar{p}$	statischer (zeitgemittelter) Fluiddruck
p_0	Bezugswert des Schalldrucks (in Luft)
p_{Schall}	Schalldruck
$\tilde{p}_{\text{Schall}}$	Effektivwert des Schalldrucks
$\hat{p}_{\text{Schall}}$	Amplitude des Schalldrucks
$\hat{p}_{\text{Schall,hin}}$	Amplitude des Schalldrucks der zum Reflektor hinlaufenden Welle
$\hat{p}_{\text{Schall,refl}}$	Amplitude des Schalldrucks der reflektierten Welle
q	beim LDV-PS: Quotient der Streifenabstände; bei der DGV: bzw. Quotient der Detektorsignale; bei der FM-DGV: Quotient der Amplituden von 1. und 2. Harmonischer
q_{ref}	Referenzquotient bei FM-DGV
R	Radius im Kugelkoordinatensystem
r	Reflexionsfaktor für den Schalldruck
S_v	zweiseitige spektrale Leistungsdichte der Geschwindigkeit
$S_{v,\text{fluct}}$	zweiseitige spektrale Leistungsdichte der stochastischen Fluktuationsgeschwindigkeit
$S_{v,\text{fluct-flow}}$	zweiseitige spektrale Leistungsdichte der Geschwindigkeit aufgrund der turbulenten Strömung
$\vec{s}$	Ortsvektor
T_{Burst}	Burstdauer
T_{Mess}	Messdauer
t	Zeit
u	Zeitsignal des Fotodetektors
v	Fluidgeschwindigkeit
$\bar{v}$	zeitgemittelte Fluidgeschwindigkeit
v_{fluct}	stochastische Fluktuationsgeschwindigkeit
v_{oi}	zu messende Geschwindigkeitskomponente
v_{osc}	(phasenaufgelöste) Oszillationsgeschwindigkeit
$\hat{v}_{\text{osc}}$	Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit
v_{Schall}	Schallschnelle
$\hat{v}_{\text{Schall}}$	Amplitude der Schallschnelle
$v_{\text{Strömung}}$	Strömungsgeschwindigkeit
w_0	Radius der Strahltaille des gaußschen Strahls
x	kartesische Ortskoordinate x
y	kartesische Ortskoordinate y

Symbol	**Beschreibung**
$Z_{\text{Schall,Fern}}$	Schallkennimpedanz
z	kartesische Ortskoordinate z
α	Winkel zur seitlichen Kanalnormalen
β	Lichtleistungsverhältnis bei der Strahlteilung
ΔP_v	spektraler Leistungszuwachs des Geschwindigkeitssignals
ΔS_v	Differenz von der spektralen Leistungsdichte des Geschwindigkeitssignals mit und ohne Schallanregung
Δt	Zeitintervall (Zeitauflösung)
$\Delta \hat{v}_{\text{Schall}}$	Änderung der Schallschnelleamplitude
Δz	Länge der Ortssegmente (Ortsauflösung) entlang der z-Koordinate
$\Delta \vartheta$	Temperaturänderung
$\Delta \varphi$	Phasenwinkelintervall (Phasenauflösung)
δ	Dissipationsgrad des BFL
ε	Empfindlichkeit des Fotodetektors
Θ	Polarwinkel im Kugelkoordinatensystem
ϑ	Temperatur
θ	halber Öffnungswinkel zwischen den einfallenden Laserstrahlen
λ_{Licht}	Wellenlänge des Lichts
λ_{Schall}	Wellenlänge des Schalls
ζ	halber Öffnungswinkel der Beobachtungsapertur
Φ	Azimutalwinkel im Kugelkoordinatensystem
φ	Phasenwinkel
φ_{mod}	Phasenwinkel der Frequenzmodulation
φ_{osc}	Phasenlage der Oszillationsgeschwindigkeit
φ_{Schall}	Phasenlage des Schallsignals
ρ	Fluiddichte
$\bar{\rho}$	zeitgemittelte Fluiddichte
σ	Standardabweichung
τ	(optischer) Transmissionsgrad
Ω_{Schall}	Schallkreisfrequenz
ω	Wirbelstärke

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Beschreibung
A-PIV	akustische Particle Image Velocimetry
BFL	Bias-Flow-Liner
C	Komponenten (engl.: components)
CCD	charge-coupled device (dt.: ladungsgekoppeltes Bauteil)
D	Dimensionen
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
DFT	diskrete Fourier-Transformation
DGV	Doppler-Global-Velozimetrie
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DUCT-R	Duct acoustic test rig – rectangular cross section (dt.: Kanalakustikversuchsstand – rechteckiger Querschnitt)
DVR	dynamischer Geschwindigkeitsbereich (engl.: dynamic velocity range)
FM-DGV	Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzmodulation
GUM	Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement (dt:. Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen)
HHD	Helmholtz-Hodge-Zerlegung (engl.: Helmholtz-Hodge decomposition)
LDS	Leistungsdichtespektrum
LDV	Laser-Doppler-Velozimetrie
LDV-PS	Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilsensor (engl.: laser Doppler velocity profile sensor)
MKQ	Methode der kleinsten Quadrate
PIV	Particle Image Velocimetry (dt.: Partikelbild-Velozimetrie)
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis (engl.: signal-to-noise ratio)

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation und Zielstellung

Der gesellschaftliche Wunsch nach umweltfreundlicher Antriebstechnik und Energiegewinnung beinhaltet sowohl die Einsparung natürlicher Ressourcen und Verringerung der Schadstoffemission als auch die Minimierung der Schallabstrahlung speziell von Flugtriebwerken und stationären Gasturbinen in Kraftwerken. Hierfür seien beispielhaft zwei von der Europäischen Kommission in [Eur11] benannte ehrgeizige Ziele zur Verbesserung im Flugverkehr (jeweils bezogen auf die im Jahr 2000 gebauten Flugzeuge) erwähnt: Einerseits ist bis zum Jahr 2050 eine Minderung des gesundheitsschädlichen und belästigenden Fluglärms um 65 % bezüglich der subjektiv wahrgenommenen Lautheit nach [Mös10, S. 607 ff.] zu erreichen[1]. Andererseits wird eine Senkung des Ausstoßes von ebenso gesundheitsschädlichen Stickoxiden um 90 % gefordert. Um beiden Forderungen nachzukommen, sind beispielsweise konstruktive Maßnahmen bei der Triebwerksgestaltung zur verbesserten Schalldämpfung und zur Effizienzsteigerung zu ergreifen [Cas08].

Zu diesem Zweck werden gegenwärtig u. a. Bias-Flow-Liner (BFL) als Wandauskleidung in Flugzeugtriebwerken und ebenso in stationären Gasturbinen eingesetzt [Eld03]. Die BFL (siehe Abbildung 1.1) bestehen aus einer perforierten Deckschicht (engl.: liner), durch die Luft aus einem dahinterliegenden Hohlraum (Kavität) einströmt, welche beim Einsatz in der Brennkammer ursprünglich primär zur Kühlung der Wandelemente diente. Bei geeigneter Wahl dieser

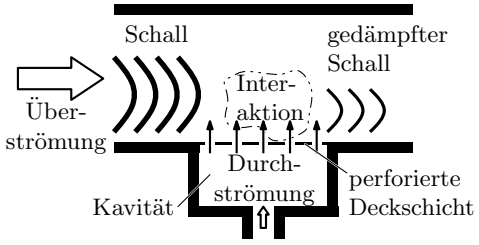


Abbildung 1.1: Schalldämpfung an einem überströmten Bias-Flow-Liner (Schnittdarstellung in Seitenansicht) aufgrund der Interaktion von einfallender Schallwelle (als symbolische Wellenfronten dargestellt) und Über- bzw. Durchströmung

[1] Dies entspricht näherungsweise einer Senkung des (im Abschnitt 2.1.2 eingeführten) Schalldruckpegels um etwa 15 dB.

Durchströmung (engl.: bias flow) der Perforation wird zusätzlich eine besonders starke passive[2] Schalldämpfungswirkung erreicht, was beispielsweise in [Heu07] gezeigt wurde. Dadurch wird nicht nur der Verbrennungslärm selbst, sondern insbesondere auch die aufgrund der thermoakustischen Kopplung entstehende Flammeninstabilität unterdrückt. Letztere gefährdet den kontinuierlichen Betrieb der Brennkammer und tritt vorwiegend bei der zukünftig verstärkt anvisierten schadstoffarmen Magerverbrennung (d. h. bei geringem Brennstoff-Luft-Verhältnis) auf [Giu10].

Gelingt eine Optimierung sowohl der Geometrie der Perforation als auch der Durchströmung der BFL bezüglich einer hohen Effizienz (d. h. hohe Dämpfungswirkung auch bei geringer Durchströmung) bei der Schalldämpfung, können Brennkammern in Flugtriebwerken und stationären Gasturbinen perspektivisch leiser und zudem schadstoffärmer gestaltet werden. Hierfür muss jedoch zunächst ein tiefgründigeres physikalisches Verständnis der aeroakustischen Schalldämpfungsmechanismen bei durchströmten und (aufgrund der Verbrennungsgase) gleichzeitig überströmten BFL erlangt werden. Dabei gilt es, die in unmittelbarer Nähe der Perforation stattfindende Interaktion zwischen Strömung und Schall[3] phänomenologisch zu erfassen und modellhaft zu beschreiben.

Für die vollständige analytische Beschreibung von fluidmechanischen Vorgängen muss gemäß [Sch06, S. 49 ff.] ein nichtlineares partielles Differenzialgleichungssystem zweiter Ordnung bezüglich der physikalischen Größen Geschwindigkeit, Druck (bzw. Dichte) und Temperatur des Fluids herangezogen werden. Dessen geschlossene Lösung ist ohne Mehrdeutigkeiten bislang nur für Spezialfälle, d. h. unter vereinfachenden Annahmen (z. B. Symmetrie, rein ebene Probleme), gelungen. Im Gegensatz dazu sind diese Annahmen bei aeroakustischen Problemstellungen, wie beispielsweise am überströmten BFL, in der Regel nicht bzw. nicht exakt erfüllt, sodass zunehmend numerische Lösungsverfahren eingesetzt werden. Jedoch werden dabei enorme Rechenkapazitäten aufgrund der Disparität der örtlichen und zeitlichen Skalen des Strömungs- und Schallfeldes beansprucht [Wan06, De 07]. Zwecks Beschleunigung der Berechnung können alternativ vereinfachte physikalische Modelle eingesetzt werden, durch die jedoch die realen Zusammenhänge in der Regel ungenügend abgebildet werden [Law15]. Zudem erfordert die numerische Berechnung stets die Kenntnis von konkreten Randbedingungen, die meist nicht hinreichend bekannt sind.

Zur Erfassung des Strömungs- und Schallfeldes können zudem Messverfahren angewendet werden, für die sich die folgenden Anforderungen ergeben: Das Messverfahren sollte berührungslos sein, um die zu untersuchenden Felder nicht zu beeinflussen. Zudem wird wegen der Disparität der Skalen eine örtlich und zeitlich hochauflösende Messung mit hohem Dynamikumfang und

[2] Im Gegensatz dazu wird bei der aktiven Lärmminderung gezielt ein Gegenschallfeld (typischerweise im Bereich des Triebwerksgebläses) erzeugt, was ebenfalls durch eine geeignete Durchströmung der perforierten Deckschicht realisiert wird [Bak08].

[3] Wenngleich der Begriff „Schall“ in der Fluidmechanik formal den Strömungsprozessen zugeordnet werden kann, sei der Schall (zugunsten der besseren Lesbarkeit) bei der expliziten Verwendung des Begriffs „Strömung“ in dieser Arbeit stets ausgenommen.

geringer Unsicherheit gefordert. Ferner bedarf es aufgrund der räumlich komplexen Phänomene einer volumetrischen Erfassung. Von den konventionellen Verfahren wurde jedoch bislang keines eingesetzt, welches alle genannten Anforderungen gleichzeitig zufriedenstellend erfüllt. Insbesondere der Dynamikumfang und die Unsicherheit bisheriger Messverfahren werden als unzureichend erachtet. Deswegen sollen im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals neuartige optische Messverfahren zur gleichzeitigen Bestimmung des Strömungs- und Schallfeldes hinsichtlich ihrer grundsätzlichen Eignung und konkreten Anwendung an einem BFL charakterisiert werden. Darüber hinaus sollen geeignete Verfahren ausgewählt werden, mit denen die Dämpfungsmechanismen experimentell analysiert werden können, mit dem Ziel, neue Erkenntnisse für die Aeroakustik zu gewinnen.

1.2 Stand der Technik

Zwecks Analyse der Dämpfungseigenschaften der BFL wurden in bisherigen experimentellen Untersuchungen standardmäßig Mikrofone zur akustischen Charakterisierung eingesetzt, beispielsweise in [Jin99, Heu07, Lah11, Rup12]. Mit dem Mikrofon wird die skalare Kenngröße Schalldruck an einem Ort im Fluid gemessen, sofern ein reines Schallfeld (d. h. ohne ein überlagertes Strömungsfeld) vorliegt. Alternativ zur Schalldruckmessung ist die Messung der Schallschnelle als eine vektorielle Kenngröße zur Beschreibung von Schallfeldern möglich. Gemäß [Deu06, S. 14] gibt die Schallschnelle „die dem Schall zugeordnete Wechselgeschwindigkeit der Fluidteilchen um eine gedachte Ruhelage“ an. Die Kenngrößen Schallschnelle und Schalldruck stehen in fester Beziehung (siehe Abschnitt 2.1.2) zueinander, sodass die Schnelle indirekt aus dem gemessenen Druck unter Nutzung von wenigstens zwei Mikrofonen bestimmt werden kann. Jedoch ist der Einsatz von Mikrofonen stets berührend, weshalb eine Beeinflussung des zu untersuchenden Fluids nie gänzlich auszuschließen ist. Zudem wird mittels Mikrofon keine Information über das Strömungsfeld erhalten. Zur gleichzeitigen Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit und der Schallschnelle kann die Hitzdraht-Anemometrie [de 96, van98] eingesetzt werden, wobei die geschwindigkeitsabhängige Abkühlung eines am Messort befindlichen beheizten Drahtes durch das sich bewegende Fluid ausgenutzt wird [Nit06, S. 49 ff.]. Jedoch ist auch dieses Verfahren invasiv und soll daher nicht weiter verfolgt werden.

Im Gegensatz dazu können Messungen mit berührungslosen Verfahren näherungsweise ohne Beeinflussung des Fluids stattfinden, sodass einerseits sowohl das Strömungs- als auch das Schallfeld unverändert bleiben und andererseits auch die Anwendung in heißen Gasen, also speziell für Experimente in Brennkammern erleichtert wird. Als ein Beispiel für ein berührungsloses Verfahren sei die Magnetic Resonance Velocimetry [Iss12] genannt, die jedoch aufgrund der deutlich zu geringen Messrate hier nicht angewendet wird. Stattdessen werden optische Messverfahren verfolgt, wobei hier Luft als optisch transparentes Fluid vorausgesetzt wird. Beispielhaft soll hierfür zunächst die optische Schalldruckmessung mittels Schlierenverfahren (d. h. Messung

der Ablenkung der Lichtausbreitungsrichtung, siehe [Bre59]) bzw. mittels Refraktovibrometrie (Messung der Änderung der optischen Weglänge in Ausbreitungsrichtung, siehe [Zip03]) genannt werden. Beide Verfahren basieren jeweils auf der Auswertung von lokalen Brechungsindexschwankungen aufgrund der schalldruckabhängigen Dichteänderung. Alternativ kann der Schalldruck auch durch Messung der lokalen dichteabhängigen Intensität von Rayleighstreuung bestimmt werden [Rau12]. Die bisher genannten optischen Messverfahren ermöglichen jedoch keine Erfassung des Strömungsfeldes, weil das strömende Fluid gemäß [Brä08, S. 105] für Strömungsgeschwindigkeiten unter 100 m/s als inkompressibel angenommenen wird und demnach nicht mit einer Dichteänderung behaftet ist. Deshalb soll auf diese Verfahren hier nicht näher eingegangen werden.

Zwecks gleichzeitiger Bestimmung von Strömungs- und Schallfeld werden im Folgenden optische Geschwindigkeitsmessverfahren vorgeschlagen, die sowohl die Strömungsgeschwindigkeit als auch die Schallschnelle simultan erfassen. Wegen der gleichzeitigen Erfassung ist anschließend eine Trennung des gemessenen Geschwindigkeitsfeldes in die Anteile des Strömungs- bzw. des Schallfeldes vorzunehmen. Hierfür bedarf es gemäß dem Abschnitt 2.3.4 einer Messung der Geschwindigkeit in drei Dimensionen mit drei Komponenten, was in bisherigen Untersuchungen nicht verfolgt wurde. Zusammengefasst ergeben sich für den Einsatz der Geschwindigkeitsmessverfahren am BFL die folgenden anwendungsspezifischen Anforderungen:

- feine Ortsauflösung (0,5 mm oder feiner, zur lokalen Auflösung von mindestens fünffach kleineren Strukturen als der im Kapitel 5 vorliegende Lochdurchmesser von 2,5 mm),
- hohe Messrate (größer als 40 kHz, bei einer Zeitauflösung kürzer als 50 µs, um Schallfrequenzen im Hörbereich bis rund 20 kHz und die turbulente Fluktuation der Strömungsgeschwindigkeit für Frequenzen bis mindestens 10 kHz auflösen zu können),
- hoher Dynamikumfang (siehe Abbildung 1.2), auch dynamischer Geschwindigkeitsbereich (DVR, engl.: dynamic velocity range) genannt, nach [Adr97] das Verhältnis von maximaler zu minimal auflösbarer Geschwindigkeit, letztere entspricht der Standardunsicherheit der gemessenen Geschwindigkeit (mindestens etwa 1000 bis 10 000, bei einer Strömungsgeschwindigkeit im Bereich von ca. 10 m/s bis 100 m/s und einer aufzulösenden Schallschnelleamplitude von beispielsweise 10 mm/s, was bei einer ebenen Schallwelle gemäß den Gleichungen (2.15) und (2.8) einem Schalldruckpegel von rund 103 dB entspricht),
- Erfassung in drei Dimensionen (D), kurz: 3D (aufgrund der räumlich komplexen Phänomene) und
- Erfassung von drei Komponenten (C, engl.: components), kurz: 3C (aufgrund des Vektorcharakters der Messgrößen).

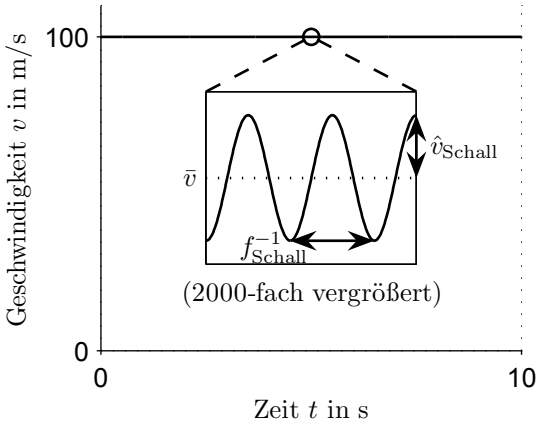


Abbildung 1.2: idealisierter zeitlicher Verlauf der mit hohem Dynamikumfang zu messenden Geschwindigkeit $v\,(t)$ für ein monofrequentes Schallsignal in einer Strömung (ohne Interaktion von Strömung und Schall), bei einer Schallschnelleamplitude von $\hat{v}_{\mathrm{Schall}} = 10\,\mathrm{mm/s}$, einer Frequenz von $f_{\mathrm{Schall}} = 1\,\mathrm{kHz}$ und einer überlagerten Strömungsgeschwindigkeit mit dem Mittelwert $\bar{v} = 100\,\mathrm{m/s}$, ohne die von der Turbulenz bzw. von der zufälligen Messabweichung herrührende stochastische Fluktuation der Geschwindigkeit

Mit Hinblick auf die genannten Anforderungen sollen die folgenden konventionellen optischen Verfahren zunächst hinsichtlich ihrer Eignung für die Messaufgabe diskutiert werden, anschließend werden die konkreten Anwendungen dieser Verfahren für die Untersuchungen am BFL zusammengefasst:

Laser-Doppler-Velozimetrie (LDV): Bei der LDV werden Partikel mit einem Durchmesser von wenigen Mikrometern in das zu untersuchende Fluid eingebracht und mit einem Laserlichtstrahl beleuchtet [Yeh64]. Das an den Partikeln gestreute Licht weist aufgrund des Dopplereffekts eine geschwindigkeitsabhängige Frequenzverschiebung auf, welche unter Anwendung von interferometrischen Methoden gemessen wird, siehe Abschnitt 2.2.1.1. Bei der LDV wird die Ortsauflösung von der Größe des Messvolumens vorgegeben, welches näherungsweise die Form eines verlängerten Rotationsellipsoides und die Abmessungen von typischerweise 1 mm (longitudinal) und 0,1 mm (transversal) hat. Die gewünschte feinere Ortsauflösung kann beispielsweise durch eine gezielte Veränderung bei der geometrischen Anordnung der Komponenten realisiert werden, was aber gleichzeitig zu einer Erhöhung der Messunsicherheit führt [Mil96]. Die Messrate bei der LDV steigt mit zunehmender Geschwindigkeit und Partikelkonzentration, wobei letztere meist durch die experimentellen Bedingungen nach oben limitiert ist. Dies gilt insbesondere, wenn eine Überlagerung von Streulichtsignalen mehrerer Partikel, welche sich gleichzeitig im Messvolumen befinden, aufgrund der begrenzten Leistungsfähigkeit der Signalverarbeitung ausgeschlossen werden muss. Beispielsweise beträgt die Messrate bei einer Geschwindigkeit von 10 m/s und der eben genannten Messvolumengröße maximal 100 kHz, was den Anforderungen genügt. Der Dynamikumfang einer Messung mittels LDV entspricht der Inversen der relativen (d. h. auf die Geschwindigkeit normierten) Messunsicherheit und beträgt typischerweise etwa

100 bis 1000, weshalb der geforderte Wert nicht erreicht wird. Bei der konventionellen LDV wird die Geschwindigkeit zunächst nur an einem Ort, d. h. quasi punktförmig (0D), und nur für eine Komponente (1C) gemessen. Mittels Kameraeinsatz wurde die simultane Mehrpunktmessung bereits flächig (2D) durchgeführt [Mei11], jedoch nur für Geschwindigkeiten von deutlich weniger als 1 m/s. Sind die zu untersuchenden Vorgänge zeitlich stationär, kann eine mehrdimensionale bzw. mehrkomponentige Messung auch sukzessive erfolgen, wofür ein sequenzielles Traversieren des Messgeräts oder des Messobjekts nötig wird. Alternativ können mehrere LDV-Systeme parallel betrieben werden, um die Geschwindigkeit simultan an mehreren Orten bzw. simultan mehrkomponentig zu erfassen.

Die erste Anwendung der LDV zur Schallschnellemessung gelang an einem akustischen Resonator (ohne Strömung) für Schallschnelleamplituden von etwa 0,7 mm/s bis 71 mm/s bei einer maximalen Frequenz von über 10 kHz und konnte anhand von Vergleichsdaten aus einer Mikrofonmessung validiert werden [Tay76]. Später konnte beispielsweise in [Loi97, Tho05, Mor08, Bai12] bei überlagerter Strömung zusätzlich zur Schallschnelle auch die zeitgemittelte Strömungsgeschwindigkeit gemessen werden.

Particle Image Velocimetry (PIV, dt.: Partikelbild-Velozimetrie): Bei der PIV werden Partikel in die Strömung eingebracht und mit einem Lichtschnitt flächenhaft beleuchtet [Adr84]. Es existieren artverwandte Verfahren wie die „Particle Tracking Velocimetry“ oder die „Laser Speckle Velocimetry“, diesbezüglich sei beispielhaft auf [Adr91] verwiesen. Das Streulicht von meist mehreren Partikeln wird hierbei für eine definierte Belichtungsdauer mit einer Kamera aufgenommen und die geschwindigkeitsabhängige Verschiebung des so erhaltenen Partikelbildes unter Nutzung von Methoden der Bildverarbeitung ausgewertet, siehe Abschnitt 2.2.2.1. Bei der heutzutage meist digital realisierten PIV wird die Ortsauflösung in der beleuchteten Ebene von der Pixelgröße der verwendeten Kamera und dem gewählten Abbildungsmaßstab beeinflusst. Die Ortsauflösung senkrecht zur beleuchteten Ebene entspricht dem kleineren der beiden Werte von der Dicke des Lichtschnitts bzw. der Schärfentiefe der Abbildung. Prinzipiell kann die Ortsauflösung als ausreichend hinsichtlich der bereits genannten Anforderung erachtet werden. Die Messrate eines PIV-Systems wird im Wesentlichen durch die Kamerabildrate beschränkt und beträgt dank der stetigen Entwicklung der Kameratechnik bereits deutlich mehr als 10 kHz. Der Dynamikumfang einer Messung mit PIV beträgt typischerweise etwa 100 bis 300 und ist daher ungenügend. Bei der konventionellen PIV werden zwei orthogonale Geschwindigkeitskomponenten (2C) in der beleuchteten Ebene flächig (2D) gemessen. Mit stereoskopischer PIV, also beim Einsatz zweier leicht versetzter Kameras unter Nutzung des Prinzips der Stereo-Triangulation (vergleichbar mit dem räumlichen Sehen), kann auch eine flächige Messung (2D) von drei Geschwindigkeitskomponenten (3C) erfolgen [Pra00]. Zur volumetrischen Messung (3D) bestehen neben der sequenziellen Traversierung neuartige Ansätze wie die holografische, tomografische oder astigmatische PIV zur simultanen 3D/3C-Messung, die sich aber gegenwärtig noch in einem frühen Entwicklungsstadium befinden [Wes13].

Einer der ersten Messungen der Schallschnelle bei überlagerter Strömungsgeschwindigkeit mit PIV wurde in [Han97] dokumentiert. Dabei wurde nach der Streulichtaufnahme bei mehrfacher Belichtung eines fotografischen Films die Amplitude der Schallauslenkung der Partikel bestimmt und daraus unter Nutzung der bekannten Schallanregungsfrequenz die Schallschnelle berechnet. Dabei ergab sich neben der Beschränkung auf bekannte Eintonsignale die zwingende Voraussetzung, dass Schallschnelle und Strömungsgeschwindigkeit unterschiedliche Richtungen aufweisen. Letztere wurde durch die Entwicklung der digitalen PIV aufgehoben, sodass die Bestimmung der Schallschnelle u. a. in [Hum98, Nab07, Sid08, Fis13b] dank mehrfacher Aufnahmen bei Unterabtastung mit einer geringen Messrate (im Bereiche einiger weniger Hertz) unter Nutzung der bekannten Schallfrequenz gelang. Eine Variante dieses Verfahrens wird als akustische Particle Image Velocimetry (A-PIV) bezeichnet, die auch in dieser Arbeit untersucht wird. Im Gegensatz dazu ist bei Hochgeschwindigkeits-PIV mit Messraten im Kilohertzbereich die Kenntnis der Schallfrequenz nicht erforderlich [Raf10], solange das Nyquist-Shannon-Abtasttheorem beachtet wird.

Doppler-Global-Velozimetrie (DGV): Bei der DGV wird die geschwindigkeitsabhängige Dopplerfrequenz des Streulichts von Partikeln in der Strömung gemessen [Kom90]. Im Gegensatz zur bereits genannten LDV erfolgt dies nicht auf Basis der Interferometrie, sondern unter Nutzung von Spektroskopie, siehe Abschnitt 2.2.3.1. Die Ortsauflösung bei der DGV ist typischerweise feiner als 1 mm, die Messrate beträgt bis zu 100 kHz [Eck14]. Der Dynamikumfang bei einer Messung mit DGV entspricht dem Kehrwert der relativen Messunsicherheit, wobei die absolute Messunsicherheit von etwa 3 m/s näherungsweise geschwindigkeitsunabhängig ist [Röh94]. Folglich ist der Dynamikumfang proportional zur Geschwindigkeit und beträgt bis zu einer Strömungsgeschwindigkeit von max. 100 m/s weniger als 100, was nicht ausreichend ist. Die Messung mit DGV erfolgt üblicherweise flächenhaft (2D), auch volumetrische Messungen (3D) wurden bereits vorgestellt [Low12], jedoch nur für eine Geschwindigkeitskomponente (1C). Grundsätzlich sind aber ebenso dreikomponentige Messungen (3C), auch simultan, möglich.

Die Anwendung der DGV zur Schallschnellemessung erfolgte in [Fis10] (sowie als Variante mit Frequenzmodulation in [Sch11b]) an einem akustischen Resonator, ist aber abseits der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Forschungstätigkeiten bislang nicht bei überlagerter Strömung dokumentiert worden.

Fazit: Die konventionellen optischen Messverfahren erfüllen zwar einzelne Anforderungen hinreichend, aber nicht zwangsläufig in ihrer Gesamtheit. Damit liegt die Vermutung nahe, dass diese Verfahren für die Anwendung am überströmten BFL nicht ausreichend geeignet sind, weswegen bisher nur wenige Arbeiten dieser anspruchsvollen Messaufgabe gewidmet sind:

- Es erfolgte die Anwendung der optischen Verfahren in [Min08] mittels LDV zur akustischen Charakterisierung von Linern und in [Mar10] mit LDV und PIV zur Analyse eines Schallverstärkungseffektes, jedoch handelte es sich dabei jeweils nicht um Bias-Flow-Liner, sondern um Liner ohne Durchströmung der Perforation.

- In [Rup10a, Rup10b] wurden Dämpfungsanalysen auf Basis von PIV-Messungen erfolgreich durchgeführt, wobei der Liner nicht überströmt wurde und eine stark vereinfachte Perforationsgeometrie (d. h. ein einzelnes Loch) verwendet wurde.
- Weiterhin wurden in [Heu10] experimentelle Untersuchungen mittels LDV und PIV zum Dämpfungsverhalten eines überströmten Liners ohne Durchströmung sowie an einem nichtüberströmten Liner mit Durchströmung durchgeführt. Dabei wurden sowohl Merkmale einer reibungsbehafteten Schalldämpfung wie bei einem Helmholtz-Resonator (siehe [Ros07, S. 93 f.]) als auch Kennzeichen einer Schalldämpfung durch Erzeugung von Strömungswirbeln gemäß [Eld03] festgestellt, was nicht abschließend geklärt werden konnte.

Zusammenfassend ergibt sich einerseits der Bedarf an optischen Geschwindigkeitsmessverfahren, welche die gestellten Anforderungen vollständig erfüllen. Andererseits lässt sich zudem die Notwendigkeit zur Anwendung dieser Verfahren an einem überströmten BFL zwecks Erkenntnisgewinn bezüglich der aeroakustischen Dämpfungsmechanismen feststellen.

1.3 Lösungsansatz und Struktur der Arbeit

In dieser Arbeit sollen neuartige optische Messverfahren für die gleichzeitige Erfassung des Strömungs- und Schallfeldes an einem Bias-Flow-Liner charakterisiert und angewendet werden. Damit soll zum Erkenntnisgewinn bezüglich der aeroakustischen Dämpfungsmechanismen an einem überströmten BFL beigetragen werden. Die Inhalte dieser Arbeit basieren auf den Ergebnissen der Kooperation mit dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) im Rahmen des gemeinsamen Forschungsprojekts „Laseroptische Schallschnellemessungen an überströmten Bias-Flow-Linern“, welches von der Deutschen Forschungsgemeinschaft finanziert wurde.

Um das grundlegende Verständnis für die in dieser Arbeit betrachteten physikalischen und messtechnischen Zusammenhänge zu unterstützen, sollen im **Kapitel 2** zunächst die für die weiteren Ausführungen relevanten Begriffe, Beziehungen und Verfahrensweisen erläutert werden.

Anschließend wird im **Kapitel 3** das verwendete experimentelle Equipment vorgestellt. Dabei wird sowohl auf die genutzten Versuchsstände als auch auf die eingesetzten Messsysteme eingegangen. Als neuartige optische Messverfahren wurden der Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilsensor (LDV-PS, engl.: laser Doppler velocity profile sensor) aufgrund der besonders feinen Ortsauflösung, die akustische Particle Image Velocimetry (A-PIV) wegen der hohen Anzahl simultan erfasster Messorte und die Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzmodulation (FM-DGV) aufgrund der außergewöhnlich hohen Messrate gewählt.

Die gewählten optischen Messverfahren werden danach im **Kapitel 4** hinsichtlich ihrer Eignung für die Messaufgabe untersucht und in Bezug auf die dabei geltenden Anforderungen charakterisiert. Dazu wird schwerpunktmäßig die Dynamik der Messverfahren untersucht, wofür zuvor die eingehende Betrachtung der Messunsicherheit erforderlich ist.

Im Anschluss wird im **Kapitel 5** die Anwendung der Messverfahren an einem generischen BFL demonstriert. Dabei wird zunächst eine Einordnung der BFL vorgenommen und die wissenschaftliche Problemstellung sowie das Messobjekt erläutert. Anschließend werden die Untersuchungen zu den Dämpfungsmechanismen vorgestellt.

Schließlich erfolgen im **Kapitel 6** eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit sowie ein Ausblick auf weiterführende Forschungstätigkeiten.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die für das Verständnis der Arbeit benötigten theoretischen Grundlagen vorgestellt werden. Dabei werden wesentliche Begriffe und Beziehungen sowie Verfahrensweisen sowohl zur physikalischen Beschreibung der Geschwindigkeitsfelder in Fluiden (siehe Abschnitt 2.1) als auch zu deren messtechnischen Erfassung (Abschnitt 2.2) eingeführt. Abschließend wird im Abschnitt 2.3 die Signalverarbeitung zur Analyse der gemessenen Geschwindigkeitsfelder erläutert.

2.1 Geschwindigkeitsfelder in Fluiden

Als Ausgangspunkt zur physikalischen Beschreibung von Strömung und Schall in Fluiden sei die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \tag{2.1}$$

gewählt, diese beschreibt die Erhaltung der Masse [Sch11a, S. 13]. Dabei stehen die Symbole ρ für die (Massen-)Dichte und $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)^{\mathrm{T}}$ für die Geschwindigkeit des Fluids, mit den Komponenten v_x, v_y und v_z in den kartesischen Koordinaten x, y und z. Die beiden physikalischen Größen können grundsätzlich vom Ortsvektor $\vec{s} = (x, y, z)^{\mathrm{T}}$ und der Zeit t abhängen. In der Gleichung (2.1) kennzeichnet $\vec{\nabla}$ den formalen Nabla-Operator, sodass weiterhin die Ausdrücke

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \tag{2.2}$$

als Divergenz (Quellstärke) und

$$\vec{\nabla} \times \vec{v} = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_y}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial y} \\ \frac{\partial v_z}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial z} \\ \frac{\partial v_x}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial x} \end{pmatrix} =: \vec{\omega} \tag{2.3}$$

als Rotation (Wirbelstärke)[1] zur Beschreibung eines Geschwindigkeitsvektorfeldes verwendet werden können.

[1] auch: Quellendichte und Wirbeldichte bzw. differenzielle Quellstärke und Wirbelstärke

Es sei nun die Geschwindigkeit

$$\vec{v} = \vec{v}_{\text{Strömung}} + \vec{v}_{\text{Schall}} \tag{2.4}$$

aus Strömungsgeschwindigkeit $\vec{v}_{\text{Strömung}}$ und Schallschnelle $\vec{v}_{\text{Schall}}$ zusammengesetzt. Beide Anteile werden im Folgenden zunächst formal getrennt beschrieben, zur Trennung beider Anteile sei auf den Abschnitt 2.3.4 verwiesen.

2.1.1 Beschreibung von Strömungsfeldern

Zur Beschreibung der Geschwindigkeit eines Strömungsfeldes wird häufig die Machzahl

$$M = \frac{|\bar{v}|}{c_{\text{Schall}}}, \tag{2.5}$$

als Betrag $|\bar{v}|$ der zeitgemittelten Geschwindigkeit, normiert auf die Schallgeschwindigkeit c_{Schall}, angegeben. Da die Schallschnelle als reine Wechselgröße keinen Gleichanteil besitzt (siehe nachfolgender Abschnitt 2.1.2), entspricht $\bar{v}$ folglich dem zeitlichen Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit $v_{\text{Strömung}}$. Es sei bemerkt, dass in der Gleichung (2.5) typischerweise der über das betrachtete Strömungsfeld örtlich gemittelte Wert von $\bar{v}$ genutzt wird. Zudem ist zu erwähnen, dass die Schallgeschwindigkeit vom Medium und von der Temperatur des Fluids abhängig ist. Für trockene Luft bei Raumtemperatur (d. h. 20 °C) gilt beispielsweise $c_{\text{Schall}} \approx 343\,\text{m/s}$ [Ros07, S. 32].

Neben dem zeitlichen Mittelwert $\bar{v}$ ist die von der Turbulenz herrührende Fluktuationsgeschwindigkeit von Interesse, was typischerweise als Turbulenzintensität

$$I_{\text{turb}} = \frac{\sigma_v}{|\bar{v}|} \tag{2.6}$$

angegeben wird, wobei durch σ_v die Standardabweichung der Geschwindigkeit symbolisiert wird [Dur06, S. 562].

Abschließend soll eine für die Trennung der Geschwindigkeitsfelder im Abschnitt 2.3.4 bedeutsame Eigenschaft diskutiert werden: Bei Strömungen in Gasen geht man für $|\bar{v}| < 100\,\text{m/s}$ (bezüglich des eben genannten Beispiels also ungefähr für $M < 0{,}3$) näherungsweise von der Inkompressibilität des Fluid aus [Brä08, S. 105]. Dann gilt, dass die substanzielle (totale) Ableitung $\frac{\mathrm{d}\rho}{\mathrm{d}t}$ der Fluiddichte nach der Zeit t verschwindet und sich somit unter Nutzung der Gleichung (2.1) und Anwendung der Ketten- und Produktregel schließlich wegen $\rho \neq 0$ für das Vektorfeld $\vec{v}_{\text{Strömung}}$ der Strömungsgeschwindigkeit der Ausdruck

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v}_{\text{Strömung}} = 0 \tag{2.7}$$

ergibt, d. h. das Vektorfeld der Strömungsgeschwindigkeit ist divergenzfrei [Sch06, S. 50].

2.1.2 Beschreibung von Schallfeldern

Bei der Betrachtung von Schallfeldern in Fluiden wird im Gegensatz zu den im vorherigen Abschnitt betrachteten Strömungsfeldern die Kompressibilität des Fluids vorausgesetzt, d. h. die lokale Dichte verändert sich zeitlich mit der Frequenz des Schalls, ist also eine Wechselgröße. Nimmt man Schallfrequenzen im Hörfrequenzbereich von 16 Hz bis 16 000 Hz [Mös07, S. 1] und das Modell idealer Gase (oft für Luft verwendet) an, führt gemäß der thermischen Zustandsgleichung die zeitliche Dichteänderung als adiabatischer Prozess, d. h. ohne Wärmeaustausch mit der Umgebung, zu einer zeitlichen Druckänderung, welche Schalldruck genannt wird. Da der vom Menschen wahrgenommene Schalldruck einen Bereich von mehreren Größenordnungen umfasst, ist die logarithmische Angabe als Schalldruckpegel

$$L_{p_{\text{Schall}}} = 20\,\text{lg}\left(\frac{\tilde{p}_{\text{Schall}}}{p_0}\right)\text{dB} \tag{2.8}$$

üblich [Deu06, S. 13]. Hierbei ist $\tilde{p}_{\text{Schall}}$ der Effektivwert des Schalldrucks, und $p_0 \approx 2 \cdot 10^{-5}\,\text{Pa}$ bezeichnet den festgelegten Bezugswert, der in etwa dem kleinsten hörbaren Schalldruck, der sogenannten Hörschwelle, entspricht. Schall geht mit einer charakteristischen Bewegung von Teilchen einher, deren Wechselgeschwindigkeit als Schallschnelle bezeichnet wird.

Die Beziehung der Schallschnelle v_{Schall} zum Schalldruck p_{Schall} kann durch die Impulsgleichung (zweites newtonsches Axiom) ausgedrückt werden, welche typischerweise unter Vernachlässigung der Viskosität und Wärmeleitfähigkeit in der linearen Näherung

$$\bar{\rho}\frac{\partial \vec{v}_{\text{Schall}}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p_{\text{Schall}} \tag{2.9}$$

lautet [Ros07, S. 36]. Die lineare Näherung ist gerechtfertigt, sofern die vom Schall herrührende Dichteänderung vernachlässigbar klein gegenüber der statischen (zeitgemittelten) Dichte von $\bar{\rho} = 1{,}204\,\text{kg/m}^3$ (in Luft bei 20 °C und einem statischen Luftdruck von $\bar{p} = 101{,}3\,\text{kPa}$) ist, was typischerweise für $L_{p_{\text{Schall}}} < 130\,\text{dB}$ bis 140 dB [Mös07, S. 414] erfüllt ist. Ferner wird in der Gleichung (2.9) angenommen, dass die Schallschnelle vernachlässigbar klein gegenüber der Schallausbreitungsgeschwindigkeit c_{Schall} ist, dass die zeitgemittelte Fluidgeschwindigkeit $\bar{v}$ örtlich homogen ist und $|\bar{v}| \ll c_{\text{Schall}}$ gilt. Außerdem werden externe Kräfte[2] ausgeschlossen. Mit

[2] z. B. Gravitation, diese kann gemäß [Ros07, S. 36] auf das Fluid vernachlässigt werden, sofern für die Schallfrequenz $f_{\text{Schall}} \gg g/c_{\text{Schall}}$ mit $g = 9{,}81\,\text{m/s}^2$ als Normbeschleunigung gilt (was für Schallfrequenzen im Hörbereich stets erfüllt ist)

denselben Annahmen und unter Nutzung der thermischen Zustandsgleichung und Energieerhaltung (hier nicht aufgeführt) kann die Gleichung (2.1) ebenso in linearer Näherung

$$\frac{\partial p_{\text{Schall}}}{\partial t} + {c_{\text{Schall}}}^2 \bar{\rho} \vec{\nabla} \cdot \vec{v}_{\text{Schall}} = 0 \tag{2.10}$$

als Beziehung zwischen Schalldruck und Schallschnelle notiert werden [Ros07, S. 36].

Eine für die Trennung von Strömungsfeld und Schallfeld (siehe Abschnitt 2.3.4) genutzte Eigenschaft des Vektorfeldes der Schallschnelle in reibungsfreien Fluiden ist dessen Rotationsfreiheit, d. h. es gilt

$$\vec{\nabla} \times \vec{v}_{\text{Schall}} = 0. \tag{2.11}$$

Diese Beziehung lässt sich gemäß [Sch11a, S. 59] aus der Gleichung (2.9) bzw. gemäß [Ehr04, S. 110] auch allgemein aus der Impulsgleichung für Fluide (bei Vernachlässigung der Viskosität[3]) jeweils indirekt mittels Anwendung der Rotation auf beiden Seiten der jeweiligen Gleichung herleiten.

Um die Ausbreitung von longitudinalen Schallwellen zu beschreiben, leitet man zuerst beide Seiten der Gleichung (2.10) nach der Zeit ab, setzt danach die Gleichung (2.9) ein und erhält schließlich die sogenannte Wellengleichung

$$\nabla^2 p_{\text{Schall}} - \frac{1}{{c_{\text{Schall}}}^2} \frac{\partial^2 p_{\text{Schall}}}{\partial t^2} = 0 \tag{2.12}$$

für den Schalldruck. Eine äquivalente Gleichung für die Schallschnelle erhält man durch initiales Ableiten beider Seiten der Gleichung (2.9) nach der Zeit und anschließendes Einsetzen der Gleichung (2.10), worauf hier verzichtet wird. Falls $|\bar{v}| \ll c_{\text{Schall}}$ nicht gilt, kann die konvektive Wellengleichung, z. B. aus [Jen11, S. 149] genutzt werden. Es existieren verschiedene Lösungen der Wellengleichung (2.12), wobei im Folgenden auf einen typischen Spezialfall eingegangen werden soll.

Spezialfall: ebene Wellen

Im Falle einer ebenen, in Richtung des Wellenvektors $\vec{k}_{\text{Schall}}$ fortschreitenden Welle lautet die Fundamentallösung der Gleichung (2.12) für den Schalldruck

$$p_{\text{Schall}}(\vec{s}, t) = \hat{p}_{\text{Schall}} \cos\left(\Omega_{\text{Schall}} t - \vec{k}_{\text{Schall}} \vec{s} + \varphi_{\text{Schall}}\right) \tag{2.13}$$

[3] Es sei angemerkt, dass die Gleichung (2.11) nicht zwangsläufig für viskose Grenzschichten gilt, also in der Nähe von Grenzflächen zu Festkörpern [Ols08, S. 16]. Im Hörfrequenzbereich beträgt die Dicke der viskosen Grenzschicht in Luft nach [Lah14, S. 117 f.] deutlich weniger als 1 mm und wird bei den vorgestellten experimentellen Untersuchungen i. d. R. nicht erfasst.

mit der Schalldruckamplitude $\hat{p}_{\mathrm{Schall}}$, der Schallkreisfrequenz $\Omega_{\mathrm{Schall}} = 2\pi f_{\mathrm{Schall}}$ bzw. der Schallfrequenz f_{Schall} sowie der Schallphasenlage $\varphi_{\mathrm{Schall}}$. Ferner wird zur Beschreibung der ebenen Welle die Wellenzahl $k_{\mathrm{Schall}} = 2\pi/\lambda_{\mathrm{Schall}}$ mit der Wellenlänge

$$\lambda_{\mathrm{Schall}} = c_{\mathrm{Schall}}/f_{\mathrm{Schall}} \tag{2.14}$$

verwendet. Für eine solche Schallwelle gilt entsprechend der Gleichung (2.9), dass der Schalldruck gemäß der Beziehung

$$p_{\mathrm{Schall}} = \underbrace{\bar{\rho} c_{\mathrm{Schall}}}_{Z_{\mathrm{Schall,Fern}}} v_{\mathrm{Schall}} \tag{2.15}$$

mit dem Betrag der Schallschnelle (ohne Phasenverschiebung) über die Schallkennimpedanz $Z_{\mathrm{Schall,Fern}}$ des Mediums ($Z_{\mathrm{Schall,Fern}} = 414\,\mathrm{Ns/m^3}$ in Luft bei 20 °C) verknüpft ist. Diese Beziehung gilt im Übrigen ebenso im Fernfeld nach [DIN09] bei (hier nicht betrachteten) fortschreitenden Kugel- oder Zylinderwellen. Die Richtung der Vektorgröße Schallschnelle ist dabei entlang der Ausbreitungsrichtung $\vec{k}_{\mathrm{Schall}}$ orientiert.

Trifft eine in positiver x-Richtung fortschreitende ebene Welle bei $x = 0$ beispielsweise auf ein Hindernis bzw. eine Grenzfläche zwischen zwei Medien, wird sie daran (teilweise) reflektiert. Dabei tritt eine Überlagerung des Schallfeldes der zum Reflektor hinlaufenden Welle mit der vom Reflektor zurücklaufenden (reflektierten) Welle auf. Bei Annahme von ebenen Wellen (und Vernachlässigung der Dämpfung) lautet der gemäß [Mös10, S. 345] aus der Überlagerung resultierende Verlauf der Schallschnelle

$$v_{\mathrm{Schall}}(x,t) = \frac{\hat{p}_{\mathrm{Schall,hin}}}{\bar{\rho} c_{\mathrm{Schall}}} \left[\cos\left(\Omega_{\mathrm{Schall}} t - k_{\mathrm{Schall}} x\right) - r \cos\left(\Omega_{\mathrm{Schall}} t + k_{\mathrm{Schall}} x\right)\right], \tag{2.16}$$

wobei der Reflexionsfaktor $r = \hat{p}_{\mathrm{Schall,refl}}/\hat{p}_{\mathrm{Schall,hin}}$ das Verhältnis[4] der Schalldruckamplituden $\hat{p}_{\mathrm{Schall,refl}}$ und $\hat{p}_{\mathrm{Schall,hin}}$ zwischen reflektierter und hinlaufender Welle beschreibt. Für dieses Beispiel wurde die Phasenlage $\varphi_{\mathrm{Schall}}$ aus der Gleichung (2.13) für die hinlaufende Welle willkürlich zu null gesetzt. Unter Nutzung von trigonometrischen Beziehungen lässt sich die Gleichung (2.16) auch in der Form

$$v_{\mathrm{Schall}}(x,t) = \underbrace{\frac{\hat{p}_{\mathrm{Schall,hin}}}{\bar{\rho} c_{\mathrm{Schall}}} \sqrt{(1-r)^2 + 4r \sin^2\left(k_{\mathrm{Schall}} x\right)}}_{\hat{v}_{\mathrm{Schall}}(x)} \cdot \cos\left(\Omega_{\mathrm{Schall}} t\right) \tag{2.17}$$

notieren, in der die Schallschnelle erwartungsgemäß als eine mit der Frequenz Ω_{Schall} oszillierende Geschwindigkeit, hier jedoch mit ortsabhängiger Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}(x)$ hervortritt. Das

[4] Zur Beschreibung des Verhältnisses von Amplituden und Phasenlage des Schalldrucks ist die Darstellung von Schalldruck und Reflexionsfaktor jeweils als komplexwertige Größe üblich. Jedoch sollen zwecks Vereinfachung der nachfolgend diskutierten Sachverhalte etwaige sprunghafte Änderungen des Phasenwinkels am Hindernis zunächst vernachlässigt werden, weshalb hier eine reelle Darstellung der Größen genügt.

Amplitudenprofil der Schallschnelle ist in der Abbildung 2.1 beispielhaft für $f_{\mathrm{Schall}} = 1\,\mathrm{kHz}$ veranschaulicht, was gemäß der Gleichung (2.14) einer Wellenlänge $\lambda_{\mathrm{Schall}} = 0{,}344\,\mathrm{m}$ entspricht. Dabei wurden Profile für verschiedene Reflexionsfaktoren r berechnet und auf ihr jeweiliges Ma-

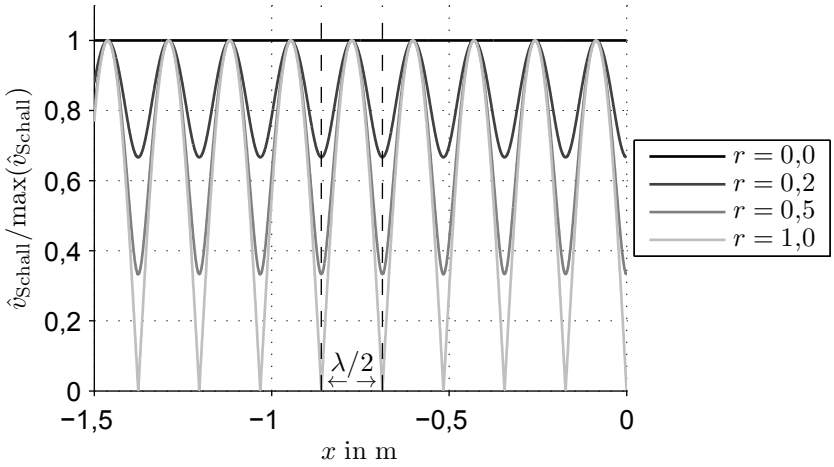


Abbildung 2.1: auf das jeweilige Maximum normiertes Amplitudenprofil der Schallschnelle $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ gemäß der Gleichung (2.17) bei Überlagerung von ebenen Wellen, hier für eine in die positive x-Richtung zu einem bei $x = 0$ positionierten Reflektor mit variiertem Reflexionsfaktor r hinlaufende und (teilweise) reflektierte Schallwelle mit einer Wellenlänge $\lambda_{\mathrm{Schall}} = 0{,}344\,\mathrm{m}$

ximum normiert dargestellt. Die einzelnen Profile unterscheiden sich deutlich hinsichtlich der Ausprägung von Minima, deren Abstand stets der halben Wellenlänge entspricht. Während für $r = 0$ (keine Reflexion, d. h. fortlaufende Welle) eine örtlich konstante Schallschnelleamplitude vorliegt, treten für $r = 1$ (vollständige Reflexion, d. h. sogenannte stehende Welle) ortsfeste Minima („Knoten“) auf, bei denen die Amplitude null beträgt. Für weiterführende Informationen zur Überlagerung von Schallwellen sei vertiefend auf [Mös10, S. 341 ff.] verwiesen.

2.2 Ausgewählte Verfahren für die Messung der Fluidgeschwindigkeit

Wie im Kapitel 1 erläutert wurde, erfüllen die bislang für die Untersuchung der Dämpfungsmechanismen beim Bias-Flow-Liner eingesetzten konventionellen optischen Messverfahren für die Fluidgeschwindigkeit nicht die bezüglich der Messaufgabe gestellten Anforderungen. Daher sollen nun weiterentwickelte, neuartige (d. h. noch nicht kommerziell verfügbare) Verfahren erstmals für diese Aufgabe eingesetzt werden. Die Verfahren basieren auf der Auswertung der Geschwindigkeit von einzelnen bzw. mehreren Partikeln mit einem Partikeldurchmesser von typischerweise einigen Mikrometern, welche dem Fluid zugeführt werden, diesem folgen und somit näherungsweise die Fluidgeschwindigkeit $\vec{v}$ annehmen. Die Auswertung der Partikelgeschwindigkeit geschieht dabei entweder

- unter Nutzung des optischen Dopplereffekts: bei der Laser-Doppler-Velozimetrie (siehe Abschnitt 2.2.1) und bei der Doppler-Global-Velozimetrie (siehe Abschnitt 2.2.3) oder
- nach dem Prinzip des Weg-Laufzeit-Verfahrens: bei Particle Image Velocimetry (siehe Abschnitt 2.2.2).

Aufgrund der wesentlichen Bedeutung der Doppler-Verfahren in dieser Arbeit soll an dieser Stelle der **Dopplereffekt** vorgestellt werden: Wenn das Licht eines bewegten Senders mit der Lichtfrequenz $f_{\text{Laserlicht}}$ von einem ruhenden Empfänger oder das Licht eines ruhenden Senders von einem bewegten Empfänger beobachtet wird, ändert sich die Lichtfrequenz. Diese Frequenzverschiebung wird als Dopplerfrequenz bezeichnet. Wird Licht eines ruhenden Senders an einem bewegten Partikel gestreut und von einem ruhenden Empfänger beobachtet, tritt der Dopplereffekt gleich zweimal auf, denn das Partikel ist sowohl bewegter Empfänger des einfallenden Lichts als auch bewegter Sender des gestreuten Lichts. Daraus resultiert die Dopplerfrequenz

$$f_{\text{Doppler}} = f_{\text{Laserlicht}} \frac{\vec{o} - \vec{i}}{c_{\text{Licht}}} \vec{v} = \frac{\vec{o} - \vec{i}}{\lambda_{\text{Licht}}} \vec{v} = \frac{\left|\vec{o} - \vec{i}\right|}{\lambda_{\text{Licht}}} v_{\text{oi}}, \tag{2.18}$$

wobei $\vec{i}$ die Richtung des Lichteinfalls, $\vec{o}$ die Richtung, aus der das Streulicht beobachtet wird und c_{Licht} die Lichtgeschwindigkeit (d. h. Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts) symbolisiert [Gol67]. Dabei ist die Dopplerfrequenz ein Maß für die Geschwindigkeitskomponente v_{oi}, welche gemäß der Abbildung 2.2 die Projektion des Geschwindigkeitsvektors $\vec{v}$ auf den Empfindlichkeitsvektor $\vec{o} - \vec{i}$ darstellt. In der Gleichung (2.18) wird angenommen, dass die Geschwindigkeit

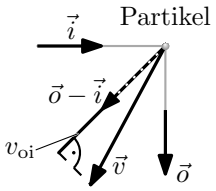


Abbildung 2.2: Beziehung der unter Nutzung des Dopplereffekts gemessenen Geschwindigkeitskomponente v_{oi} zur Fluidgeschwindigkeit $\vec{v}$, das in der Richtung $\vec{i}$ einfallende Licht wird an einem Partikel im Fluid gestreut und aus der Richtung $\vec{o}$ beobachtet

$\vec{v}$ betragsmäßig deutlich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit c_{Licht} ist, was für technisch relevante Fluide überwiegend erfüllt ist. Folglich ist die Dopplerfrequenz f_{Doppler} typischerweise um mehrere Größenordnungen geringer als die Frequenz $f_{\text{Laserlicht}}$ des einfallenden Laserlichts, weshalb eine direkte Differenzmessung der Frequenz $f_{\text{Laserlicht}}$ vom einfallenden Laserlicht und der Frequenz

$$f_{\text{Streulicht}} = f_{\text{Laserlicht}} + f_{\text{Doppler}} \tag{2.19}$$

vom gestreuten Licht anspruchsvoll ist.

Es sei darauf hingewiesen, dass die Frequenz $f_{\text{Laserlicht}}$ des Laserlichts in der Gleichung (2.18) durch die (über die Lichtgeschwindigkeit c_{Licht} verknüpfte) Wellenlänge λ_{Licht} ersetzt wird, wobei bewusst keine Unterscheidung zwischen Laserlicht und Streulicht getroffen wird. Dies folgt der gängigen Konvention, die Wellenlänge als Parameter zur Kennzeichnung der Lichtquelle - trotz der (durch den Dopplereffekt hervorgerufenen) geringen relativen Änderung von Frequenz bzw. Wellenlänge - zu verwenden.

2.2.1 Laser-Doppler-Velozimetrie (LDV)

Die Laser-Doppler-Velozimetrie (LDV) ist die Grundlage für den Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilsensor (LDV-PS, engl.: laser Doppler velocity profile sensor), der eine Erweiterung zur linienhaften (1D) Geschwindigkeitsmessung mit besonders feiner Ortsauflösung darstellt. Daher soll zunächst die LDV vorgestellt werden. Anschließend werden das Messprinzip und wichtige Eigenschaften des LDV-PS erläutert. Ausführliche Informationen zum Messprinzip sowie zur Historie der LDV können in [Alb03] eingesehen werden.

2.2.1.1 konventionelle LDV

Die Laser-Doppler-Velozimetrie (auch: die Laser-Doppler-Anemometrie) ist ein laseroptisches Verfahren zur Messung von Geschwindigkeiten in Fluiden, basierend auf dem optischen Dopplereffekt. Hierfür werden natürlicherweise vorhandene bzw. künstlich hinzugefügte Partikel im Fluid mit Laserlicht der Wellenlänge λ_{Licht} beleuchtet. Das Licht wird an den dem Fluid folgenden Partikeln gestreut und erfährt dabei eine geschwindigkeitsabhängige Frequenzverschiebung, die der Dopplerfrequenz aus der Gleichung (2.18) entspricht. Die Bestimmung der Dopplerfrequenz erlaubt somit einen Rückschluss auf die Vektorkomponente v_{oi} der Fluidgeschwindigkeit und zwar entlang des Richtungsvektors $\vec{o} - \vec{i}$ (d. h. 1C). Um die Dopplerfrequenz zu erhalten, wird bei der LDV die Methode des optischen Überlagerungsempfangs genutzt, üblicherweise mittels Zweistrahlinterferometrie. Dabei werden zwei kohärente, im Winkel 2θ und entlang den Richtungen $\vec{i}_1$ bzw. $\vec{i}_2$ angeordnete Laserstrahlen gleicher Frequenz zur Überlagerung gebracht (siehe Abbildung 2.3). Durchquert ein Partikel das Messvolumen, also den Überschneidungsbereich der zwei Laserstrahlen, überlagern sich die jeweiligen Streulichtanteile beim Empfang auf dem Detektor und interferieren dort. Aufgrund der Interferenz enthält das dann gemessene Zeitsignal der detektierten Streulichtleistung, das sogenannte Burstsignal, die Schwebungsfrequenz

$$f_{\text{Doppler}}{}^{*} = f_{\text{Doppler}}\left(\vec{i} = \vec{i}_1\right) - f_{\text{Doppler}}\left(\vec{i} = \vec{i}_2\right) = \frac{\vec{i}_2 - \vec{i}_1}{\lambda_{\text{Licht}}}\vec{v} = \frac{2\sin\theta}{\lambda_{\text{Licht}}}v_{\text{oi}}, \tag{2.20}$$

welche bei der LDV üblicherweise mit dem Begriff Dopplerfrequenz (im Sinne der gemessenen Dopplerfrequenzdifferenz) referenziert wird. Diese Dopplerfrequenz ist unabhängig von der

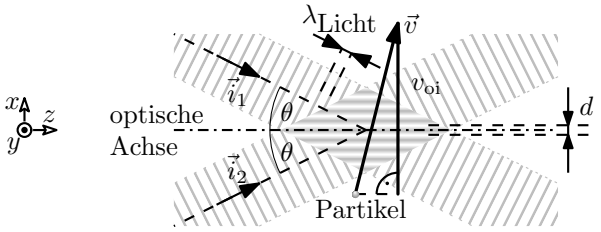


Abbildung 2.3: Prinzip der Laser-Doppler-Velozimetrie als interferometrisches Verfahren (zur Vereinfachung für ebene Wellenfronten mit der Wellenlänge λ_{Licht} dargestellt) bei Kreuzung zweier Laserstrahlen mit der Einfallsrichtung $\vec{i}_1$ bzw. $\vec{i}_2$ unter dem Winkel 2θ sowie Interferenzstreifensystem mit dem Streifenabstand d, zur Messung der bezüglich der Streifen senkrecht liegenden Komponente v_{oi} der Geschwindigkeit $\vec{v}$ des Partikels

Beobachtungsrichtung $\vec{o}$ mit der senkrecht zur optischen Achse, entlang der Richtung $\vec{i}_2 - \vec{i}_1$ orientierten Geschwindigkeitskomponente v_{oi} verknüpft. Zur Veranschaulichung des LDV-Prinzips ist die Vorstellung eines Interferenzstreifensystems üblich, auf das im Folgenden Bezug genommen werden soll. Ein solches Streifensystem kann modellhaft[5] für die Streulichtintensität im Messvolumen angenommen werden, wie ebenfalls in der Abbildung 2.3 vereinfacht dargestellt. Bewegt sich ein Partikel gleichförmig durch das Streifensystem, resultiert ein moduliertes Streulichtleistungssignal, dessen Modulationsfrequenz der (gemessenen) Dopplerfrequenz

$$f_{\text{Doppler}}{}^{*} = \frac{v_{\text{oi}}}{d} \tag{2.21}$$

entspricht, wobei der Streifenabstand

$$d = \frac{\lambda_{\text{Licht}}}{2 \sin \theta} \tag{2.22}$$

geometrisch festgelegt ist und als homogen im Messvolumen betrachtet wird, sofern ebene Lichtwellen bei den Laserstrahlen angenommen werden. Für stark fokussierte Laserstrahlen (also bei kleinem Messvolumen) muss jedoch das Modell eines gaußschen Strahls [Ped02, S. 645 ff.] herangezogen werden. Daraus folgt insbesondere, dass der Streifenabstand aufgrund der Wellenfrontkrümmung im Messvolumen nicht homogen ist [Mil96]. Bei Nichtberücksichtigung führt dies zu Messabweichungen, andernfalls kann dies jedoch (wie beim nachfolgend beschriebenen LDV-PS) gezielt zur Bestimmung der Position des Partikels innerhalb des Messvolumens genutzt werden.

Ferner ergeben sich die Größe und die Form des Messvolumens aus den geometrischen Parametern der gaußschen Strahlen, insbesondere aus dem Strahltaillenradius w_0, und aus dem Winkel θ. Werden die Laserstrahlen ins Messvolumen fokussiert, lässt sich das Messvolumen näherungsweise als verlängertes Rotationsellipsoid beschreiben. Die Ausdehnung dieses Ellipsoi-

[5] Tatsächlich entsteht der Eindruck eines Streifensystems durch die Integration der Lichtleistung bei der Fotodetektion, im Messvolumen liegt rein physikalisch kein solches Streifensystem vor [Rot01].

des ist durch den Bereich definiert, in dem die Lichtintensität das $1/e^2$-Fache ihres Maximums nicht unterschreitet. Die daraus resultierenden Abmessungen

$$l_z = 2w_0/\sin\theta \text{ (longitudinal) bzw.} \tag{2.23a}$$

$$l_{x,y} = 2w_0 \text{ (transversal)} \tag{2.23b}$$

werden als Länge bzw. Breite des Messvolumens bezeichnet. Diese betragen typischerweise etwa 1 mm in der Länge und 0,1 mm in der Breite. Da die Geschwindigkeit nur in einem (untrennbaren) Messvolumen erfasst wird, spricht man bei der LDV von einer Einpunktmessung (0D), deren Ortsauflösung durch die Abmessungen des Messvolumens festgelegt ist. Die zeitliche Auflösung bei konventioneller Signalverarbeitung ist durch die Verweilzeit des Partikels im Messvolumen, d. h. der Burstdauer

$$T_{\text{Burst}} \leq \frac{l_{x,y}}{|v_{\text{oi}}|} \tag{2.24}$$

festgelegt, deren Maximum von der Breite $l_{x,y}$ des Messvolumens und vom Betrag der zu messenden Geschwindigkeitskomponente v_{oi} abhängt. Die Verweildauer des Partikels im Messvolumen wird bei zentrischer Durchquerung desselben maximal, sinkt andernfalls wegen der in den Randbereichen abnehmenden Ausdehnung des Messvolumens. Betrachtet man die mittlere Burstdauer $\bar{T}_{\text{Burst}}$ von aufeinanderfolgenden Partikeln, gilt für die zeitgemittelte Messrate

$$\bar{f}_v \leq \frac{1}{\bar{T}_{\text{Burst}}}, \tag{2.25}$$

sofern man sich zwecks vereinfachter Auswertung des detektierten Streulichtleistungssignals derart beschränkt, dass sich nicht mehr als ein Partikel zur selben Zeit im Messvolumen befindet. Ohne diese Beschränkung können höhere Messraten erreicht werden, wobei die Schätzung der Dopplerfrequenz $f_{\text{Doppler}}{}^*$ bei Überlagerung der Streulichtanteile von mehreren Partikeln erschwert wird und eine aufwändigere Signalverarbeitung erfordert [Neu13].

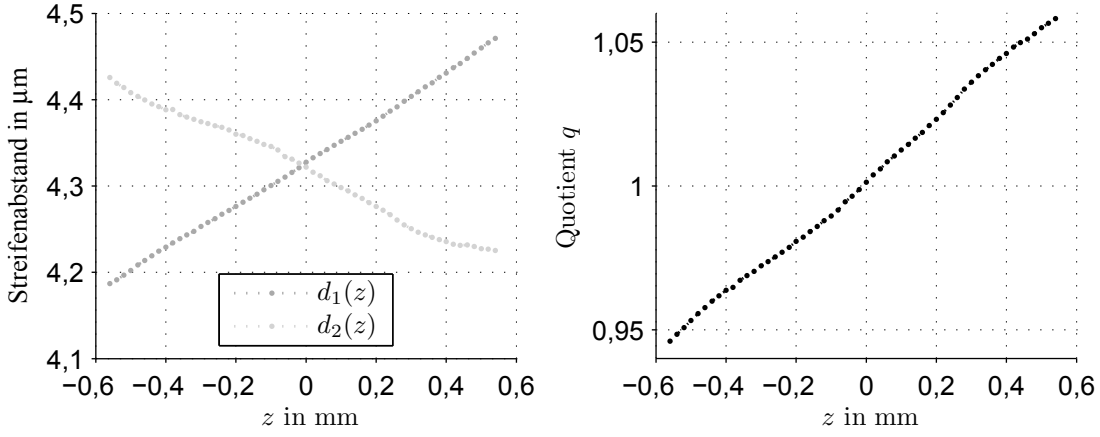
Während beim oben beschriebenen Vorgehen lediglich der Betrag der Geschwindigkeitskomponente v_{oi}, aber nicht deren Vorzeichen erfasst werden kann, gelingt dies, wenn die Lichtfrequenz von (mindestens) einem der Laserstrahlen mit einer Trägerfrequenz moduliert wird. Diese Trägerfrequenz muss dabei betragsmäßig größer als die betragsmäßig maximal zu erwartende Dopplerfrequenz sein. Dann gilt, dass für $v_{\text{oi}} < 0$ nach Demodulation der Trägerfrequenz von der zuvor bestimmten Modulationsfrequenz des Burstsignals eine gemäß der Gleichung (2.21) negative Dopplerfrequenz für die verbleibende Auswertung resultiert.

Zur Kalibrierung eines LDV-Systems wird in der Regel eine rotierende Scheibe mit vorgegebener Rotationskreisfrequenz verwendet. Auf der Scheibe ist an einem bekannten Radius ein Streuobjekt (dünner Draht oder Lochblende) aufgebracht, was sich mit definierter Umfangsgeschwindigkeit entlang der Richtung $\vec{i}_2 - \vec{i}_1$ durch das Messvolumen bewegt [Shi09]. Aus der dann

gemessenen Dopplerfrequenz und der bekannten Umfangsgeschwindigkeit kann schließlich der Streifenabstand d gemäß der Gleichung (2.21) bestimmt und als Kalibrierkonstante verwendet werden.

2.2.1.2 Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilsensor (LDV-PS)

Der LDV-PS ermöglicht eine linienhafte Messung (1D) der Fluidgeschwindigkeit mit feiner Ortsauflösung basierend auf dem Prinzip der LDV [Büt04], die im vorherigen Abschnitt vorgestellt wurde. Mit dem LDV-PS ist es möglich, das Geschwindigkeitsprofil (1D) entlang der optischen Achse innerhalb des Messvolumens zu bestimmen. Dazu wird neben der Geschwindigkeitskomponente v_{oi} (1C) auch die Position des Partikels in Richtung der optischen Achse bestimmt. Um ein Geschwindigkeitsprofil zu erhalten, werden mehrere, aufeinanderfolgende Partikel ausgewertet. Zu diesem Zweck wird im Messvolumen ein zweites Paar kohärenter Laserstrahlen überlagert (mit zum ersten Strahlenpaar identischer Mittelsenkrechte), deren Licht ebenfalls an den Partikeln gestreut und hinsichtlich seiner Dopplerfrequenz ${f_{\mathrm{Doppler}}}^*$ ausgewertet wird. Dabei erfolgt die Unterscheidung beispielsweise nach der Lichtwellenlänge, was als Wellenlängenmultiplex bezeichnet wird (Alternativen: Polarisations-, Zeit-, oder Frequenzmultiplex). Typischerweise werden dazu die Laserstrahlen eines Paares (in Ausbreitungsrichtung) vor dem Messvolumen und die Strahlen des anderen Paares hinter dem Messvolumen fokussiert. Daraus resultiert im Messvolumen eine bewusst verstärkte Wellenfrontkrümmung für beide Wellenlängen, was in den zugeordneten Streifensystemen zum monotonen Anstieg bzw. Abfall des Streifenabstandes $d_1(z)$ bzw. $d_2(z)$ entlang der optischen Achse führt (siehe Abbildung 2.4a). Dies erlaubt die Bestimmung der Koordinate z in Richtung der optischen Achse



(a) Streifenabstandsfunktionen (b) Quotient

Abbildung 2.4: gemessener Verlauf a) der Streifenabstände $d_1(z)$ und $d_2(z)$ der beiden Interferenzstreifensysteme im Messvolumen des LDV-PS entlang der optischen Achse (Koordinate z) sowie b) deren Quotient $q = d_1(z)/d_2(z)$

für jedes Partikel, welches das Messvolumen durchquert, indem der Quotient

$$q = \frac{f^*_{\mathrm{Doppler},2}}{f^*_{\mathrm{Doppler},1}} = \frac{v_{\mathrm{oi}}/d_2}{v_{\mathrm{oi}}/d_1} = \frac{d_1(z)}{d_2(z)} \tag{2.26}$$

der gemessenen Dopplerfrequenzen $f^*_{\mathrm{Doppler},1}$ und $f^*_{\mathrm{Doppler},2}$ der Burstsignale beider Wellenlängen ausgewertet wird. In der Gleichung (2.26) wurde die Gleichung (2.21) zweimal angewendet, um zu zeigen, dass der Quotient q unabhängig von der Geschwindigkeit ist. Demnach wird q lediglich von den positionsabhängigen Streifenabständen bestimmt, wodurch ein Rückschluss auf die Koordinate z anhand des kalibrierten Zusammenhangs $q\,(z)$ ermöglicht wird (vgl. Abbildung 2.4b). Dabei kann eine Ortsauflösung von wenigen Mikrometern erreicht werden. Anschließend wird der Wert der Streifenabstände an der nun bekannten Position aus dem ebenfalls kalibrierten Zusammenhang (siehe Abbildung 2.4a) bestimmt. Schließlich erfolgt die Bestimmung des Geschwindigkeitswertes mittels der Gleichung (2.21), hierbei führt die Auswertung für beide Streifensysteme definitionsgemäß zum selben Ergebnis. Durch geeignetes Hinzufügen weiterer unterscheidbarer Streifensysteme kann prinzipiell auch eine Erweiterung zur flächenhaften (2D) bzw. zur zweikomponentigen Messung (2C) erfolgen [Kön14], worauf an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden soll.

Zur Kalibrierung eines LDV-PS wird ähnlich vorgegangen wie im Abschnitt 2.2.1.1 für die konventionelle LDV beschrieben. Im Unterschied hierzu muss das Streuobjekt mit bekannter Geschwindigkeit sukzessive entlang der optischen Achse durch das gesamte Messvolumen verfahren werden, um die positionsabhängigen Streifenabstände bestimmen zu können.

2.2.2 Particle Image Velocimetry (PIV)

Die Particle Image Velocimetry (PIV, dt.: Partikelbild-Velozimetrie) ist die Grundlage für die akustische Particle Image Velocimetry (A-PIV), die eine Erweiterung zur zusätzlichen Messung von Geschwindigkeiten mit fest vorgegebener Frequenz (hier: Schallanregungsfrequenz) darstellt. Daher sollen das Messprinzip und wichtige Eigenschaften des A-PIV ausgehend von der PIV vorgestellt werden. Ausführliche Informationen zum Messprinzip sowie zur Historie der PIV können beispielsweise aus [Raf98, Wes13] entnommen werden.

2.2.2.1 konventionelle PIV

Die Particle Image Velocimetry stellt ein Weg-Laufzeit-Verfahren zur Geschwindigkeitsmessung dar, wobei die Geschwindigkeit

$$\vec{v}\,(t) = \frac{\mathrm{d}\vec{s}}{\mathrm{d}t} \approx \frac{\Delta\vec{s}}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta t} \int\limits_{\vec{s}(t-\Delta t/2)}^{\vec{s}(t+\Delta t/2)} \mathrm{d}\vec{s}\,(t') = \frac{1}{\Delta t} \int\limits_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} \vec{v}\,(t')\ \mathrm{d}t' \tag{2.27}$$

als (substanzielle) zeitliche Ableitung des Ortes näherungsweise per Division der (finiten) Ortsänderung $\Delta\vec{s}$ durch die Zeitänderung Δt berechnet wird. Bei PIV wird der örtliche Verschiebungsvektor $\Delta\vec{s}$ von Partikeln, die der Strömung beigemengt werden, innerhalb eines festgelegten Zeitintervalls Δt ermittelt. Dies erfolgt bei der zweikomponentigen (2C) Messung typischerweise in einer Lichtschnittebene, die meist durch Aufweitung eines Laserstrahls erzeugt wird. Das Streulicht von Partikeln, welche sich in dieser Ebene bewegen, wird mit einer Linsenoptik auf einem Kamerachip projiziert. Folglich entsteht ein Partikelbild, das zunächst zum Zeitpunkt t aufgenommen wird, siehe Abbildung 2.5 (links). Anschließend erfolgt zum Zeit-

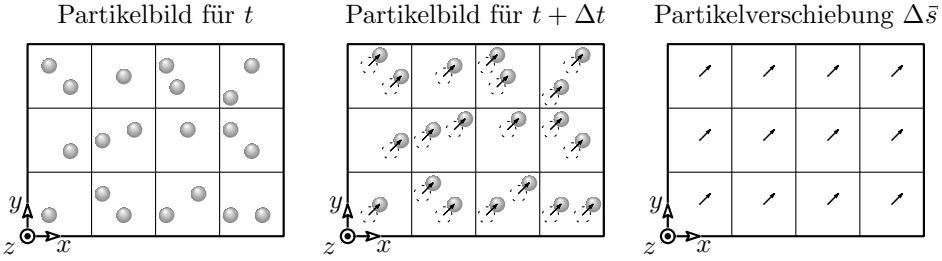


Abbildung 2.5: Prinzip der 2D/2C-Particle Image Velocimetry als Weg-Laufzeit-Verfahren: Bestimmung des Verschiebungsvektors $\Delta\vec{s}$ von Partikeln über örtliche Korrelation in der xy-Ebene zweier im Zeitabstand Δt aufgenommener Kamerabilder, zur Vereinfachung für örtlich konstante Geschwindigkeit und überlappungsfreie Bildteilflächen dargestellt

punkt $t + \Delta t$ die Aufnahme eines zweiten Bildes, siehe mittleres Bild in der Abbildung 2.5. Die Koordinaten des zweikomponentigen Verschiebungsvektors (Abbildung 2.5 rechts) werden nun anhand der Maximalstelle der zweidimensionalen Kreuzkorrelationsfunktion, jeweils für einzelne Bildteilflächen, bestimmt. Somit erhält man schließlich für jede Teilfläche einen Geschwindigkeitswert gemäß der Gleichung (2.27). Aufgrund der zweidimensionalen Anordnung wird eine flächige (2D) Messung in der xy-Ebene ermöglicht. Dabei ist die örtliche Auflösung für x und y durch die Wahl der Abmessungen einer Teilfläche gegeben, die Ortsauflösung für z entspricht der Ausdehnung des Überlappungsbereichs vom Schärfentiefebereich und der Lichtschnittdicke (d. h. dessen Ausdehnung in z-Richtung). Aus der Gleichung (2.27) wird ersichtlich, dass die Geschwindigkeit über das Zeitintervall Δt gemittelt bestimmt wird, folglich stellt Δt die Zeitauflösung der Geschwindigkeitsmessung dar. Bei Verwendung eines Doppelpulslasers entspricht die Zeitauflösung genau dem Pulsabstand eines Doppelpulses, was den zeitlichen Versatz zwischen den Pulsen der beiden Laserresonatoren beschreibt. Ferner entspricht die Messrate genau der Wiederholrate der Doppelpulse.

Die Kalibrierung bei der PIV erfolgt hinsichtlich der örtlichen Partikelverschiebung typischerweise durch die Bestimmung des Abbildungsmaßstabes der verwendeten Linsenoptik, hierfür wird beispielsweise ein Referenzobjekt mit bekannten Abmessungen auf der Kamera abgebildet und die Ausdehnung des abgebildeten Objekts ermittelt. Die zeitliche Synchronisation der Kamerabildaufnahme wird mit einem externen Signalgenerator realisiert, der als hinreichend frequenzstabil betrachtet wird.

2.2.2.2 akustische Particle Image Velocimetry (A-PIV)

Die A-PIV (auch: phasensynchronisierte PIV) ermöglicht die Erfassung einer periodisch veränderlichen Geschwindigkeit, deren Frequenz f_{osc} deutlich kleiner als die Messrate ist, sofern f_{osc} bekannt ist. So kann beispielsweise die Schallschnelle bei bekannter Schallanregungsfrequenz im Kilohertzbereich gemessen werden, obwohl die Pulswiederholrate eines dabei verwendeten Doppelpulslasers des PIV-Systems nur wenige Hertz beträgt (Unterabtastung). Dies gelingt durch Anwendung einer Phasenmittelung [Nit06, S. 199] mit Triggerung auf das periodische Schallanregungssignal. Hierbei wird die Zeitverzögerung (und somit die Phasenlage bezüglich der Frequenz des Anregungssignals) bis zum Auslösen des Triggersignals bei sequenziellen Messungen variiert, sodass die Geschwindigkeit bei unterschiedlichen Phasenlagen von 0 bis 2π gemessen wird. Zwecks Reduzierung der Messunsicherheit erfolgt dabei jeweils eine Mittelung von mehreren Wiederholungsmessungen pro Phasenlage.

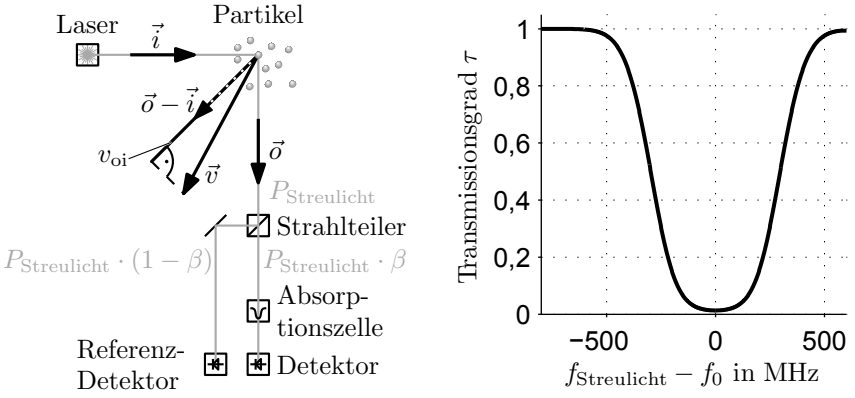
2.2.3 Doppler-Global-Velozimetrie (DGV)

Die Doppler-Global-Velozimetrie (DGV) ist die Grundlage für die Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzmodulation (FM-DGV), die eine DGV-Variante mit typischerweise höherer Messrate darstellt. Daher sollen das Messprinzip und wichtige Eigenschaften der FM-DGV ausgehend von der konventionellen DGV vorgestellt werden. Ausführliche Informationen zum Messprinzip sowie zur Historie der DGV können in [Fis09a, S. 6 ff.] eingesehen werden.

2.2.3.1 konventionelle DGV

Mit der Doppler-Global-Velozimetrie (auch: Planar-Doppler-Velozimetrie) wird die Fluidgeschwindigkeit an mehreren Orten gleichzeitig („global“) unter Nutzung des Dopplereffekts gemessen, wobei die Auswertung der Dopplerfrequenz mit einer spektroskopischen Methode erfolgt. Dabei wird ein Laser im stabilisierten Einfrequenzbetrieb mit der Frequenz $f_{\mathrm{Laserlicht}}$ zur Erzeugung eines Lichtschnitts genutzt. Das Licht trifft entlang der Richtung $\vec{i}$ auf künstlich hinzugefügte Partikel (siehe Abbildung 2.6a), wird dort gestreut und erfährt dabei eine geschwindigkeitsabhängige Dopplerfrequenzverschiebung f_{Doppler} entsprechend der Gleichung (2.18). Das Streulicht von meist mehreren Partikeln wird aus der Richtung $\vec{o}$ beobachtet und, wie in der Abbildung 2.6a dargestellt, durch einen Strahlteiler im Leistungsverhältnis $\beta : (1 - \beta)$ aufgeteilt, wobei typischerweise $\beta = 0{,}5$ gewählt wird. Der eine Anteil $P_{\mathrm{Streulicht}} \cdot \beta$ der Streulichtlichtleistung $P_{\mathrm{Streulicht}}$ wird durch eine Absorptionszelle geführt, welche einen frequenzabhängigen Transmissionsgrad τ (siehe Abbildung 2.6b) aufweist. Das transmittierte Licht wird anschließend von einem Detektor empfangen, woraus das Detektorsignal

$$u = P_{\mathrm{Streulicht}} \cdot \beta \cdot \tau\left(f_{\mathrm{Streulicht}}\right) \cdot \varepsilon \tag{2.28}$$



(a) Aufbau (b) Transmissionskennlinie

Abbildung 2.6: a) schematische Aufbau der Doppler-Global-Velozimetrie (zur Vereinfachung nur für Einpunktmessung dargestellt) und b) Transmissionskennlinie am Beispiel des stabilen Cäsium-Isotops ^{133}Cs mit $f_0 \approx 335\,\mathrm{THz}$ (in der Nähe des elektronischen Übergangs der sogenannten D_1-Linie, siehe [Ste10])

resultiert, wobei ε die Empfindlichkeit des Detektors beschreibt. Neben der zu bestimmenden Frequenz $f_{\mathrm{Streulicht}}$ des Streulichts aus der Gleichung (2.19) geht entsprechend der Gleichung (2.28) zusätzlich die Streulichtleistung $P_{\mathrm{Streulicht}}$ in das Detektorsignal u ein. Um die Querempfindlichkeit bezüglich der zunächst unbekannten Streulichtleistung $P_{\mathrm{Streulicht}}$ zu eliminieren, wird der andere Anteil $P_{\mathrm{Streulicht}} \cdot (1-\beta)$ der Streulichtleistung von einem zweiten Detektor (sog. Referenzdetektor) empfangen, womit ein Signal

$$u_{\mathrm{Referenz}} = P_{\mathrm{Streulicht}} \cdot (1-\beta) \cdot \varepsilon \tag{2.29}$$

als Maß für die Streulichtleistung zwecks Referenz erhalten wird, wobei hier die Sensitivität ohne Beschränkung der Allgemeinheit identisch zum ersten Detektors angenommen wird. Schließlich erhält man mit dem Quotienten

$$q = \frac{u}{u_{\mathrm{Referenz}}} = \frac{P_{\mathrm{Streulicht}} \cdot \beta \cdot \tau\left(f_{\mathrm{Streulicht}}\right) \cdot \varepsilon}{P_{\mathrm{Streulicht}} \cdot (1-\beta) \cdot \varepsilon} = \frac{\beta}{1-\beta} \cdot \tau\left(f_{\mathrm{Streulicht}}\right) \tag{2.30}$$

einen von der Streulichtleistung unabhängigen Wert, welcher entsprechend der Gleichung (2.19) einen Rückschluss auf die Dopplerfrequenz erlaubt, woraus gemäß der Gleichung (2.18) final die Geschwindigkeit v_{oi} folgt.

Als Detektoren wird typischerweise ein Paar von digitalen Kameras eingesetzt, womit eine flächige Messung (2D) der Geschwindigkeitskomponente v_{oi} (1C) möglich ist. Bei Verwendung mehrerer Kamerapaare (bzw. mehrerer Laser mit unterscheidbaren Wellenlängen) können auch mehrkomponentige Messungen durchgeführt werden. Bei den bislang verwendeten Kameras basieren die Bildsensoren auf dem Prinzip des charge-coupled device (CCD, dt.: ladungsgekoppeltes Bauteil), womit nur eine geringe Bildrate (einige Hertz) und daraus folgend eine

geringe Messrate erreicht wird. Die Zeitauflösung entspricht genau der Belichtungsdauer, die bei Verwendung von Pulslasern deutlich unterhalb des Mikrosekundenbereichs liegen kann.

Zur Kalibrierung wird üblicherweise eine rotierende Scheibe mit vorgegebener Kreisfrequenz verwendet, deren Oberfläche als Streukörper dient. Bei bekannter Tangentialgeschwindigkeit wird der jeweils vorliegende Transmissionsgrad erfasst. Zur Bestimmung der nichtlinearen Transmissionskennlinie sollten möglichst viele, verschieden große Geschwindigkeiten vorgegeben werden. Ferner ist zu beachten, dass die mittels DGV gemessene Dopplerfrequenz gemäß der Gleichung (2.18) von der Beobachtungsrichtung $\vec{o}$ abhängt, was sowohl bei der Kalibrierung als auch bei der Geschwindigkeitsmessung zu berücksichtigen ist.

2.2.3.2 Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzmodulation (FM-DGV)

Bei der FM-DGV erfolgt die Messung der Geschwindigkeit ähnlich wie bei der konventionellen DGV (siehe vorheriger Abschnitt), jedoch typischerweise mit höherer Messrate. Dies wird durch Nutzung einer schnellen sinusförmigen Modulation der Laserfrequenz $f_{\text{Laserlicht}}$ und der Verwendung eines Fotodetektors mit entsprechend hoher Grenzfrequenz erreicht, wodurch gleichzeitig der Referenzdetektor obsolet wird (vgl. Abbildung 2.7a). Auf diese Art werden zudem Messabweichungen beseitigt, welche insbesondere von der Polarisationsabhängigkeit bei der Strahlteilung oder der unpräzisen Ausrichtung der beiden Kameras zueinander herrühren, siehe [Fis09a, S. 15]. Die Modulation der Laserfrequenz

$$f_{\text{Laserlicht}}(t) = f_{\text{center}} + f_{\text{hub}} \cos\left(2\pi f_{\text{mod}} t + \varphi_{\text{mod}}\right) \tag{2.31}$$

erfolgt mit der Frequenz f_{mod}, dem Hub f_{hub} und der Phasenlage φ_{mod} um die Lasermittenfrequenz f_{center}. Aufgrund der nichtlinearen Transmissionsfunktion (siehe Abbildung 2.7b) treten im Detektorsignal

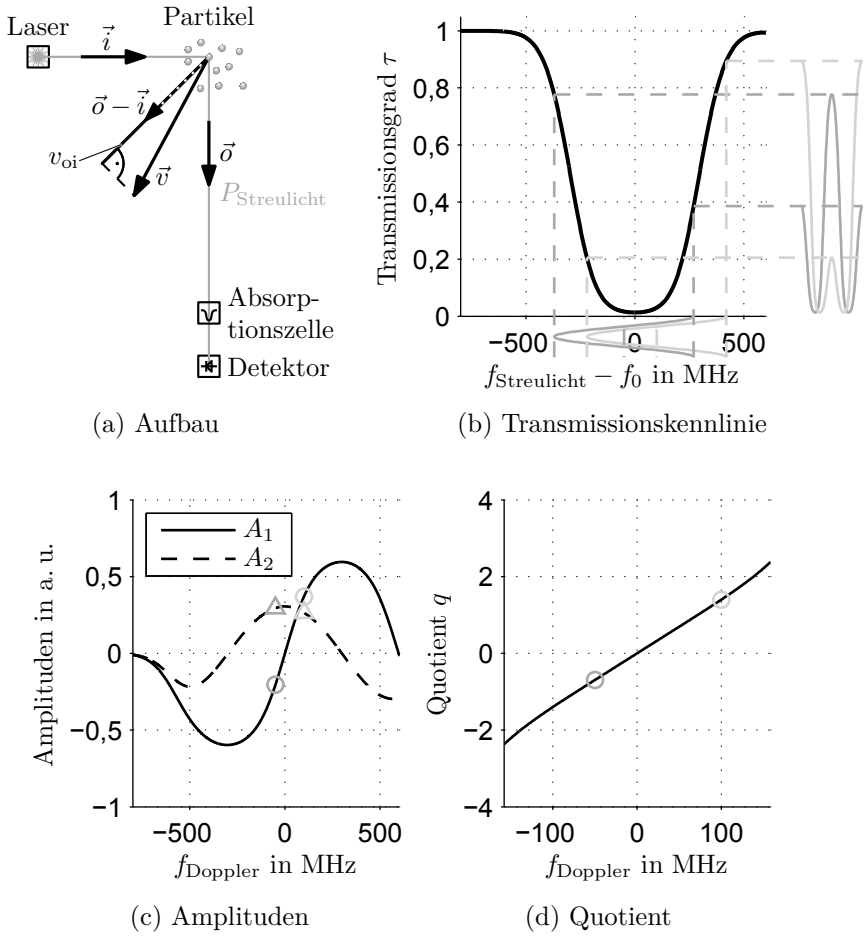
$$u(t) = P_{\text{Streulicht}} \cdot \tau\left[f_{\text{Streulicht}}(t)\right] \cdot \varepsilon \tag{2.32}$$

des transmittierten Streulichts neben der Modulationsfrequenz f_{mod} zusätzlich höhere Harmonische von f_{mod} auf. Zur Auswertung der Dopplerfrequenz werden die Amplituden

$$A_1(t) = \frac{2}{\Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} u(t') \cos\left(2\pi f_{\text{mod}} t' + \varphi_{\text{mod}}\right) \mathrm{d}t' \text{ und} \tag{2.33}$$

$$A_2(t) = \frac{2}{\Delta t} \int_{t-\Delta t/2}^{t+\Delta t/2} u(t') \cos\left(4\pi f_{\text{mod}} t' + 2\varphi_{\text{mod}}\right) \mathrm{d}t' \tag{2.34}$$

für den Kosinusanteil von 1. und 2. Harmonischer unter Nutzung der diskreten Fourier-Transformation (DFT) für die Abtastwertefolge des Detektorsignals aus der Gleichung (2.32) bestimmt,



(a) Aufbau (b) Transmissionskennlinie

(c) Amplituden (d) Quotient

Abbildung 2.7: a) schematischer Aufbau der Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzmodulation (zur Vereinfachung nur für Einpunktmessung dargestellt), b) Transmissionskennlinie aus der Abbildung 2.6 mit den Zeitsignalen der sinusförmigen Modulation der Laserfrequenz (unten) und des resultierenden Detektorsignals (rechts) für zwei verschiedene Dopplerfrequenzen sowie c) Amplituden A_1 und A_2 für die Harmonischen der Modulationsfrequenz im Detektorsignal und d) streulichtleistungsunabhängiger Quotient $q = A_1/A_2$, in c) und d) für die identisch zu b) gewählten Dopplerfrequenzen

was jeweils für die Zeitauflösung Δt geschieht. Dabei entspricht die kürzeste Zeitauflösung genau der Dauer einer Modulationsperiode $1/f_{\text{mod}}$. Das Detektorsignal in der Gleichung (2.32) ist entsprechend der Gleichung (2.19) von der Dopplerfrequenz abhängig, weist jedoch zusätzlich eine Proportionalität zur zunächst unbekannten Streulichtleistung $P_{\text{Streulicht}}$ auf. Deswegen besitzen die Amplitudenwerte A_1 und A_2 aus der Gleichung (2.33) eine Querempfindlichkeit zu $P_{\text{Streulicht}}$. Diese Querempfindlichkeit wird durch Auswertung des Quotienten

$$q = \frac{A_1(f_{\text{Doppler}})}{A_2(f_{\text{Doppler}})} \tag{2.35}$$

der Amplituden eliminiert. Bei entsprechender Kalibrierung wird ein Zusammenhang von q zur geschwindigkeitsabhängigen Dopplerfrequenz (siehe Abbildung 2.7d) und über die Glei-

chung (2.18) zur Geschwindigkeitskomponente v_{oi} hergestellt. Die maximale Messrate der Geschwindigkeit entspricht genau der Modulationsfrequenz f_{mod} und die folglich kürzeste zeitliche Auflösung ist genau die Inverse $1/f_{\mathrm{mod}}$ der Modulationsfrequenz.

Mit einem Laser und einem Detektor erfolgt die Messung an einem Ort (0D) für eine Komponente (1C). Nutzt man hingegen mehrere Detektoren in einem Array bzw. eine Hochgeschwindigkeitskamera, so können je nach Anordnung der einzelnen Detektorelemente entsprechend linienhafte (1D) oder flächenhafte Messungen (2D) durchgeführt werden. Zur Erweiterung auf simultane dreikomponentige (3C) Messungen ist entweder die Beleuchtung entlang drei verschiedener Einfallsrichtungen bei jeweils unterschiedlicher Modulationsfrequenz einzusetzen oder die Detektion aus drei Richtungen gleichzeitig vorzunehmen.

Die Kalibrierung wird wie bei der konventionellen DGV durchgeführt, d. h. üblicherweise unter Nutzung einer rotierenden Scheibe als Streukörper, siehe Abschnitt 2.2.3.1. Davon abweichend wird hier nicht die Transmissionskennlinie direkt bestimmt, sondern es wird der resultierende Quotient q in Abhängigkeit der vorgegebenen Geschwindigkeit v_{oi} ausgewertet, bzw. entsprechend der Gleichung (2.18) in Abhängigkeit von der Dopplerfrequenz f_{Doppler} (siehe Abbildung 2.7d) .

2.3 Signalverarbeitung

Die Auswertung der mit den optischen Verfahren gemessenen Geschwindigkeitswerte zur Analyse von Strömungs- und Schallfeld erfolgt unter Nutzung des im folgenden Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Signalmodells. Dabei erfolgt zunächst eine Schätzung von Parametern der dort genannten Modellgleichung, was im Abschnitt 2.3.2 diskutiert wird. Zur Beschreibung des zeitlichen Geschwindigkeitsverlaufs wird im Abschnitt 2.3.3 zusätzlich die phasenaufgelösten Geschwindigkeitsschätzung für diskrete Frequenzen erläutert. Abschließend wird im Abschnitt 2.3.4 die Trennung des gemessenen Geschwindigkeitsfeldes in das Strömungsgeschwindigkeits- und das Schallschnellefeld vorgestellt.

2.3.1 Signalmodell

Der Einfachheit halber soll das folgende Signalmodell hier nur für eine gemessene Geschwindigkeitskomponente $v = v_{\mathrm{oi}}$ an einem Ort dargestellt werden. Das zeitabhängige Geschwindigkeitssignal

$$v(t) = \underbrace{\bar{v} + \sum_n \overbrace{\hat{v}_{\mathrm{osc},n} \cos\left(2\pi f_{\mathrm{osc},n} t + \varphi_{\mathrm{osc},n}\right)}^{v_{\mathrm{osc},n}}}_{\text{deterministisch}} + \underbrace{v_{\mathrm{fluct}}(t)}_{\text{stochastisch}} \tag{2.36}$$

lässt sich als Summe eines Gleichanteils $\bar{v}$ und mehrerer Wechselanteile auffassen. Die Wechselanteile bestehen zum einen aus mehreren deterministischen, oszillierenden Geschwindigkeiten $v_{\mathrm{osc},n}$ mit dem Index n, den Frequenzen $f_{\mathrm{osc},n}$, den Amplituden $\hat{v}_{\mathrm{osc},n}$ und den Phasenlagen $\varphi_{\mathrm{osc},n}$. Man beachte, dass der Term $v_{\mathrm{osc},n}$ in dieser Arbeit stets mit dem Begriff Oszillationsgeschwindigkeit benannt wird, wie beispielsweise in [Kul15, S. 107]. Zum anderen tritt ein weiterer Wechselanteil in der Gleichung (2.36) auf: der stochastische (mittelwertfreie) Geschwindigkeitsterm $v_{\mathrm{fluct}}(t)$, welcher nachfolgend als Fluktuationsgeschwindigkeit bezeichnet wird. Es sei bemerkt, dass v_{fluct} in diesem Modell sowohl die turbulente Fluktuationsgeschwindigkeit als auch die zufälligen Messabweichungen der Geschwindigkeit repräsentiert.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird im Folgenden ein Geschwindigkeitssignal

$$v(t) = \bar{v} + \hat{v}_{\mathrm{osc}} \cos\left(2\pi f_{\mathrm{osc}} t + \varphi_{\mathrm{osc}}\right) + v_{\mathrm{fluct}}(t) \tag{2.37}$$

mit nur einer Oszillationsfrequenz f_{osc} betrachtet, weshalb auf die Notation des Laufindex $n = 1$ verzichtet wird. Dies ist aufgrund der in dieser Arbeit genutzten Eintonanregung zweckmäßig und vereinfacht die Darstellung.

2.3.2 Parameterschätzung

Nutzt man das Signalmodell aus dem Abschnitt 2.3.1, werden zur vollständigen Beschreibung der deterministischen Geschwindigkeitsanteile neben der zeitgemittelten Fluidgeschwindigkeit noch die Amplitude und die Phasenlage der Oszillationsgeschwindigkeit für die untersuchte Frequenz benötigt. Diese Parameter sollen aus der Anwendung der Methode der kleinsten Quadrate (MKQ) auf das Modell aus der Gleichung (2.37) unter Nutzung des während der Dauer T_{Mess} gemessenen Zeitsignals für v gewonnen werden. Da in der Gleichung (2.37) kein parameterlineares Modell vorliegt, ist zwecks analytischer Lösung folgende Umformung unter Nutzung des Additionstheorems für die Kosinusfunktion zweckmäßig:

$$v(t) = \bar{v} + \underbrace{\hat{v}_{\mathrm{osc}} \cos\left(\varphi_{\mathrm{osc}}\right)}_{\hat{a}_{\mathrm{osc}}} \cos\left(2\pi f_{\mathrm{osc}} t\right) + \underbrace{-\hat{v}_{\mathrm{osc}} \sin\left(\varphi_{\mathrm{osc}}\right)}_{\hat{b}_{\mathrm{osc}}} \sin\left(2\pi f_{\mathrm{osc}} t\right) + v_{\mathrm{fluct}}(t). \tag{2.38}$$

Nimmt man die zufälligen Geschwindigkeitsmesswerte $v_{\mathrm{fluct}}(t)$ als weißes gaußsches Rauschen an, stellt die Bestimmung von $\bar{v}$, $\hat{a}_{\mathrm{osc}}$ und $\hat{b}_{\mathrm{osc}}$ mittels MKQ im parameterlinearen Modell in der Gleichung (2.38) entsprechend dem Satz von Gauß-Markow eine erwartungstreue (d. h. unverzerrte) und effiziente Schätzung dar. Die effiziente Schätzung bedeutet, dass die Varianz der bestimmten Parameter den kleinstmöglichen Wert annimmt, d. h. den Wert der sogenannten Cramér-Rao-Schranke. Auf die Angabe der umfangreichen Gleichungen für die Schätzung der

Parameter sei mit Verweis auf [Sim08] verzichtet. Aus den geschätzten Parametern lassen sich per Definition aus der Gleichung (2.38) schließlich die gewünschten Parameter

$$\bar{v} = \bar{v}, \quad \hat{v}_{\mathrm{osc}} = \sqrt{\hat{a}_{\mathrm{osc}}{}^2 + \hat{b}_{\mathrm{osc}}{}^2} \quad \text{und} \quad \varphi_{\mathrm{osc}} = \arctan\left(-\frac{\hat{b}_{\mathrm{osc}}}{\hat{a}_{\mathrm{osc}}}\right) \tag{2.39}$$

ermitteln. Anschließend kann ebenso die stochastische Fluktuationsgeschwindigkeit v_{fluct} als Restterm nach Subtraktion der deterministischen Modellanteile von v in der Gleichung (2.37) bestimmt werden. Die Schätzung der Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ der Oszillationsgeschwindigkeit ist nur bei Kenntnis der Phasenlage φ_{osc} oder nur asymptotisch für $T_{\mathrm{Mess}} \to \infty$ erwartungstreu [Fis13a, S. 74], letzteres gilt auch für die Phasenlage selbst. Da im Anwendungsfall die Phasenlage der Oszillationsgeschwindigkeit a priori meist unbekannt ist (siehe anderenfalls [Sch11b, Hau12a]), treten für $T_{\mathrm{Mess}} \nrightarrow \infty$ systematische Abweichungen auf. Die Abweichung der geschätzten Amplitude kann beispielsweise gemäß [Ale09] numerisch berechnet werden. Wie dort beschrieben wird, verringern sich generell die systematischen Abweichungen bei Vorliegen einer höheren Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$, bei sinkender Standardabweichung σ_v eines einzelnen Geschwindigkeitswertes sowie bei Erhöhung der Messdauer T_{Mess}. Die Berechnung der Amplitude nach der Gleichung (2.39) stellt eine asymptotisch effiziente Schätzung dar, d. h. für $T_{\mathrm{Mess}} \to \infty$ entspricht die Varianz der Cramér-Rao-Schranke [Sto97]. Für diesen Fall lassen sich die dazugehörigen minimalen Standardabweichungen

$$\sigma_{\bar{v}} \approx \sigma_v \cdot \sqrt{\frac{1}{N_v}}, \quad \sigma_{\hat{v}_{\mathrm{osc}}} \approx \sigma_v \cdot \sqrt{\frac{2}{N_v}} \quad \text{und} \quad \sigma_{\varphi_{\mathrm{osc}}} \approx \frac{\sigma_v}{\hat{v}_{\mathrm{osc}}} \cdot \sqrt{\frac{2}{N_v}} \text{ mit } N_v = \bar{f}_v T_{\mathrm{Mess}} \tag{2.40}$$

als die Anzahl der während T_{Mess} erhaltenen Geschwindigkeitswerte nach [Sim08] angeben. In den Gleichungen (2.40) bezeichnet $\bar{f}_v$ die zeitgemittelte Messrate für die Geschwindigkeit. Bezüglich der Anforderung einer geringen Messunsicherheit lassen sich aus der Gleichung (2.40) bereits erste Konsequenzen für das Vorgehen bei der Messung ableiten: Neben deiner geringen Standardabweichung σ_v der Einzelmessung von v bedarf es einer hohen Anzahl von Mehrfachmessungen N_v. Dies kann zum einen durch die ebenfalls geforderte hohe Messrate f_v, zum anderen durch eine lange Messdauer T_{Mess} (unter möglichst gleichbleibenden Randbedingungen) erreicht werden. Aufgrund der Orthogonalität der im Signalmodell in den Gleichungen (2.36) und (2.38) verwendeten Sinus- und Kosinusfunktionen lassen sich die getroffenen Aussagen auch für Untersuchungen mit mehreren Oszillationsfrequenzen verallgemeinern.

Die bisherigen Ausführungen gelten ebenso für die DFT, die einen Spezialfall der MKQ für eine konstante Messrate darstellt. Dann entsprechen die Koeffizienten $\hat{a}_{\mathrm{osc}}$ und $\hat{b}_{\mathrm{osc}}$ für jedes Vielfache der Fundamentalfrequenz $1/T_{\mathrm{Mess}}$ den jeweiligen Fourier-Koeffizienten im Sinne der Fourier-Reihe. Bei der Nutzung der DFT lässt sich die Unsicherheit der Parameter in den Gleichungen (2.39) mittels einer Fortpflanzungsrechnung, unter Nutzung der Varianz von $\hat{a}_{\mathrm{osc}}$

und $\hat{b}_{\mathrm{osc}}$, auch ohne die Annahme des weißen gaußschen Rauschens bestimmen. Unter Nutzung der Ergebnisse aus [Fis13a, S. 68 f.] erhält man schließlich die Unsicherheiten

$$\sigma_{\bar{v}} = \sqrt{\frac{S_{v,\mathrm{fluct}}\left(0\right)}{T_{\mathrm{Mess}}}}, \quad \sigma_{\hat{v}_{\mathrm{osc}}} = \sqrt{\frac{2S_{v,\mathrm{fluct}}\left(f_{\mathrm{osc}}\right)}{T_{\mathrm{Mess}}}} \text{ und } \sigma_{\varphi_{\mathrm{osc}}} = \frac{1}{\hat{v}_{\mathrm{osc}}}\sqrt{\frac{2S_{v,\mathrm{fluct}}\left(f_{\mathrm{osc}}\right)}{T_{\mathrm{Mess}}}}, \tag{2.41}$$

wobei $S_{v,\mathrm{fluct}}$ die zweiseitige spektrale Rauschleistungsdichte der (stochastischen) Fluktuationsgeschwindigkeit ist. Durch die Gleichungen (2.41) wird insbesondere die Aussage bestätigt, dass die Unsicherheiten der geschätzten Parameter (aufgrund der reziproken Proportionalität zur Wurzel der Messdauer T_{Mess}) verringert werden können, wenn länger gemessen wird.

2.3.3 Phasenaufgelöste Geschwindigkeitsschätzung

Die Auswertung des im Abschnitt 2.3.1 modellierten Geschwindigkeitssignals v kann mit Bezug zu einer bestimmten Oszillationsfrequenz f_{osc} für verschiedene Phasenwinkel

$$\varphi = 2\pi f_{\mathrm{osc}} t \tag{2.42}$$

erfolgen. Liegt beim Geschwindigkeitssignal ausschließlich die Oszillationsfrequenz f_{osc} ohne höhere Harmonische vor, wie in der Gleichung (2.37), kann der deterministische Anteil auch als phasenaufgelöste Geschwindigkeit

$$v\left(\varphi\right) = \bar{v} + \hat{v}_{\mathrm{osc}} \cos\left(\varphi + \varphi_{\mathrm{osc}}\right) \tag{2.43}$$

notiert werden. Die Berechnung der geschätzten Parameter $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ und φ_{osc} erfolgt dabei gemäß dem Vorgehen im Abschnitt 2.3.2 für beliebige Phasenwinkel φ. Sind anderenfalls neben der Grundfrequenz zusätzlich höhere Harmonische zu erfassen, ist die Berechnung der Amplitude und Phasenlage aus dem Abschnitt 2.3.2 ebenfalls für die ganzzahligen Vielfache der Oszillationsfrequenz durchzuführen und alle erhaltenen Parameter des Signalmodells in der Gleichung (2.36) einzusetzen.

Als Alternative zu diesem Vorgehen wird die Anwendung einer Phasenmittelungstechnik wie in [Hau13b] vorgeschlagen: Dazu wird bei allen gemessenen Geschwindigkeitswerten jeweils ein Phasenwinkel φ gemäß der Gleichung (2.42) zugeordnet und anschließend über sämtliche Geschwindigkeitswerte mit dem gleichen (bzw. im Bereich einer festgelegten Phasenauflösung $\Delta\varphi$ ähnlichen) Phasenwinkel gemittelt. Dabei erfolgt die Mittelung zur Unterdrückung des Einflusses der stochastischen Fluktuationsgeschwindigkeit v_{fluct} aus der Gleichung (2.36). Schließlich wird die gemäß dem Abschnitt 2.3.2 geschätzte zeitgemittelte Geschwindigkeit $\bar{v}$ vom Ausdruck aus der Gleichung (2.43) subtrahiert, sodass man letztlich die im Weiteren als phasenaufgelöste Oszillationsgeschwindigkeit benannte Größe $v_{\mathrm{osc}}\left(\varphi\right)$ erhält.

2.3.4 Trennung von Strömungsfeld und Schallfeld

Im Strömungs- und Schallfeld können Oszillationsgeschwindigkeiten mit identischer Frequenz vorliegen, was speziell bei der Interaktion von Strömungs- und Schallfeld auftritt. Dann überlagern sich die Oszillationsgeschwindigkeiten im gemessenen Geschwindigkeitssignal in der Gleichung (2.37). Zur Trennung der Terme von Strömungs- und Schallfeld wird die Helmholtz-Hodge-Zerlegung (HHD, engl.: Helmholtz-Hodge decomposition) vorgeschlagen, welche bisher nur bei numerischen Simulationen, wie in [De 07], angewendet wurde.

Für die HHD wird die Eigenschaft der Divergenzfreiheit des Strömungsgeschwindigkeitsfeldes gemäß der Gleichung (2.7) und der Rotationsfreiheit des Schallschnellefeldes gemäß der Gleichung (2.11) zur Separation der beiden Terme aus dem ursprünglich gemessenen Geschwindigkeitsfeld genutzt. Die Separation basiert auf Aussagen von Helmholtz [Hel58], wonach jedes Vektorfeld aus einem divergenzfreien Wirbelterm und einem rotationsfreien Quellterm besteht, die sich aus der Rotation bzw. der Divergenz des Vektorfeldes eindeutig bestimmen lassen. Dazu ist die Rotation bzw. die Divergenz des Geschwindigkeitsfeldes gemäß den Gleichungen (2.2) bzw. (2.3) zu berechnen. Als Voraussetzung für die eindeutige Zerlegung muss gelten, dass das Vektorfeld ein einfach zusammenhängendes Gebiet beschreibt und entweder im Unendlichen abgeklungen ist oder in beschränkten Gebieten geeignete Randwerte für Quell- und Wirbelterme vorgegeben werden [Gro12, S. 368 f.]. Da bei der Nutzung von in einem beschränkten Gebiet experimentell gewonnenen Daten diese Bedingungen ohne zusätzliches Wissen über die Randwerte nicht erfüllt werden können, ist folglich mit der konventionellen HHD eine eindeutige Zerlegung hier zunächst nicht möglich. Jedoch lässt sich die Zerlegung in beschränkten Gebieten mittels der sogenannten natürlichen HHD auch ohne Kenntnis der Randwerte eindeutig lösen [Bha14]. Bei diesem Ansatz wird eine Unterscheidung zwischen internen und externen Einflüssen bezüglich des betrachteten Gebietes vorgenommen, die eine eindeutige Zerlegung in Wirbel- und Quellterme im Innern dieses Gebietes ermöglicht.

Zur Anwendung der natürlichen HHD auf das Vektorfeld der gemessenen Oszillationsgeschwindigkeit bei einer bestimmten Frequenz f_{osc} wird die gemäß dem Abschnitt 2.3.3 gewonnene phasenaufgelöste Oszillationsgeschwindigkeit $\vec{v}_{\mathrm{osc}}(\varphi)$ an jedem Ort $\vec{s}$ im erfassten Gebiet B genutzt. Dabei wird $\vec{v}_{\mathrm{osc}}$ für jeden Phasenwinkel φ in einen divergenzfreien Wirbelterm $\vec{v}_{\mathrm{osc,Wirbel}}$ bzw. einen rotationsfreien Quellterm $\vec{v}_{\mathrm{osc,Quell}}$ zerlegt, der dem Strömungsgeschwindigkeitsfeld bzw. dem Schallschnellefeld zuzuordnen ist. Die Berechnung dieser Terme erfolgt gemäß den folgenden Beziehungen

$$\vec{v}_{\mathrm{osc,Wirbel}}(\varphi,\vec{s}) = -\vec{\nabla}\times\int_B F_\infty(\vec{s},\vec{s}')\,\vec{\nabla}\times\vec{v}_{\mathrm{osc}}(\varphi,\vec{s}')\,\mathrm{d}\vec{s}' \text{ und} \tag{2.44a}$$

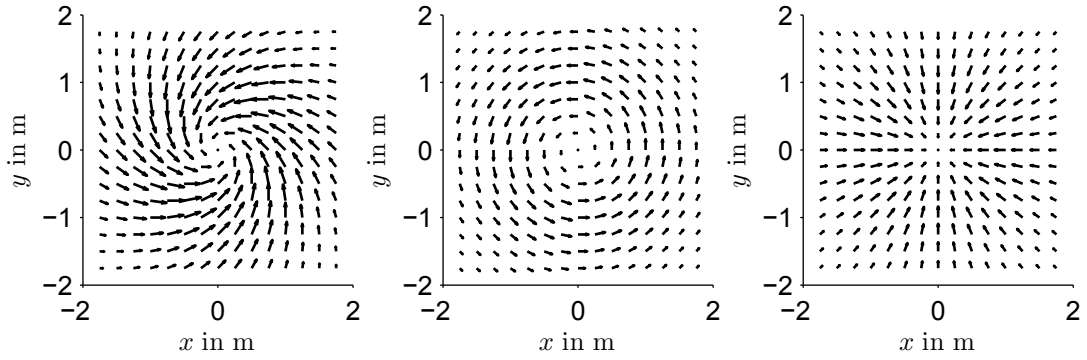
$$\vec{v}_{\mathrm{osc,Quell}}(\varphi,\vec{s}) = \vec{\nabla}\int_B F_\infty(\vec{s},\vec{s}')\,\vec{\nabla}\cdot\vec{v}_{\mathrm{osc}}(\varphi,\vec{s}')\,\mathrm{d}\vec{s}', \tag{2.44b}$$

wofür die greensche Funktion

$$F_\infty\left(\vec{s},\vec{s}'\right)=\begin{cases}\frac{1}{2\pi}\ln\left(\left|\vec{s}'-\vec{s}\right|\right) & \text{(bei 2D-Problemen) bzw.}\\ -\frac{1}{4\pi\left|\vec{s}'-\vec{s}\right|} & \text{(bei 3D-Problemen)}\end{cases} \tag{2.45}$$

als Fundamentallösung der zugrunde liegenden Poisson-Gleichung genutzt wird, siehe [Bha14]. Dabei liegt gemäß den Gleichungen (2.2) und (2.3) ein 2D-Problem vor, wenn beispielsweise für die xy-Ebene die Geschwindigkeitskomponenten $v_{\mathrm{osc},x}$ und $v_{\mathrm{osc},y}$ unabhängig von z sind und $v_{\mathrm{osc},z}$ konstant im gesamten Gebiet ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, handelt es sich stattdessen um ein 3D-Problem, sodass für die HHD zwangsläufig 3D/3C-Daten benötigt werden, was im Abschnitt 5.3.3.4 demonstriert wird.

Zur Veranschaulichung der natürlichen HHD ist das Ergebnis bei Anwendung auf ein beispielhaftes, synthetisch erzeugtes 2D-Vektorfeld in der Abbildung 2.8 dargestellt. Dabei sei



(a) ursprüngliches Feld (b) Wirbelfeld (c) Quellenfeld

Abbildung 2.8: Beispielanwendung der natürlichen Helmholtz-Hodge-Zerlegung auf ein synthetisch erzeugtes 2D-Vektorfeld aus a), Resultate für das divergenzfreie Wirbelfeld in b) und das rotationsfreie Quellenfeld in c)

beachtet, dass die Berechnung bei den Gleichungen (2.44) stets einheitenlos (Bezug auf einheitliche Längen- und Geschwindigkeitseinheiten vorausgesetzt) und numerisch (d. h. Differenziation bzw. Integration wird durch Bildung finiter Differenzenquotienten bzw. Summation approximiert) durchgeführt wird. Während das ursprüngliche Vektorfeld (Abbildung 2.8a) sowohl Rotations- als auch Divergenzterme enthält, ist das resultierende Wirbelfeld (Abbildung 2.8b) divergenzfrei und das Quellenfeld (Abbildung 2.8c) rotationsfrei.

Schließlich können die Ergebnisse aus der Gleichung (2.44) genutzt werden, um die phasenaufgelöste Geschwindigkeit

$$\vec{v}_{\mathrm{osc,Strömung}}\left(\varphi,\vec{s}\right)=\vec{v}_{\mathrm{osc,Wirbel}}\left(\varphi,\vec{s}\right)\ \text{bzw.} \tag{2.46a}$$

$$\vec{v}_{\mathrm{Schall}}\left(\varphi,\vec{s}\right)=\vec{v}_{\mathrm{osc,Quell}}\left(\varphi,\vec{s}\right), \tag{2.46b}$$

getrennt für das Strömungs- bzw. Schallfeld (durch die Schallschnelle repräsentiert) anzugeben.

Kapitel 3

Experimentelle Voraussetzungen

Um die experimentellen Voraussetzungen für die Untersuchungen in dieser Arbeit darzulegen, werden im Abschnitt 3.1 zunächst die eingesetzten Aeroakustik-Versuchsstände präsentiert, an denen die genutzten Geschwindigkeitsmesssysteme charakterisiert (siehe Kapitel 4) und angewendet (siehe Kapitel 5) werden. Anschließend werden im Abschnitt 3.2 der Aufbau sowie die verwendete Signalverarbeitung der gewählten Messsysteme vorgestellt und die daraus resultierenden wesentlichen Eigenschaften im Hinblick auf die Anwendung diskutiert.

3.1 Aeroakustik-Versuchsstände

Die experimentellen Untersuchungen mit den optischen Verfahren werden an einem Aeroakustikkanal, dem Duct acoustic test rig – rectangular cross section (DUCT-R, dt.: Kanalakustikversuchsstand – rechteckiger Querschnitt) durchgeführt, siehe Abbildung 3.1. Der DUCT-R

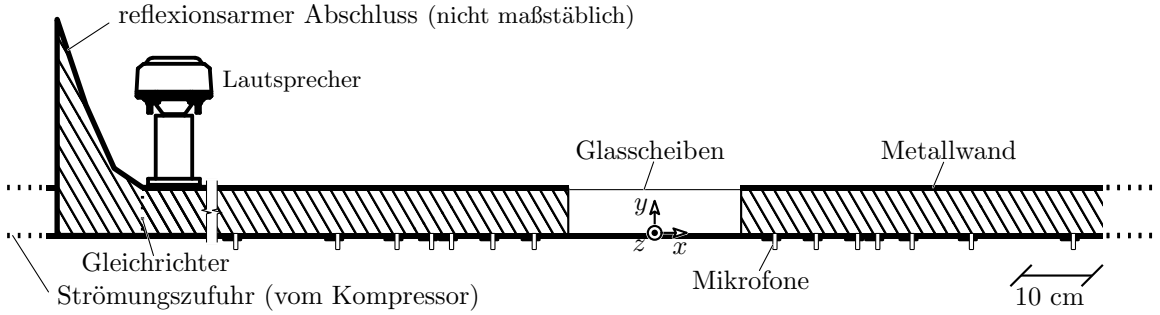
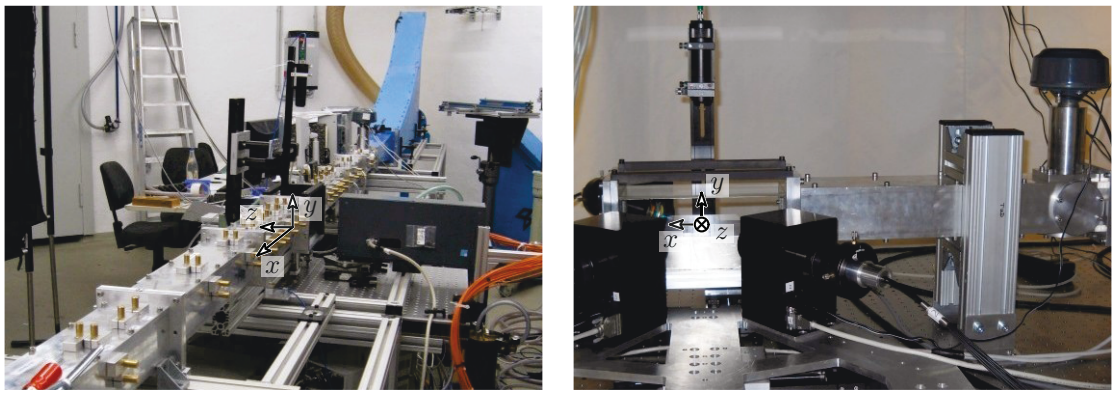


Abbildung 3.1: Skizze (Seitenansicht) des experimentellen Versuchsstandes DUCT-R des DLR Berlin zur optischen Messung der Schallschnelle (optischer Zugang über Glasscheiben), der Ursprung des Koordinatensystems liegt bezüglich y direkt auf der Innenfläche der unteren Wand und mittig im Kanal bezüglich x und z

wurde beim DLR, Abteilung Triebwerksakustik, in Berlin in enger Zusammenarbeit mit dem Fachgebiet „Turbomaschinen- und Thermoakustik“ der Technischen Universität Berlin entworfen, konstruiert, gefertigt und aufgebaut. Im DUCT-R kann ein Schallfeld mit einem Schalldruckpegel bis ca. 130 dB bei gleichzeitiger Überlagerung einer Luftströmung mit der Machzahl $M \approx 0{,}02$ bis 0,3 bereitgestellt werden. Die überlagerte Strömung wird unter Nutzung eines Radialkompressors erzeugt und durch einen Gleichrichter geführt, was eine möglichst gleichförmige Anströmung des DUCT-R gewährleistet. In diese Strömung werden Streupartikel aus

Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat (DEHS) mit einem Durchmesser von etwa 1 µm für die Messung mit den neuartigen optischen Verfahren eingebracht, welche durch einen Aerosolgenerator (siehe [PIV08]) der Firma PIVTEC erzeugt werden. Der DUCT-R besteht aus mehreren miteinander verschraubten Teilstücken mit einer Gesamtlänge von über 3 m, die Querschnittsfläche beträgt 80 mm × 60 mm (Innenmaße). Die Seitenwände sind 10 mm stark und bestehen aus einer Aluminium-Magnesium-Legierung, mit Ausnahme des mittleren Teilstücks. Dieses wird von drei Seiten mit 3 mm dicken Glasscheiben abgeschlossen, was den nötigen optischen Zugang gewährleistet. Die vierte Seite besteht aus Metall und ist schwarz eloxiert, um Reflexionen des Laserlichts zu unterdrücken. Alle Seitenwände können als schallreflektierende Begrenzungen und der Kanal damit als akustischer Wellenleiter angenommen werden. Um unerwünschte akustische Resonanzeffekte entlang der longitudinalen Ausbreitungsrichtung möglichst zu unterdrücken, ist am stromaufwärtigen Kanalende ein reflexionsarmer Abschluss montiert. Am stromabwärtigen Kanalende wird auf einen reflexionsarmen Abschluss verzichtet, da dieser sonst aufgrund von stetiger Zusetzung durch die Streupartikel in seiner Wirksamkeit fortschreitend beeinträchtigt werden würde. Die Anregung des Schallfeldes geschieht mit bis zu zwei Lautsprechern vom Typ KU-516 der Firma MONACOR sowie einem Audioverstärker mit näherungsweise linearem Übertragungsverhalten.

Die Validierung im Kapitel 4 erfolgte vollständig am Versuchsstand DUCT-R in Berlin. Bei den experimentellen Untersuchungen am Bias-Flow-Liner (BFL) im Kapitel 5 konnten jedoch nur ausgewählte Experimente mit vertretbarem Aufwand in Berlin durchgeführt werden. Daher wurde an der Technischen Universität Dresden ein vereinfachter Versuchsstand nachgebildet. Beide Versuchsstände sind zwecks Veranschaulichung in der Abbildung 3.2 fotografisch dargestellt, die Fotos zeigen den Aufbau der Messungen am BFL aus dem Abschnitt 5.3.3. Die



(a) Versuchsstand (DUCT-R) in Berlin (b) Versuchsstand in Dresden

Abbildung 3.2: fotografische Darstellung der Versuchsstände in Berlin und in Dresden

wesentlichen Unterschiede der beiden Versuchsstände sind in der Tabelle 3.1 zusammengefasst. Demnach weist der Versuchsstand in Berlin insbesondere aufgrund der variablen Machzahl für die überlagerte Strömungsgeschwindigkeit und der umfassenderen Ausstattung mit Mikrofontechnik (als Referenzmessverfahren) einige Vorzüge auf. Die nicht in der Tabelle 3.1 genannten

Tabelle 3.1: Unterschiede der genutzten Versuchsstände in Berlin und Dresden

Merkmal	Versuchsstand - **Berlin**	Versuchsstand - **Dresden**
Länge	$> 3\,\mathrm{m}$	$\approx 1\,\mathrm{m}$
Machzahl der Strömung	$M = 0{,}02$ bis $0{,}27$	$M \approx 0$
Anzahl Mikrofone	14	1
Reflexionsfaktor, stromauf	$r \approx 0$ (reflexionsarm)	$r \approx 1$ (Metallwand)
Reflexionsfaktor, stromab	$r < 0{,}5$ (Schlauch)	$r \approx 1$ (Metallwand)

Merkmale der Versuchsstände sind identisch, sodass der Versuchsstand in Dresden ergänzend für die fortgeschrittene Anwendung der Verfahren genutzt werden kann.

3.2 Geschwindigkeitsmesssysteme

Für die Untersuchung der Dämpfungsmechanismen am BFL wurden drei neuartige optische Geschwindigkeitsmessverfahren gewählt: Der Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilsensor (LDV-PS, engl.: laser Doppler velocity profile sensor) mit feiner Ortsauflösung zur Erfassung kleiner Strukturen, die akustische Particle Image Velocimetry (A-PIV) mit hoher Anzahl simultan erfasster Messorte zur großflächigen Erfassung und die Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzmodulation (FM-DGV) mit hoher Messrate zur Erfassung des Geschwindigkeitsspektrums.

Die entsprechenden eingesetzten Messsysteme werden im Folgenden vorgestellt:

1. das im Rahmen der vom Verfasser betreuten Studienarbeit von Sebastian Pietzonka aufgebaute LDV-PS-System aus [Pie12] (im Abschnitt 3.2.1),
2. das am DLR Berlin durch André Fischer etablierte A-PIV-System aus [Fis09b] (im Abschnitt 3.2.2) und
3. das von Andreas Fischer entwickelte FM-DGV-System aus [Fis09a] mit zielgerichteten Erweiterungen (im Abschnitt 3.2.3).

3.2.1 LDV-PS-System

Für die örtlich hochauflösenden Messungen mit dem LDV-PS wurde zunächst ein Neuaufbau nötig, da für den Zeitraum der experimentellen Untersuchungen kein geeignetes, bereits existierendes Messsystem zur Verfügung stand. Der gewählte Aufbau wird im Abschnitt 3.2.1.1 beschrieben. Zudem wurde eigens eine auf das aufgebaute Messsystem angepasste Signalverarbeitung für den PC implementiert, worauf im Abschnitt 3.2.1.2 eingegangen wird.

3.2.1.1 Aufbau

Der Aufbau des LDV-PS erfolgte mit Wellenlängenmultiplex, welches nach [Büt04] vergleichsweise einfach zu realisieren und robust ist. Die Robustheit ist insbesondere für den Transport des Systems zum DUCT-R nach Berlin ohne Notwendigkeit einer aufwändigen Neujustage vorteilhaft. Zudem gestattet der modulare Aufbau gemäß der Abbildung 3.3 die flexible Montage des Sensors am Messobjekt. Das System ist für eine 1C-Messung konzipiert, wobei auf eine Sen-

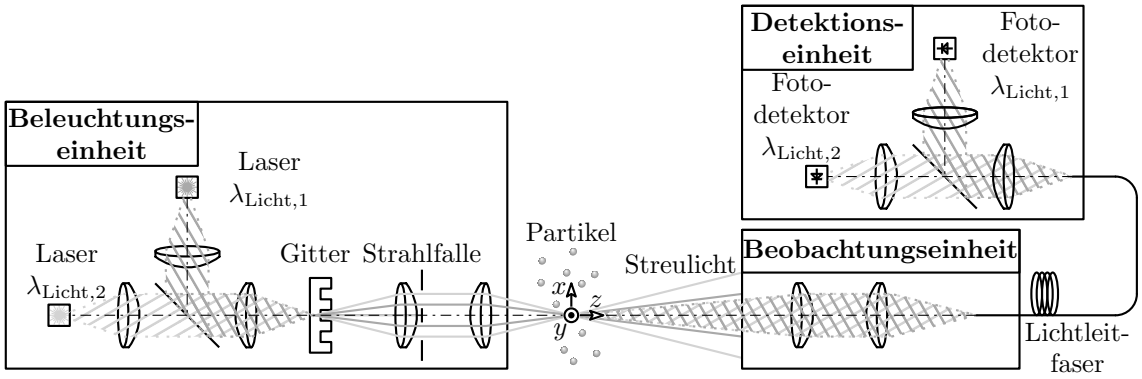


Abbildung 3.3: Aufbau des verwendeten LDV-PS-Systems für die 1C-Messung der Geschwindigkeitskomponente v_x

sitivität bezüglich des Vorzeichens der in positiver x-Richtung gemessenen Geschwindigkeitskomponente $v_{\text{oi}} = v_x$ verzichtet wird. Stattdessen wird bei den durchgeführten Experimenten das aus der (bekannten) Strömungsrichtung resultierende Vorzeichen für v_{oi} angenommen, da die überlagerte Strömung bezüglich des Geschwindigkeitsbetrages stets dominiert. Die in den einzelnen Modulen verwendeten Komponenten werden im Folgenden erläutert.

Beleuchtungseinheit

Das Licht zweier Laserquellen mit $\lambda_{\text{Licht},1} = 660\,\text{nm}$ (Festkörperlaser, maximale Leistung 500 mW) und $\lambda_{\text{Licht},2} = 784\,\text{nm}$ bis 785 nm (Laserdiode, maximale Leistung 120 mW, mittels asphärischer Linsen kollimiert) wird an einem dichroitischem Spiegel überlagert und auf ein Beugungsgitter (Gitterkonstante 8,1 µm) fokussiert, welches zur Strahlteilung dient. Das Gitter ist bezüglich einer hohen Beugungseffizienz der ± 1. Beugungsordnung für beide Wellenlängen optimiert, weshalb die dazugehörigen Lichtstrahlen genutzt und alle anderen Beugungsordnungen mit einer Strahlfalle geblockt werden. Die gebeugten Strahlen werden mit einem als Kepler-Teleskop (d. h. zwei konvexe Linsen stehen im Abstand von der Summe ihrer Brennweiten entfernt auf der optischen Achse) angeordneten Paar achromatischer Linsen zur Überlagerung gebracht. Das resultierende Messvolumen als Überlappungsbereich aller vier Strahlen weist hier eine Länge von ungefähr $l_z = 1{,}1\,\text{mm}$ und eine Breite von etwa $l_{x,y} = 0{,}2\,\text{mm}$ (entspricht der Ortsauflösung für x und y) auf, der Abstand der resultierenden Interferenzstreifen im Messvolumen beträgt für beide Wellenlängen jeweils etwa 4 µm (siehe Abbildung 2.4a). Die Größe

des Messvolumens wird durch die Größe der Austrittsfacetten der Laserquellen sowie maßgeblich von der geometrischen Abbildung und damit von der Wahl der Linsenkombinationen beeinflusst. Der Arbeitsabstand, also der Abstand des Messvolumens zur davor befindlichen Linse, wird dabei von der Brennweite dieser Linse bestimmt und beträgt hier 80 mm.

Beobachtungseinheit

Das an den Partikeln vorwärts gestreute Licht beider Wellenlängen wird mit einem Kepler-Teleskop gesammelt und zunächst in eine Lichtleitfaser eingekoppelt, um weiter zur Detektionseinheit zu gelangen. Die Beobachtung des Streulichts erfolgt aus der Vorwärtsrichtung, um eine hohe Streulichtleistung und damit ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR, engl.: signal-to-noise ratio) zu gewährleisten. Dabei ist die Beobachtungseinheit leicht gegenüber der Beleuchtungseinheit verkippt, um einen direkten Einfall der Laserstrahlen und damit schließlich eine Sättigung der Detektoren zu verhindern.

Detektionseinheit

Das in der Lichtleitfaser gesammelte Streulicht wird mittels dichroitischem Spiegel bezüglich der Wellenlängen getrennt und auf je einen Detektor pro Wellenlänge geführt. Als Detektor dient jeweils eine Lawinenfotodiode der Firma FEMTO, welche die Streulichtleistung hochempfindlich (Konversionsfaktor 1 MV/W) und mit hoher Bandbreite (Grenzfrequenz 220 MHz) messen kann.

3.2.1.2 Signalverarbeitung

Die elektrischen Ausgangssignale der Detektoren werden mit einer schnellen Datenerfassungskarte im PC erfasst und dort mit der Software Matlab und eigens implementierten Algorithmen verarbeitet. Die Algorithmen basieren auf der vom Verfasser betreuten Diplomarbeit von Christian Mächler aus [Mäc13]. Dabei erfolgt sowohl die Erkennung der Burstsignale als auch die Bestimmung der jeweiligen Dopplerfrequenzen in Anlehnung an [Kön14]. Unter Nutzung einer zuvor durchgeführten Kalibrierung kann die Geschwindigkeitskomponente v_x und die Koordinate z aller das Messvolumen durchquerenden Partikel bestimmt werden, wie im Abschnitt 2.2.1.2 beschrieben.

Um nun die Amplitude und die Phasenlage einer Oszillationsgeschwindigkeit (wie etwa der Schallschnelle) zu bestimmen, sind entsprechend den Ausführungen im Abschnitt 2.3.2 mehrerer solcher Geschwindigkeitswerte zu verwenden, welche jeweils aus den Burstsignalen der verschiedenen Partikel gewonnen werden. Da die Partikel im Allgemeinen unterschiedliche Positionen beim Durchtritt durch das Messvolumen aufweisen, wird zur Gewinnung eines Amplitudenprofils eine Gruppierung der einzelnen Geschwindigkeiten jener Partikel mit möglichst

ähnlicher z-Position nötig. Daher wird zur Auswertung das Messvolumen gedanklich in N_{Segment} aneinandergrenzende Segmente mit der Länge

$$\Delta z = \frac{l_z}{N_{\text{Segment}}} \tag{3.1}$$

entlang der optischen Achse (z-Koordinate, siehe Abbildung 3.4) unterteilt und die Partikel anhand ihrer ermittelten Position dem jeweiligen Segment zugeordnet. Zunächst wurde $N_{\text{Segment}} = 11$ gewählt, woraus sich gemäß der Gleichung (3.1) eine Segmentlänge von $\Delta z = 100\,\mu\text{m}$ ergibt. Für jedes dieser Segmente erfolgt schließlich die Parameterschätzung entsprechend dem Modell

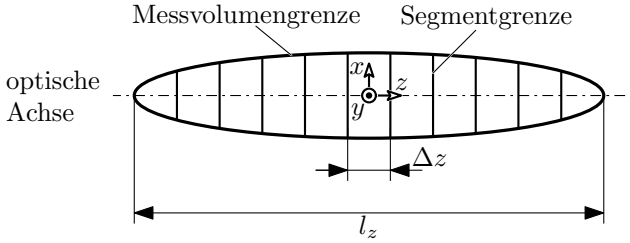


Abbildung 3.4: Messvolumen (näherungsweise als Ellipse projiziert dargestellt) eines LDV-PS und Prinzip der örtlichen Segmentierung entlang der z-Koordinate mit der Segmentlänge Δz zur Auswertung der Amplitudenprofile von Oszillationsgeschwindigkeiten, hier für $N_{\text{Segment}} = 11$

gemäß der Gleichung (2.37) mittels MKQ. Dies geschieht anhand der jeweiligen Geschwindigkeitswerte zum Zeitpunkt des Auftretens der zugeordneten Partikel im betrachteten Segment des Messvolumens. Dabei entspricht die gewählte Segmentlänge Δz der Ortsauflösung für z bei den geschätzten Parametern. Je kleiner die Segmentlänge Δz gewählt wird, desto höher ist die Segmentanzahl N_{Segment} und desto geringer ist damit die effektive Messrate pro Segment. Folglich steigt bei konstanter Messdauer mit kleinerer Segmentlänge die Unsicherheit der geschätzten Parameter gemäß den Gleichungen (2.40). Es ist zweckmäßig, die Segmentlänge stets mindestens so groß wie die Unsicherheit der Position zu wählen, da die Ortsauflösung der geschätzten Parameter nicht feiner als die Positionsunsicherheit der einzelnen Partikel sein kann.

3.2.2 A-PIV-System

Das für die großflächigen Untersuchungen mittels A-PIV eingesetzte Messsystem wurde beim DLR Berlin von der Arbeitsgruppe „Brennkammerakustik“ in Berlin aufgebaut und betreut. Der Aufbau des kommerziell erhältlichen Systems wird im Abschnitt 3.2.2.1 vorgestellt, die Signalverarbeitung wird im Abschnitt 3.2.2.2 skizziert.

3.2.2.1 Aufbau

Das für die Untersuchungen verwendete A-PIV-System des DLR Berlin wurde erstmals von André Fischer in [Fis09b] beschrieben. Demnach handelt es sich um ein 2D/2C-PIV-System mit einer **Lichterzeugungseinheit** (bestehend aus einem Doppelpulslaser mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\text{Licht}} = 532\,\text{nm}$ und einer Pulsenergie von 200 mJ) sowie einer **Beobachtungseinheit** (bestehend aus einem Objektiv und einer Kamera mit einer Bildauflösung von $1600 \times 1200\,\text{px}$ und quadratischen Pixeln mit einer Breite von 7,4 µm, wobei mittels Objektiv ein Abbildungsmaßstab von 1:5 realisiert wurde), siehe Abbildung 3.5. Das Laserlicht wird durch einen flexiblen

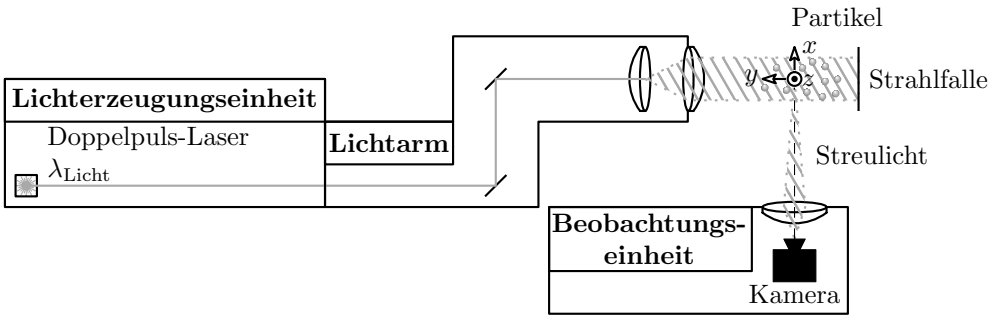


Abbildung 3.5: Skizze des verwendeten A-PIV-Systems zur 2C-Messung der Geschwindigkeitskomponenten v_x und v_y, entgegen der Darstellung erfolgt die Beobachtung senkrecht zur Bildebene, aus negativer z-Richtung

Lichtarm ins Messfeld geführt, wo ein per Zylinderlinse aufgespannter Lichtschnitt mit ca. 1 mm Dicke entsteht. Bei der Abbildung der Partikel liegt eine Schärfentiefe von ca. 0,3 mm vor und die einzelnen quadratischen Bildteilflächen haben jeweils eine Breite von 32 px, sodass eine Ortsauflösung von $1{,}2\,\text{mm} \times 1{,}2\,\text{mm} \times 0{,}3\,\text{mm}$ für x, y und z resultiert. Benachbarte Bildteilflächen überlappen sich jeweils zur Hälfte, demzufolge beträgt die Messorteanzahl $99 \times 74 = 7326$ in einer Fläche von etwa $60\,\text{mm} \times 45\,\text{mm}$. Die Zeitauflösung Δt bei der Geschwindigkeitsmessung entspricht dem Pulsabstand der Laser und wird zwecks Maximierung des Dynamikumfangs gemäß [Kea90] stets so gewählt, dass die auftretende Partikelbildverschiebung $1/5 \cdot \Delta\vec{s}$ betragsmäßig höchstens $1/4$ der Breite einer Bildteilfläche, also $1/4 \cdot 32\,\text{px} \cdot 7{,}4\,\mu\text{m/px} = 59{,}2\,\mu\text{m}$ beträgt. Somit lautet unter Anwendung der Gleichung (2.27) die zu wählende Zeitauflösung

$$\Delta t \leq \frac{296\,\mu\text{m}}{\max|v|}, \tag{3.2}$$

welche stets in Abhängigkeit der betragsmäßig größten zu erwartenden Geschwindigkeit festzulegen ist. Die typischerweise genutzte Messrate des Systems beträgt 5 Hz und wird gegenwärtig von der geringen Pulswiederholrate des verwendeten Lasers begrenzt. Zur Auflösung von Schallfrequenzen im Kilohertzbereich wird daher eine Unterabtastung mit geeigneter Triggerung verfolgt, wie im Abschnitt 2.2.2.2 beschrieben. Hierfür werden kommerzielle Synchronisationseinheiten eingesetzt, was detailliert in [Fis14a, S. 31 ff.] erläutert wird.

3.2.2.2 Signalverarbeitung

Die gemäß dem Abschnitt 2.2.2.1 beschriebene 2D-Korrelationsauswertung zur Bestimmung der Geschwindigkeitsvektoren wird mit der kommerziellen Software PIVview durchgeführt [Fis14a, S. 27]. Dabei wird jeweils zuerst das Vektorfeld der bezüglich der Anregungsfrequenz phasenaufgelösten Geschwindigkeit bei variiertem Phasenwinkel bestimmt, wobei stets eine Mittelung von mehrfach wiederholten Messungen erfolgt. Danach wird eine Korrektur der systematischen Abweichung gemäß der Gleichung (4.3) durchgeführt. Schließlich können diese Felder noch örtlich gemittelt werden, um die Datenmenge zu reduzieren.

3.2.3 FM-DGV-System

Das speziell zur Untersuchung der Geschwindigkeitsspektren genutzte FM-DGV-System wurde zunächst von Andreas Fischer aus [Fis09a, S. 90 ff.] übernommen. Darin sind der grundsätzliche Aufbau und die Signalverarbeitung mit den ausgewählten Komponenten detailliert begründet und beschrieben sowie ausführlich charakterisiert. Daher soll an dieser Stelle nur auf wesentliche Komponenten sowie auf wichtige Neuerungen im Aufbau (Abschnitt 3.2.3.1) und in der Signalverarbeitung (Abschnitt 3.2.3.2) eingegangen werden.

3.2.3.1 Aufbau

Der Aufbau des verwendeten FM-DGV-Systems ist schematisch in der Abbildung 3.6 dargestellt, die einzelnen Module werden im Folgenden erläutert:

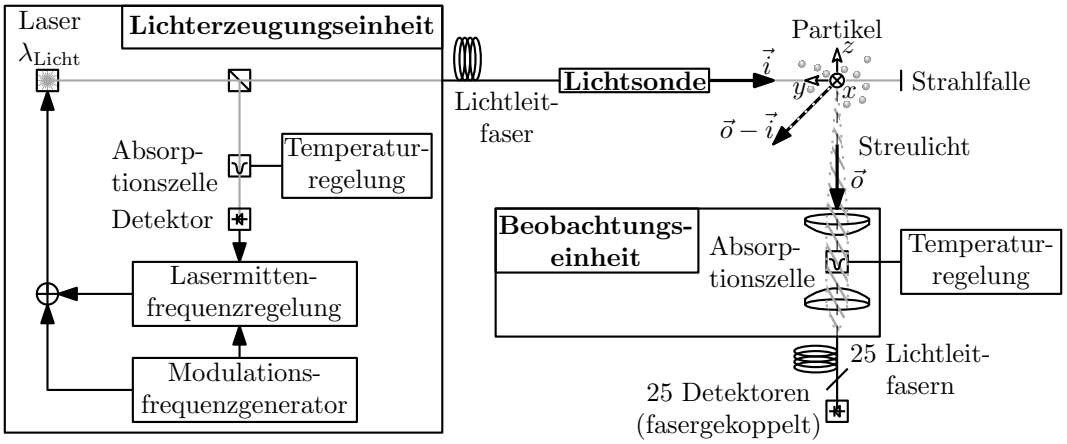


Abbildung 3.6: Skizze des verwendeten FM-DGV-Systems (Strahlengang z. T. vereinfacht und ohne Linsen dargestellt), hier für die 1C-Messung der Geschwindigkeitskomponente v_{oi} (entlang der Richtung $\vec{o}-\vec{i}$)

Lichterzeugungseinheit

Das Laserlicht wird mittels eines frequenzmodulierten Diodenlasers von der Firma Toptica bereitgestellt. Hierbei erfolgt eine sinusförmige Frequenzmodulation durch Modulation des Laserdiodenstroms mit der Frequenz $f_{\mathrm{mod}} = 100\,\mathrm{kHz}$, was durch einen Funktionsgenerator realisiert wird. Um die Lasermittenfrequenz zu stabilisieren, wird eine externe Regelung genutzt. Diese basiert auf der Auswertung des frequenzabhängigen Quotienten gemäß dem Messprinzip der FM-DGV (vergleiche Abschnitt 2.2.3.2) für das zusätzlich mittels Strahlteiler teilweise ausgekoppelte, durch eine Absorptionszelle geführte und schließlich mit dem Fotodetektor empfangene Licht. Da dieses direkt vom Laser kommende Licht keine Dopplerfrequenzverschiebung aufweist, kann der hierfür bestimmte Quotient q_{ref} als Regelgröße für die Lasermittenfrequenz sowie als Referenz für die Geschwindigkeit $v_{\mathrm{oi}} = 0$ genutzt werden. Zur Regelung wird gegenwärtig ein digitaler Signalprozessor verwendet, für den entsprechende Algorithmen hinterlegt wurden [Thi13]. Diese umfassen zum einen die Berechnung von q_{ref} gemäß der Gleichung (2.35) anhand der Amplituden der Harmonischen der Modulationsfrequenz im Referenzdetektorsignal. Zum anderen wird das Verhalten gemäß einem Proportional-Integral-Regler realisiert. Dabei wird als Stellgröße der Laserdiodenstrom genutzt, welcher zusammen mit der hier konstant gehaltenen Temperatur die Laserfrequenz beeinflusst. Der Sollwert für die Lasermittenfrequenz wird über eine USB-Verbindung per Software am PC vorgegeben. Ferner werden die Absorptionszellen temperaturstabilisiert, damit das von der Temperatur abhängige Transmissionsverhalten der Zellen möglichst konstant bleibt.

Wie bei [Fis09a, S. 121] dargestellt wird, bewirkt eine Erhöhung der Laserleistung (bislang max. 126 mW) eine Steigerung des SNR für das Streulichtsignal und trägt damit signifikant zur Reduzierung der vorliegenden Messunsicherheit bei. Deswegen wurde ein neuer Laser mit optischem Verstärker beschafft, der eine optische Ausgangsleistung von max. 1000 mW bietet. Die Wellenlänge $\lambda_{\mathrm{Licht}} = 895\,\mathrm{nm}$ wurde passend zum D_1-Übergang des atomaren Cäsiums gewählt, welches in der Absorptionszelle zum Einsatz kommt. Das Licht wird zwecks flexiblerer Zuführung in eine Lichtleitfaser eingekoppelt und zu einer **Lichtsonde** geleitet. Nachteilig hierbei sind die Verluste, die vor allem aufgrund der begrenzten Einkoppeleffizienz (bis etwa 60 %) auftreten. Dennoch wird die Verwendung einer Lichtsonde empfohlen, da hiermit die Beleuchtung aus verschiedenen Richtungen, insbesondere auch bei Einsatz einer Traversierung, leicht und ohne Dejustage der Lichterzeugungseinheit zu bewerkstelligen ist. Der Durchmesser des Laserstrahls beträgt etwa 0,5 mm. Weiterhin wird in der Regel eine Strahlfalle eingesetzt, um vagabundierende Lichtstrahlen und die gemäß [Fis11] daraus folgende Verfälschung der Messwerte zu unterdrücken.

Beobachtungseinheit

Das an den Partikeln gestreute Licht wird erst mit Linsen gesammelt und danach näherungsweise parallel durch eine Absorptionszelle geführt. Dies stellt erstens ein hohes SNR und zweitens

einen für das gesamte Streulicht eines Messortes annähernd gleichen Transmissionsgrad sicher. Das transmittierte Licht wird auf ein Array aus 25 Lichtleitfasern geführt, dort eingekoppelt und schließlich zu 25 Fotodetektoren (jeweils eine Lawinenfotodiode mit Verstärkerschaltung) geleitet. Die Elemente des Faserarrays sind typischerweise linienhaft angeordnet, welche häufig entlang der Lasereinfallsrichtung $\vec{i}$ ausgerichtet ist. Folglich kann eine 1D-Geschwindigkeitsmessung gleichzeitig an 25 Orten erfolgen. Die Ortsauflösung für x und z entspricht dem Durchmesser des Laserstrahls (hier 0,5 mm). Die Ortsauflösung für y ergibt sich aus dem Kerndurchmesser der Elemente des Faserarrays (hier 0,4 mm), geteilt durch den Abbildungsmaßstab (hier 6:14) der Linsenanordnung der Beobachtungseinheit, zu rund 0,9 mm.

3.2.3.2 Signalverarbeitung

Zur Bestimmung des mit der Geschwindigkeit v_{oi} verknüpften Quotienten q gemäß der Gleichung (2.35) werden die Amplituden A_1 und A_2 benötigt. Diese werden aus dem Detektorsignal jeweils für aufeinanderfolgende Zeitintervalle Δt geschätzt, wobei Δt die Zeitauflösung für eine einzelne Messung darstellt. Im Folgenden soll stets $\Delta t = 1/f_{\mathrm{mod}} = 10\,\mu\mathrm{s}$ gewählt werden, was der kürzesten Zeitauflösung entspricht. Folglich gleicht die Messrate der Modulationsfrequenz $f_{\mathrm{mod}} = 100\,\mathrm{kHz}$. Der Empfehlung in [Fis09a, S. 82] folgend wird zur Amplitudenschätzung mittels DFT der Realteil des komplexen Fourier-Koeffizienten unter Einbeziehung der bekannten Frequenz und Phasenlage des zusätzlich aufgezeichneten Modulationssignals berechnet, siehe Gleichung (2.33). Zum einen wird damit die Auswertung des Vorzeichens der gemessenen Geschwindigkeitskomponente ermöglicht, zum anderen wird die Erwartungstreue der geschätzten Amplituden erreicht. Daraus folgt gemäß [Sta70, S. 77] eine (asymptotisch) erwartungstreue Schätzung von q bei der Quotientenbildung in der Gleichung (2.35), sofern die relative Standardabweichung der Amplitude A_2 (asymptotisch) gegen null geht. Dies ist einerseits gemäß [Fis09a, S. 84/170] im Fall $\Delta t \to \infty$ erfüllt, weil dann die Standardabweichung von A_2 verschwindet, andererseits für große A_2. Da die Zeitauflösung Δt für die Anwendung möglichst kurz gehalten werden soll, wird der zweite Fall bevorzugt. Demnach werden erforderlichenfalls Geschwindigkeitswerte verworfen, bei denen die dazugehörige Amplitude A_2 einen festgelegten Mindestwert unterschreitet, was grundsätzlich bei schwachem Detektorsignal (d. h. bei geringer Streulichtleistung) auftritt. Auch im entgegengesetzten Fall ist der Geschwindigkeitswert zu verwerfen, also wenn während des dazugehörigen Zeitfensters der Messbereich der Datenerfassungskarten aufgrund eines überdurchschnittlich starken Detektorsignals überschritten wird, sodass die daraus ermittelten Amplituden A_1 und A_2 ungültig sind.

Kapitel 4

Charakterisierung der Geschwindigkeitsmessverfahren

Das Ziel in diesem Kapitel ist es, die Eignung der zuvor vorgestellten optischen Messverfahren für die gleichzeitige Untersuchung von Strömungs- und Schallfeldern, speziell zur Dämpfungsanalyse am Bias-Flow-Liner (BFL), zu prüfen. Dabei wird insbesondere auf den benötigten Dynamikumfang eingegangen, welcher bisher bei keinem der genannten Verfahren als ausreichend erachtet wurde. Die Bestimmung des Dynamikumfangs schließt eine vorherige Diskussion der Messunsicherheit ein, was in Form eines Messunsicherheitsbudgets für die einzelnen Verfahren im Abschnitt 4.1 erfolgen soll. Die getroffenen Aussagen sollen danach im Abschnitt 4.2 experimentell validiert werden. Zu diesem Zweck erfolgen Messungen mit den vorgestellten Verfahren bei Überlagerung von Strömung und Schall am aeroakustischen Windkanal DUCT-R (siehe Abschnitt 3.1) beim DLR in Berlin, wobei zum Vergleich der gemessenen Schallschnelle die vom DLR bereitgestellten Referenzdaten aus Mikrofonmessungen genutzt werden. Abschließend werden im Abschnitt 4.3 die Ergebnisse zusammengefasst, wobei insbesondere die erzielten Eigenschaften der Messverfahren mit den Anforderungen bezüglich der Messaufgabe aus Abschnitt 1.2 verglichen werden.

4.1 Messunsicherheit und Dynamikumfang

Im Folgenden sollen die Messunsicherheit und der Dynamikumfang der optischen Messverfahren LDV-PS, A-PIV und FM-DGV erörtert werden. Die Diskussion der Messunsicherheit soll als Bilanzierung ausgewählter Unsicherheitsbeiträge erfolgen - im Sinne eines Messunsicherheitsbudgets nach dem Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement (GUM, dt:. Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen), siehe [ISO93] bzw. nach der DIN 1319 [DIN95]. Der Übersichtlichkeit halber erfolgt dies zuerst für verfahrensspezifische Quellen von Messabweichungen in den Abschnitten 4.1.1 bis 4.1.3. Dabei wird zunächst ein einzelner Geschwindigkeitswert mit $v = v_{\mathrm{oi}}$ betrachtet, woraus die Standardunsicherheit σ_v des Einzelwerts resultiert. Danach sollen im Abschnitt 4.1.4 verfahrensunabhängige Quellen von Messabweichungen diskutiert werden, was die Betrachtung des Messobjekts und der Umweltbedingungen einschließt. Daraus werden im Abschnitt 4.1.5 schließlich Konsequenzen für die Unsicherheit

der gemäß dem Abschnitt 2.3.2 zu schätzenden Parameter des Geschwindigkeitssignalmodells bei Mehrfachmessung sowie für den dazugehörigen Dynamikumfang hergeleitet.

Bei quantitativen Angaben werden im Folgenden die in dieser Arbeit verwendeten typischen Parameter für die Schallanregungsfrequenz von unter 2 kHz und für die Geschwindigkeit von ungefähr 3 m/s bis 100 m/s genutzt.

4.1.1 LDV-PS-Unsicherheitsbudget (Einzelmessung)

Im Folgenden werden wesentliche, dem LDV-PS inhärente Quellen von Messabweichungen und die jeweils resultierende relative (d. h. auf den wahren Wert normierte) Abweichung für einen Geschwindigkeitswert v erörtert. Gemäß dem GUM werden dabei sowohl systematische als auch zufällige Messabweichungen betrachtet. Bei der Angabe von Zahlenwerten werden stets die Parameter des im Abschnitt 3.2.1 beschriebenen Systems berücksichtigt.

Quellen systematischer Messabweichung

- Signalverarbeitung: Die Bestimmung der Dopplerfrequenz erfolgt hier zeitgemittelt über die gesamte Dauer T_{Burst} eines Burstsignals, welches zwecks effizienter Frequenzschätzung gemäß [Cza01] mit dem Quadrat der gaußförmigen Signaleinhüllenden (bei Annahme von signalunabhängigem Rauschen - erfüllt bei den hier überwiegend geringen Streulichtleistungen) gewichtet wird. Dies entspricht dem Verhalten eines Gaußfilters, sodass die Übertragungsfunktion

$$G_v(f) = \exp\left[-\left(\frac{\pi}{4} f T_{\mathrm{Burst}}\right)^2\right] \tag{4.1}$$

  des gemessenen Geschwindigkeitssignals gemäß [Kry04, S. 5] beschrieben wird, siehe auch [Hau14a]. Hieraus resultiert eine mit zunehmender Frequenz f verstärkte Dämpfung der Amplitude, wobei der Gleichanteil ($f = 0$) unverändert bleibt. Ebenso bleibt die Phasenlage aufgrund der rein reellen Übertragungsfunktion erhalten. Als Zahlenwert für $f < 2\,\mathrm{kHz}$ und $|v| > 3\,\mathrm{m/s}$ ergibt sich zusammen mit der Gleichung (2.24) und $l_{x,y} \approx 0{,}2\,\mathrm{mm}$ eine Dämpfung der Amplitude von weniger als rund 1 %. Die Abweichung lässt sich unter Ausnutzung der Beziehung in der Gleichung (4.1) korrigieren. Alternativ kann eine zeitaufgelöste Berechnung der Dopplerfrequenz nach [Han99] durchgeführt werden, wobei keine systematische Abweichung auftritt.

- Kalibrierung: Für die im Abschnitt 2.2.1.2 beschriebene Kalibrierung wurde eine mit bekannter Winkelgeschwindigkeit rotierende Scheibe eingesetzt, auf die eine Lochblende in einem bekannten Abstand zur Rotationsachse aufgebracht wurde. Die möglichen Abweichungen hinsichtlich der Kenntnis von Winkelgeschwindigkeit und Abstand sowie die

daraus resultierende Abweichung der Geschwindigkeit wurden in [Shi09, S. 58 f.] ausführlich diskutiert. Demnach ist die relative Abweichung auch im ungünstigsten Fall unter 1 %. Werden mehrere Lochblenden auf einer Scheibe aufgebracht und deren Abstand mittels Differenzmessung bestimmt, resultiert eine geringere Abweichung für die Geschwindigkeit. Jedoch wurde hier auf dieses Vorgehen verzichtet, da bei den nachfolgenden Untersuchungen der genannte Wert für die Abweichung toleriert wird.

- Reflexionen: Wenn Licht an nahen Oberflächen reflektiert und von der Beobachtungseinheit erfasst wird, kann dies zur Sättigung der Detektoren und damit zum Ausschluss von Messwerten führen. Um dies zu vermeiden, muss empirisch ein Mindestabstand zu den Oberflächen so gewählt werden, dass die verbleibenden Reflexionen nicht zur Sättigung der Detektoren führen. Alternativ ist der Einsatz von fluoreszierenden Partikeln mit einer Trennung des wellenlängenverschobenen Fluoreszenzlichts der Partikel vom reflektierten Laserlicht mittels Wellenlängenfilter gemäß [Kön14, S. 65 ff.] zu prüfen. Für beide Vorgehen ist näherungsweise keine resultierende Messabweichung zu erwarten.

Quellen zufälliger Messabweichung

- Detektion: Aufgrund der Rauscheigenschaften des zur Streulichtdetektion genutzten Fotodetektors (einschließlich Verstärkerschaltung) ergibt sich eine zufällige Abweichung bei der Dopplerfrequenzschätzung, die zu einer Abweichung der Geschwindigkeit führt, was in [Kön14, S. 25 ff.] ausführlich erläutert wird. Die dort abgeschätzte relative Standardabweichung der Geschwindigkeit von unter 0,1 % kann hier aufgrund der näherungsweise ähnlichen (für die Unsicherheit bei der Frequenzschätzung relevanten) Parameter, d. h. insbesondere SNR sowie Streifenanzahl im Interferenzgebiet, ebenfalls angenommen werden.

- laterale Streifenabstandsvariation: Aufgrund von Aberrationen der zur Kollimation des Lichts der Laserdiode verwendeten asphärischen Linse tritt eine unerwünschte Variation des Streifenabstands entlang der y-Koordinate auf. Die daraus resultierende zufällige Abweichung der Geschwindigkeit wurde in [Kön14, S. 27 ff.] mit der relativen Standardabweichung von ungefähr 0,1 % abgeschätzt. Dieser Wert soll für den hier verwendeten Aufbau zunächst ebenfalls angenommen werden. Bei Verzicht auf asphärische Linsen und Ersatz durch hochwertigere Triplets (dt. Dreilinser) kann eine Verringerung der Abweichung um etwa eine Größenordnung erzielt werden [Büt10].

- brownsche Molekularbewegung: Aus der temperaturbedingten zufälligen Eigenbewegung der Partikel resultiert eine zufällige Abweichung für die gemessene Geschwindigkeit, die gemäß [Kön14, S. 29 ff.] sowohl vom Medium und der Temperatur des Fluids als auch vom Durchmesser der Partikel und der Beobachtungszeit abhängt. Die Beobachtungszeit entspricht hierbei der Burstdauer aus der Gleichung (2.24) und ist folglich geschwindigkeitsabhängig. Die resultierende relative Standardabweichung ist proportional zu $1/\sqrt{|v|}$

und beträgt für $|v| > 3\,\mathrm{m/s}$ weniger als 0,05 %, sofern man Partikel mit einem Durchmesser von typischerweise mindestens 0,5 µm in Luft bei 20 °C annimmt.

- Partikelfolgeverhalten: Die Partikelgeschwindigkeit weist einen mit zunehmender Frequenz steigenden Schlupf gegenüber der Strömung auf, welcher durch die Viskosität des Partikelmaterials und des Fluids sowie durch den Partikeldurchmesser bestimmt wird. Bei den hier verwendeten Partikeln aus DEHS ist der Durchmesser nicht für alle Partikel einheitlich, sondern genügt gemäß dem Datenblatt [PIV04] einer logarithmischen Normalverteilung mit dem Maximum bei etwa 1 µm. Entsprechend der Übertragungsfunktion aus [Alb03, S. 606 ff.] ergibt sich beispielsweise für diesen Durchmesser der Partikel in Luft bei 20 °C eine Amplitudendämpfung von weniger als 0,1 % sowie eine Phasenverzögerung von unter 0,05 rad, sofern die Frequenz kleiner als 2 kHz ist. Da der Durchmesser der Partikel weder exakt bekannt noch einheitlich ist, ergibt sich daraus sowohl eine unbekannte systematische Abweichung als auch eine zufällige Abweichung der gemessenen Geschwindigkeit, für die näherungsweise eine resultierende relative Standardabweichung von 0,1 % unterstellt werden soll.

  Hinweis: Verwendet man zukünftig Partikel, die identische Parameter aufweisen (insbesondere einen einheitlichen Partikeldurchmesser), ist die dann resultierende Abweichung rein systematisch. Bei Kenntnis des Partikeldurchmessers bzw. Bestimmung der Übertragungsfunktion aus [Alb03, S. 607] mittels Kalibrierung kann fortan eine frequenzabhängige Korrektur erfolgen und somit eine systematische Messabweichung vermieden werden.

Fazit

Das beim verwendeten LDV-PS-System resultierende Messunsicherheitsbudget für einen einzelnen Geschwindigkeitswert v ist in der Tabelle 4.1 zusammengestellt.

Tabelle 4.1: Messunsicherheitsbudget für einen Geschwindigkeitswert v beim LDV-PS (Parameter: $|v| > 3\,\mathrm{m/s}$, $T_{\mathrm{Burst}} \approx 67\,\mu\mathrm{s}$, SNR ca. 10 dB, 40 Interferenzstreifen, Partikel: DEHS, Durchmesser etwa 1 µm, $f < 2\,\mathrm{kHz}$)

systematisch (maximale Abweichung)			**zufällig** (Standardabweichung)	
Quelle	*Korrektur?*	*Wert*	*Quelle*	*Wert*
Signalverarbeitung	ja	$< 1\,\% \cdot \lvert v\rvert$	Detektion	$< 0{,}1\,\% \cdot \lvert v\rvert$
Kalibrierung	nein	$< 1\,\% \cdot \lvert v\rvert$	laterale Streifenabstandsvariation	$\approx 0{,}1\,\% \cdot \lvert v\rvert$
Reflexionen (verbleibend)	nein	$\approx 0 \cdot \lvert v\rvert$	brownsche Molekularbewegung	$< 0{,}05\,\% \cdot \lvert v\rvert$
			Partikelfolgeverhalten (Schlupf)	$< 0{,}1\,\% \cdot \lvert v\rvert$
gesamte maximale systematische Abweichung (GUM)		$< 1\,\% \cdot \lvert v\rvert$	gesamte Standardabweichung (GUM)	$< 0{,}2\,\% \cdot \lvert v\rvert$

Betrachtet man gemäß dem GUM lediglich die systematischen Abweichungen, welche hier nicht korrigiert werden können (d. h. exklusive der Signalverarbeitung), ergibt sich eine maximale relative systematische Abweichung von weniger als 1 %. Berücksichtigt man dagegen nur die zufälligen Abweichungen und geht von deren Unkorreliertheit aus, ergibt sich gemäß der gaußschen Unsicherheitsfortpflanzung (entsprechend dem GUM) eine verfahrensspezifische (Gesamt-)Standardabweichung von

$$\sigma_v < 0{,}2\,\% \cdot |v| \tag{4.2}$$

für die Messung eines mit dem LDV-PS erhaltenen Geschwindigkeitswertes v.

Messunsicherheitsbudget der Position

Da mittels LDV-PS neben der Geschwindigkeit auch die Position eines Partikels entlang der z-Achse gemessen wird, soll auch auf das Messunsicherheitsbudget für die z-Position eingegangen werden. Dabei sollen hier zwei wesentliche Quellen zufälliger Abweichungen hervorgehoben werden:

- Detektion: Aus dem Rauschen bei der Lichtdetektion folgt, wie oben erwähnt, eine zufällige Abweichung der Dopplerfrequenzschätzung. Diese führt nicht nur zur Abweichung bei der Geschwindigkeitsmessung, sondern auch zur Abweichung der gemessenen Position. Die hierfür gemäß [Kön14, S. 25 ff.] abgeschätzte Standardunsicherheit beträgt für den genutzten LDV-PS etwa 6 µm, wofür der Anstieg $\mathrm{d}q/\mathrm{d}z \approx 0{,}1\,\mathrm{mm}^{-1}$ der Kalibrierfunktion (gemäß der Abbildung 2.4b) des hier verwendeten LDV-PS und ein SNR von im Mittel 10 dB genutzt wurde.
- laterale Streifenabstandsvariation: Durch die Aberrationen der zur Kollimation des Lichts der Laserdiode eingesetzten asphärischen Linse folgt, wie bereits oben erläutert, eine Streifenabstandsvariation entlang der y-Koordinate auf. Daraus resultiert, neben einer Abweichung für die Geschwindigkeit, auch eine Abweichung für die Position. Die diesbezügliche Standardabweichung der Position wurde gemäß [Kön14, S. 27 ff.] zu ungefähr 8 µm abgeschätzt. Zur Abschätzung wurde hier eine geringere relative Streifenabstandsvariation im Vergleich zu [Kön14] angenommen, was hier zunächst mit dem geschätzten Faktor zwei berücksichtigt wurde. Die Annahme der geringeren Streifenabstandsvariation beruht auf der Tatsache, dass zur Kollimation des Laserlichts beim hier verwendeten Messsystem nur bei der Laserdiode (d. h. nur bei einer der beiden Lichtquellen) eine asphärische Linse benutzt wird. Auf eine experimentelle Bestimmung der tatsächlichen lateralen Streifenabstandsvariation wurde verzichtet, da mit der abgeschätzten resultierenden Positionsunsicherheit die Anforderung bezüglich der feinen Ortsauflösung von 250 µm bereits deutlich übertroffen wird.

Während die brownsche Molekularbewegung für die Positionsbestimmung unerheblich ist [Kön14], existieren ferner Quellen systematischer Messabweichungen (Kalibrierung, Drift der Lasermittenfrequenz, Dejustage). Diese werden in [Kön14] ausführlich diskutiert und sind hier im Vergleich zu den eben genannten Quellen vernachlässigbar klein.

Folglich beträgt die Standardunsicherheit nach dem GUM für die Position eines Partikels bei Anwendung der gaußschen Unsicherheitsfortpflanzung und Annahme der Unkorreliertheit aller Abweichungen ca. 10 µm. Da die Ortsauflösung nicht feiner als die Positionsunsicherheit werden kann, beträgt die feinste Ortsauflösung des LDV-PS-Systems folglich $\Delta z = 10\,\mu\mathrm{m}$.

Durch weitere Optimierung des Sensoraufbaus und aufwändigere Justage kann die Positionsunsicherheit unter 1 µm gesenkt werden [Kön10]. Hierauf wurde jedoch verzichtet, da die erreichte Ortsunsicherheit bereits deutlich feiner als gefordert ist.

4.1.2 A-PIV-Unsicherheitsbudget (Einzelmessung)

Im Folgenden werden wesentliche, der A-PIV inhärente Quellen von Messabweichungen und die jeweils resultierende relative (d. h. auf den wahren Wert normierte) Abweichung für einen Geschwindigkeitswert v erörtert. Weitere, hier nicht vordergründige Quellen sind im Überblick in [Fis14a, S. 14 f.] und in [TN05, S. 60 ff.] dargelegt. Gemäß dem GUM werden hier sowohl systematische als auch zufällige Messabweichungen betrachtet. Bei der Angabe von Zahlenwerten werden stets die Parameter des im Abschnitt 3.2.2 beschriebenen Systems berücksichtigt.

Quellen systematischer Messabweichung

- Signalverarbeitung: Die gemäß der Gleichung (2.27) vorliegende arithmetische Mittelung der Geschwindigkeit über den zeitlichen Pulsabstand Δt entspricht einer Filterung des Geschwindigkeitssignals mit einem Rechteckfenster, was nach [Kie05, S. 251] mit der Übertragungsfunktion

$$G_v(f) = \frac{\sin(\pi f \Delta t)}{\pi f \Delta t} \tag{4.3}$$

  beschrieben werden kann. Daraus ergibt sich eine frequenzabhängige Dämpfung der Amplitude, die für $f < 2\,\mathrm{kHz}$ und $\Delta t < 300\,\mu\mathrm{s}$ (gemäß der Gleichung (3.2) bei $\max|v| > 3\,\mathrm{m/s}$) maximal 50 % beträgt. Um eine daraus resultierende systematische Abweichung zu vermeiden, wird eine frequenzabhängige Korrektur der gemessenen Amplitude durchgeführt (siehe [Fis14a, S. 35 ff.]). Gemäß der Gleichung (4.3) wird der Gleichanteil des Signals nicht verändert, lediglich bei negativem Zähler wird zusätzlich die gemessene Phasenlage invertiert.

- Kalibrierung: Die Kalibrierung erfolgt durch Bestimmung des bei der Abbildung der Partikel auf der Kamera vorliegenden Abbildungsmaßstabes, was beispielsweise durch Abbildung eines Referenzobjekts mit bekannten Abmessungen geschieht. Bei der Bestimmung der Bildgröße auf der Kamera tritt eine Abweichung aufgrund der finiten Breite der diskreten Pixel auf. Als Abschätzung wird angenommen, dass die Abweichung kleiner als eine Pixelbreite sei. Nimmt man an, dass sich die Abbildung über beinahe alle Pixel (also max. 1600) erstreckt, folgt daraus eine relative Abweichung der Partikelbildverschiebung von weniger als 0,1 %. Aufgrund der Proportionalität der Verschiebung zur Geschwindigkeit gilt diese relative Abweichung gemäß der Fortpflanzungsrechnung ebenso für die gemessene Geschwindigkeit. Demgegenüber sei die Unsicherheit bei der Bestimmung der Abmessungen des Referenzobjekts vernachlässigbar.
- Reflexionen: Wird das Laserlicht an nahegelegenen Oberflächen reflektiert und anschließend mit der Kamera detektiert, wird das Partikelbild gestört. Je nach Leistung des Störlichts treten unterschiedlich starke Messabweichungen für die Geschwindigkeit auf. Es existieren Ansätze, dies zu korrigieren, was beispielsweise in [The08] diskutiert wird. Um jedoch eine Messabweichung a priori zu vermeiden, ist ein entsprechender Mindestabstand zu den Oberflächen so zu wählen, dass möglichst keine Reflexionen verbleiben.

Quellen zufälliger Messabweichung

- Bildauflösung: Die Diskretisierung des Kamerabildes durch die Pixel stellt eine Auflösungsgrenze für die Partikelgeschwindigkeit dar. Dabei ist als Auflösungsgrenze nach [Adr97] die relative Standardabweichung der Geschwindigkeit aufgrund der Pixel-Diskretisierung gemeint, deren Inverse als DVR bezeichnet wird. Der DVR heutiger PIV-Systeme wird mit ca. 200 angegeben, was insbesondere vom verwendeten Objektiv (Abbildungsmaßstab, Blendenzahl), der Leistungsfähigkeit der Algorithmen bei der Auswertung und der Wahl der Bildteilflächenbreite abhängt [Wes13]. Da eine tiefgehende Charakterisierung für das verwendete A-PIV-System bislang nicht erfolgte, ist der vorliegende DVR unbekannt. Daher soll als DVR der typische Wert von 200 unterstellt werden, woraus sich eine relative Standardabweichung der Geschwindigkeit von ungefähr 0,5 % ergibt.
- brownsche Molekularbewegung: Aus der temperaturbedingten zufälligen Eigenbewegung der Partikel resultiert eine zufällige Abweichung für die gemessene Geschwindigkeit, die gemäß [Raf98, S. 253 f.] sowohl vom Medium und der Temperatur des Fluids als auch vom Durchmesser der Partikel und der Beobachtungszeit abhängt. Die Beobachtungszeit entspricht hierbei dem Zeitintervall Δt aus der Gleichung (3.2), woraus für $\max |v| < 100\,\mathrm{m/s}$ ein Wert von mindestens 3 µs folgt. Die resultierende relative Standardabweichung für $|v| > 3\,\mathrm{m/s}$ beträgt weniger als 0,2 %, sofern man ein Partikel mit einem Durchmesser von typischerweise mindestens 0,5 µm in Luft bei 20 °C annimmt. Da bei der Messung mittels A-PIV meist mehrere Partikel pro Messort mit näherungsweise unkorrelierter zu-

fälliger Bewegung ausgewertet werden, erfolgt eine Mittelung der zufälligen Abweichung, woraus eine verringerte Standardabweichung folgt.

- Partikelfolgeverhalten: Das Folgeverhalten der Partikel wurde bereits im Abschnitt 4.1.1 diskutiert. Da hier die gleichen Partikel verwendet werden, kann die dort angegebene Standardabweichung von 0,1 % an dieser Stelle zunächst ebenfalls angenommen werden. Weil jedoch bei der Messung mittels A-PIV pro Messort stets mehrere Partikel mit jeweils zufälligem Durchmesser gleichzeitig erfasst werden, erfolgt eine Mittelung der zufälligen Abweichung, woraus eine verringerte Standardabweichung folgt.

Fazit

Das beim verwendeten A-PIV-System resultierende Messunsicherheitsbudget für einen Geschwindigkeitswert v ist in der Tabelle 4.2 zusammengestellt.

Tabelle 4.2: Messunsicherheitsbudget für einen Geschwindigkeitswert v bei A-PIV (Parameter: $|v| > 3\,\mathrm{m/s}$, $3\,\mu\mathrm{s} < \Delta t < 300\,\mu\mathrm{s}$, Breite der einzelnen Bildteilflächen: $32\,\mathrm{px} \times 32\,\mathrm{px}$, Partikel: DEHS, Durchmesser etwa $1\,\mu\mathrm{m}$, $f < 2\,\mathrm{kHz}$)

systematisch (maximale Abweichung)			**zufällig** (Standardabweichung)	
Quelle	*Korrektur?*	*Wert*	*Quelle*	*Wert*
Signal-verarbeitung	ja	$< 50\,\% \cdot \lvert v \rvert$	Bildauflösung	$\approx 0{,}5\,\% \cdot \lvert v \rvert$ (unterstellt)
Kalibrierung	nein	$< 0{,}1\,\% \cdot \lvert v \rvert$	brownsche Molekularbewegung	$\ll 0{,}2\,\% \cdot \lvert v \rvert$
Reflexionen (verbleibend)	nein	≈ 0	Partikelfolgeverhalten (Schlupf)	$\ll 0{,}1\,\% \cdot \lvert v \rvert$
gesamte maximale systematische Abweichung (GUM)		$< 0{,}1\,\% \cdot \lvert v \rvert$	gesamte Standard-abweichung (GUM)	$\approx 0{,}5\,\% \cdot \lvert v \rvert$

Betrachtet man gemäß dem GUM lediglich die systematischen Abweichungen, welche hier nicht korrigiert werden können (d. h. exklusive der Signalverarbeitung), ergibt sich eine maximale relative systematische Abweichung von weniger als 0,1 %. Berücksichtigt man dagegen nur die zufälligen Abweichungen und geht von deren Unkorreliertheit aus, ergibt sich gemäß der gaußschen Unsicherheitsfortpflanzung (entsprechend dem GUM) eine verfahrensspezifische (Gesamt-)Standardabweichung von

$$\sigma_v \approx 0{,}5\,\% \cdot |v| \tag{4.4}$$

für die Messung eines mit A-PIV erhaltenen Geschwindigkeitswertes v.

4.1.3 FM-DGV-Unsicherheitsbudget (Einzelmessung)

Im Folgenden werden wesentliche, der FM-DGV inhärente Quellen von Messabweichungen für einen Geschwindigkeitswert v erörtert. Gemäß dem GUM werden dabei sowohl systematische als auch zufällige Messabweichungen betrachtet. Bei der Angabe von Zahlenwerten werden stets die Parameter des im Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Systems berücksichtigt, für die Zeitauflösung gilt demnach $\Delta t = 10\,\mu s$.

Quellen systematischer Messabweichung

- Signalverarbeitung: Die Bestimmung der Dopplerfrequenz erfolgt näherungsweise zeitgemittelt[1] über die Dauer einer Modulationsperiode, was unter der Annahme einer während dieser Zeit konstanten Streulichtleistung mit konstanter Wichtung erfolgt. Dies entspricht einer Filterung des Geschwindigkeitssignals mit einem Rechteckfenster, was nach [Kie05, S. 251] mit der Übertragungsfunktion

$$G_v(f) = \frac{\sin(\pi f \Delta t)}{\pi f \Delta t} \tag{4.5}$$

  beschrieben werden kann. Daraus ergibt sich eine frequenzabhängige Dämpfung der Amplitude, die für $f < 2\,kHz$ bei einer Zeitauflösung von $\Delta t = 1/f_{mod} = 10\,\mu s$ weniger als 0,1 % beträgt. Gemäß der Gleichung (4.5) wird der Gleichanteil des Signals nicht verändert, die Phasenlage wird jedoch bei negativem Zähler invertiert. Unter Nutzung dieser Gleichung kann eine Korrektur des Frequenzgangs erfolgen, um eine systematische Abweichung für die Geschwindigkeit zu vermeiden.

- Kalibrierung: Die Kalibrierung wird an einer rotierenden Scheibe mit vorgegebener Geschwindigkeit durchgeführt, deren Oberfläche als Streuobjekt dient. Jedoch treten Abweichungen bezüglich der Kenntnis von Rotationsfrequenz und Radius auf, woraus sich gemäß [Fis09a, S. 177 f.] eine relative Abweichung der Geschwindigkeit von etwa 0,1 % ergibt.

- Absorptionszellen-Drift: Trotz Isolierung und Temperaturstabilisierung treten insbesondere durch äußere Einflüsse zeitliche Temperaturänderungen bei den Absorptionszellen über Stunden oder Tage auf, die sich auf das temperaturabhängige Transmissionsverhalten auswirken. Ohne erneute Kalibrierung folgt daraus gemäß [Fis09a, S. 112 f.] eine systematische Abweichung der Geschwindigkeit von bis zu 0,33 m/s (absolut) sowie zusätzlich maximal 0,15 % (relativ). Zwecks Eliminierung dieser Abweichung ist zukünftig eine geeignete Selbstkalibrierung zu entwickeln. Als eine wesentliche Schwierigkeit gilt dabei das

[1] Die Mittelung über die Zeit ist äquivalent zur Mittelung über mehrere Streulichtleistungsanteile aus [Fis11]. In beiden Fällen wird näherungsweise die Affinität der Kennlinie $q(f_{Doppler})$ (vgl. Abbildung 2.7d) vorausgesetzt.

unterschiedliche Transmissionsverhalten der beiden (zur Geschwindigkeitsmessung bzw. zur Regelung der Lasermittenfrequenz, vgl. Abbildung 3.6) genutzten Absorptionszellen.

- Apertur der Beobachtung: Die zu schätzende Dopplerfrequenz des Streulichts besitzt gemäß der Gleichung (2.18) eine Querempfindlichkeit zur Beobachtungsrichtung $\vec{o}$. Da das Streulicht gemäß der Abbildung 3.6 unter Nutzung einer optischen Abbildung mit einer finiten Apertur erfasst wird, erfolgt dabei eine örtliche Mittelung der Dopplerfrequenz, woraus eine Abweichung für die gemessene Geschwindigkeit resultiert. Die Berechnung dieser Messabweichung wird im Anhang A erstmals vorgestellt. Entsprechend der Gleichung (A.4) soll hier eine relative Messabweichung von unter 0,1 % angenommen werden.
- Reflexionen: Das an nahen Oberflächen reflektierte Licht weist eine im Vergleich zum Partikelstreulicht abweichende Frequenzverschiebung (z. B. null bei ruhenden Objekten) auf und verfälscht daher die Dopplerfrequenzschätzung, woraus relative Messabweichungen für die Geschwindigkeit von bis zu 30 % resultieren können [Fis11]. Diese lassen sich durch geeignete Maßnahmen wie z. B. Schwärzung oder Verkippung der Oberflächen, Ausblenden des reflektierten Lichts) auf unter 10 % und gemäß [Ble12] durch Korrekturmaßnahmen bei der Auswertung gegebenenfalls noch weiter reduzieren. Sofern nicht anders angegeben, wurden Reflexionen bei den Messungen jeweils derart unterdrückt, dass eine verbleibende maximale relative Abweichung von unter 1 % angenommen wird, welche als nicht weiter korrigierbar betrachtet werden soll.

Quellen zufälliger Messabweichung

- Lasermittenfrequenzschwankung: Die hier angenommene relative Standardabweichung der Geschwindigkeit aufgrund der Standardabweichung der Lasermittenfrequenz wurde gemäß [Fis09a, S. 113] zu 0,6 m/s abgeschätzt.
- Detektion: Die aufgrund des Rauschens der verwendeten Detektoren resultierende Standardabweichung der Geschwindigkeit wurde gemäß [Fis09a, S. 116] zu rund 1,8 m/s abgeschätzt, wobei eine Streulichtleistung $P_{\text{Streulicht}}$ von etwa 2 nW (wie im Validierungs-Experiment im Abschnitt 4.2.3) angenommen wurde.
- zeitliche Streulichtleistungsfluktuation: Aufgrund der veränderlichen Anzahl an beleuchteten Partikeln ergeben sich zufällige Streulichtleistungsänderungen. Die daraus gemäß [Fis09a, S. 117 f.] abgeschätzte resultierende Standardabweichung der Geschwindigkeit beträgt maximal etwa 0,4 m/s.
- brownsche Molekularbewegung: Aus der temperaturbedingten zufälligen Eigenbewegung der Partikel resultiert eine zufällige Abweichung für die gemessene Geschwindigkeit, die gemäß [Raf98, S. 253 f.] sowohl vom Medium und der Temperatur des Fluids als auch vom Durchmesser der Partikel und der Beobachtungszeit abhängt. Die Beobachtungszeit

entspricht hierbei der Zeitauflösung $\Delta t = 10\,\mu s$. Die resultierende relative Standardabweichung beträgt weniger als 0,004 m/s, sofern man ein Partikel mit einem Durchmesser von typischerweise mindestens 0,5 µm in Luft bei 20 °C annimmt. Da bei der Messung mittels FM-DGV pro Messort stets mehrere Partikel mit näherungsweise unkorrelierter zufälliger Bewegung ausgewertet werden, erfolgt eine Mittelung der zufälligen Abweichung, woraus eine verringerte Standardabweichung folgt.

- Partikelfolgeverhalten: Das Folgeverhalten die Partikel wurde bereits im Abschnitt 4.1.1 diskutiert. Da hier die gleichen Partikel verwendet werden, kann die dort angegebene Standardabweichung von 0,1 % an dieser Stelle zunächst ebenfalls angenommen werden. Weil jedoch bei der Messung mittels FM-DGV pro Messort stets mehrere Partikel mit jeweils zufälligem Durchmesser gleichzeitig erfasst werden, erfolgt eine Mittelung der zufälligen Abweichung, woraus eine verringerte Standardabweichung folgt.

Fazit

Das beim verwendeten FM-DGV-System resultierende Messunsicherheitsbudget für einen Geschwindigkeitswert v ist in der Tabelle 4.3 zusammengestellt.

Tabelle 4.3: Messunsicherheitsbudget für einen Geschwindigkeitswert v bei FM-DGV (Parameter: $P_{\text{Streulicht}} \approx 2\,\text{nW}$, $f_{\text{mod}} = 100\,\text{kHz}$, $T_{\text{Mess}} = \Delta t = 10\,\mu s$, Partikel: DEHS, Durchmesser etwa 1 µm, $f < 2\,\text{kHz}$)

systematisch (maximale Abweichung)			**zufällig** (Standardabweichung)	
Quelle	*Korrektur?*	*Wert*	*Quelle*	*Wert*
Signal-verarbeitung	ja	$< 0{,}1\,\% \cdot \lvert v \rvert$	Detektion	$< 1{,}8\,\text{m/s}$
Kalibrierung	nein	$\approx 0{,}1\,\% \cdot \lvert v \rvert$	Lasermittenfre-quenzschwankung	$< 0{,}6\,\text{m/s}$
Absorptions-zellen-Drift	nein	$< 0{,}2\,\% \cdot \lvert v \rvert$ $+0{,}33\,\text{m/s}$	zeitliche Streulicht-leistungsfluktuation	$< 0{,}4\,\text{m/s}$
Apertur der Beobachtung	nein	$< 0{,}1\,\% \cdot \lvert v \rvert$	brownsche Molekularbewegung	$\ll 0{,}004\,\text{m/s}$
Reflexionen (verbleibend)	nein	$< 1\,\% \cdot \lvert v \rvert$	Partikelfolgeverhalten (Schlupf)	$\ll 0{,}1\,\% \cdot \lvert v \rvert$
gesamte maximale systematische Abweichung (GUM)		$< 1{,}4\,\% \cdot \lvert v \rvert$ $+0{,}33\,\text{m/s}$	gesamte Standard-abweichung (GUM)	$< 2{,}0\,\text{m/s}$

Betrachtet man gemäß dem GUM lediglich die systematischen Abweichungen, welche hier nicht korrigiert werden können (d. h. exklusive der Signalverarbeitung), ergibt sich für $|v| < 100\,\text{m/s}$ eine maximale relative systematische Abweichung von weniger als 1,8 %. Berücksichtigt man dagegen nur die zufälligen Abweichungen und geht von deren Unkorreliertheit aus, ergibt sich

gemäß der gaußschen Unsicherheitsfortpflanzung (entsprechend dem GUM) eine verfahrensspezifische (Gesamt-)Standardabweichung von

$$\sigma_v < 2{,}0\,\mathrm{m/s} \tag{4.6}$$

für die Messung eines mit FM-DGV erhaltenen Geschwindigkeitswertes v. Man beachte, dass die resultierende Messunsicherheit der mittels FM-DGV gewonnenen Geschwindigkeit näherungsweise unabhängig vom Geschwindigkeitswert selbst ist, was im Gegensatz zur Messung mittels LDV-PS bzw. A-PIV steht.

4.1.4 Verfahrensunabhängige Unsicherheitsbeiträge

Um das Messunsicherheitsbudget des gesamten Messsystems zu erörtern, ist neben den Unsicherheitsquellen vom jeweiligen *Messgerät* auch der Einsatz am *Messobjekt* selbst zu diskutieren. Da die Gesamtheit aller möglichen Einflüsse bei einer Messung kaum erfasst werden kann, soll deshalb im Folgenden auf ausgewählte Aspekte mit besonderer Bedeutung für diese Arbeit eingegangen werden.

Quellen systematischer Messabweichung

- Ausrichtung: Bei der Ausrichtung des Messgeräts zum Messobjekt wird sowohl die Richtung der gemessenen Geschwindigkeitskomponente v_{oi} als auch der Ort der Messung festgelegt. Eine Abweichung der dann tatsächlich vorliegenden zur gewünschten bzw. angenommenen Konfiguration lässt sich als Messabweichung auffassen, was generell für jede Messung mit beliebigem Verfahren gilt. Jedoch soll an dieser Stelle auf eine Berücksichtigung dieser Messabweichung verzichtet werden. Stattdessen soll darauf hingewiesen werden, dass eine Abweichung zur gewünschten Ausrichtung bei der Interpretation der Messergebnisse stets anwendungsspezifisch zu berücksichtigten ist.
- Einbringung der Partikel: Bei allen der hier verwendeten Messverfahren werden Partikel aus DEHS eingebracht, die vom umgebenden Medium (Luft bei Raumtemperatur) abweichende physikalische Eigenschaften (z. B. Dichte, Kompressibilität) aufweisen. Dies führt unmittelbar zur Änderung der Schallgeschwindigkeit nach [von04, S. 230], ist jedoch selbst bei einer vergleichsweise hohen Partikelkonzentration von $1 \cdot 10^{12}\,\mathrm{m^{-3}}$ [McK96] mit einer relativen Änderung von unter $2 \cdot 10^{-4}$ vernachlässigbar[2]. Es sind weitere Einflüsse möglich (z. B. Änderung des Strömungsfeldes durch zusätzliche Zuströmung, Erwärmung durch Absorption des Laserlichts, Auftrieb bzw. Sedimentation der Partikel), die jedoch erfahrungsgemäß als vernachlässigbar gelten und daher hier nicht weiter betrachtet werden sollen.

[2] Annahmen: sphärische Partikel mit einem Durchmesser von 1 µm, einer Dichte von $912\,\mathrm{kg/m^3}$ und einer Schallgeschwindigkeit von rund 1500 m/s [Edm89] in Luft ($c_{\mathrm{Schall}} = 344\,\mathrm{m/s}$, $\rho = 1{,}204\,\mathrm{kg/m^3}$)

- Temperaturänderungen: Da die Schallgeschwindigkeit temperaturabhängig ist, können bei Schwankungen der Fluidtemperatur signifikante Änderungen der zu messenden Schallschnelle entsprechend der Gleichung (2.16) auftreten. Da jedoch während einer Messung bzw. zwischen den Messungen der verschiedenen Verfahren die Temperaturänderungen vernachlässigbar klein waren, soll dies an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden, stattdessen sei auf die Diskussion im Anhang B verwiesen.

Quellen zufälliger Messabweichung

- Turbulente Fluktuationsgeschwindigkeit: In einer turbulenten Strömung tritt eine stochastische Fluktuation der Geschwindigkeit auf, woraus gemäß den Gleichungen (2.41) eine Unsicherheit bei der Parameterschätzung resultiert. Demnach hängt die resultierende Unsicherheit von der spektralen Leistungsdichte $S_{v,\text{fluct-flow}}(f_{\text{osc}})$ der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit und der Messdauer ab. Zwecks quantitativer Diskussion soll hier eine beispielhafte Leistungsdichte von

$$S_{v,\text{fluct-flow}}(f_{\text{osc}} = 683\,\text{Hz}, \bar{v}) = 7 \cdot 10^{-7}\,\text{Hz}^{-1} \cdot \bar{v}^2 \tag{4.7}$$

  angenommen werden, die aus den mittels FM-DGV im Abschnitt 4.2.3 durchgeführten Messungen für $f_{\text{osc}} = 683\,\text{Hz}$ abgeschätzt wurde. In der Gleichung (4.7) wird eine zusätzliche quadratische Abhängigkeit von $S_{v,\text{fluct-flow}}(f_{\text{osc}}, \bar{v})$ zur zeitgemittelten Geschwindigkeit $\bar{v}$ angenommen, was einem zu $|\bar{v}|$ proportionalen Effektivwert der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit entspricht. Dieser Effektivwert ist identisch zur Standardabweichung der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit, da letztere mittelwertfrei ist. Damit entspricht die Annahme für die Leistungsdichte in der Gleichung (4.7) qualitativ der Gleichung (2.6), wobei eine konstante Turbulenzintensität unterstellt wird.

Fazit

Während die systematischen verfahrensunabhängigen Abweichungen hier als vernachlässigbar erachtet werden, repräsentiert die turbulente Fluktuationsgeschwindigkeit eine wesentliche Quelle von zufälligen Abweichungen bei den zu schätzenden Parametern $\bar{v}$, $\hat{v}_{\text{osc}}$ und φ_{osc} aus dem Geschwindigkeitssignalmodell in der Gleichung (2.37). Es sei daran erinnert, dass die turbulente Fluktuationsgeschwindigkeit von der zu untersuchenden Strömung herrührt und daher für den Einzelwert $v(t)$ des Geschwindigkeitssignals keine Messabweichung darstellt.

4.1.5 Parameterunsicherheit (Mehrfachmessung) und Dynamikumfang

In diesem Abschnitt soll die Unsicherheit der zu schätzenden Parameter (zeitgemittelte Strömungsgeschwindigkeit sowie Amplitude und Phasenlage der Oszillationsgeschwindigkeit) unter

Nutzung von Mehrfachmessungen betrachtet und abschließend der resultierende Dynamikumfang diskutiert werden. Hierfür sollen zuerst die verfahrensspezifischen Quellen von Messabweichungen bei der Einzelmessung aus den Abschnitten 4.1.1 bis 4.1.3 und danach zusätzlich die turbulente Fluktuationsgeschwindigkeit aus dem Abschnitt 4.1.4 berücksichtigt werden.

Die systematischen verfahrensspezifischen Messabweichungen betragen für alle Verfahren weniger als 2 %, was im ersten Schritt für die qualitative Interpretation der Messergebnisse toleriert werden kann. Diese Abweichungen sind zukünftig mit geeigneten Maßnahmen zu korrigieren, zu unterdrücken oder gänzlich zu vermeiden, indem beispielsweise eine Selbstkalibrierung für die Verfahren implementiert wird. Die zufälligen Messabweichungen stellen hingegen eine fundamentale Begrenzung der Messunsicherheit dar, welche wie in [Adr97] die minimal auflösbare Geschwindigkeit bestimmt. Daher soll im Folgenden die Gesamtstandardabweichung der zufälligen verfahrensspezifischen Messabweichungen als Standardunsicherheit betrachtet werden. Ausgehend von einem Einzelwert v weist gemäß den Gleichungen (4.2), (4.4) und (4.6) der LDV-PS für den Geschwindigkeitsmessbereich von $|v| < 100\,\mathrm{m/s}$ die geringste Standardunsicherheit σ_v auf. Man beachte jedoch, dass die minimal erreichbare Unsicherheit der zu schätzenden Amplitude und Phasenlage der Oszillationsgeschwindigkeit sowie der zeitgemittelten Fluidgeschwindigkeit gemäß den Gleichungen (2.40) nicht allein von der Unsicherheit σ_v eines Einzelwertes bestimmt wird. Stattdessen ist die Unsicherheit zusätzlich reziprok proportional zur Wurzel der Messdauer T_Mess und der (zeitgemittelten) Messrate $\bar{f}_v$, sofern die Unkorreliertheit der Fluktuationsgeschwindigkeit vorliegt.

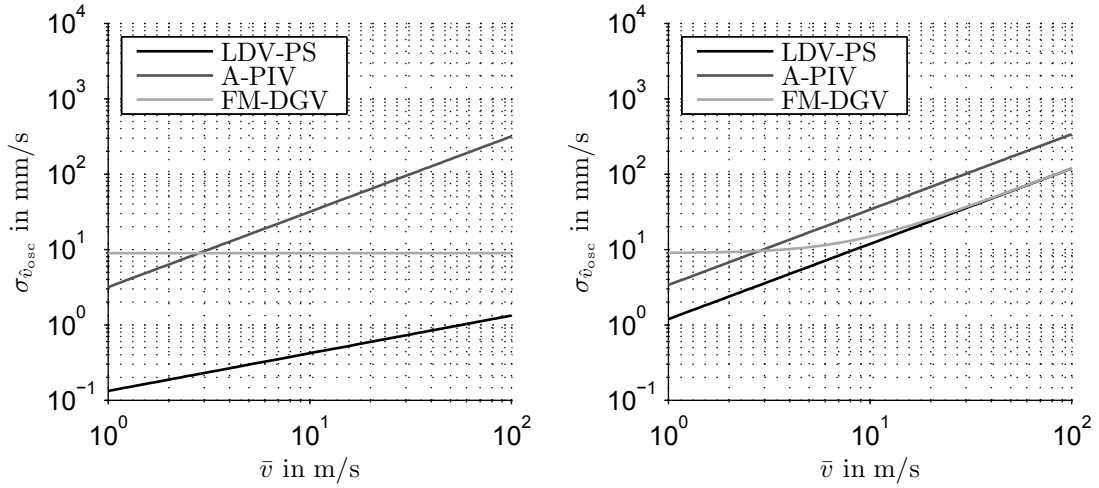
Hinweis zur Messrate des LDV-PS: Hier wird $\bar{f}_v$ zum einen entsprechend der Gleichung (2.25) durch die mittlere Burstdauer limitiert. Dabei soll hier der günstigste Fall mit der maximalen Messrate $1/\bar{T}_\mathrm{Burst}$ angenommen werden, welche gemäß der Gleichung (2.24) näherungsweise direkt proportional zum Betrag $|\bar{v}|$ der zeitgemittelten Geschwindigkeit ist. Zum anderen ist durch die im Abschnitt 3.2.1.2 vorgestellte Unterteilung des Messvolumens beim LDV-PS in N_Segment aufeinanderfolgende Segmente die effektive zeitgemittelte Messrate pro Segment im Durchschnitt um den Faktor N_Segment geringer als $\bar{f}_v$. Folglich steigt beim LDV-PS die Unsicherheit der geschätzten Parameter (bei gleicher Messdauer) proportional zu $\sqrt{N_\mathrm{Segment}}$.

Die Gesamtunsicherheit wird nun gemäß der gaußschen Fortpflanzungsrechnung nach GUM berechnet, hier am Beispiel der Standardunsicherheit

$$\sigma_{\hat{v}_\mathrm{osc}} \approx \begin{cases} \sqrt{\dfrac{(0{,}2\,\%\cdot|\bar{v}|)^2\cdot\frac{2\cdot 0{,}2\,\mathrm{mm}\cdot N_\mathrm{Segment}}{|\bar{v}|}+2S_{v,\text{fluct-flow}}(f_\mathrm{osc})}{T_\mathrm{Mess}}} & \text{(beim LDV-PS),} \\ \sqrt{\dfrac{(0{,}5\,\%\cdot|\bar{v}|)^2\cdot\frac{2}{5\,\mathrm{Hz}}+2S_{v,\text{fluct-flow}}(f_\mathrm{osc})}{T_\mathrm{Mess}}} & \text{(bei der A-PIV) sowie} \\ \sqrt{\dfrac{(2{,}0\,\mathrm{m/s})^2\cdot\frac{2}{100\,\mathrm{kHz}}+2S_{v,\text{fluct-flow}}(f_\mathrm{osc})}{T_\mathrm{Mess}}} & \text{(bei der FM-DGV)} \end{cases} \tag{4.8}$$

der geschätzten Amplitude $\hat{v}_\mathrm{osc}$ der Oszillationsgeschwindigkeit, wobei der Unsicherheitsbeitrag der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit gemäß den Gleichungen (2.41) mit der spektra-

len Leistungsdichte $S_{v,\text{fluct-flow}}$ zu verwenden ist. Hierbei wird die stochastische Unabhängigkeit zwischen der verfahrensspezifischen zufälligen Messabweichung und der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit vorausgesetzt, sodass die dazugehörige Kovarianz null beträgt. Die in der Gleichung (4.8) auftretende Leistungsdichte $S_{v,\text{fluct-flow}}(f_{\text{osc}})$ soll nun zwecks beispielhafter Veranschaulichung entsprechend der Gleichung (4.7) angenommen werden, wobei hier eine für alle Verfahren einheitliche Angabe genutzt wird. Dies stellt eine starke Vereinfachung dar, sodass an dieser Stelle lediglich eine qualitative Diskussion zweckmäßig ist. In der Abbildung 4.1 ist das Ergebnis der Gleichung (4.8) in Abhängigkeit der zeitgemittelten Geschwindigkeit $\bar{v}$ veranschaulicht, hier für eine einheitliche Messdauer von $T_{\text{Mess}} = 1\,\text{s}$. Zur Darstellung wurde eine beispiel-



(a) $S_{v,\text{fluct-flow}}(f_{\text{osc}} = 683\,\text{Hz}, \bar{v}) = 0$ (b) $S_{v,\text{fluct-flow}}(f_{\text{osc}} = 683\,\text{Hz}, \bar{v}) = 7 \cdot 10^{-7}\,\text{Hz}^{-1} \cdot \bar{v}^2$

Abbildung 4.1: Standardunsicherheit $\sigma_{\hat{v}_{\text{osc}}}$ der gemessenen Amplitude $\hat{v}_{\text{osc}}$ einer Oszillationsgeschwindigkeit aus der Gleichung (4.8) in Abhängigkeit der zeitgemittelten Geschwindigkeit $\bar{v}$ für die verschiedenen optischen Messverfahren bei einheitlicher Messdauer von $T_{\text{Mess}} = 1\,\text{s}$, in a) exklusive und in b) inklusive dem Anteil der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit mit der beispielhaften Leistungsdichte $S_{v,\text{fluct-flow}}$ gemäß der Gleichung (4.7)

hafte Segmentanzahl des LDV-PS mit $N_{\text{Segment}} = 11$ (identisch zur Messung im Abschnitt 4.2.1) gewählt, was gemäß der Gleichung (3.1) einer Ortsauflösung für z von $\Delta z = 0{,}1\,\text{mm}$ entspricht. Dabei ist in der Abbildung 4.1a der Anteil der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit zunächst nicht berücksichtigt, d. h. es gilt $S_{v,\text{fluct-flow}}(f_{\text{osc}}) = 0$. Demnach weist die Messung mit LDV-PS (bei gleicher Messdauer) die geringste Unsicherheit aller Verfahren auf. Für $|\bar{v}| > 3\,\text{m/s}$ ist die Unsicherheit mit A-PIV am höchsten, andernfalls die Unsicherheit mit FM-DGV, welche näherungsweise geschwindigkeitsunabhängig ist.

Bei der Darstellung der Unsicherheit $\sigma_{\hat{v}_{\text{osc}}}$ in der Abbildung 4.1b wird zusätzlich der Anteil der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit mit der spektralen Leistungsdichte aus der Gleichung (4.7) berücksichtigt. Im Vergleich zur Betrachtung ohne Turbulenz (Abbildung 4.1a) ist die Unsicherheit beim LDV-PS mindestens eine Größenordnung höher, bei A-PIV ist kein

signifikanter Unterschied festzustellen und bei der FM-DGV steigt der Unterschied mit zunehmender Geschwindigkeit und überschreitet bei ca. 80 m/s eine Größenordnung. Folglich ist beim LDV-PS der Einfluss der Turbulenz der dominierende Beitrag im Messunsicherheitsbudget, bei FM-DGV gilt dies bei einem Geschwindigkeitsbetrag von etwas über 7 m/s. Hingegen dominiert bei der A-PIV für die hier angenommenen Leistungsdichte der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit die verfahrensspezifische Unsicherheit. Da bei allen Verfahren die Standardunsicherheit $\sigma_{\hat{v}_{\mathrm{osc}}}$ (inkl. Einfluss der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit) für $T_{\mathrm{Mess}} = 1\,\mathrm{s}$ für $|\bar{v}| > 10\,\mathrm{m/s}$ den im Abschnitt 1.2 geforderten Wert von 10 mm/s überschreitet, sollte entsprechend der Gleichung (4.8) eine Erhöhung der Messdauer T_{Mess} vorgenommen werden, um die Unsicherheit zu senken.

Mittels der Standardunsicherheit der Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ lässt sich abschließend der **Dynamikumfang**

$$\mathrm{DVR}_{\mathrm{mehrfach}} = \frac{\max\left(|v|\right)}{\sigma_{\hat{v}_{\mathrm{osc}}}} \tag{4.9}$$

für die Mehrfachmessung berechnen, wobei die Definition des DVR (gleich Inverse der relativen Standardunsicherheit für eine Einzelmessung) aus [Adr97] zu Grunde gelegt wurde. Im Gegensatz dazu soll mit dem $\mathrm{DVR}_{\mathrm{mehrfach}}$ angegeben werden, welche kleinste Oszillationsgeschwindigkeit bei der betragsmäßig größten vorliegenden Geschwindigkeit $\max\left(|v|\right) \approx |\bar{v}|$ mit Mehrfachmessungen noch aufgelöst werden kann, wobei als Auflösungsgrenze hier die einfache Standardunsicherheit der Oszillationsamplitude angenommen wird. Aus der Gleichung (4.9) ergibt sich unter Nutzung der Gleichung (4.8) für einer Messdauer von $T_{\mathrm{Mess}} = 1\,\mathrm{s}$ ein resultierender Dynamikumfang von unter 1000 für alle Verfahren, was zunächst nicht den Anforderungen entspricht. Jedoch kann der geforderte hohe Dynamikumfang erreicht werden, wenn gemäß der Gleichung (4.9) eine Senkung der Standardunsicherheit $\sigma_{\hat{v}_{\mathrm{osc}}}$ erreicht wird, gemäß der Gleichung (4.8) speziell durch Erhöhung der Messdauer T_{Mess}. Dies gilt im besonderen Maße für das verwendete A-PIV-System, welches gemäß der Abbildung 4.1 bei gleicher Messdauer überwiegend die höchste Unsicherheit aufweist. Deswegen wird in den nachfolgend beschriebenen Messungen mit A-PIV stets eine längere Messdauer gewählt, im Vergleich zur Messung mittels LDV-PS bzw. FM-DGV.

4.2 Validierung mit Referenzdaten aus Mikrofonmessungen

Zur Validierung der getroffenen Aussagen zur Messunsicherheit und zum Dynamikumfang der optischen Verfahren im vorangegangenen Abschnitt soll eine Schallschnellemessung bei überlagerter Strömung am DUCT-R (vgl. Abschnitt 3.1) durchgeführt werden. Danach sollen die erhaltenen Ergebnisse mit den vom DLR Berlin bereitgestellten Referenzdaten aus Mikrofonmessungen verglichen werden. Für die Schallanregung wurden zunächst tonale Signale mit vari-

ierter Frequenz bzw. Amplitude verwendet, welche zwecks Synchronisierung gleichzeitig mit den Detektorsignalen der optischen Messsysteme aufgenommen wurden. Der resultierende Schalldruck im Kanal betrug (mit Ausnahme von einem Fall einer vom DLR durchgeführten Messung mit A-PIV) maximal 127 dB, sodass gemäß [Mös07, S. 414] die Linearität bezüglich der Schallausbreitung angenommen werden kann. Für Referenzmessungen werden bis zu 14 Mikrofone entlang der longitudinalen Achse des Kanals zur Bestimmung des longitudinalen Schalldruckverlaufs eingesetzt, woraus sich mittels Ausgleichsrechnung nach [Lah11] die Modellparameter des Schalldruckfeldes und schließlich gemäß [Sch15] die Parameter des Schallschnellefeldes im Kanal bestimmen lassen. Für die Methode nach [Lah11] wird angenommen, dass das Schallfeld dem Modell der ebenen Wellen genügt, sodass gemäß der Gleichung (2.17) die Schallschnelle rein longitudinal orientiert (und zudem eine Ortsabhängigkeit lediglich bezüglich der x-Koordinate besteht). Dies ist für die hier gewählten Frequenzen unterhalb der kleinsten Grenzfrequenz von rund 2,1 kHz (gültig für Luft bei 20 °C) bei Annahme einer Pfropfenströmung[3] erfüllt. Folglich wird zur Validierung der Schallschnellemessung mit den optischen Messverfahren eine einkomponentige Messung der Schallschnelle in longitudinaler Richtung als ausreichend erachtet. Im Gegensatz zur Untersuchung am BFL im Kapitel 5 ist bei dem in diesem Kapitel vorgestellten Experiment keine Interaktion zwischen dem Strömungs- und dem Schallfeld zu erwarten, sodass die Schallschnelle als alleinige, deterministische Oszillationsgeschwindigkeit angenommen wird. Folglich entsprechen die Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ bzw. die Phasenlage $\varphi_{\mathrm{Schall}}$ der Schallschnelle genau der geschätzten Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ bzw. der geschätzten Phasenlage φ_{osc} bei der bekannten Anregungsfrequenz f_{Schall}, welche der Frequenz f_{osc} entspricht. Die Machzahl M wurde von 0,02 bis 0,27 durch Einstellen der Rotationsfrequenz des verwendeten Kompressors variiert.

Der Aufbau für die jeweiligen Messverfahren erfolgte jeweils wie im Abschnitt 3.2 beschrieben. Die erreichte Messunsicherheit für die Geschwindigkeit wird stets als einfache Standardunsicherheit angegeben. Die Standardunsicherheit wurde unter der Voraussetzung von ausschließlich zufälligen Messabweichungen aus der empirischen Standardabweichung des Mittelwerts von minimal zehn Einzelmessungen gewonnen. Bei den Referenzdaten für die Schallschnelleamplitude erfolgte ebenso eine Abschätzung der Standardunsicherheit: Hierbei wird zunächst die Differenz der mit dem Mikrofon gemessenen Schalldruckamplitude zum Wert der mittels Ausgleichsrechnung bestimmten Modellfunktion an der jeweiligen Mikrofonposition für alle Mikrofone berechnet. Diese Differenz kann als Messabweichung betrachtet werden und ist positionsabhängig. Weil die an der Position der optischen Messung (d. h. abseits der Mikrofonpositionen) vorliegende Messabweichung für die Schalldruckamplitude unbekannt ist, wird die Messabweichung hier (entsprechend dem GUM) als zufällige Größe behandelt. Zur Beschreibung der zufälligen Abweichung der gemessenen Schalldruckamplitude wird die Standardabweichung verwendet, welche empirisch aus den zuvor berechneten Differenzwerten zwischen Mikrofonmessung und Modellfunktion gewonnen wird. Die Standardabweichung entspricht genau der Standardunsicherheit der gemessenen Schalldruckamplitude $\hat{p}_{\mathrm{Schall}}$, sofern man eine erwartungstreue Schät-

[3] Strömungsmodell, bei dem die Fluidgeschwindigkeit als konstant über dem Querschnitt angenommen wird

zung von $\hat{p}_{\mathrm{Schall}}$ unterstellt. Schließlich wird die Standardunsicherheit für die Schallschnelleamplitude $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ mittels gaußscher Unsicherheitsfortpflanzung aus der Standardunsicherheit von $\hat{p}_{\mathrm{Schall}}$ berechnet, entsprechend der hier nur näherungsweise gültigen Beziehung aus der Gleichung (2.15). Im Folgenden werden jeweils der Aufbau für die Messung mit den optischen Verfahren einzeln vorgestellt und die damit erhaltenen Ergebnisse erläutert. Dabei erfolgt die Validierung der Schallschnellemessung stets anhand der gemessenen Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ mittels Vergleich zu den Referenzdaten. Es sei bemerkt, dass die mit den optischen Verfahren gemessene zeitgemittelte Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ stets dem mit einem Prandtl-Rohr [von04, S. 65 ff.] gemessenen Wert entsprach (unter Berücksichtigung der jeweiligen Vertrauensintervalle).

4.2.1 LDV-PS-Validierung

Für die Schallschnellemessung wurden die Beleuchtungs- und Beobachtungseinheit des LDV-PS an den Außenseiten der Glasscheiben am DUCT-R platziert, wie in der Abbildung 4.2 dargestellt. Dabei wurde die optische Achse des Sensors so ausgerichtet, dass die gemessene Ge-

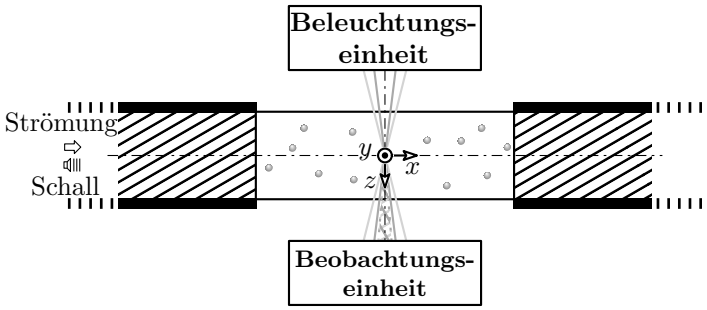
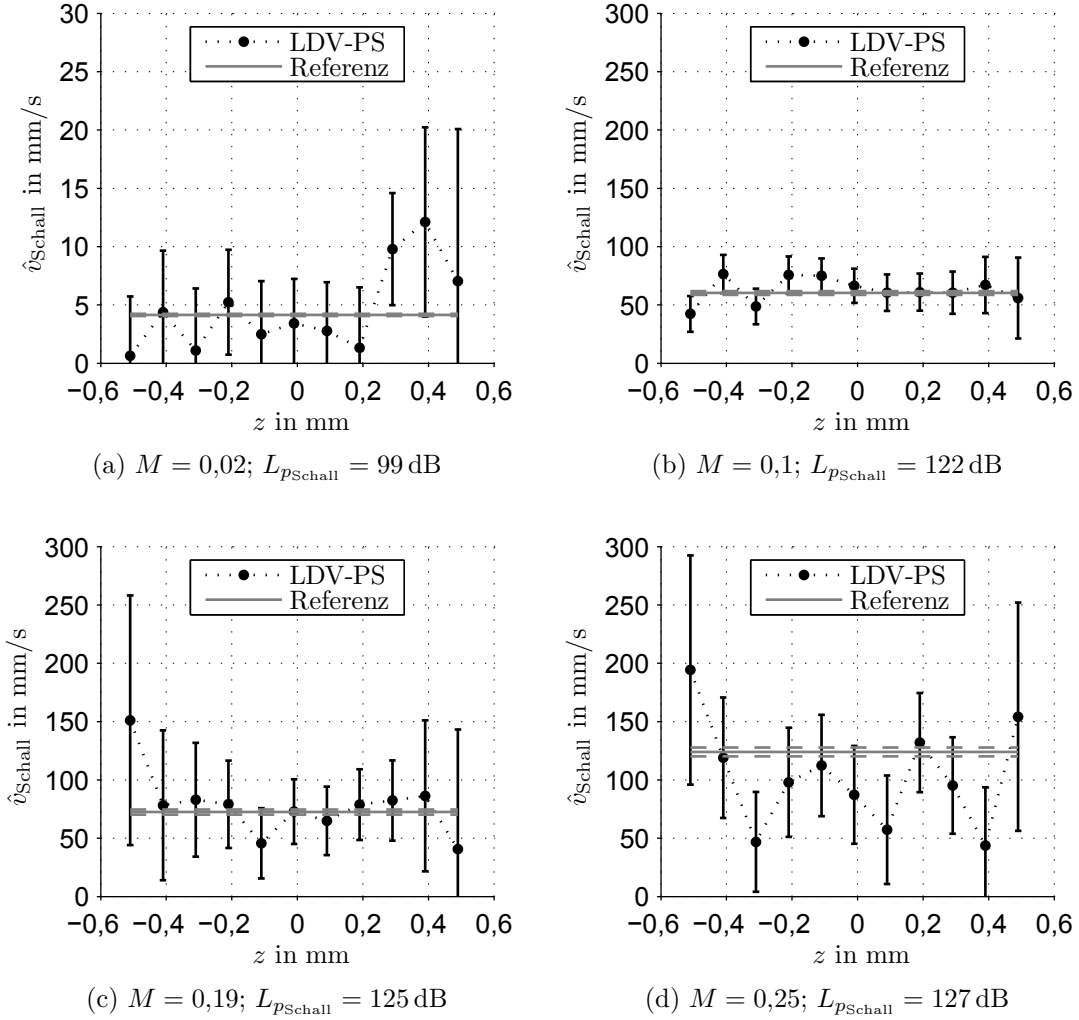


Abbildung 4.2: Skizze (Draufsicht) des Messaufbaus für die Schallschnellemessung am DUCT-R mittels LDV-PS

schwindigkeitskomponente v_{oi} entlang der x-Koordinatenachse orientiert ist. Zudem wurde die Mitte des Messvolumens etwa bei $(x, y, z) = (0, 6\,\mathrm{mm}, 0)^{\mathrm{T}}$ positioniert. Eine Kalibrierung erfolgte zuvor, wie im Abschnitt 2.2.1.2 beschrieben, an einer rotierenden Scheibe. Die dabei erhaltenen Streifenabstandsverläufe sowie der Zusammenhang zwischen dem Quotient q und der z-Position entsprechen der Abbildung 2.4 aus dem Abschnitt 2.2.1.2.

Die mit dem LDV-PS für eine Dauer von $T_{\mathrm{Mess}} = 80\,\mathrm{s}$ gemessenen Schallschnelleamplituden unter Nutzung einer Segmentlänge von $\Delta z = 0{,}1\,\mathrm{mm}$ (entsprechend der Gleichung (3.1) gilt $N_{\mathrm{Segment}} = 11$) sind mit den Referenzdaten aus der Mikrofonmessung vergleichend in der Abbildung 4.3 gegenübergestellt. Dabei sei angemerkt, dass die Referenzdaten aufgrund des zugrunde liegenden Modells der ebenen Schallwelle unabhängig von z sind. Weiterhin sind jeweils die Vertrauensintervalle (Konfidenzintervalle) für eine statistische Sicherheit von 95 % angegeben, wobei den Messungen gemäß dem GUM eine Gaußverteilung unterstellt wurde. Im Resultat zeigt



(a) $M = 0{,}02$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 99\,\mathrm{dB}$

(b) $M = 0{,}1$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 122\,\mathrm{dB}$

(c) $M = 0{,}19$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 125\,\mathrm{dB}$

(d) $M = 0{,}25$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 127\,\mathrm{dB}$

Abbildung 4.3: Verlauf der mittels LDV-PS im DUCT-R gemessenen Schallschnelleamplitude $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ entlang der Koordinate z für $f_{\mathrm{Schall}} = 683\,\mathrm{Hz}$ und Vergleich mit den Referenzdaten aus Mikrofonmessungen, bei variierter Machzahl M bzw. Schalldruckpegel $L_{p_{\mathrm{Schall}}}$

sich, dass die mit LDV-PS gemessenen Werte für die Schallschnelleamplitude unter Berücksichtigung der Vertrauensintervalle für die meisten Messorte mit den Referenzdaten übereinstimmen, folglich gibt es kein Indiz für systematische Messabweichungen.

In der Abbildung 4.3 sind für die Randsegmente meist größere Vertrauensintervalle aufgrund einer höheren Unsicherheit zu erkennen. Die höhere Unsicherheit resultiert gemäß den Gleichungen (2.40) aus der Tatsache, dass in den Randsegmenten des Messvolumens eine geringere effektive Messrate vorliegt, da die Partikel die Randbereiche aufgrund der ellipsoidischen Form des Messvolumens (vgl. Abbildung 3.4) seltener erreichen[4]. Ferner steigt die Unsicherheit $\sigma_{\hat{v}_{\mathrm{osc}}}$

[4]Zudem trägt die (aufgrund des geringeren SNR und der kürzeren Burstdauer) in den Randbereichen erhöhte Unsicherheit bei der Schätzung der Dopplerfrequenzen [Shi92] zusätzlich zur Erhöhung der Unsicherheit σ_v eines einzelnen Geschwindigkeitswertes bei. Dabei werden jedoch Geschwindigkeitswerte, bei denen σ_v einen festgelegten Schwellwert überschreitet, nicht für die Schätzung berücksichtigt, was wiederum zur Senkung der effektiven Messrate führt.

der Schallschnelleamplitude mit zunehmender Machzahl M, von unter 3 mm/s in Abb. 4.3a bei der kleinsten bis über 20 mm/s bei der größten Machzahl in Abb. 4.3d, was unter Berücksichtigung der Gleichung (2.5) rein qualitativ der Beziehung in der Gleichung (4.8) entspricht. Die vorliegende Unsicherheit ist in allen Fällen quantitativ höher als der gemäß der Gleichung (4.8) für $T_{\text{Mess}} = 80\,\text{s}$ ohne Einfluss der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit berechnete Wert (d. h. für $S_{v,\text{fluct-flow}} = 0$), auch bei Berücksichtigung der tatsächlich vorliegenden effektiven Messrate pro Segment in Höhe von rund 2 kHz. Folglich dominiert die turbulente Fluktuationsgeschwindigkeit hier die Unsicherheit bei der Messung mittels LDV-PS.

Der gemäß der Gleichung (4.9) berechnete Dynamikumfang beträgt im Maximum über 4000. Einzig im Fall bei der Abbildung 4.3a wird der Dynamikumfang beinahe vollständig ausgereizt, da die gemessene Schallschnelleamplitude dort etwa genauso groß wie die dazugehörige Standardunsicherheit (Maß für die Auflösungsgrenze) ist.

4.2.2 A-PIV-Validierung

Der Aufbau und die Durchführung sowie die Datenvorverarbeitung (für die phasenaufgelöste Geschwindigkeit) der A-PIV-Messung am DUCT-R erfolgten durch die Arbeitsgruppe vom DLR Berlin. Wie in der Abbildung 4.4 gezeigt, wurde der Lichtschnitt mittels Lichtarm in der xy-Ebene bei $z = 0$ positioniert. Die Beobachtung des Partikelstreulichts erfolgte seitlich, aus

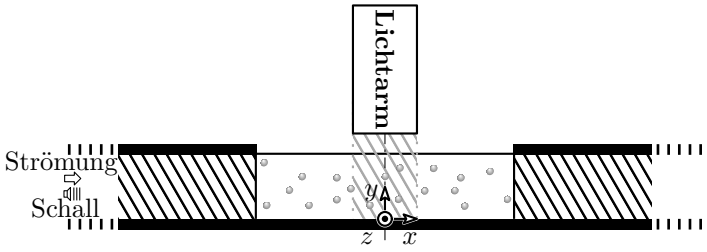
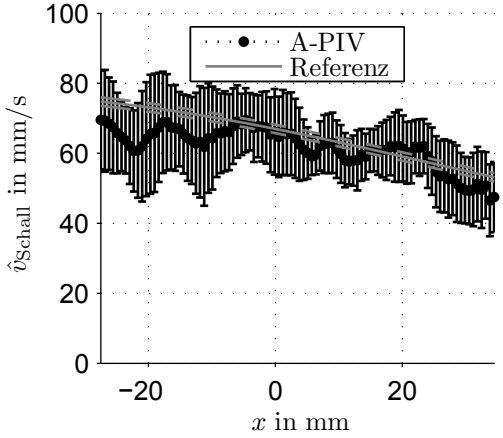


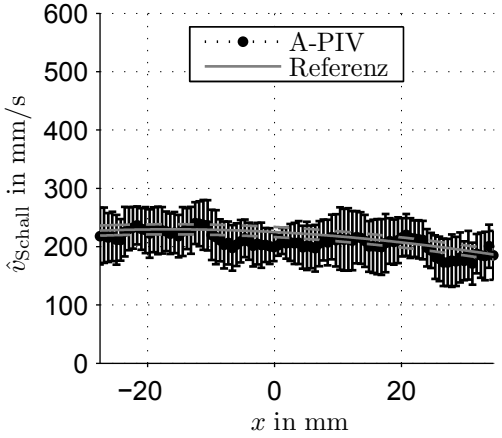
Abbildung 4.4: Skizze (Seitenansicht) des Messaufbaus für die Schallschnellemessung am DUCT-R mittels A-PIV, die (nicht dargestellte) Beobachtung erfolgt senkrecht zur Bildebene aus negativer z-Richtung

negativer z-Richtung. Somit erhält man ein 2D/2C-Geschwindigkeitsfeld in der xy-Ebene. Der Pulsabstand wurde gemäß der Gleichung (3.2) gewählt, wobei als betragsmäßig größte erwartete Geschwindigkeit $\max|v|$ stets die entsprechend der Gleichung (2.5) berechnete zeitgemittelte Geschwindigkeit der Strömung verwendet wurde.

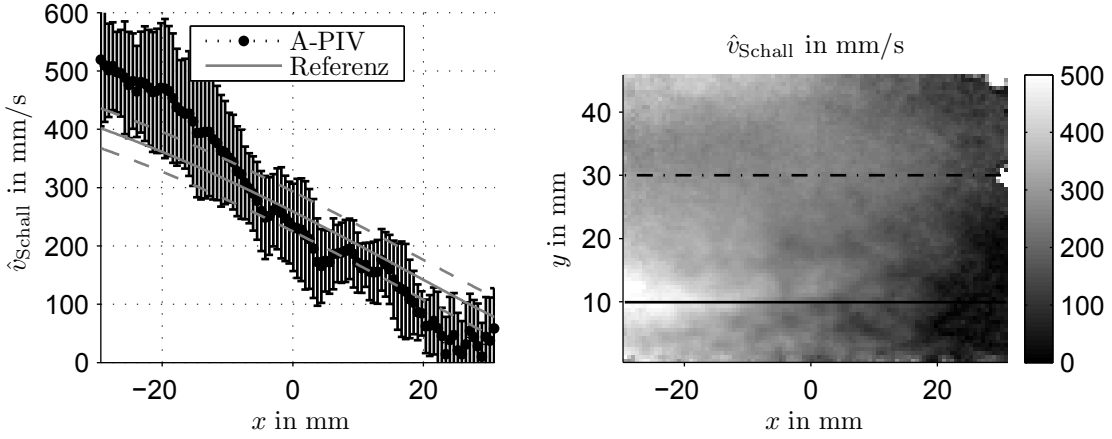
In der Abbildung 4.5 sind die mit A-PIV für eine Dauer von über einer Stunde gemessenen Schallschnelleamplituden bei verschiedenen Machzahlen $M = 0{,}02$ bis 0,2 veranschaulicht. Dabei sind die entlang der x-Koordinate dargestellten Profile für $y = 10\,\text{mm}, z = 0$ abgebildet. Zum Vergleich der mittels A-PIV gemessenen Schallschnelleamplituden sind jeweils die Referenzdaten sowie die jeweiligen Vertrauensintervalle für eine statistische Sicherheit von 95 %



(a) $M = 0{,}02$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 124\,\mathrm{dB}$



(b) $M = 0{,}09$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 134\,\mathrm{dB}$



(c) $M = 0{,}20$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 141\,\mathrm{dB}$

Abbildung 4.5: a) bis c) Verlauf der mittels A-PIV im DUCT-R bei $y = 10\,\mathrm{mm}, z = 0$ gemessenen Schallschnelleamplitude $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ entlang der Koordinate x für $f_{\mathrm{Schall}} = 683\,\mathrm{Hz}$ und Vergleich mit den Referenzdaten aus Mikrofonmessungen, bei variierter Machzahl M bzw. Schalldruckpegel $L_{p_{\mathrm{Schall}}}$, in c) zusätzliche 2D-Darstellung von $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ in der xy-Ebene bei $z = 0$, die durchgezogene Linie kennzeichnet die Position der dargestellten Profile und die gestrichelte Linie stellt die Kanalmittenlinie dar

angegeben, wobei den gemessenen Amplituden eine Gaußverteilung unterstellt wurde. Es zeigt sich eine überwiegend gute Übereinstimmung der A-PIV-Ergebnisse mit den Referenzdaten. Insbesondere bei der Machzahl $M = 0{,}2$ in der Abbildung 4.5c treten jedoch systematische Abweichungen zu den Referenzdaten auf. Diese lassen sich einerseits darauf zurückführen, dass eine Abhängigkeit der Amplitude von der y-Koordinate vorliegt, was in der 2D-Darstellung der Schallschnelleamplituden in der Abbildung 4.5c rechts veranschaulicht ist. Eine mögliche Ursache hierfür können neben der Nichterfüllung der (bei den Referenzdaten getroffenen) Annahme einer ebenen Welle aufgrund der inhomogenen Strömungsgeschwindigkeit auch nichtlineare Effekte bei der Schallausbreitung aufgrund des hohen Schalldruckpegels von über 140 dB [Mös07, S. 414] sein, was im Rahmen dieser Arbeit nicht näher untersucht wurde. Andererseits tra-

gen möglicherweise parasitäre Reflexionen des Laserlichts zu den Abweichungen bei, welche insbesondere als Grund für die kreisförmige Artefakte am rechten Rand bei $y = 30\,\mathrm{mm}$ und $y = 45\,\mathrm{mm}$ zu nennen sind.

Die mittlere Standardabweichung für die gemessene Schallschnelleamplitude bei A-PIV beträgt im Fall $M = 0{,}02$ (in der Abbildung 4.5a) etwa 5 mm/s und steigt bis $M = 0{,}2$ (in der Abbildung 4.5c links) auf rund 34 mm/s an. Diese Erhöhung entspricht qualitativ der Standardunsicherheit $\sigma_{\hat{v}_{\mathrm{osc}}}$ in der Gleichung (4.8). Bei quantitativer Betrachtung zeigt sich, dass der gemäß der Gleichung (4.8) für die genutzte Messdauer von $T_{\mathrm{Mess}} = 3600\,\mathrm{s}$ berechnete verfahrensspezifische Anteil der Unsicherheit (also ohne Berücksichtigung der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit, d. h. für $S_{v,\text{fluct-flow}} = 0$) deutlich kleiner als die hier vorliegende Standardabweichung ist. Daraus folgt, dass der Einfluss der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit die Unsicherheit bei der Messung mittels A-PIV dominiert, sofern keine systematische Abweichungen vorliegen (hier für $M < 0{,}1$ näherungsweise erfüllt).

Unter Nutzung der Gleichung (4.9) wird ein maximaler Dynamikumfang von etwa 3000 bei $M = 0{,}09$ erreicht. Weil die dabei gemessene Schallschnelleamplitude stets größer ist als die dazugehörige Standardunsicherheit (Maß für die Auflösungsgrenze), wird der Dynamikumfang hier nicht vollständig ausgereizt.

4.2.3 FM-DGV-Validierung

Die per Lichtsonde realisierte Anordnung der Beleuchtungsrichtung $\vec{i}$ und der Beobachtungsrichtung $\vec{o}$ erfolgte in der xz-Ebene am optisch zugänglichen Bereich des DUCT-R, jeweils im gleichen Winkel $\alpha = 45°$ zur seitlichen Kanalnormalen, siehe Abbildung 4.6. Es sei auf das abweichend zur Abbildung 3.6 gewählte Koordinatensystem hingewiesen, welches dem Versuchsstand aus Abbildung 3.1 entsprechend angepasst wurde. Der Gleichung (2.18) entsprechend ist

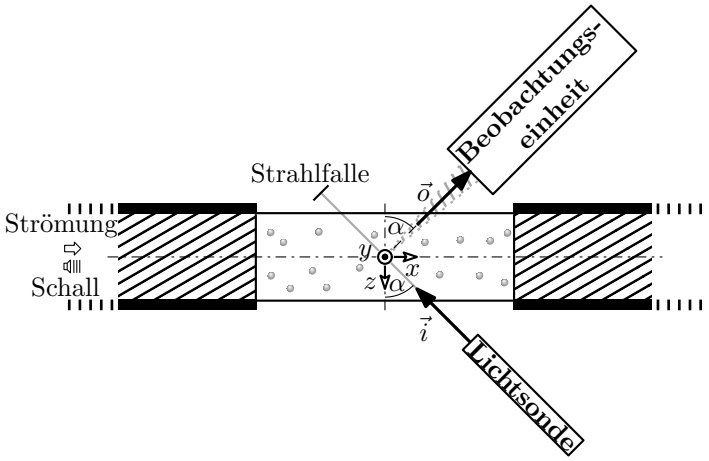
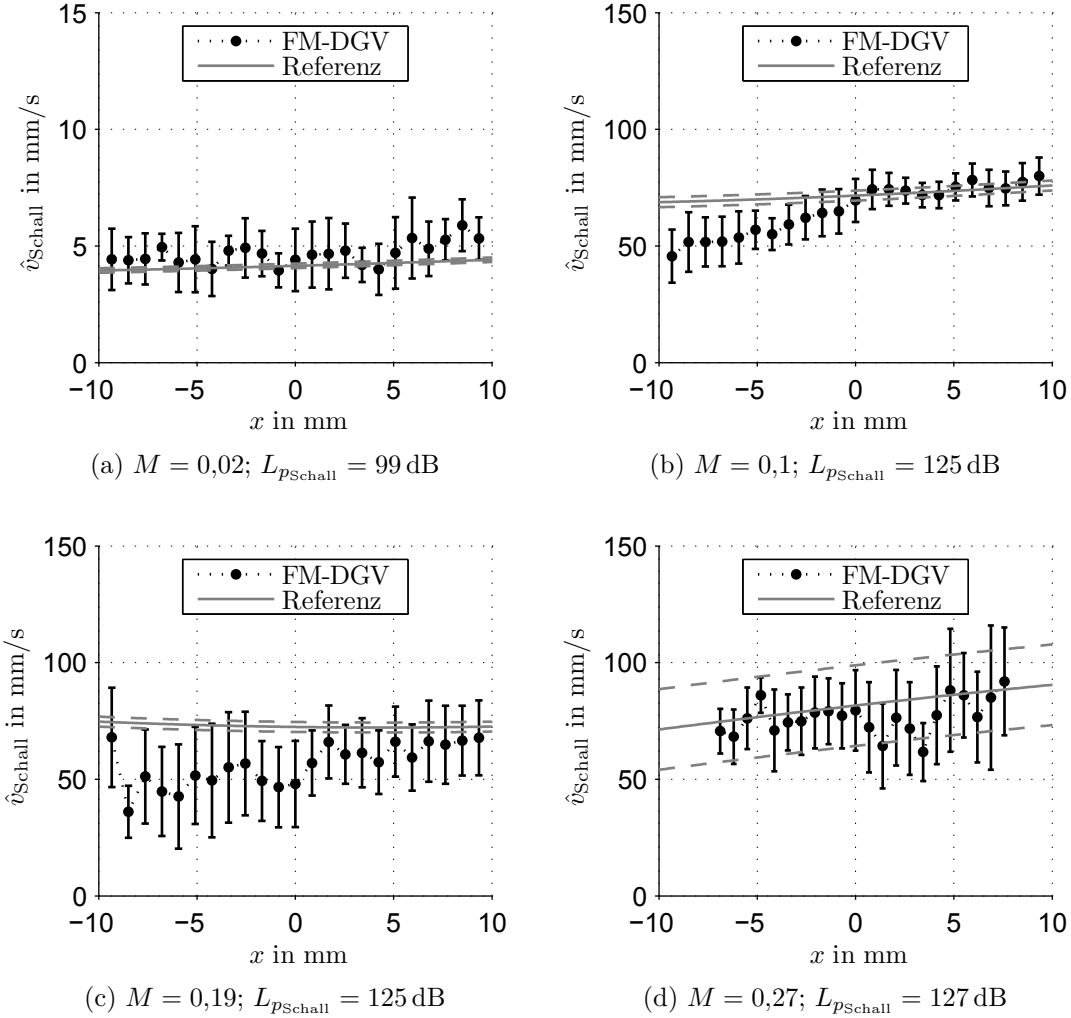


Abbildung 4.6: Skizze (Draufsicht) des Messaufbaus für die Schallschnellemessung am DUCT-R mittels FM-DGV, hier für $\alpha = 45°$ gezeichnet

die gemessene Geschwindigkeitskomponente v_{oi} entlang der x-Achse orientiert. Unter Nutzung des fasergekoppelten Detektorarrays wurde eine linienhafte Messung entlang der Lichteinfallsrichtung $\vec{i}$ (mit $x = z \tan \alpha$) realisiert, in einer Höhe von $y \approx 15\,\mathrm{mm}$.

Zum Vergleich sind die mit FM-DGV gemessenen Schallschnelleamplituden zusammen mit den Referenzdaten in der Abbildung 4.7 für ausgewählte Konfigurationen, hier bei variierter Strömungsgeschwindigkeit ($M = 0{,}02$ bis $0{,}27$) entlang der x-Koordinate veranschaulicht. Es sei bemerkt, dass der in der Abbildung 4.7d entlang der x-Richtung erfasste Abschnitt aufgrund des zu Testzwecken abweichend gewählten Normalenwinkels von $\alpha = 35°$ kürzer als bei den Abb. 4.7a bis 4.7c ist. In der Abbildung 4.7 sind ergänzend die Vertrauensintervalle



(a) $M = 0{,}02$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 99\,\mathrm{dB}$

(b) $M = 0{,}1$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 125\,\mathrm{dB}$

(c) $M = 0{,}19$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 125\,\mathrm{dB}$

(d) $M = 0{,}27$; $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 127\,\mathrm{dB}$

Abbildung 4.7: Verlauf der mittels FM-DGV im DUCT-R gemessenen Schallschnelleamplitude $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ entlang der Koordinate x für $f_{\mathrm{Schall}} = 683\,\mathrm{Hz}$ und Vergleich mit den Referenzdaten aus Mikrofonmessungen, bei variierter Machzahl M bzw. Schalldruckpegel $L_{p_{\mathrm{Schall}}}$

für eine statistische Sicherheit von 95 % (Annahme: Gaußverteilung und Ausschluss systematischer Abweichungen) dargestellt. Weitere Ergebnisse, auch für andere Schallanregungsfrequenzen, wurden bereits in [Hau13a] veröffentlicht. Zudem wurde die Messung der Schallschnelle

bei mehreren überlagerten Tönen in der Veröffentlichung [Hau12b] demonstriert. Die hier mit FM-DGV gemessenen Amplituden stimmen, unter Berücksichtigung der Vertrauensintervalle, mit den Referenzdaten überein. In der Abbildung 4.7 wird anhand der Breite der Vertrauensintervalle deutlich, dass die mittlere Standardunsicherheit $\sigma_{\hat{v}_{\mathrm{osc}}}$ für die gemessenen Amplitude der Schallschnelle mit zunehmender Machzahl (von unter 1 mm/s in Abb. 4.7a bis etwa 10 mm/s in Abb. 4.7d) steigt. Die Standardunsicherheit entspricht der Gleichung (4.8) für $T_{\mathrm{Mess}} = 80\,\mathrm{s}$ unter Berücksichtigung des Anteils der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit. Den Ausführungen im Abschnitt 4.1.5 entsprechend dominiert die turbulente Fluktuationsgeschwindigkeit hier die Unsicherheit bei der Messung mittels FM-DGV.

Der gemäß der Gleichung (4.9) berechnete Dynamikumfang beträgt hier für FM-DGV beispielsweise rund 7000 bei $M = 0{,}1$, bei $M = 0{,}27$ sogar bis etwa 10 000. Der Dynamikumfang wird für keinen der in der Abbildung 4.7 gezeigten Fälle vollständig ausgereizt, da die gemessene Schallschnelleamplitude stets größer als die dazugehörige Standardunsicherheit (Maß für die Auflösungsgrenze) ist.

Untersuchung zum Einfluss der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit

Im Folgenden soll die Aussage gestützt werden, dass die turbulente Fluktuationsgeschwindigkeit tatsächlich den größten Beitrag zum Messunsicherheitsbudget bei FM-DGV liefert, was bereits ebenso auch für die anderen Messverfahren in den vorangegangenen Abschnitten 4.2.1 und 4.2.2 behauptet wurde. Dazu ist zu zeigen, dass die spektrale Leistungsdichte der gemessenen Geschwindigkeit von der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit dominiert wird. Dies soll am Beispiel einer mittels FM-DGV gemessenen Geschwindigkeitskomponente erfolgen, die wegen der Messrate von 100 kHz bis zu einer Nyquistfrequenz von 50 kHz spektral aufgelöst wurde. Die spektrale Leistungsdichte ist ein Maß für die kinetische Energie des Fluids und wird in Abhängigkeit der Frequenz dargestellt, was als Leistungsdichtespektrum (LDS) bezeichnet wird. Das LDS wird hier approximativ mittels Periodogramm [Kay81] gewonnen. Hierfür wurde jeweils die DFT der gemessenen Geschwindigkeitswerte $v\,(t)$ von zehn Zeitfenstern mit einer Länge von je 8 s durchgeführt und das Ergebnis quadriert. Anschließend wurde über alle zehn Zeitfenster gemittelt und der Mittelwert auf die resultierende Frequenzauflösung $1/8\,\mathrm{Hz}$ normiert, sodass ein Schätzer für die einseitige spektrale Leistungsdichte $2S_v(f)$ erhalten wird. Dabei wurden die beispielsweise aufgrund von ungenügendem SNR verworfenen Geschwindigkeitswerte im Zeitsignal (relativer Anteil meist weniger als 10 %) durch den zeitlichen Mittelwert ersetzt.

Das so erhaltene LDS ist in der Abbildung 4.8 für verschiedene Machzahlen M bei einer Schallanregung mit $f_{\mathrm{Schall}} = 683\,\mathrm{Hz}$ dargestellt. Alle LDS enthalten erwartungsgemäß ein auffälliges lokales Maximum (Peak) bei f_{Schall} aufgrund der (deterministischen) sinusförmigen Schallanregung. Der Wert der spektralen Leistungsdichte $S_v\,(f_{\mathrm{Schall}})$ geht bei Annahme eines idealen monofrequenten Schallschnellesignals für infinitesimale Frequenzauflösung (d. h. theoretisch bei unendlicher Fensterlänge) gegen unendlich und muss daher für die weitere Betrachtung ignoriert

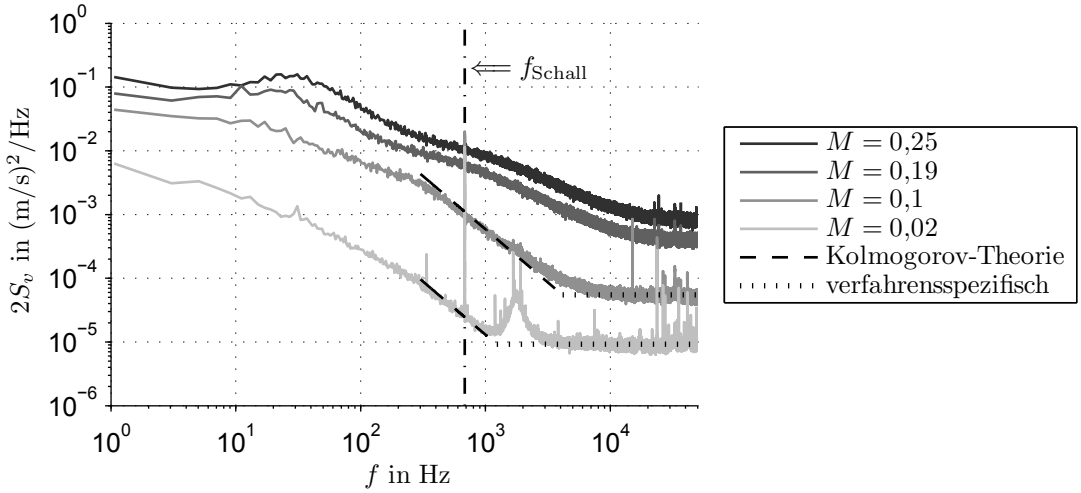


Abbildung 4.8: Leistungsdichtespektrum der mit FM-DGV am DUCT-R gemessenen Geschwindigkeit bei $x = 0$ für verschiedene Machzahlen M bei einer Schallanregung mit $f_{\mathrm{Schall}} = 683\,\mathrm{Hz}$

werden. Zudem ist in der Abbildung 4.8 ersichtlich, dass die Leistungsdichte der Geschwindigkeit mit zunehmender Machzahl steigt, also bei höherer zeitgemittelter Geschwindigkeit zunimmt, was dem Verhalten einer turbulenten Strömung wie beispielsweise in [Pop00, S. 235] entspricht. In allen Fällen sinkt die spektrale Leistungsdichte tendenziell mit zunehmender Frequenz f, was dem typischen Spektrum einer turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit entspricht. Zum Vergleich ist der aus der Theorie von Kolmogorov für turbulente Strömungen typische Anstieg von $-5/3$ in der logarithmischen Darstellung für mittelgroße Frequenzen [Pop00, S. 229] eingezeichnet. Speziell bei den Machzahlen $M \leq 0{,}1$ stimmt der gemessene Anstieg im Bereich von etwa 200 Hz bis 2000 Hz gut mit dem Theoriewert überein, was den turbulenten Charakter des dargestellten Geschwindigkeitsspektrums bestätigt. Davon abweichend nähert sich die spektrale Leistungsdichte für $M \leq 0{,}1$ im Frequenzbereich ab etwa 2 kHz bis 3 kHz jeweils einem Wert an, der durch den Anteil der verfahrensspezifischen zufälligen Messabweichung vorgegeben ist. Dieser Wert steht in näherungsweiser Übereinstimmung mit dem Wert der in [Fis09a, S. 138 f.] vorgestellten Abschätzung für die dort eingeführte Rauschleistungsdichte von beispielsweise $3 \cdot 10^{-5}\,(\mathrm{m/s})^2/\mathrm{Hz}$, was der hier bei $M = 0{,}1$ vorliegenden Streulichtleistung von $P_{\mathrm{Streulicht}} \approx 2\,\mathrm{nW}$ entspricht. Für $M = 0{,}02$ ergibt sich für die Leistungsdichte ein geringerer Wert aufgrund der dort im Mittel höheren vorliegenden Streulichtleistung. Weiterhin sind für $M = 0{,}02$ (insbesondere im Bereich $f \approx 2\,\mathrm{kHz}$) sowie für Frequenzen ab ca. 20 kHz vereinzelt Peaks zu erkennen, die ursächlich von Störeinkopplungen im Regelkreis für die Lasermittenfrequenz herrühren. Diese konnten jedoch in nachfolgenden Experimenten durch eine leicht variierte Sollwertvorgabe wirkungsvoll unterdrückt werden. Sieht man von dem Bereich $M \leq 0{,}02 \wedge f > 1\,\mathrm{kHz}$ ab, wird die spektrale Leistungsdichte der Geschwindigkeit durch den Anteil der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit dominiert, und nicht durch den Anteil aufgrund der verfahrensspezifischen zufälligen Messabweichungen. Unter Berücksichtigung

der Gleichungen (2.41) folgt schließlich, dass die Unsicherheit der zu schätzenden Parameter tatsächlich von der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit dominiert wird.

Es sei ergänzend bemerkt, dass der für die Berechnung der Unsicherheit benötigte Wert der Leistungsdichte $S_{v,\mathrm{fluct}}\left(f_{\mathrm{Schall}}\right)$, gemäß der obigen Bemerkung, wegen der deterministischen Schallanregung nicht direkt aus dem LDS abgelesen werden kann. Stattdessen ist hierfür eine Grenzwertbetrachtung mit $S_{v,\mathrm{fluct}}\left(f_{\mathrm{Schall}}\right) = \lim\limits_{\epsilon \to \pm 0} S_v\left(f_{\mathrm{Schall}} + \epsilon\right)$ durchzuführen.

4.3 Schlussfolgerungen

Die Messung der Schallschnelle bei überlagerter Strömungsgeschwindigkeit wurde mit den gewählten optischen Verfahren bis $M \approx 0{,}3$ erfolgreich demonstriert. Zum Überblick sind die im Abschnitt 4.2 erzielten Messeigenschaften der untersuchten optischen Verfahren in der Tabelle 4.4 im Vergleich zueinander und bezüglich der Anforderungen aus dem Abschnitt 1.2 gegenübergestellt. Dabei wurden die Zahlenwerte für $M = 0{,}1$ gewählt, was dem typischem

Tabelle 4.4: Vergleich der Messeigenschaften der optischen Verfahren (mit den verwendeten Systeme wie im Abschnitt 3.2 beschrieben), als Beispiel für die Validierungsmessung am DUCT-R mit $M = 0{,}1$ aus dem Abschnitt 4.2, durch das Symbol ✓ wird die klare Erfüllung der im Abschnitt 1.2 gestellten Anforderungen für die Untersuchung am BFL gekennzeichnet

Merkmal	**Soll**	**Ist**		
		LDV-PS	A-PIV	FM-DGV
Ortsauflösung	$\leq 0{,}5\,\mathrm{mm}$	x: 0,2 mm ✓ y: 0,2 mm ✓ z: 0,1 mm ✓	x: 1,2 mm y: 1,2 mm z: 0,3 mm ✓	x: 0,5 mm ✓ y: 0,9 mm z: 0,5 mm ✓
Messrate; Zeitauflösung	$> 40\,\mathrm{kHz}$; $< 50\,\mu\mathrm{s}$	$\approx 2\,\mathrm{kHz}$; $\approx 8\,\mu\mathrm{s}$ ✓	5 Hz; 10 µs ✓	100 kHz ✓; 10 µs ✓
Dynamikumfang; Unsicherheit $\sigma_{\hat{v}_{\mathrm{osc}}}$	≥ 1000; $< 10\,\mathrm{mm/s}$	≈ 4000 ✓; $\approx 8\,\mathrm{mm/s}$ ✓	≈ 3000 ✓; $\approx 11\,\mathrm{mm/s}$	≈ 7000 ✓; $\approx 4\,\mathrm{mm/s}$ ✓
Dimensionen	3	1	2	1
Komponenten	3	1	2	1

Arbeitspunkt für die Untersuchungen am BFL im Kapitel 5 entspricht. Im Folgenden sollen die Konsequenzen für die Anwendung bei der Messung an einem BFL gezogen werden:

- Ortsauflösung: Während die geforderte Ortsauflösung mit dem LDV-PS bereits für alle kartesischen Koordinaten x, y und z erreicht wird, ist dies beim hier verwendeten A-PIV-System nicht für x und y erfüllt und beim FM-DGV-System nicht für y. Es besteht bei den beiden letztgenannten Systemen die Möglichkeit, jeweils mit einer Vergrößerung des Abbildungsmaßstabes bei der Beobachtungseinheit eine entsprechend feinere Ortsauflösung zu erhalten. Jedoch wurde darauf in diesem Kapitel verzichtet, da die Ortsauflösung zum Zwecke der Validierung genügte.

- Messrate; Zeitauflösung: Während die geforderte Zeitauflösung mit allen drei Systemen erreicht wird, weist die FM-DGV als einziges der untersuchten Verfahren eine der Anforderung entsprechende Messrate auf, bzw. übertrifft diese sogar. Beim LDV-PS entspricht die angegebene Messrate der effektiv pro Segment vorliegenden zeitgemittelten Messrate, welche für die gewählte Segmentanzahl von $N_{\mathrm{Segment}} = 11$ nicht der Anforderung genügt. Bei der A-PIV ist die Messrate systembedingt durch die genutzte Pulswiederholrate des Lasers limitiert und hier nicht ausreichend. Deshalb wird zur spektralen Untersuchung ausschließlich die FM-DGV eingesetzt.

- Dynamikumfang; Unsicherheit: In Erweiterung zum bisherigen Stand der Technik wurde festgestellt, dass alle untersuchten Verfahren bei hinreichend großer Messdauer einen hinreichend großen Dynamikumfang entsprechend der Gleichung (4.9) besitzen, um die Amplitude der Schallschnelle bei Überlagerung einer um drei bis vier Größenordnungen höheren Strömungsgeschwindigkeit auflösen zu können. Dies wurde ermöglicht, indem der bislang unzureichende Dynamikumfang der Messung eines einzelnen Geschwindigkeitswertes durch die Anwendung der MKQ zur Parameterschätzung (siehe Abschnitt 2.3.2) unter Nutzung von Mehrfachmessungen erweitert wurde. Somit konnte die geforderte Standardunsicherheit $\sigma_{\hat{v}_{\mathrm{osc}}}$ für die Auflösung der Schallschnelleamplitude erreicht werden (für A-PIV nur näherungsweise). Dabei wurde gezeigt, dass die Unsicherheit bei allen untersuchten Messverfahren durch den Anteil der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit dominiert wird. Das heißt, dass die Verfahren bezüglich eines geringen verfahrensspezifischen Anteils an der Messunsicherheit hinreichend optimiert wurden. Zwecks weiterer Senkung der Unsicherheit für die geschätzten Parameter ist gemäß der Gleichung (2.41) die Messdauer zu erhöhen.

- Dimensionen: Bei allen Verfahren genügte für die bisherigen Untersuchungen zunächst der standardmäßige Betrieb für jeweils 1D (bei LDV-PS und FM-DGV) bzw. 2D (bei A-PIV). Zur Realisierung der für die Anwendung geforderten 3D-Messung ist bei allen untersuchten Verfahren eine sukzessive Messung unter Anwendung von Traversiertechniken möglich.

- Komponenten: Bislang waren die Untersuchungen zunächst auf 1C-Messungen beschränkt, was zum Zwecke der Validierung im Abschnitt 4.2 als ausreichend erachtet wurde. Zum Einsatz der mehrkomponentigen Messung bei der Anwendung am BFL sei auf das anschließende Kapitel 5 verwiesen.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass die untersuchten optischen Geschwindigkeitsmessverfahren hinsichtlich der örtlichen und zeitlichen Auflösung sowie insbesondere bezüglich der Unsicherheit und des Dynamikumfangs prinzipiell den Anforderungen genügen, sodass eine Anwendung am BFL im nachfolgenden Kapitel zweckmäßig ist. Während der LDV-PS wegen seiner feinen Ortsauflösung im Mikrometerbereich für die Untersuchung kleiner Strukturen vorteilhaft

ist, kann mittels A-PIV wegen der mehreren tausend gleichzeitig erfassten Messorte insbesondere eine globale Untersuchung, beispielsweise von Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Löchern der Perforation, zweckmäßig erfolgen. Zur spektralen Untersuchung der turbulenten Fluktuationsgeschwindigkeit in der Strömung genügt die erreichte Messrate nur bei FM-DGV, dabei wird mit 100 kHz die Anforderung sogar deutlich übertroffen.

Kapitel 5

Anwendung der optischen Verfahren am Bias-Flow-Liner

In diesem Kapitel sollen die optischen Messverfahren, die im Kapitel 4 charakterisiert wurden, zur Untersuchung der Schalldämpfungsmechanismen am Bias-Flow-Liner (BFL) angewendet werden. Die BFL werden in Flugzeugtriebwerken und stationären Gasturbinen von Kraftwerken als schalldämpfende Wandauskleidung eingesetzt, bei der eine perforierte Deckschicht mit einem Luftstrom aus einer dahinter befindlichen Kavität durchströmt wird, was die Dämpfungswirkung der Wandauskleidung verstärkt. Hierzu soll zunächst im Abschnitt 5.1 eine Einführung zur Einordnung der BFL und zur wissenschaftlichen Fragestellung gegeben werden. Anschließend wird der verwendete Untersuchungsgegenstand, hier ein generischer BFL, im Abschnitt 5.2 vorgestellt. Danach werden die Untersuchungen für die einzelnen optischen Verfahren im Abschnitt 5.3 separat erläutert. Abschließend werden im Abschnitt 5.4 die Untersuchungsergebnisse zusammengefasst, wobei einerseits auf wesentliche Erkenntnisse zu den Dämpfungsmechanismen, andererseits auf den zukünftigen Einsatz der Verfahren für die Messaufgabe eingegangen wird.

5.1 Einordnung der Bias-Flow-Liner und wissenschaftliche Fragestellung

Die Verwendung von passiven schalldämpfenden Wandauskleidungen (engl.: acoustic liners) der einzelnen Strömungskanäle im Innern eines Flugzeugtriebwerks wurde bereits Mitte des 20. Jahrhunderts dokumentiert, z. B. in [Man68]. Hierbei werden nach [Brä08, S. 1310 f.] Auskleidungen an diversen Triebwerkskomponenten wie Fan (dt.: Gebläse), Verdichter, Brennkammer und Turbine zur Schalldämpfung eingesetzt. Dabei wird Wärmeenergie durch innere Reibung der Luftteilchen (aufgrund der Viskosität von Luft) freigesetzt, wobei die Energie aus dem Schallfeld entzogen wird, was als Dissipation bezeichnet wird. Bei der rein dissipativen Dämpfung wird die innere Reibung der schwingenden Luftteilchen in der Perforation der Wandauskleidung angeregt. Dagegen wird bei der reaktiven Auslöschung eine verstärkte innere Reibung aufgrund der akustischen Resonanz in der Kavität herbeigeführt, was zur Dissipation beiträgt.

So wird beispielsweise bei einem Lambda-Viertel-Resonator die Schallwelle aufgrund der destruktiven Interferenz mit der am Ende der Kavität reflektierten Welle ausgelöscht. Zur maximalen Auslöschung und damit höchster Dämpfung muss hierbei die Tiefenabmessung der Kavität genau einem Viertel (bzw. einem ungeradzahligen Vielfachen davon) der Wellenlänge λ_{Schall} entsprechen, was gemäß der Gleichung (2.14) für diskrete Frequenzen erfüllt ist. Ein ähnliches Verhalten weisen sogenannte Helmholtz-Resonator-Liner auf, die einem gedämpften Schwingkreis[1] entsprechen, für nähere Informationen sei diesbezüglich auf [Dup05] verwiesen. Für resonanzbasierte Schalldämpfer tritt im Bereich der Resonanzfrequenz eine besonders starke Dämpfung auf. Jedoch treten im Flugzeugtriebwerk neben einzelnen Tönen mit diskreten Frequenzen auch Geräusche, d. h. breitbandige Schallereignisse, auf. Daher wird eine hohe Dämpfung in einem breiteren Frequenzbereich benötigt. Um dies zu erreichen, werden oft mehrere Kavitäten mit unterschiedlicher Resonanzfrequenz übereinander gestapelt, was u. a. einen erhöhten Platzbedarf verursacht. Alternativ dazu bieten Bias-Flow-Liner eine geringere Frequenzabhängigkeit hinsichtlich der erzielten Dämpfung. Zudem lässt sich unter Variation des Luftmassenstroms der Durchströmung gezielt die akustische Impedanz eines BFL beeinflussen [Woo00], wodurch eine Anpassung an die Schallkennimpedanz des strömenden Fluids und somit eine Maximierung der Schallabsorption erreicht wird [Deu06, S. 48 f.]. Aktuell werden BFL in Brennkammern von Flugzeugtriebwerken und stationären Gasturbinen eingesetzt, wobei die Durchströmung der Perforation primär der Wandkühlung dient. Zusätzlich wird durch die Durchströmung der von der Verbrennung herrührende Schall gedämpft. Somit wird eine thermoakustische Kopplung unterbunden, wodurch störende Verbrennungsinstabilitäten reduziert werden. Zwecks bestmöglicher Ausnutzung des Dämpfungseffekts fehlt gegenwärtig eine Optimierung der geometrischen Parameter und der Durchströmung der BFL hinsichtlich einer hohen Effizienz, was das Ziel aktueller Forschungsarbeiten wie beispielsweise in [Lah11, Rup12, Ton13, And13] ist. Dabei beschreibt die Effizienz nach [Lah14, S. 35] die erzielte Dämpfungswirkung im Verhältnis zum eingesetzten Luftmassenstrom, welcher in technischen Anwendungen stets begrenzt ist. Zur gezielten Steigerung der Effizienz bedarf es zunächst eines tiefer gehenden Verständnisses über die Dämpfungsmechanismen, speziell an überströmten BFL (wie in der Abbildung 1.1).

Ein Überblick über den Stand der Technik bezüglich der Beschreibung der Dämpfungsmechanismen am BFL sowie über zahlreiche Parameterstudien wird in [Lah14] umfassend dargestellt. Darin werden insbesondere die Arbeiten von Howe (u. a. [How79]) zur Modellbildung bzw. experimentelle Untersuchungen (u. a. [Bec80, Hug90]) zum Verständnis der Dämpfung an einem BFL hervorgehoben. Dort wird ein Dämpfungsmechanismus beschrieben, der auf einer Interaktion zwischen Strömung und Schall basiert. Hierbei wird durch den Schall eine zeitlich veränderliche Strömung an der perforierten Deckschicht hervorgerufen. Diese akustisch induzierte Strömung bildet Wirbel aus, die sich aufgrund der Durchströmung von der Deckschicht entfernen und sukzessive zerfallen. Auf diese Erkenntnis aufbauend wurden weitere Modellerweiterungen ge-

[1] In Analogie zu einem Feder-Masse-System stellt das Luftvolumen in der Perforation bzw. in der Kavität eine (akustische) Masse bzw. Nachgiebigkeit dar, die Dämpfung geschieht durch die innere Reibung.

schaffen und experimentelle Bestätigungen erbracht, u. a. [Jin99, Eld03]. Dennoch ist es bislang nicht gelungen, den Anteil der verschiedenen Dämpfungsmechanismen an der Dissipation eines BFL für beliebige Betriebsbedingungen zu quantifizieren.

Deswegen ist eine Analyse der Dämpfungsmechanismen am BFL anzustreben, wofür in diesem Kapitel experimentelle Untersuchungen unter Anwendung der im Kapitel 4 als geeignet herausgestellten optischen Verfahren durchgeführt werden. Dabei sollen die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit zunächst auf Normbedingungen, d. h. auf eine Raumtemperatur von $\vartheta \approx 20\,°\mathrm{C}$ und einen Luftdruck von $\bar{p} \approx 101{,}3\,\mathrm{kPa}$, beschränkt bleiben. Für die Überströmung wird vorzugsweise eine Machzahl von $M = 0{,}1$ gewählt, welche beim Brennkammereintritt näherungsweise vorliegt [Brä08, S. 981].

5.2 Untersuchungsgegenstand

Für die experimentellen Untersuchungen an einem BFL wurde ein generischer Liner durch die Arbeitsgruppe am DLR Berlin entworfen, bereitgestellt und in das optisch zugängliche Teilstück des verwendeten Versuchsstandes (siehe Abschnitt 3.1) eingesetzt, siehe Abbildung 5.1. Der Entwurf des Liners basiert hauptsächlich auf den Vorarbeiten aus [Heu10], ist jedoch abwei-

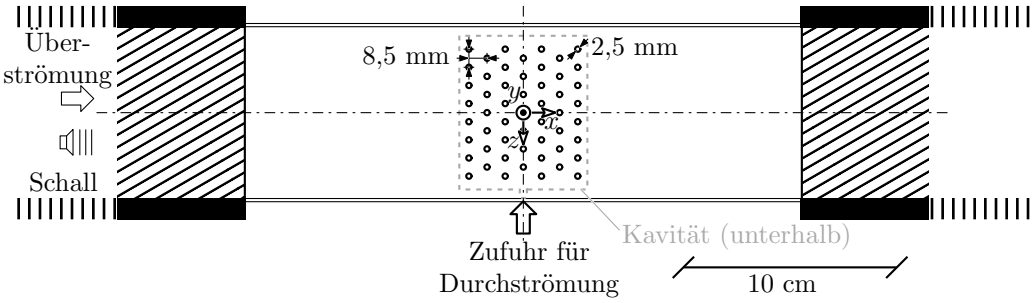


Abbildung 5.1: Skizze (Draufsicht) des untersuchten generischen Bias-Flow-Liners, im Kanal eingebaut, der Ursprung des Koordinatensystems liegt in der Mitte der zentralen Lochöffnung

chend davon für den rechteckigen Querschnitt der Versuchsstände angepasst. Damit die optische Zugänglichkeit gewahrt bleibt, sind die drei Seitenflächen unverändert mit Glasscheiben wie im Abschnitt 4.2 abgeschlossen, folglich ist nur die verbleibende untere Fläche perforiert und als BFL wirksam. Zur Unterdrückung von Reflexionen des einfallenden Lichts wurde schwarzer Sprühlack auf der perforierten Deckschicht aufgebracht. Die Perforation besteht aus $N_{\mathrm{Loch}} = 53$ kreisrunden, regelmäßig angeordneten Öffnungen (Löcher) mit einem Durchmesser von 2,5 mm, die in mehreren zueinander versetzten Reihen mit einem Abstand von 8,5 mm positioniert sind (entspricht einer Porosität von 6,8 %). Unterhalb der 1 mm dicken perforierten Deckschicht befindet sich ein mittig positionierter quaderförmiger Hohlraum (Kavität, grau markiert in der Abbildung 5.1) mit den Abmessungen 60 mm × 49 mm × 72 mm (für x, y und z), in den der

Luftstrom für die Durchströmung (bias flow) der Perforation einseitig zugeführt wird. Für die optische Messung werden (wie im Abschnitt 4.2) Streupartikel aus DEHS in die überlagerte Strömung (Überströmung) geführt. Zusätzlich wird die Durchströmung mittels eines weiteren Aerosolgenerators [PIV04] mit DEHS-Partikeln versetzt.

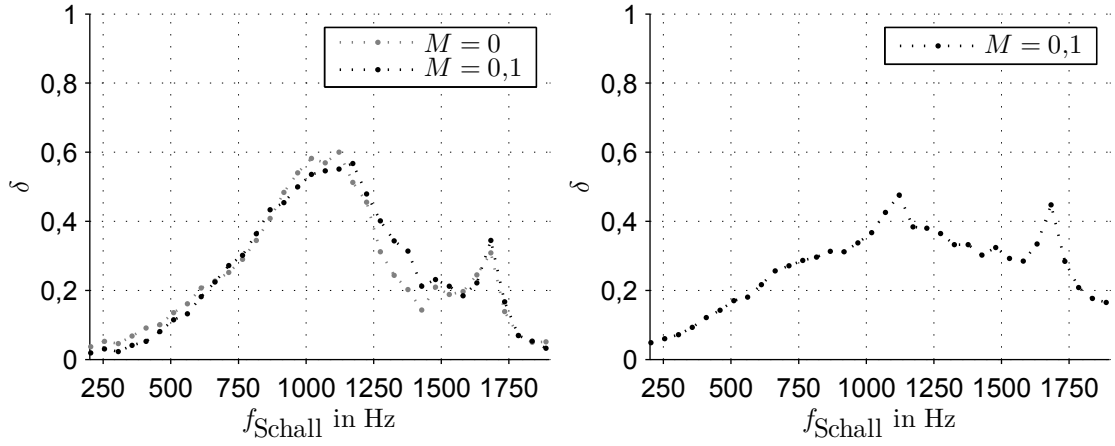
Zur Charakterisierung der Dämpfungseigenschafen des BFL soll der Dissipationsgrad δ verwendet werden, welcher gemäß [Deu06, S. 38 f.] den Anteil der einfallenden Schallenergie angibt, die dem Schall entzogen und in Wärmeenergie umgewandelt wird. Damit stellt der Dissipationsgrad ein Maß für das Schalldämpfungsvermögen dar. Vom Dissipationsgrad zu unterscheiden sind Größen (wie beispielsweise das logarithmische Durchgangsdämpfungsmaß nach [Deu06, S. 54]), welche den Anteil der reflektierten Schallenergie einschließen, der hier nicht betrachtet werden soll.

Der Dissipationsgrad eines BFL ist im Wesentlichen abhängig von der Schallfrequenz sowie von den geometrischen Parametern der Perforation und wird darüber hinaus durch die Machzahl M der Überströmung und den zugeführten Luftmassenstrom $\dot{m}$ für die Durchströmung beeinflusst. Ferner wird bei der Angabe des Dissipationsgrades die Schalleinfallsrichtung bezüglich der Überströmung (stromaufwärts bzw. stromabwärts) unterschieden, im Folgenden wird stets die stromabwärts orientierte Schalleinfallsrichtung (d. h. in positiver x-Richtung) betrachtet. Für den beschriebenen BFL wurde der Dissipationsgrad durch die Arbeitsgruppe vom DLR Berlin bei variierter Strömungskonfiguration über einem ausgewählten Frequenzbereich mittels Mikrofonmessungen gemäß [Lah11] bestimmt. Der so erhaltene frequenzabhängige Dissipationsgrad nach [Sch15] ist in der Abbildung 5.2 für die verwendeten Strömungskonfigurationen, d. h. mit variierter Machzahl M der Überströmung und variiertem Massenstrom $\dot{m}$ der Durchströmung dargestellt. Für die hier genutzten Strömungskonfigurationen ist der dargestellte Dissipationsgrad im Bereich $f_{\mathrm{Schall}} = 200\,\mathrm{Hz}$ bis $2000\,\mathrm{Hz}$ stark frequenzabhängig und weist ein Maximum bei jeweils rund $1\,\mathrm{kHz}$ auf.

Um die nachfolgenden Untersuchungen der Dämpfungsmechanismen bei möglichst starker Dämpfungswirkung durchzuführen, wird initial ein hoher Dissipationsgrad angestrebt, weswegen zunächst Experimente mit sinusförmiger Schallanregung bei der Frequenz $f_{\mathrm{Schall}} \approx 1\,\mathrm{kHz}$ erfolgen. Für die Experimente am Versuchsstand in Berlin wird eine Überströmung des BFL realisiert, am Versuchsstand in Dresden steht diese nicht zur Verfügung (siehe Abschnitt 3.1). Ferner wird der BFL mit einem Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$ bzw. $\dot{m} = 20\,\mathrm{kg/h}$ betrieben. Daraus lässt sich gemäß [Heu10] unter Nutzung der Massenerhaltung die Geschwindigkeitskomponente

$$\bar{v}_y = \frac{\dot{m}}{0{,}61\bar{\rho}N_{\mathrm{Loch}}\pi\,(2{,}5\,\mathrm{mm}/2)^2} \tag{5.1}$$

der Durchströmung eines Freistrahls in positiver y-Richtung für $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$ bzw. $20\,\mathrm{kg/h}$ und $N_{\mathrm{Loch}} = 53$ mit $\bar{v}_y \approx 7\,\mathrm{m/s}$ bzw. $29\,\mathrm{m/s}$ abschätzen. Hierbei wird die Einschnürung des



(a) $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$ (b) $\dot{m} = 20\,\mathrm{kg/h}$

Abbildung 5.2: mittels Mikrofonmessung ermittelter frequenzabhängiger Dissipationsgrad δ für eine stromabwärts orientierte Schalleinfallsrichtung des untersuchten Bias-Flow-Liners bei den gewählten Strömungskonfigurationen, d. h. mit variierter Machzahl M der Überströmung und variiertem Massenstrom $\dot{m}$ der Durchströmung, nach [Sch15]

Freistrahls durch die kreisrunde Öffnung (hier mit einem Durchmesser von 2,5 mm) mittels des empirisch ermittelten Kontraktionsfaktors 0,61 berücksichtigt. Weiterhin wird in der Gleichung (5.1) jeweils näherungsweise eine gleichmäßige Aufteilung des Massenstroms auf alle N_{Loch} Löcher sowie eine örtlich konstante zeitgemittelte Fluiddichte $\bar{\rho}$ angenommen.

5.3 Untersuchungen der Dämpfungsmechanismen

Zur Gewinnung von neuen Erkenntnissen bezüglich der Dämpfungsmechanismen am BFL sollen die optischen Verfahren für die Messung der Fluidgeschwindigkeit angewendet werden. Insbesondere ist dabei die Interaktion von Strömungs- und Schallfeld zu analysieren. Die nachfolgenden Untersuchungen werden gemäß dieser Schwerpunkte durchgeführt:

1. lokale Untersuchung zur örtlich aufgelösten Messung kleiner Strukturen mittels LDV-PS (siehe Abschnitt 5.3.1),
2. globale Untersuchung zur großflächigen Erfassung mittels A-PIV (siehe Abschnitt 5.3.2) und
3. spektrale Untersuchung zur Analyse des Geschwindigkeitsspektrums mittels FM-DGV (siehe Abschnitt 5.3.3).

In den einzelnen Abschnitten erfolgt nach der Beschreibung des Aufbaus und der Durchführung stets die Diskussion und Interpretation der jeweils erhaltenen Ergebnisse. Zur Erhöhung der Anschaulichkeit von mehrdimensionalen Messergebnissen wurden diese bei der Darstellung stets

kubisch interpoliert. Zwecks Angabe der Messunsicherheit wird unter ausschließlicher Betrachtung von zufälligen Abweichungen die Standardabweichung des Mittelwerts einer Stichprobe (mittels gaußscher Unsicherheitsfortpflanzung unter Annahme der Unkorreliertheit der Einzelwerte) verwendet. Die Abschnitte enden jeweils mit einem Fazit, welches die Konsequenzen für weitere mögliche Untersuchungen mit den optischen Geschwindigkeitsmessverfahren enthält.

5.3.1 Untersuchungen mit LDV-PS

Um die Dämpfungsmechanismen des BFL zunächst lokal in der Nähe einer Lochöffnung der Deckschicht zu untersuchen, wird eine Ortsauflösung von $\Delta z < 0{,}5\,\mathrm{mm}$ gefordert (siehe Abschnitt 1.2), was hier einem Fünftel des Lochdurchmessers entspricht. Da der LDV-PS mit bis zu $\Delta z = 10\,\mu\mathrm{m}$ die feinste Ortsauflösung aller im Kapitel 4 untersuchten Systeme bietet, wurde dieser (wie im Abschnitt 3.2.1.1 vorgestellt) hierfür eingesetzt. Die Untersuchungen fanden am Versuchsstand in Dresden statt. Die hier vorliegende Überströmungsgeschwindigkeit ist mit etwa $3\,\mathrm{m/s}$ (entspricht $M < 0{,}01$) nahezu vernachlässigbar. Deswegen soll nur die in Richtung der Durchströmung orientierte Geschwindigkeitskomponente v_y gemessen werden. Die experimentellen Arbeiten wurden in der vom Verfasser betreuten Diplomarbeit von Sebastian Pietzonka initiiert [Pie13] und im Anschluss von Herrn Pietzonka (ebenfalls unter Anleitung des Verfassers) durchgeführt.

5.3.1.1 Aufbau und Durchführung

Der Messaufbau ist in der Abbildung 5.3 veranschaulicht, es wurde in der Nähe der (willkürlich gewählten) zentralen Lochöffnung gemessen. Um die y-Geschwindigkeitskomponente zu

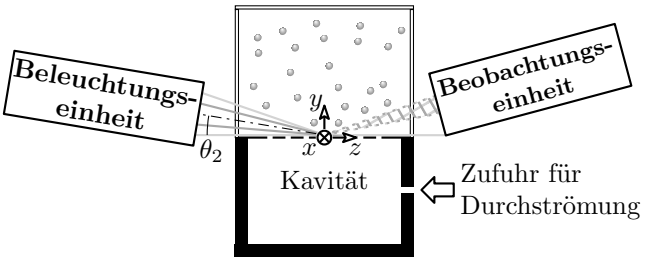


Abbildung 5.3: Skizze (Sicht in den Kanal in die positive x-Richtung) des Messaufbaus für die Anwendung am Bias-Flow-Liner mittels LDV-PS, der Winkel $\theta_2 \approx 4°$ ist hier zur deutlicheren Darstellung vergrößert dargestellt, der Koordinatenursprung ist in der Mitte der zentralen Lochöffnung

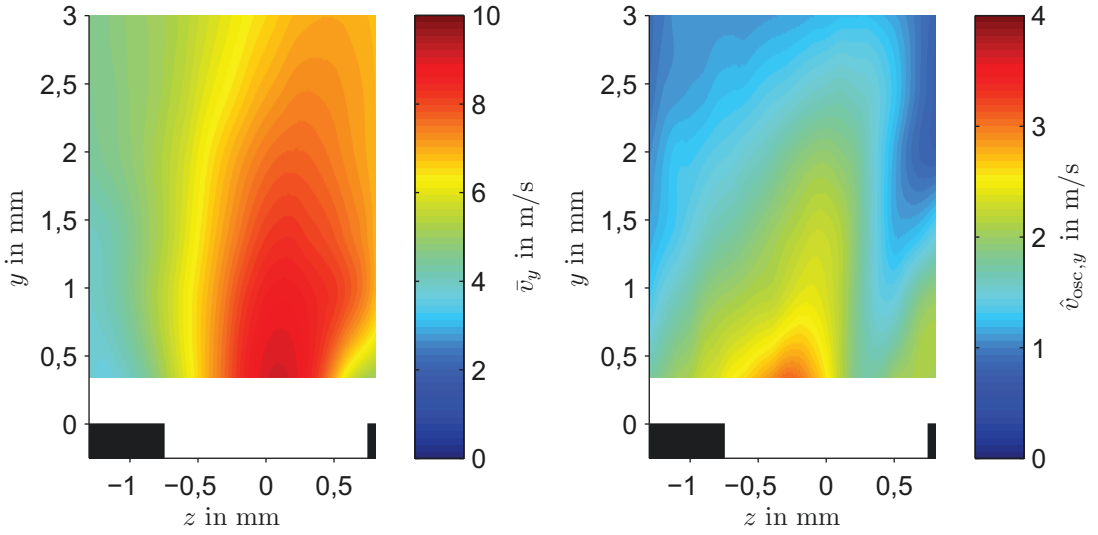
erfassen, ist gegenüber dem im Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Aufbau die Anordnung der Laserstrahlen mit einen Drehwinkel von 90° um die optische Achse (z-Achse) zu rotieren. Dies gelang durch entsprechendes Rotieren des zur Strahlteilung verwendeten Beugungsgitters (vgl. Abbildung 3.3). Zur Messung in Wandnähe wurde die optische Achse der Beleuchtungseinheit

um den (zur größeren Wellenlänge $\lambda_{\text{Licht},2}$ gehörigen) halben Öffnungswinkel $\theta_2 \approx 4°$ gegenüber der Deckschicht verkippt, um Abschattungseffekte zu vermeiden, was ebenfalls in der Abbildung 5.3 dargestellt ist. Folglich wird die Koordinatenachse der gemessenen Geschwindigkeitskomponente um denselben Winkel θ_2 verkippt, was aufgrund des kleinen Winkelwertes jedoch näherungsweise vernachlässigt werden kann. Die Beobachtungseinheit wurde ebenso bezüglich der Deckschicht verkippt (siehe erneut Abbildung 5.3), um einerseits die numerische Apertur und damit die empfangene Streulichtleistung zu maximieren, da diese sonst ebenfalls durch Abschattungseffekte eingeschränkt würde. Andererseits wird durch die Verkippung der direkte Einfall des leistungsstarken Laserlichts und somit eine etwaige Sättigung des Detektors verhindert. Durch die letztgenannte Maßnahme tritt keine Änderung der gemessenen Geschwindigkeitskomponente auf, da die gemessene Dopplerfrequenz ${f_{\text{Doppler}}}^*$ gemäß der Gleichung (2.20) unabhängig von der Beobachtungsrichtung ist. Ferner wurde die Länge l_z des Messvolumens gegenüber dem ursprünglichen Aufbau (vgl. Abschnitt 3.2.1.1) von 1,1 mm auf 2,2 mm erhöht, um näherungsweise den gesamten Lochdurchmesser zu umfassen. Zu diesem Zweck wurden gemäß dem für den LDV-PS nur approximativ geltenden Zusammenhang in der Gleichung (2.23a) die Kreuzungswinkel θ verringert sowie der Radius w_0 der Strahltaille für das Licht beider Wellenlängen erhöht. Dies erfolgte jeweils durch Ersetzen der bisherigen Linsen des zwischen Gitter und Messvolumen befindlichen Kepler-Teleskops (siehe Abb. 3.3) durch Linsen anderer Brennweiten. Im Anschluss wurde der LDV-PS erneut kalibriert, wie im Abschnitt 3.2.1.1 beschrieben. Zwecks Messung eines 2D-Geschwindigkeitsfeldes in der yz-Ebene wurden mehrere Geschwindigkeitsprofile entlang der z-Koordinate jeweils für $T_{\text{Mess}} = 300\,\text{s}$ aufgenommen. Dabei wurde die Messdauer gegenüber dem bisherigen Wert von 80 s im Abschnitt 4.2.1 gesteigert, um die Messunsicherheit entsprechend der Gleichung (4.8) zu senken. Der LDV-PS wurde zwischen den Messungen entlang der y-Koordinate traversiert, dabei wurde mit $y \approx 350\,\mu\text{m}$ der minimale Abstand y zur Deckschicht erreicht. Bei der weiteren Verringerung von y traten störende Reflexionen des Laserlichts an der Deckschicht auf, sodass dort keine gültigen Messwerte gewonnen werden konnten. Um diese Reflexionen zu unterdrücken, kann zukünftig beispielsweise der Strahlradius w_0 reduziert werden. Weil dann jedoch ebenso die Messvolumenlänge l_z sinkt (bei unverändertem Kreuzungswinkel, vgl. Gleichung (2.23a)), wurde hierauf an dieser Stelle verzichtet.

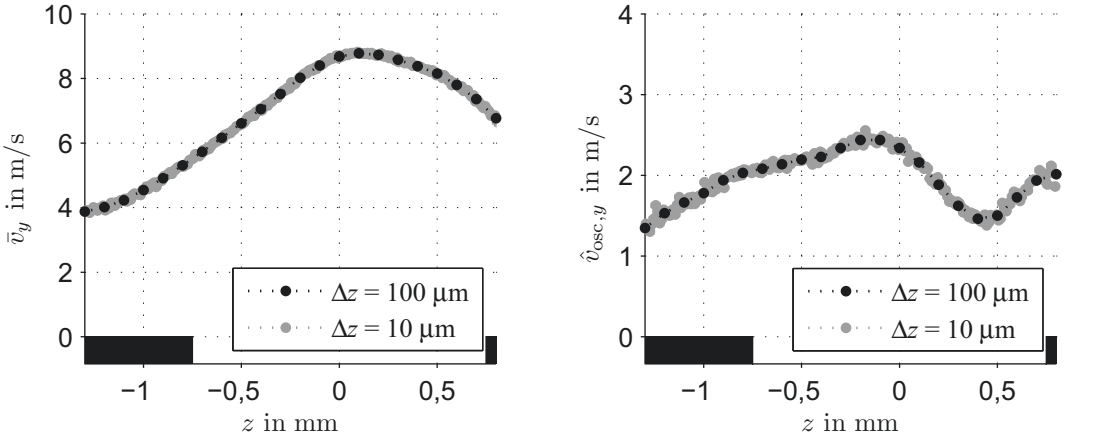
Im Experiment wurde ein Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\text{kg/h}$ angestrebt. Da der Massenstrom zum Zeitpunkt des Experiments am Versuchsstand in Dresden nicht direkt gemessen bzw. geregelt werden konnte, wurde stattdessen die Zufuhr für die Durchströmung variiert, bis die gemessene Geschwindigkeit im zentralen Bereich der Durchströmung in etwa dem aus der Gleichung (5.1) resultierenden Wert von $\bar{v}_y \approx 7\,\text{m/s}$ entsprach. Weiterhin wurde die Schallfrequenz mit $f_{\text{Schall}} = 1073\,\text{Hz}$ so gewählt, dass beim BFL gemäß der Abbildung 5.2a ein möglichst hoher Dissipationsgrad von $\delta = 57\,\%$ vorliegt. Der im Kanal erreichte Schalldruckpegel betrug $L_{p_{\text{Schall}}} \approx 122\,\text{dB}$, wobei der gemessene Wert direkt am Abschluss des Kanals (in negativer x-Richtung) mittels Mikrofonmessung bestimmt wurde.

5.3.1.2 Ergebnisse

Die gemessenen Geschwindigkeitsfelder für die Komponente v_y sind für $x = 1\,\text{mm}$ in der Abbildung 5.4 veranschaulicht. Im Feld der zeitgemittelten Geschwindigkeit $\bar{v}_y$ in der Abbildung 5.4a



(a) zeitgemittelte Geschwindigkeit (b) Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit



(c) zeitgemittelte Geschwindigkeit (d) Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit

Abbildung 5.4: mit LDV-PS über der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners gemessene Geschwindigkeitsfelder für die y-Komponente bei $x = 1\,\text{mm}$ für eine Schallanregungsfrequenz von $f_{\text{Schall}} = 1073\,\text{Hz}$, einen Schalldruckpegel von $L_{p_{\text{Schall}}} = 122\,\text{dB}$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\text{kg/h}$ ohne Überströmung, in a) und b) mit einer Ortsauflösung $\Delta z = 100\,\mu\text{m}$, in c) und d) mit variierter Ortsauflösung Δz für das Profil bei $y = 1\,\text{mm}$

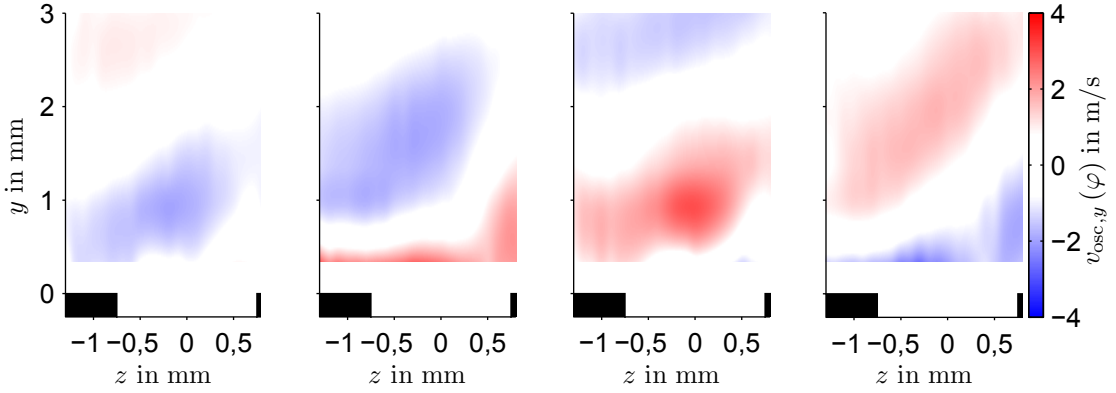
ist der Freistrahl der Durchströmung zu erkennen, wobei $\bar{v}$ über der Lochöffnung bei $y = 350\,\mu\text{m}$ im Mittel ungefähr dem angestrebten Wert von 7 m/s entspricht. Die Geschwindigkeit klingt erwartungsgemäß mit zunehmender Entfernung von der Lochöffnung ab, sowohl mit steigendem Wert für y als auch für z. Die Amplituden $\hat{v}_{\text{osc},y}$ der Oszillationsgeschwindigkeit bei der Schallanregungsfrequenz ($f_{\text{osc}} = f_{\text{Schall}}$) in der Abbildung 5.4b weisen Maximalwerte bis etwa 3 m/s in

der Nähe der Lochkante auf und nehmen ebenfalls mit zunehmendem Abstand y von der Deckschicht ab. Entsprechend bisheriger Untersuchungen, z. B. in [Heu10], ist davon auszugehen, dass die hier gemessene Oszillationsgeschwindigkeit nicht der Schallschnelle entspricht[2], sondern von der mit der Schallanregungsfrequenz periodisch veränderlichen Strömungsgeschwindigkeit herrührt. Tatsächlich tritt diese hohe Oszillationsgeschwindigkeit nur bei Einwirkung einer Schallwelle ein, was (hier nicht dargestellte) Vergleichsmessungen ohne Schallanregung zweifelsfrei zeigten. Für beide Geschwindigkeitsfelder tritt bezüglich der zunächst erwarteten Rotationsachse des Freistrahls (d. h. entlang $x = z = 0$) eine leichte Asymmetrie auf, welche auf die einseitige Zufuhr der Durchströmung (siehe Abbildung 5.3) zurückgeführt wird. Die Standardunsicherheit beträgt ungefähr 1 mm/s für die gemessene zeitgemittelte Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}_y$ und ebenso rund 1 mm/s für die gemessene Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc},y}$ der Oszillationsgeschwindigkeit.

Während die bislang diskutierten Darstellungen für eine gewählte Ortsauflösung von $\Delta z = 100\,\mu\mathrm{m}$ gelten, soll aufgezeigt werden, inwiefern mit dem genutzten LDV-PS auch eine feinere Ortsauflösung mit bis zu $\Delta z = 10\,\mu\mathrm{m}$ bei der Anwendung am BFL möglich ist. Daher sind in den Abbildungen 5.4c bzw. 5.4d die Geschwindigkeitsprofile bei $y = 1\,\mathrm{mm}$ für $\bar{v}$ bzw. $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$, jeweils für die bislang gewählte und die feinstmögliche Ortsauflösung ($\Delta z = 100\,\mu\mathrm{m}$ und $\Delta z = 10\,\mu\mathrm{m}$) im Vergleich dargestellt. Die abgebildeten Mittelwerte sind bezüglich ihrer Verläufe nahezu identisch, es sind mit der feineren Ortsauflösung keine feineren Strukturen zu erkennen. Da zudem mit der feineren Ortsauflösung bei konstanter Messdauer gemäß dem Abschnitt 3.2.1.2 eine höhere Unsicherheit bei der Parameterschätzung auftritt, wird die bisherige Ortsauflösung von 100 µm für weitere Untersuchungen an diesem BFL empfohlen.

Zur **Analyse der Dämpfungsmechanismen** soll die Darstellung der gemäß dem Abschnitt 2.3.3 berechneten phasenaufgelösten Oszillationsgeschwindigkeit $v_{\mathrm{osc},y}(\varphi)$ erfolgen, hier für vier äquidistant gewählte Phasenwinkel bei einer Phasenauflösung von $\Delta\varphi = \pi/8$. Beim resultierenden Geschwindigkeitsfeld in der Abbildung 5.5 entfernen sich wellenförmige Strukturen mit zunehmendem Phasenwinkel von der Deckschicht. Die Strukturen bewegen sich pro Periodendauer der Schallanregung um ungefähr 4 mm in y-Richtung, was einer Geschwindigkeit von über 4 m/s entspricht. Dieser Geschwindigkeitswert weicht deutlich von der Ausbreitungsgeschwindigkeit c_{Schall} des Schalls ab, was die These stützt, dass die Strukturen nicht der Schallwelle zuzuordnen sind, sondern akustisch induzierte Strömungswirbel darstellen. Die Wirbel lösen sich von der Deckschicht mit einer Geschwindigkeit ab, die etwas geringer als die der Durchströmung ist, sodass vermutet wird, dass die Wirbel der Durchströmung folgen, wobei ein Schlupf von fast 50 % auftritt. Ferner ist anzunehmen, dass die Energie der Strömungswirbel dem Schallfeld entzogen wird, was somit zur Schalldämpfung beiträgt.

[2] Zur Verdeutlichung: Gemäß den Gleichungen (2.8) und (2.15) mit $\tilde{p}_{\mathrm{Schall}} = \hat{p}_{\mathrm{Schall}}/\sqrt{2}$ (Annahme: harmonisches Signal) würde eine Schallschnelleamplitude von 3 m/s für das Beispiel einer ebenen Welle in Luft einem unverhältnismäßig hohen Schalldruckpegel von etwa 153 dB entsprechen.



(a) $\varphi = 0 = 2\pi$ (b) $\varphi = \pi/2$ (c) $\varphi = \pi$ (d) $\varphi = 3\pi/2$

Abbildung 5.5: mit LDV-PS über der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners gemessene phasenaufgelöste Oszillationsgeschwindigkeit $v_{\mathrm{osc},y}(\varphi)$ mit $x = 1\,\mathrm{mm}$ für eine Schallanregungsfrequenz von $f_{\mathrm{Schall}} = 1073\,\mathrm{Hz}$, einen Schalldruckpegel von $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 122\,\mathrm{dB}$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$ ohne Überströmung mit einer Ortsauflösung $\Delta z = 100\,\mu\mathrm{m}$, bei variiertem Phasenwinkel φ

5.3.1.3 Fazit

Es wurde gezeigt, dass mit dem LDV-PS lokale Messungen des Geschwindigkeitsfeldes nahe der Deckschicht eines BFL durchgeführt werden können. Es wird eine Ortsauflösung von 10 µm für z erreicht, die beim vorgestellten Messobjekt die Anforderungen übertrifft. Bei der Analyse der Dämpfungsmechanismen wurden Strukturen aufgelöst, die sich von der Deckschicht des BFL wegbewegen, was ein Indiz für die Schalldämpfung durch Wirbelbildung nach der Theorie von [Bec80], mit nachfolgender Ablösung und abschließendem Zerfall der Wirbelstrukturen, darstellt. Die Bildung dieser Strukturen wird dabei durch die Interaktion von Strömung und Schall ausgelöst.

5.3.2 Untersuchungen mit A-PIV

Zwecks großflächiger Untersuchung im Bereich mehrerer Löcher des BFL wird eine Messung mit hoher Messorteanzahl angestrebt. Von den im Kapitel 4 untersuchten Systemen bietet das A-PIV-System (aus Abschnitt 3.2.2.1) mit 7326 simultan erfassten Messorten hierbei den höchsten Wert. Daher wurden Messungen mit A-PIV am BFL durchgeführt, wobei der Aufbau und die Durchführung (einschließlich der Datenvorverarbeitung) am Versuchsstand in Berlin durch die Arbeitsgruppe vom DLR Berlin erfolgte. Hierbei wurden die Überströmung mit $M \approx 0{,}1$, die Durchströmung mit $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$ und die Schallanregungsfrequenz mit $f_{\mathrm{Schall}} = 1122\,\mathrm{Hz}$ so gewählt, dass gemäß der Abbildung 5.2a ein hoher Dissipationsgrad des BFL mit $\delta = 55\,\%$ erreicht wird. Der mittels Mikrofonmessungen bestimmte maximale Schalldruckpegel im Kanal betrug etwa $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 127\,\mathrm{dB}$.

5.3.2.1 Aufbau und Durchführung

Der Aufbau der A-PIV-Messung ist in der Abbildung 5.6 veranschaulicht. Dabei wurde der

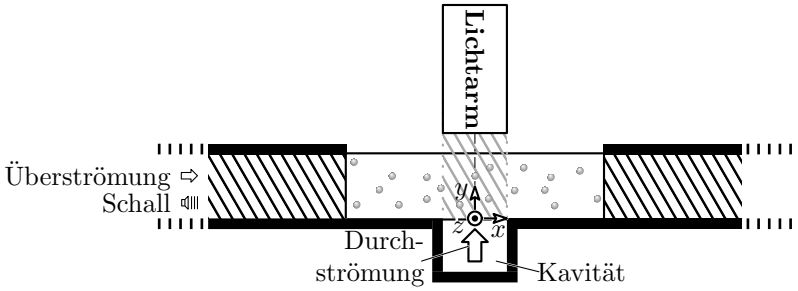
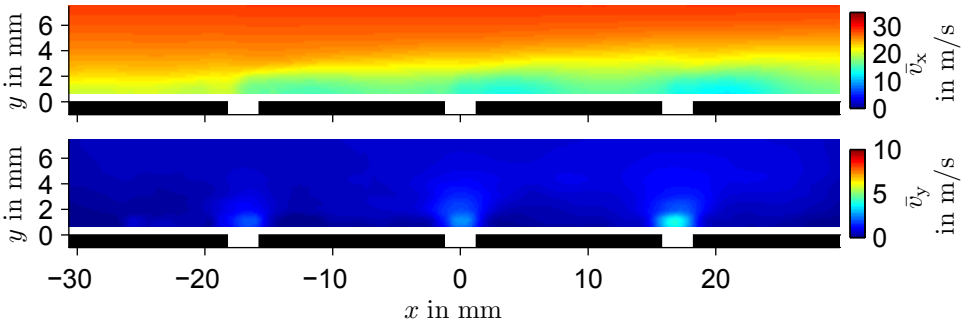


Abbildung 5.6: Skizze (Seitenansicht) des Messaufbaus für die Anwendung am Bias-Flow-Liner mittels A-PIV, die nicht dargestellte Beobachtung erfolgte senkrecht zur Bildebene, aus negativer z-Richtung, der Koordinatenursprung ist in der Mitte der zentralen Lochöffnung

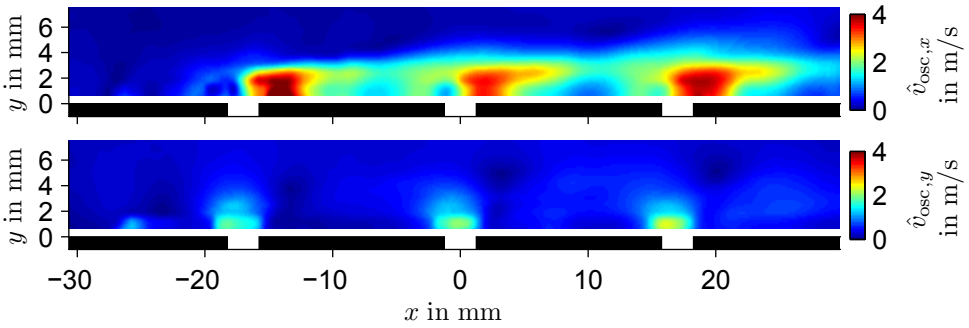
kompletten Bereich der Perforation des BFL die Geschwindigkeitskomponenten in der xy-Ebene bei $z = 0$ erfasst. Die Beobachtung des Partikelstreulichts erfolgte senkrecht zur Bildebene, aus negativer z-Richtung. Der Pulsabstand der Laser wurde entsprechend der Gleichung (3.2) mit der gemäß der Gleichung (2.5) betragsmäßig größten erwarteten Geschwindigkeit $\max|v| \approx |\bar{v}|$ zu $\Delta t = 10\,\mu s$ festgelegt. Die Messdauer betrug etwa eine Stunde.

5.3.2.2 Ergebnisse

Die am BFL gemessenen Geschwindigkeitsfelder sind in der Abbildung 5.7 dargestellt, jeweils als Ausschnitt in der Nähe der perforierten Deckschicht. Dabei wurde der minimal erreichte Abstand von $y \approx 0{,}7\,mm$ durch das Auftreten von Reflexionen des Lichtschnitts an der Deckschicht begrenzt. Als Standardunsicherheit wurden rund 21 mm/s bei der zeitgemittelten Geschwindigkeit und 12 mm/s bei der Amplitude der Oszillationsamplitude erhalten, jeweils im Mittel für beide gemessenen Komponenten. Bei der zeitgemittelten Strömungsgeschwindigkeit $\bar{v}$ (Abbildung 5.7a) beträgt die x-Geschwindigkeitskomponente im dargestellten Bereich maximal 30 m/s, in der Mitte des Kanals werden bis zu 37 m/s erreicht. Die genannten Werte entsprechen der Erwartung bei der hier vorliegenden Überströmung mit $M = 0{,}1$. In unmittelbarer Nähe der durchströmten Löcher sinkt die Geschwindigkeit $\bar{v}_x$ und die Geschwindigkeit $\bar{v}_y$ erhöht sich von näherungsweise 0 auf bis zu 4 m/s, da dort die zuvor geradlinig in x-Richtung orientierte Überströmung von den Freistrahlen der Durchströmung abgelenkt wird. Mit zunehmendem Abstand y zur perforierten Deckschicht klingt $\bar{v}_y$ ab, da die Durchströmung durch die Überströmung abgebremst wird. Die Geschwindigkeit $\bar{v}_y$ der einzelnen Freistrahlen der Durchströmung ist bei den Löchern mit größerer x-Position höher, wobei der gemäß der Gleichung (5.1) abgeschätzte Wert von $\bar{v}_y \approx 7\,m/s$ hier nicht erreicht wird. Als Ursache dafür wird vermutet, dass der Massenstrom der Durchströmung entgegen der Annahme in der



(a) zeitgemittelte Geschwindigkeit



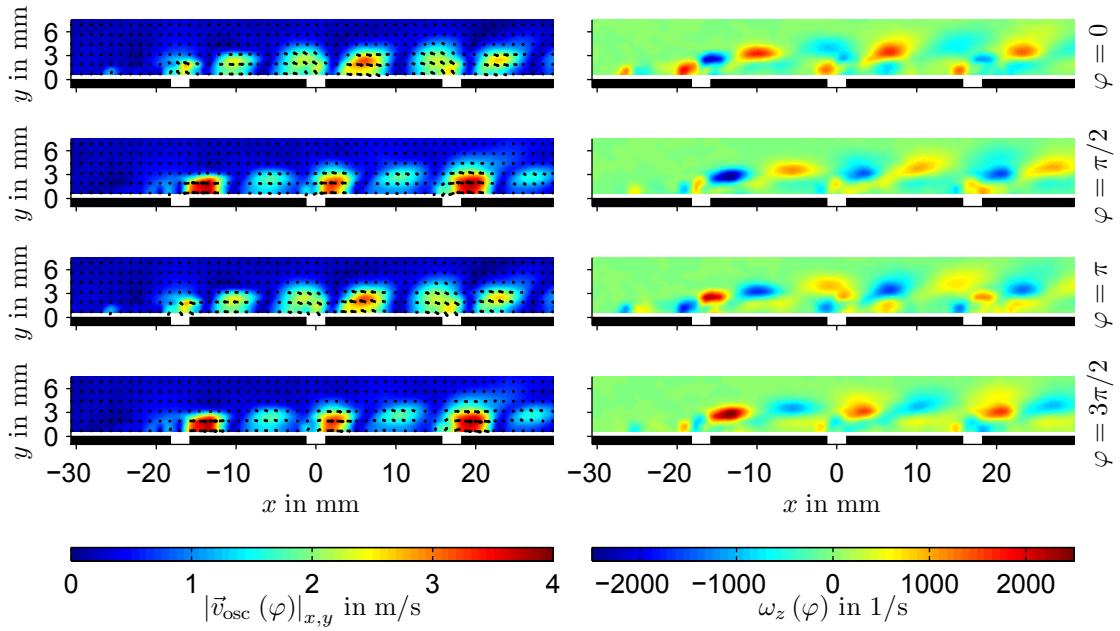
(b) Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit

Abbildung 5.7: mit A-PIV in der Nähe der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners gemessene Geschwindigkeitsfelder der Komponenten x und y mit $z = 0\,\mathrm{mm}$ für eine Schallanregungsfrequenz von $f_{\mathrm{Schall}} = 1122\,\mathrm{Hz}$, einen Schalldruckpegel von $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 127\,\mathrm{dB}$, eine Machzahl von $M = 0{,}1$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$

Gleichung (5.1) nicht gleichmäßig auf alle Löcher verteilt wird, was vermutlich auch durch die dominante Überströmung begünstigt wird.

Die Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ der Oszillationsgeschwindigkeit (Abbildung 5.7b) bei der Schallanregungsfrequenz f_{Schall} weist Maximalwerte bis knapp $5\,\mathrm{m/s}$ an den Lochkanten auf, speziell an der jeweils stromabwärts gelegenen Seite. Dabei sind die Gebiete mit hoher Amplitude nicht an allen Löchern einheitlich groß ausgebildet, sondern werden in y-Richtung mit zunehmender x-Koordinate größer. Dies lässt sich einerseits auf eine potenzielle Wechselwirkung zwischen den Löchern bzw. andererseits auf die unterschiedliche Geschwindigkeit $\bar{v}_y$ der Freistrahlen (vgl. Abbildung 5.7a) zurückführen. Eine leichte Erhöhung von $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ liegt ebenso bei $x \approx -25\,\mathrm{mm}$ vor, was möglicherweise von der Präsenz der weiteren, bei $|z| = 4{,}25\,\mathrm{mm}$ befindlichen Löcher (vgl. Abbildung 5.1) herrührt.

Die Interpretation dieses Ergebnisses bezüglich der **Analyse der Dämpfungsmechanismen** erfolgt nun nach [Sch15] anhand der phasenaufgelösten Oszillationsgeschwindigkeit $\vec{v}_{\mathrm{osc}}(\varphi)$ für die Frequenz $f_{\mathrm{osc}} = f_{\mathrm{Schall}}$, welche in der Abbildung 5.8a veranschaulicht ist. Da bei A-PIV aufgrund der Synchronisierung zur Schallanregungsfrequenz f_{Schall} bereits $\vec{v}_{\mathrm{osc}}(\varphi)$ direkt ausgewertet wird, ist eine gesonderte Auswertung (wie im Abschnitt 2.3.3 beschrieben) hier nicht notwendig. Bei Annahme einer idealen Synchronisierung ist die Phasenauflösung gemäß der



(a) phasenaufgelöste Oszillationsgeschwindigkeit (b) Wirbelstärke

Abbildung 5.8: mit A-PIV in der Nähe der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners erhaltene Ergebnisse bei $z = 0\,\text{mm}$ für eine Schallanregungsfrequenz von $f_{\text{Schall}} = 1122\,\text{Hz}$, einen Schalldruckpegel von $L_{p_{\text{Schall}}} = 127\,\text{dB}$, eine Machzahl von $M = 0{,}1$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\text{kg/h}$, bei verschiedenen Phasenwinkeln φ

Gleichung (2.42) durch die zeitliche Auflösung $\Delta t = 10\,\mu\text{s}$ (Pulsabstand) gegeben und beträgt folglich etwa $\Delta\varphi = \pi/45$. Gemäß [Sch15] können aus dieser Darstellung folgende Erkenntnisse gewonnen werden:

- Beim Zusammentreffen der Schallwelle auf die einzelnen Freistrahlen entstehen jeweils in der Nähe der Lochkante, insbesondere auf der jeweils stromabwärts gelegenen Seite, Gebiete mit einem Durchmesser von ungefähr 5 mm, bei denen die Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit bei der Schallanregungsfrequenz mehr als 2,5 m/s beträgt. Dieser Wert ist überwiegend der akustisch induzierten Strömungsgeschwindigkeit zuzuordnen, entspricht also nicht der Schallschnelle.
- Diese Gebiete werden durch die Überströmung stromabwärts transportiert, wobei die Oszillationsgeschwindigkeit mit zunehmender Entfernung vom Loch abnimmt.

Diese Beobachtungen lassen, ähnlich wie bereits im Abschnitt 5.3.1 diskutiert, auf die akustisch induzierte Entstehung, die Ablösung und den Zerfall von Strömungswirbeln schließen.

Zur Stärkung dieser Aussage soll im Folgenden die gemäß der Gleichung (2.3) berechnete phasenaufgelöste Wirbelstärke der Oszillationsgeschwindigkeit $\vec{v}_{\text{osc}}(\varphi)$ betrachtet werden. Da hier nur 2D/2C-Geschwindigkeitsdaten für die xy-Ebene vorliegen, kann definitionsgemäß nur die z-Komponente der Wirbelstärke ω berechnet werden. Diese Komponente ω_z ist ergänzend in

der Abbildung 5.8b dargestellt. Es treten Gebiete mit hoher Wirbelstärke auf, die räumlich überwiegend koinzident mit dem Auftreten der hohen Oszillationsgeschwindigkeiten (in der Abbildung 5.8a) sind, dies gilt in gleicher Weise für das Abklingen der Werte mit zunehmender Entfernung vom Loch.

Das Ergebnis dieser Untersuchung lautet, dass die beobachtete Oszillationsgeschwindigkeit mit dem Betrag der Wirbelstärke korreliert ist. Da das Schallschnellefeld gemäß der Gleichung (2.11) rotationsfrei ist (also keine Wirbelstärke entsprechend der Gleichung (2.3) besitzt), rührt der überwiegende Anteil der Oszillationsgeschwindigkeit nicht vom Schallfeld her. Stattdessen wird die hohe Oszillationsgeschwindigkeit auf das dominierende Auftreten von akustisch induzierten Strömungswirbeln zurückgeführt, was die oben getroffene Aussage bekräftigt. Es sei bemerkt, dass insbesondere an den stromabwärtigen Seite der Lochkanten bei hoher Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit eine betragsmäßig geringe Wirbelstärke vorliegt, wobei hier nur deren Komponente ω_z in z-Richtung ausgewertet werden kann. Daher ist zwecks Klärung der Dämpfungsmechanismen in nachfolgenden Untersuchungen der Vektor $\vec{\omega}$ der Wirbelstärke dreikomponentig zu erfassen, was gemäß der Gleichung (2.3) eine 3D/3C-Messung erfordert.

5.3.2.3 Fazit

Mittels A-PIV wurde gezeigt, dass eine Interaktion zwischen Strömung und Schall in der Nähe der perforierten Deckschicht am BFL stattfindet. Die Ergebnisse weisen auf eine akustisch induzierte Entstehung von Wirbeln an den Lochkanten hin. Das aktuell durch A-PIV erfasste Geschwindigkeitsfeld erstreckt sich in einer Ebene über den gesamten perforierten Bereich und erlaubt somit eine Interpretation der an mehreren Löchern gemessenen Geschwindigkeitsdaten. Zwecks vollständiger Analyse der Dämpfungsmechanismen ist jedoch eine Erweiterung zur 3D/3C-Messung nötig.

5.3.3 Untersuchungen mit FM-DGV

Zur spektralen Untersuchung des Geschwindigkeitsfeldes am BFL wird gemäß dem Abschnitt 1.2 eine hohe Messrate von mehr als 40 kHz gefordert. Das FM-DGV-System (aus Abschnitt 3.2.3.1) bietet die höchste Messrate aller im Kapitel 4 untersuchten Verfahren. Deshalb wurden Geschwindigkeitsmessungen am BFL mittels FM-DGV bei einer Messrate von 100 kHz durchgeführt, wobei sowohl flächig (am Versuchsstand in Berlin) als auch volumetrisch (am Versuchsstand in Dresden) gemessen wurde.

5.3.3.1 Aufbau und Durchführung (flächige Messung)

Der prinzipielle Aufbau der FM-DGV-Messungen ist in der Abbildung 5.9 dargestellt. Zunächst

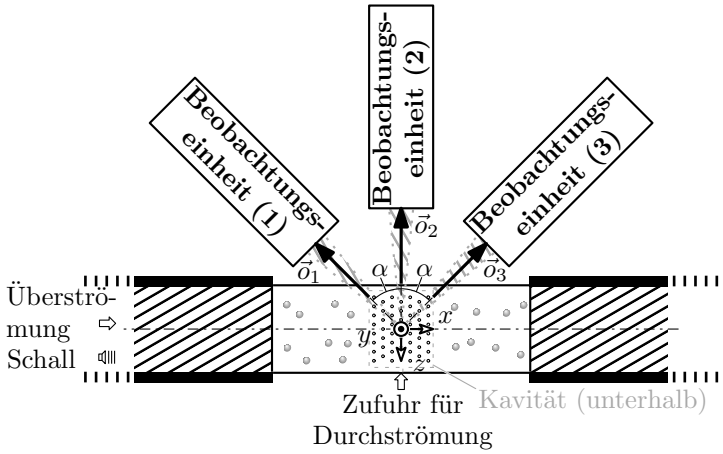


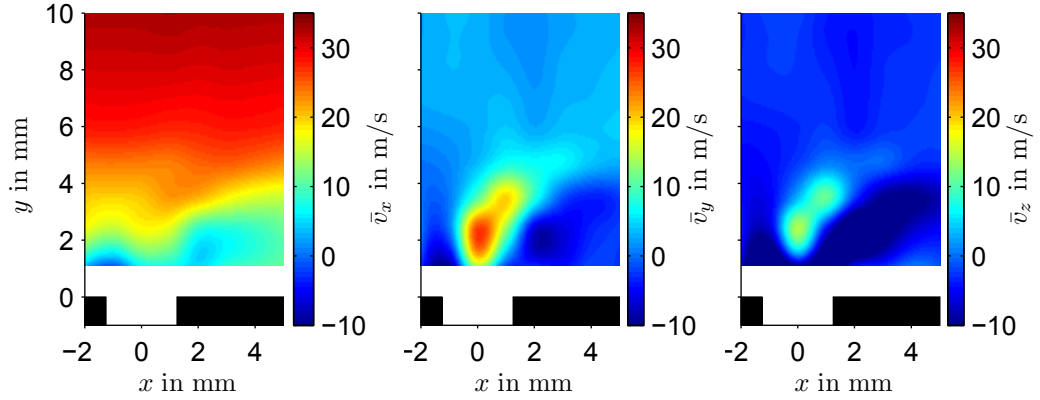
Abbildung 5.9: Skizze (Draufsicht) des Messaufbaus für die Anwendung am Bias-Flow-Liner mittels FM-DGV, die nicht dargestellte Beleuchtung per Lichtsonde erfolgte senkrecht zur Bildebene, der Koordinatenursprung ist in der Mitte der zentralen Lochöffnung

wurde am Versuchsstand in Berlin gemessen, wo eine Überströmung mit $M = 0{,}1$ realisiert wurde. Um den vollständigen Geschwindigkeitsvektor zu erfassen, ist eine 3C-Messung durchzuführen. Dazu erfolgt die Beobachtung nacheinander aus drei verschiedenen Richtungen $\vec{o}_1 \dots \vec{o}_3$ mit einem linienförmig (1D) entlang der y-Richtung angeordneten Array von 23 fasergekoppelten Detektoren, wobei ein Normalenwinkel von $\alpha = 45°$ genutzt wurde. Der dabei erreichte Abstand zur Deckschicht betrug $y \approx 1\,\mathrm{mm}$ im Minimum, was durch das Auftreten von Reflexionen des einfallenden Laserstrahls an der Deckschicht limitiert wurde. Die Beleuchtung per Lichtsonde (nicht in der Abbildung 5.9 dargestellt) erfolgt jeweils von oben, d. h. die Lichteinfallsrichtung $\vec{i}$ ist in negativer y-Richtung orientiert. Unter Nutzung der Gleichung (2.18) lässt sich zeigen, dass die drei so gemessenen Geschwindigkeitskomponenten nicht orthogonal sind. Um dennoch orthogonale Geschwindigkeitskomponenten im kartesischen xyz-Koordinatensystem zu erhalten, ist eine Koordinatentransformation nach [Rei97] für die gemessenen Komponenten durchzuführen. Zur Erfassung eines 2D-Geschwindigkeitsfeldes in der xy-Ebene erfolgt eine sukzessive Traversierung von Beleuchtungs- und Beobachtungseinheit entlang der x-Achse im Bereich der zentralen Lochöffnung. Dabei wird jeweils davon ausgegangen, dass die Stationarität des Experiments (d. h. bezüglich des Messobjekts und des Messgeräts) gewährleistet ist.

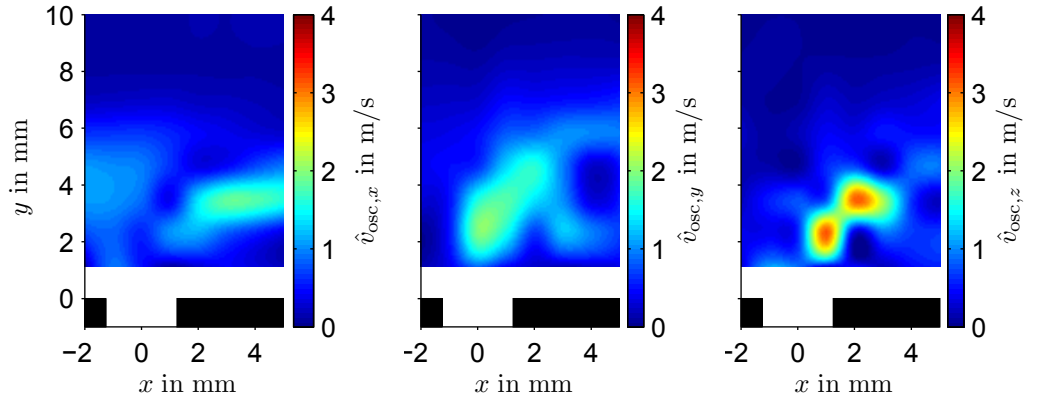
5.3.3.2 Ergebnisse (flächige Messung)

Zuerst werden die Ergebnisse im Fall einer hohen Dämpfungswirkung des BFL vorgestellt. Hierfür wurde ein Massenstrom der Durchströmung von $\dot{m} = 20\,\mathrm{kg/h}$ und eine Schallanregungsfrequenz von $f_{\mathrm{Schall}} = 1073\,\mathrm{Hz}$ gewählt, sodass gemäß der Abbildung 5.2b ein hoher Dissipationsgrad von $\delta = 43\,\%$ vorliegt. Die dann gemessenen Geschwindigkeitsfelder sind in der Abbildung 5.10 für die zeitgemittelte Geschwindigkeit $\bar{v}$ und für die Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ der Oszillationsgeschwindigkeit (bei der Schallanregungsfrequenz, d. h. $f_{\mathrm{osc}} = f_{\mathrm{Schall}}$) veranschaulicht,

jeweils als Ausschnitt in der Nähe der perforierten Deckschicht bei $z = 0$. Die Standardunsicherheit beträgt im Mittel für alle (kartesischen) Geschwindigkeitskomponenten rund 0,5 m/s bei $\bar{v}$ und 19 mm/s bei $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$. Es sei bemerkt, dass sich die Standardunsicherheiten der einzelnen



(a) zeitgemittelte Geschwindigkeit



(b) Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit

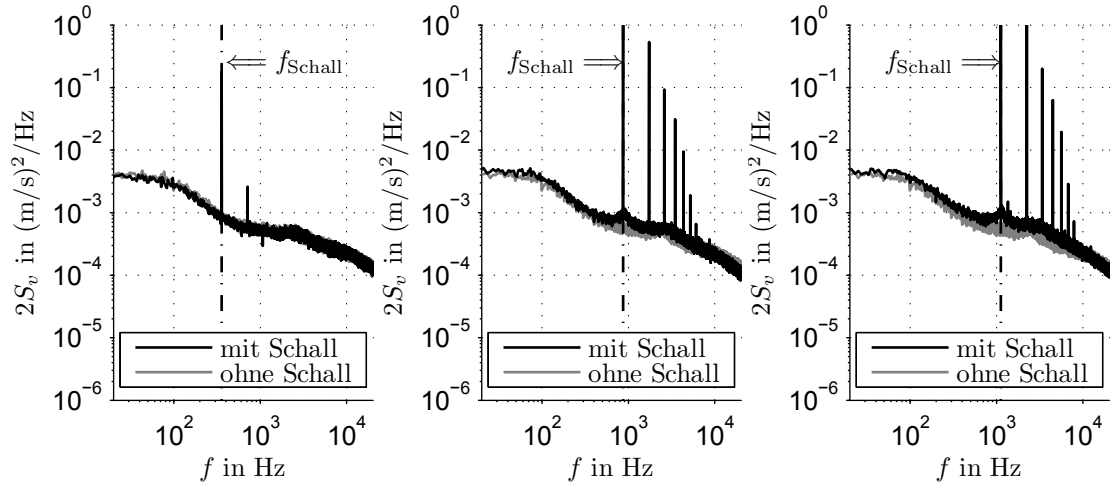
Abbildung 5.10: mit FM-DGV in der Nähe der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners gemessene Geschwindigkeitsfelder der Komponenten x, y und z mit $z = 0\,\mathrm{mm}$ für eine Schallanregungsfrequenz von $f_{\mathrm{Schall}} = 1073\,\mathrm{Hz}$, einen Schalldruckpegel von $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 130\,\mathrm{dB}$, eine Machzahl von $M = 0{,}1$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 20\,\mathrm{kg/h}$

Komponenten aufgrund der Anwendung der Transformationsvorschrift deutlich unterscheiden können. Dies folgt unmittelbar aus einer Unsicherheitsfortpflanzung, welche in [Rei97] ausführlich diskutiert wird. Bei der zeitgemittelten Geschwindigkeit in der Abbildung 5.10a sinkt die x-Komponente tendenziell mit abnehmendem Abstand y zur perforierten Deckschicht, was einer typischen Grenzschichtströmung entspricht. In der Mitte des Strömungskanals beträgt $\bar{v}_x$ über 30 m/s und erreicht damit den bei der Überströmung mit $M = 0{,}1$ erwarteten Wert. Bei der Darstellung der y-Komponente ist der Anteil der hauptsächlich in y-Richtung orientierten Durchströmung dominierend, was ebenfalls mit den Erwartungen übereinstimmt. Der Einfluss der Durchströmung ist erwartungsgemäß im Bereich um $x \approx 0$ (also in der Mitte über dem zentralen Loch) am stärksten. Der maximale Wert von $\bar{v}_y \approx 30\,\mathrm{m/s}$ wird bei $y = 1\,\mathrm{mm}$ erreicht und entspricht dem aus der Gleichung (5.1) abgeschätzten Wert bei dem hier gewählten Mas-

senstrom mit $\dot{m} = 20\,\mathrm{kg/h}$. Mit zunehmendem Abstand y zur Deckschicht sinkt der Betrag von $\bar{v}_y$, zudem verlagert sich der Ort des Höchstwertes für das Geschwindigkeitsprofil entlang der x-Achse mit wachsendem y weiter in x-Richtung. Dies wurde bereits im Abschnitt 5.3.2 beobachtet und wird hier ebenfalls auf den Einfluss der Überströmung zurückgeführt. In der z-Komponente von $\bar{v}$ ist ebenfalls der Anteil der Durchströmung mit $\bar{v}_z \neq 0$ zu erkennen, sodass entgegen der ursprünglichen Annahme keine Symmetrie bezüglich der xy-Ebene bei $z = 0$ vorliegt. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus dem Abschnitt 5.3.2 und wird auch hier durch die asymmetrische Zufuhr der Durchströmung (siehe Abbildung 5.1) verursacht. Weiterhin liegt insbesondere im Bereich $x > 0 \wedge y < 2\,\mathrm{mm}$ ein Wert von $\bar{v}_z < 0$ vor, sodass anteilig eine Rückströmung der leicht in positive z-Richtung tendierenden Durchströmung auftritt. Dies erscheint plausibel, wenn man die Kontinuität der strömenden Masse im durch Wände räumlich begrenzten Kanal annimmt.

Bei den Komponenten der Oszillationsgeschwindigkeit in der Abbildung 5.10b liegen Bereiche mit vergleichsweise hoher Amplitude von $\hat{v}_{\mathrm{osc}} \approx 2\,\mathrm{m/s}$ bis $3\,\mathrm{m/s}$ vor. Dies gilt bei der x-Komponente speziell für $x > 2\,\mathrm{mm}$, d. h. im Nachlauf des zentralen Lochs, bei der y-Komponente besonders für $x \approx 0$, also mittig über dem zentralen Loch und bei der z-Komponente für $x \approx 2\,\mathrm{mm}$, d. h. in der Nähe der stromabwärts gelegenen Lochkante. Wie bereits in den vorangegangenen Abschnitten 5.3.1 und 5.3.2 diskutiert, werden die hohen Amplituden $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ nicht von der Schallschnelle dominiert, sondern von der akustisch induzierten Strömungsgeschwindigkeit, treten also aufgrund der Interaktion von Strömung und Schall auf. Auf eine phasenaufgelöste Darstellung der Geschwindigkeitsfelder soll an dieser Stelle verzichtet werden, diesbezüglich sei auf die qualitativ vergleichbaren Ergebnisse im Abschnitt 5.3.3.4 verwiesen.

Um erstmals die spektrale **Analyse der Dämpfungsmechanismen** durchzuführen, soll im Folgenden das LDS der gemessenen Geschwindigkeitsfelder ausgewertet werden. Hierfür erfolgten weitere Messungen mittels FM-DGV am BFL, wobei der Massenstrom mit $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$ und der Normalenwinkel $\alpha = 35°$ lediglich zu Testzwecken geändert wurden, was jedoch unwesentlich für die weiteren qualitativen Aussagen ist. Bei den folgenden Experimenten wurde außerdem die Schallanregungsfrequenz f_{Schall} so variiert, dass einerseits ein niedriger, andererseits ein möglichst hoher Dissipationsgrad δ erreicht wird. Deshalb wurden exemplarisch die Frequenzen 357 Hz, 867 Hz bzw. 1122 Hz gewählt, bei denen der Dissipationsgrad rund 4 %, 43 % bzw. 55 % beträgt (siehe Abbildung 5.2a), der maximale Schalldruckpegel im Kanal lag stets bei $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 127\,\mathrm{dB}$. Die Berechnung der jeweiligen LDS erfolgte für alle drei gemessenen Geschwindigkeitskomponenten wie bereits im Abschnitt 4.2.3 beschrieben. In der Abbildung 5.11 ist das LDS am Ort $\vec{s} = (2{,}8\,\mathrm{mm}, 1{,}7\,\mathrm{mm}, 0)^{\mathrm{T}}$, jeweils für die Geschwindigkeitskomponente entlang $\vec{o}_3 - \vec{i} = [\sin(\alpha), 1, -\cos(\alpha)]^{\mathrm{T}}$ dargestellt (vgl. Aufbau in der Abbildung 5.9). Zwecks Vergleich enthalten die Darstellungen stets Ergebnisse sowohl mit als auch ohne Schallanregung.



(a) $f_{\mathrm{Schall}} = 357\,\mathrm{Hz}$ ($\delta = 4\,\%$) (b) $f_{\mathrm{Schall}} = 867\,\mathrm{Hz}$ ($\delta = 43\,\%$) (c) $f_{\mathrm{Schall}} = 1122\,\mathrm{Hz}$ ($\delta = 55\,\%$)

Abbildung 5.11: mit FM-DGV in der Nähe der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners, d. h. an der Position $\vec{s} = (2{,}8\,\mathrm{mm}, 1{,}7\,\mathrm{mm}, 0)^{\mathrm{T}}$ gemessenes Leistungsdichtespektrum einer Geschwindigkeitskomponente entlang $[\sin(35°), 1, -\cos(35°)]^{\mathrm{T}}$ bei variierter Schallanregungsfrequenz f_{Schall}, für einen Schalldruckpegel von maximal $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 127\,\mathrm{dB}$, eine Machzahl von $M = 0{,}1$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$

In allen Abbildungen 5.11a bis 5.11c ist tendenziell ein Absinken der spektralen Leistungsdichte $2S_v(f)$ mit zunehmender Frequenz f zu erkennen, was einem typischen Turbulenzspektrum entspricht (vgl. Abbildung 4.8). Für die Fälle mit Schallanregung tritt zudem erwartungsgemäß eine Überhöhung bei der Schallanregungsfrequenz f_{Schall} auf. Berechnet man die dort gemessene Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ der Oszillationsgeschwindigkeit, erhält man Werte von rund 0,2 m/s, 0,6 m/s und 1,0 m/s. Da diese Amplitudenwerte den näherungsweise abgeschätzten[3] Wert für die Schallschnelleamplitude von 0,15 m/s übersteigen, sind die gemessene Amplituden überwiegend dem akustisch induzierten Strömungsfeld zuzuordnen, was in Übereinstimmung mit den bisher vorgestellten Beobachtungen ist.

Für $f_{\mathrm{Schall}} = 867\,\mathrm{Hz}$ und $f_{\mathrm{Schall}} = 1122\,\mathrm{Hz}$ ist die Überhöhung der spektralen Leistungsdichte zusätzlich auch bei den höheren Harmonischen der Anregungsfrequenz (jeweils bei $2f_{\mathrm{Schall}} \ldots 6f_{\mathrm{Schall}}$) sichtbar, die aus einem nichtlinearen Verhalten resultieren. Da bislang nicht eindeutig geklärt werden konnte, ob diese Nichtlinearität allein vom Dämpfungsverhalten oder (zumindest teilweise) vom Übertragungsverhalten bei der Schallanregung (d. h. Verzerrung durch den Lautsprecher) herrührt, soll dieser Effekt nicht weiter diskutiert werden. Bemerkenswert ist für $f_{\mathrm{Schall}} = 867\,\mathrm{Hz}$ und $f_{\mathrm{Schall}} = 1122\,\mathrm{Hz}$ außerdem eine Erhöhung bei den Seitenbändern, d. h. im unmittelbar benachbartem Bereich neben der Schallanregungsfrequenz (teilweise ebenso neben den Harmonischen sichtbar). Diese spektrale Verbreiterung wurde erstmals experimentell am BFL beobachtet und konnte ursächlich nicht vollständig geklärt werden.

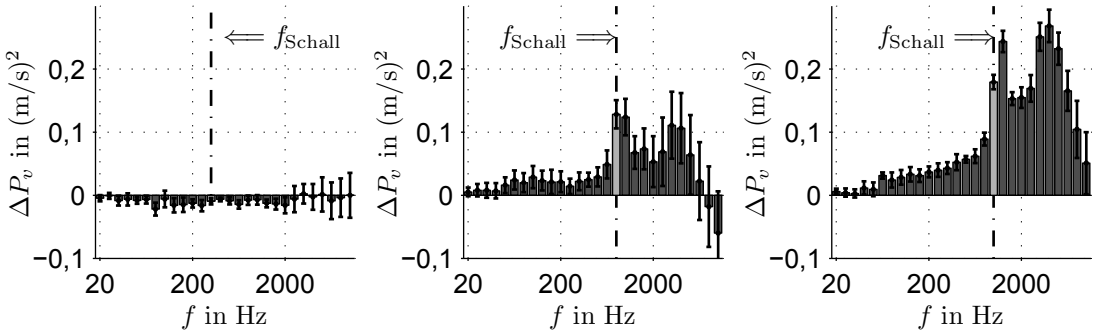
[3] gemäß den Gleichungen (2.8) und (2.15), für ein harmonisches Schallsignal im Freifeld bei $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 127\,\mathrm{dB}$

Es sei bemerkt, dass diese spektrale Verbreiterung nicht von der Anregung herrührt, wie durch Mikrofonmessungen (hier nicht dargestellt) gezeigt werden konnte. Stattdessen ist die Ursache hierfür vermutlich die Interaktion von Strömung und Schall, welche zu einem Energietransfer vom monofrequenten Schallfeld ins breitbandige Strömungsfeld führt.

Um die These eines Energietransfers zu bekräftigen, soll im Folgenden der spektrale Leistungszuwachs bei Zuschaltung der akustischen Anregung untersucht werden. Zur Berechnung dieses Leistungszuwachses

$$\Delta P_v = \int \Delta S_v \left(f'\right) \, \mathrm{d}f' \tag{5.2}$$

erfolgt eine Bildung der Differenz ΔS_v von der spektralen Leistungsdichte mit und ohne Schallanregung und eine anschließende Integration innerhalb eines festzulegenden Frequenzbereiches. Da die Zuordnung des Leistungsanteils bei der Anregungsfrequenz und ihrer Harmonischen bislang nicht zweifelsfrei dem Strömungs- bzw. dem Schallfeld zuzuordnen ist, werden diese Frequenzen (mit einer Frequenzauflösung von $^1/_8\,\mathrm{Hz}$) bei der Integration ausgeschlossen. Der resultierende Leistungszuwachs ΔP_v ist für $\vec{s} = (2{,}8\,\mathrm{mm}, 1{,}7\,\mathrm{mm}, 0)^\mathrm{T}$ in der Abbildung 5.12 mit Frequenzbereichen bis 10 kHz in Terzband-Darstellung bei Normfrequenzen nach [ISO97] veranschaulicht, zusammen mit dem jeweiligen 95 %-Vertrauensintervall. Daraus lassen sich wie



(a) $f_\mathrm{Schall} = 357\,\mathrm{Hz}$ ($\delta = 4\,\%$) (b) $f_\mathrm{Schall} = 867\,\mathrm{Hz}$ ($\delta = 43\,\%$) (c) $f_\mathrm{Schall} = 1122\,\mathrm{Hz}$ ($\delta = 55\,\%$)

Abbildung 5.12: mit FM-DGV in der Nähe der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners, d. h. an der Position $\vec{s} = (2{,}8\,\mathrm{mm}, 1{,}7\,\mathrm{mm}, 0)^\mathrm{T}$ gemessener Leistungszuwachs ΔP_v einer Geschwindigkeitskomponente entlang $[\sin(35°), 1, -\cos(35°)]^\mathrm{T}$ bei variierter Schallanregungsfrequenz f_Schall, für einen Schalldruckpegel von maximal $L_{p_\mathrm{Schall}} = 127\,\mathrm{dB}$, eine Machzahl von $M = 0{,}1$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$

in [Sch15] folgende Erkenntnisse gewinnen, was in enger Zusammenarbeit mit dem DLR Berlin erfolgte:

- Bei der Schallanregung mit $f_\mathrm{Schall} = 357\,\mathrm{Hz}$ ist der Dissipationsgrad mit $\delta = 4\,\%$ vergleichsweise niedrig. In diesem Fall tritt an der genannten Position näherungsweise kein

Leistungszuwachs auf, also ist ein potenzieller Energietransfer in das breitbandige Strömungsfeld hier gering.

- Mit steigendem Dissipationsgrad, also bei $\delta = 43\,\%$ bzw. $\delta = 55\,\%$ für $f_{\mathrm{Schall}} = 867\,\mathrm{Hz}$ bzw. $f_{\mathrm{Schall}} = 1122\,\mathrm{Hz}$, tritt zunehmend ein breitbandiger Leistungszuwachs auf, was hier auf einen Energietransfer vom Schallfeld ins Strömungsfeld hinweist.

Diese Erkenntnisse wurden bereits auszugsweise veröffentlicht, sowohl in [Hau14b] als auch zuvor in [Sch13].

5.3.3.3 Aufbau und Durchführung (volumetrische Messung)

Um eine vollständige Analyse der Interaktion von Strömung und Schall zu ermöglichen, gelten hinsichtlich weiterer experimenteller Untersuchungen die folgenden Anforderungen:

(A) die spektrale Betrachtung des vollständigen 3C-Geschwindigkeitsvektors mit drei orthogonalen Komponenten sowie

(B) die eindeutige Trennung des 3D-Geschwindigkeitsfeldes in Strömungs- und Schallfeld.

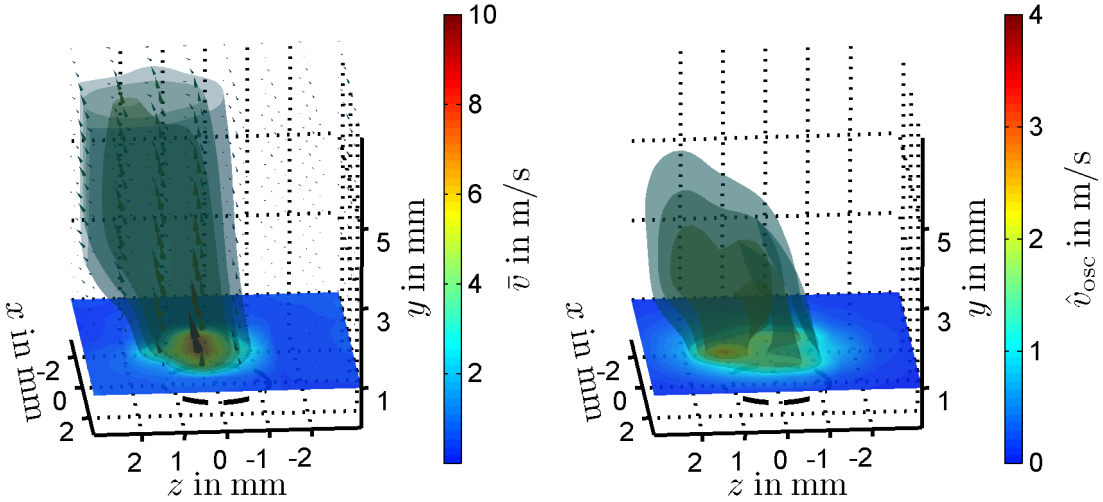
Zur Erfüllung der Anforderung A ist entweder die direkte Geschwindigkeitsmessung von drei orthogonalen Komponenten erforderlich oder es sind drei beliebige Komponenten zu erfassen und es ist das Zeitsignal der orthogonalen Komponenten durch eine Koordinatentransformation indirekt zu bestimmen. Da eine direkte Messung von drei orthogonalen Geschwindigkeitskomponenten bei der DGV aufgrund des begrenzten optischen Zugangs praktisch nicht möglich ist [Rei97], wird die Messung von drei nicht-orthogonalen Geschwindigkeitskomponenten mit anschließender Koordinatentransformation verfolgt. Zwecks spektraler Auswertung der Zeitsignale der orthogonalen Geschwindigkeitskomponenten ist es im Allgemeinen nötig, dass alle drei Komponenten zeitgleich gewonnen werden. Hierfür wurde erstmals eine simultane 3C-Messung unter Nutzung von drei baugleichen Beobachtungseinheiten durchgeführt. Abweichend zur Darstellung in der Abbildung 5.9 erfolgte die Anordnung der drei Beobachtungseinheiten entlang der Vektoren $\vec{o}_1 = [\sin(35°), 0, \cos(35°)]^{\mathrm{T}}$, $\vec{o}_2 = [-\sin(35°), 0, -\cos(35°)]^{\mathrm{T}}$ und $\vec{o}_3 = [\sin(35°), 0, -\cos(35°)]^{\mathrm{T}}$. Diese Anordnung führt gemäß einer Unsicherheitsfortpflanzungsrechnung nach [Rei97] zu einer geringeren Messunsicherheit für die kartesischen Geschwindigkeitskomponenten, im Vergleich zur Anordnung in der Abbildung 5.9. Eine analytische Optimierung der Anordnung und Validierung hinsichtlich einer geringen Messunsicherheit steht jedoch gegenwärtig noch aus, weshalb hier nicht näher darauf eingegangen werden soll. Zwecks Verbesserung der Ortsauflösung für y auf 0,8 mm wurde der Abbildungsmaßstab auf 1:2 erhöht (durch Austausch der Linsen der Beobachtungseinheit, mit anders gewählten Brennweiten), wobei hier zukünftig noch eine weitere Steigerung möglich ist.

Um die Anforderung B zu erfüllen, soll die natürliche Helmholtz-Hodge-Zerlegung (HHD, engl.: Helmholtz-Hodge decomposition) auf 3D-Geschwindigkeitsfelder zur Trennung in Strömungsfeld (divergenzfrei) und Schallfeld (rotationsfrei) angewendet werden, was zusätzlich zur 3C-Messung eine volumetrische Erfassung erfordert (siehe Abschnitt 2.3.4). Da im ersten Schritt nur die gemessenen Felder der Oszillationsgeschwindigkeit bei der Anregungsfrequenz der HHD unterzogen werden sollen, ist es notwendig und hinreichend, eine zeitliche Synchronisierung der gemessenen Geschwindigkeitssignale zum Schallanregungssignal durchzuführen. Eine Notwendigkeit zur simultanen volumetrischen Erfassung besteht für die Anwendung der HHD jedoch nicht. Daher ist eine sukzessive 3D-Messung zweckmäßig, wofür im Unterschied zum Aufbau im Abschnitt 5.3.3.2 eine zusätzliche sequenzielle Traversierung entlang der z-Richtung erfolgte. Die Implementierung der natürlichen HHD erfolgte in Matlab mit unterstützenden Tätigkeiten durch die vom Verfasser betreute Studienarbeit von Heiko Scholz [Sch14].

Die 3D/3C-FM-DGV-Messung wurde zunächst am Versuchsstand in Dresden durchgeführt, weshalb hierbei nur eine vernachlässigbare Überströmung vorlag (vergleiche Tabelle 3.1). Der Massenstrom betrug $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$, als Schallanregungsfrequenz wurde $f_{\mathrm{Schall}} = 1122\,\mathrm{Hz}$ gewählt, sodass gemäß der Abbildung 5.2a ein hoher Dissipationsgrad des BFL mit $\delta = 60\,\%$ erreicht wird.

5.3.3.4 Ergebnisse (volumetrische Messung)

Die gemessenen Geschwindigkeitsfelder sind in der Abbildung 5.13 als 3D/3C-Darstellung veranschaulicht. Die Standardunsicherheit einer kartesischen Geschwindigkeitskomponente beträgt



(a) zeitgemittelte Geschwindigkeit (b) Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit

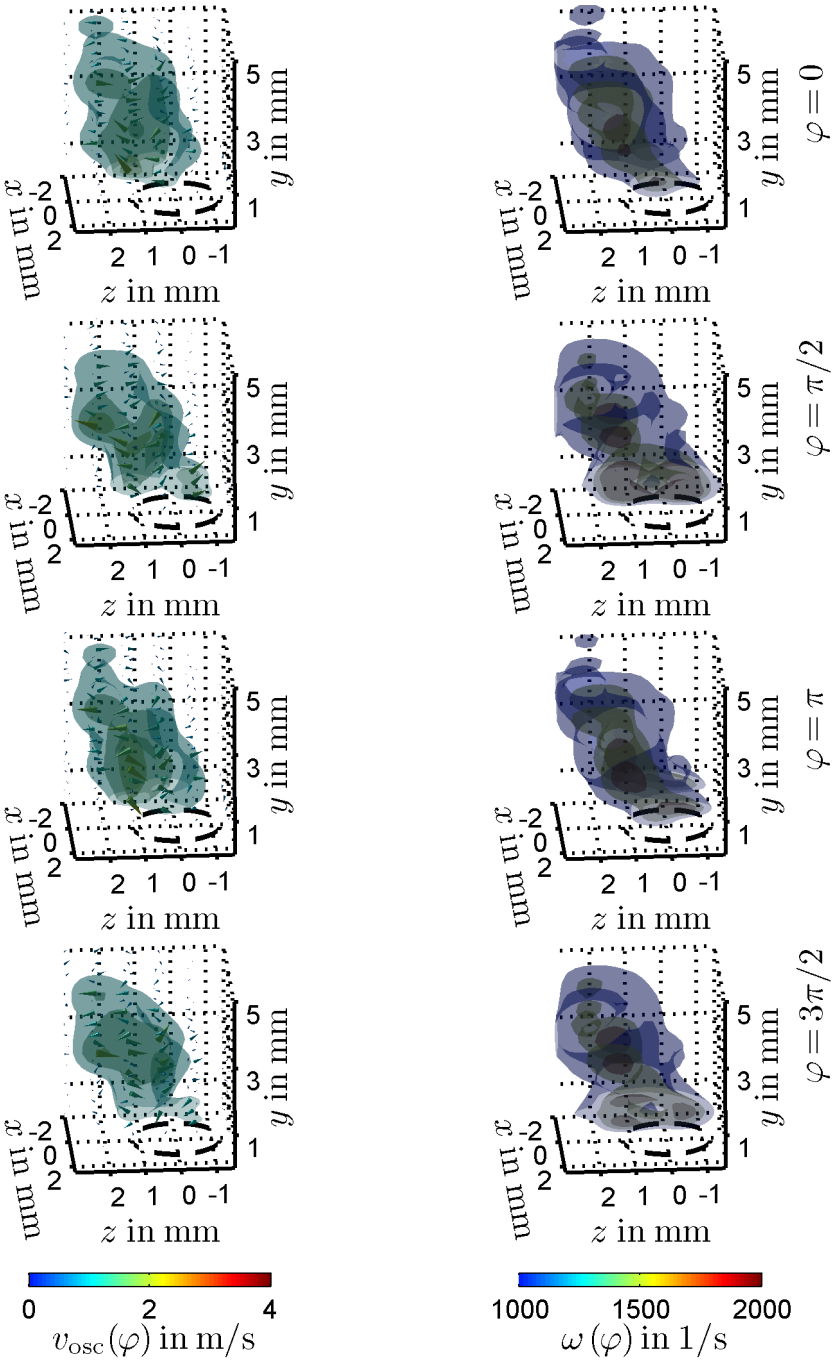
Abbildung 5.13: mit FM-DGV in der Nähe der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners gemessene Geschwindigkeitsfelder für eine Schallanregungsfrequenz von $f_{\mathrm{Schall}} = 1122\,\mathrm{Hz}$, einen Schalldruckpegel von $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 120\,\mathrm{dB}$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$ ohne Überströmung

im Mittel rund 20 mm/s. Bei der Darstellung der zeitgemittelten Geschwindigkeit $\vec{\bar{v}}$ in der Abbildung 5.13a dominiert der Freistrahl der Durchströmung des zentralen Lochs mit einer maximalen Geschwindigkeit von etwa 8 m/s, was ungefähr dem gemäß der Gleichung (5.1) erwarteten Wert entspricht. Wie zuvor in den Experimenten am BFL (siehe beispielsweise Abschnitt 5.3.1) ist auch hier aufgrund der asymmetrischen Zufuhr der Durchströmung (vgl. Abbildung 5.1) eine leichte Schrägstellung des Freistrahles in z-Richtung festzustellen. Weiterhin ist die Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ der Oszillationsgeschwindigkeit bei der Schallanregungsfrequenz in der Abbildung 5.13b als Isoflächendarstellung (d. h. mit Flächen gleichen Wertes) veranschaulicht. Der maximale Wert von $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ beträgt über 2 m/s und ist ähnlich zu den bisherigen Ergebnissen in den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels. Durch die volumetrische Erfassung sind hierbei erstmals räumliche Strukturen, beispielsweise eine näherungsweise herzförmige Struktur oberhalb der Lochkante, zu erkennen.

Zur detaillierten Diskussion wird die gemäß dem Abschnitt 2.3.3 berechnete phasenaufgelöste Oszillationsgeschwindigkeit $\vec{v}_{\mathrm{osc}}(\varphi)$ in der Abbildung 5.14a betragsmäßig als Isoflächendarstellung, kombiniert mit einer Vektordarstellung veranschaulicht, die Phasenauflösung beträgt $\Delta\varphi = \pi/8$. Die Kanten der Isoflächen weisen wellenförmige Strukturen auf, die sich mit zunehmendem Phasenwinkel von der Deckschicht entfernen. Ergänzend sind in der Abbildung 5.14b Isoflächen des Wirbelstärkebetrags ω dargestellt, wobei die Wirbelstärke $\vec{\omega}$ für die Oszillationsgeschwindigkeit $\vec{v}_{\mathrm{osc}}(\varphi)$ gemäß der Gleichung (2.3) berechnet wurde. Bei der Darstellung der Wirbelstärke treten ringförmige Strukturen auf, die sich ebenfalls mit zunehmendem Phasenwinkel von der Deckschicht entfernen. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Strukturen entfernen beträgt etwa 5 m/s, was näherungsweise mit dem im Abschnitt 5.3.1 festgestellten Wert von 4 m/s übereinstimmt. Es sei betont, dass Bereiche hoher Oszillationsgeschwindigkeit und hoher Wirbelstärke koinzident sind, was im Abschnitt 5.3.1 ebenfalls beobachtet wurde. Dies spricht, in Übereinstimmung mit den bisherigen Ergebnissen am untersuchten BFL, für eine (gegenüber der Schallschnelle) dominierende Oszillationsgeschwindigkeit des Strömungsfeldes.

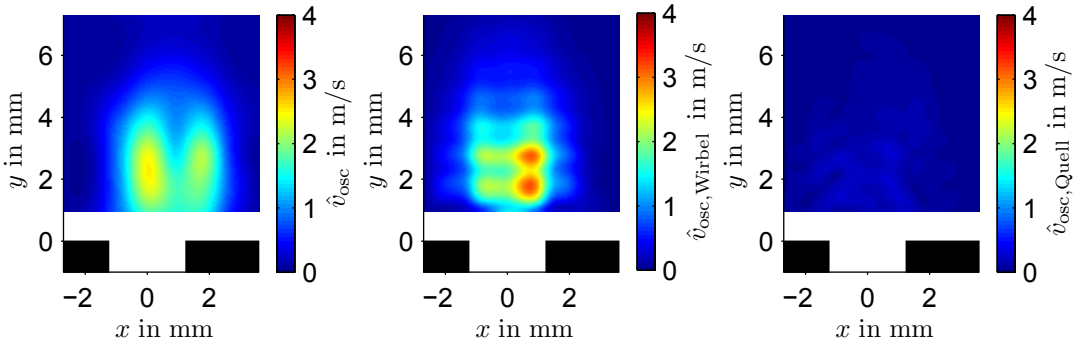
Um diese These final zu überprüfen, soll nun die Trennung des Geschwindigkeitsfeldes in Strömungs- und Schallfeld durchgeführt werden. Hierfür soll die natürliche HHD für die Oszillationsgeschwindigkeit durchgeführt werden, die im Abschnitt 2.3.4 vorgestellt wurde. Zwecks Vereinfachung der Darstellung sind die nachfolgenden Abbildungen auf das beispielhaft gewählte, ebene Geschwindigkeitsfeld bei $z = 0$ beschränkt, wenngleich für die Durchführung der HHD die komplette räumliche Information (3D/3C) berücksichtigt wurde. Durch die räumliche Erfassung ist somit erstmals eine Trennung eines gemessenen Geschwindigkeitsfeldes in Strömungs- und Schallfeld mittels natürlicher HHD möglich. Das ursprüngliche Geschwindigkeitsfeld der Oszillationsamplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ und die Ergebnisterme der Zerlegung sind in der Abbildung 5.15 als Betragsdarstellung veranschaulicht.

Das divergenzfreie Wirbelfeld in der Abbildung 5.15b dominiert gegenüber dem rotationsfreien Quellenfeld in der Abbildung 5.15c um etwa eine Größenordnung. Daraus kann geschlossen



(a) phasenaufgelöste Oszillationsgeschwindigkeit (b) Wirbelstärkebetrag

Abbildung 5.14: mit FM-DGV in der Nähe der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners erhaltene Ergebnisse für eine Schallanregungsfrequenz von $f_{\mathrm{Schall}} = 1122\,\mathrm{Hz}$, einen Schalldruckpegel von $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 120\,\mathrm{dB}$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$ (ohne Überströmung), bei verschiedenen Phasenwinkeln φ

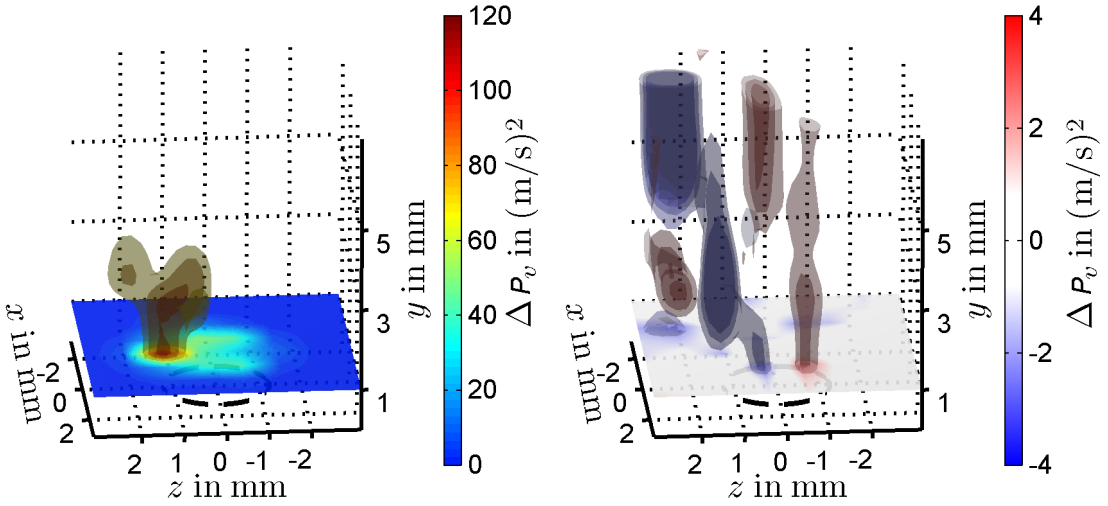


(a) ursprüngliches Feld (b) Wirbelfeld (c) Quellenfeld

Abbildung 5.15: Anwendung der natürlichen Helmholtz-Hodge-Zerlegung auf experimentell gewonnene Daten: a) mit FM-DGV über der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners gemessene Amplitude $\hat{v}_{\mathrm{osc}}$ der Oszillationsgeschwindigkeit bei $z = 0$ für eine Schallanregungsfrequenz von $f_{\mathrm{Schall}} = 1073\,\mathrm{Hz}$, einen Schalldruckpegel von $L_{p_{\mathrm{Schall}}} = 120\,\mathrm{dB}$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\mathrm{kg/h}$ (keine Überströmung), b) resultierendes Wirbelfeld und c) resultierendes Quellenfeld

werden, dass der Beitrag der rotationsfreien Schallschnelle zur Fluidgeschwindigkeit gering ist. Somit sind die hier untersuchten Oszillationsgeschwindigkeiten tatsächlich überwiegend dem Strömungsfeld zuzuordnen.

Damit kann zwecks **Analyse der Dämpfungsmechanismen** näherungsweise eine vereinfachte Betrachtung des Energietransfers erfolgen, d. h. unter Berücksichtigung des vollständigen Geschwindigkeitsspektrums (ohne Ausschluss der Schallanregungsfrequenz). Hierfür soll nun gemäß der Gleichung (5.2) der Leistungszuwachs bei Zuschaltung der Schallanregung betrachtet werden. Dabei wird hier der für alle drei orthogonalen Komponenten summierte Leistungszuwachs berücksichtigt, was durch die Koordinatentransformation der drei simultan gemessenen nicht-orthogonalen Geschwindigkeitskomponenten ermöglicht wurden. Der über dem gesamten Frequenzbereich summierte Leistungszuwachs ΔP_v der Geschwindigkeit ist als Isoflächendarstellung in der Abbildung 5.16a veranschaulicht. Darin ist ein Leistungszuwachs mit maximal etwa $120\,(\mathrm{m/s})^2$ in der Nähe der Perforation zu verzeichnen, dabei bilden sich ähnliche Strukturen wie bei der Oszillationsamplitude in der Abbildung 5.13b aus. Dies ist dadurch begründet, dass der Leistungsanteil im Geschwindigkeitsspektrum bei der Schallanregungsfrequenz durch die Oszillationsgeschwindigkeit dominiert wird, wie bereits in der Abbildung 5.11 gezeigt wurde. Zusätzlich soll der in der Abbildung 5.16b dargestellte Leistungszuwachs bei Ausschluss der Schallfrequenz f_{Schall} (wie in der Abbildung 5.12) betrachtet werden. Hierbei ist bemerkenswert, dass neben Gebieten mit einem positiven Leistungszuwachs von bis zu $3{,}5\,(\mathrm{m/s})^2$ auch Gebiete mit einem Leistungsabfall von ebenfalls bis zu $3{,}5\,(\mathrm{m/s})^2$ vorliegen. Offensichtlich führt die Schallanregung zu einem breitbandigen Energietransfer innerhalb des Strömungsfeldes, was es zukünftig näher zu untersuchen gilt.



(a) gesamter Frequenzbereich (b) ohne Leistungsanteil von f_{Schall}

Abbildung 5.16: mit FM-DGV in der Nähe der zentralen Lochöffnung eines Bias-Flow-Liners gemessener Leistungszuwachs ΔP_v der Geschwindigkeit für eine Schallanregungsfrequenz von $f_{\text{Schall}} = 1122\,\text{Hz}$, einen Schalldruckpegel von $L_{p_{\text{Schall}}} = 120\,\text{dB}$ und einen Massenstrom von $\dot{m} = 5\,\text{kg/h}$ (ohne Überströmung)

5.3.3.5 Fazit

Mittels FM-DGV wurden 3C-Messungen der Fluidgeschwindigkeit an einem BFL mit hoher Messrate von aktuell 100 kHz durchgeführt, was ein Alleinstellungsmerkmal gegenüber den zuvor betrachteten optischen Verfahren ist. Somit kann das LDS der Geschwindigkeit bis 50 kHz ausgewertet werden, was der Anforderung zur spektralen Analyse der Dämpfungsmechanismen am BFL mehr als genügt. So wurde ein Zuwachs der spektralen Leistungsdichte bei Zuschaltung der Schallanregung festgestellt. Dabei tritt sowohl ein breitbandiger Leistungszuwachs, als auch speziell im Bereich der Anregungsfrequenz eine Erhöhung der Leistungsdichte im Vergleich zum Fall ohne Schallanregung auf. Die Höhe des akustisch induzierten Leistungszuwachses ist jeweils korreliert mit dem Dissipationsgrad des BFL. Der größte Zuwachs im LDS tritt im Bereich der Anregungsfrequenz auf, besonders an Orten nahe der Deckschicht. Dort liegt eine hohe Oszillationsgeschwindigkeit bei der Schallanregungsfrequenz mit einer maximalen Amplitude von rund 3 m/s vor. Diese rührt von Wirbelstrukturen des Strömungsfeldes her, welche durch die Interaktion von Strömungs- und Schallfeld an den Kanten der Löcher erzeugt werden. Durch den Einfluss der Strömung lösen sich diese Strukturen von der Deckschicht ab, während die Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit sinkt. Die zusätzlich ausgewertete Wirbelstärke korreliert mit der Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit und klingt ebenfalls mit zunehmendem Ablösevorgang ab, was die These der akustisch induzierten Wirbelbildung und -ablösung stützt. Die Erkenntnisse wurden bestätigt durch die Durchführung der HHD, die erstmalig auf experimentell gewonnene Daten aus einer 3D/3C-Messung (zunächst im Fall ohne Überströmung) angewendet wurde, woraus das Strömungsfeld (Wirbelfeld) als dominierender Anteil im Geschwindigkeitsfeld hervorgeht. Somit ist das hohe Potenzial der FM-DGV für die vollständige

Analyse der Interaktion von Strömung und Schall am überströmten BFL zur Untersuchung der Dämpfungsmechanismen gezeigt, was zukünftig (beispielsweise am Versuchsstand in Berlin) weiter zu verfolgen ist.

5.4 Schlussfolgerungen

Es wurde gezeigt, dass mit allen drei optischen Messverfahren experimentelle Untersuchungen der Dämpfungsmechanismen am BFL möglich sind. Als Erkenntnisgewinn konnte jeweils gezeigt werden, dass die Interaktion von Strömungs- und Schallfeld zur Entstehung von Strukturen mit hohen Oszillationsgeschwindigkeiten bei der Schallfrequenz in der Nähe der Deckschicht des BFL führt und sich diese Strukturen ablösen und zerfallen. Dies konnte mit dem LDV-PS mit besonders feiner Ortsauflösung demonstriert werden. Bei der Größe der am gewählten BFL beobachteten Strukturen hat sich jedoch die feine Ortsauflösung nicht als notwendig erwiesen, sodass das Potenzial des LDV-PS für lokale Untersuchungen des Geschwindigkeitsfeldes noch nicht ausgeschöpft ist. Weiterhin konnte mit A-PIV dank der hohen Messorteanzahl festgestellt werden, dass die Durchströmung des BFL unterschiedlich auf die einzelnen Löcher der Perforation verteilt wird. Damit ist die A-PIV für die globale Untersuchung der Geschwindigkeitsfelder zweckmäßig. Wegen der hohen Messrate von FM-DGV konnte zusätzlich das Geschwindigkeitsspektrum analysiert werden, wodurch sowohl ein im Bereich der Anregungsfrequenz schmalbandiger als auch ein breitbandiger Leistungszuwachs im Vergleich zum Fall ohne Schallanregung festgestellt wurde. Dieser akustisch induzierte Leistungszuwachs ist mit dem Dissipationsgrad des BFL korreliert. Zudem wird in Ergebnissen der erstmals auf experimentelle Daten angewendeten HHD von einer 3D/3C-Messung mit FM-DGV deutlich, dass die Oszillationsgeschwindigkeit überwiegend dem wirbelbehafteten Strömungsfeld zuzuordnen ist. Damit sind folgende Erkenntnisse festzuhalten:

(I) Die Interaktion von Strömung und Schall am BFL (hier zunächst ohne Überströmung) führt in der Nähe der Deckschicht zur bezüglich der Schallfrequenz periodischen Erzeugung von Wirbelstrukturen, die dem Strömungsgeschwindigkeitsfeld zugeordnet werden.

(II) Die Wirbel lösen sich, der Strömung folgend, von der Deckschicht ab und zerfallen allmählich.

(III) Je höher die erzeugte Wirbelstärke und der damit einhergehende Leistungszuwachs bei der Strömungsgeschwindigkeit sind, desto höher sind der Dissipationsgrad und damit die Dämpfungswirkung des BFL.

Die weitere Anwendung von FM-DGV zur Untersuchung der BFL ist vielversprechend, da alle gestellten Anforderungen bezüglich der Messaufgabe erfüllt werden und grundlegende Erkenntnisse zu den Dämpfungsmechanismen bereits gewonnen wurden. Diese sind in zukünftigen Untersuchungen am überströmten BFL zu bestätigen und zu erweitern. Zudem können mit dem

Gelingen der Trennung des räumlich gemessenen Geschwindigkeitsfeldes in Strömungs- und Schallfeld erstmals quantitative Analysen des Energietransfers vom Strömungs- ins Schallfeld durchgeführt werden. Somit ist die Erlangung eines besseren Verständnisses der Schalldämpfung am BFL durch experimentelle Untersuchungen mit FM-DGV besonders aussichtsreich.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Für den sicheren, schadstoffarmen und leisen Betrieb von Flugzeugtriebwerken und stationären Gasturbinen in Kraftwerken werden effiziente Schalldämpfer zum Einsatz in der Brennkammer benötigt, wofür Bias-Flow-Liner (BFL), d. h. perforierte Wandauskleidungen mit durchströmter Perforation, genutzt werden. Um die Effizienz von BFL zu maximieren, ist jedoch ein tiefer gehendes Verständnis der zu Grunde liegenden aeroakustischen Dämpfungsmechanismen erforderlich. Dabei ist insbesondere zu klären, inwiefern die Schalldämpfung durch einen Energietransfer vom Schallfeld ins Strömungsfeld aufgrund der Interaktion von Strömung und Schall verursacht wird. Hierfür wurden in dieser Arbeit im Rahmen eines gemeinsamen Forschungsprojekts mit dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR) Berlin neuartige optische Messverfahren bezüglich ihrer Eignung charakterisiert und anschließend zur Analyse der Dämpfungsmechanismen an einem BFL eingesetzt.

6.1 Erkenntnisse und Fortschritt für die Wissenschaft

Um das physikalische Verständnis der Dämpfungsmechanismen am BFL zu vertiefen, sind experimentelle Untersuchungen der Interaktion von Strömung und Schall mit optischen Geschwindigkeitsmessverfahren erfolgt. Die Messverfahren werden zur gleichzeitigen Erfassung der physikalischen Größen Schallschnelle und Strömungsgeschwindigkeit benötigt, was einen Dynamikumfang von etwa 1000 bis 10 000 und eine Messunsicherheit von weniger als 10 mm/s zur Erfassung einer Schallschnelle mit einer Amplitude von beispielsweise 10 mm/s bei überlagerter Strömung erfordert, wobei die Strömungsgeschwindigkeit im zeitlichen Mittel typischerweise 10 m/s bis 100 m/s beträgt. Zudem bedarf es einer hohen Messrate im Kilohertzbereich zwecks zusätzlicher Bestimmung des von der turbulenten Fluktuation herrührenden Geschwindigkeitsanteils.

Hierfür wurden im ersten Schritt geeignete Messverfahren ausgewählt, mit denen im zweiten Schritt die Dämpfungsmechanismen am BFL berührungslos untersucht wurden. Da konventionelle Messverfahren wie die Laser-Doppler-Velozimetrie (LDV), die Particle Image Velocimetry (PIV, dt.: Partikelbild-Velozimetrie) oder die Doppler-Global-Velozimetrie (DGV) bislang als unzureichend bezüglich der genannten Anforderungen erachtet werden, sind neuartige optische Verfahren zur Messung der Fluidgeschwindigkeit gewählt und erstmals eingehend hinsichtlich

der Eignung für die Anwendung am BFL charakterisiert und angewendet worden: der Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilsensor (LDV-PS, engl.: laser Doppler velocity profile sensor), die akustische Particle Image Velocimetry (A-PIV) und die Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzmodulation (FM-DGV). So wurde im Rahmen der Charakterisierung insbesondere das Messunsicherheitsbudget der jeweiligen Verfahren aufgestellt und der sich daraus ergebende Dynamikumfang diskutiert. Bei der Anwendung wurde schwerpunktmäßig untersucht, inwieweit sich die Verfahren vorteilhaft zur Analyse der Dämpfungsmechanismen am BFL einsetzen lassen. Die Untersuchungen zur FM-DGV und zum LDV-PS wurden eigenständig durchgeführt, bezüglich der A-PIV erfolgten der Aufbau und die Durchführung von Experimenten durch die Arbeitsgruppe „Brennkammerakustik“ vom DLR Berlin. Bei den Messungen am Aeroakustikkanal des DLR Berlin wurde der Versuchsstand von der Arbeitsgruppe des DLR betreut. Die Auswertung der Ergebnisse hinsichtlich der Dämpfungsmechanismen entstand in gemeinsamer Arbeit.

Ergebnisse der Charakterisierung

Im Kapitel 4 wurde dargelegt, dass alle ausgewählten Verfahren für die gleichzeitige Erfassung von Strömungs- und Schallfeld geeignet sind. So wurde an einem aeroakustischen Versuchsstand gezeigt, dass die Schallschnelle und zusätzlich die überlagerte Strömungsgeschwindigkeit gemessen werden können, was erstmals bis zu einer Geschwindigkeit von etwa 100 m/s demonstriert wurde. Die Ergebnisse wurden quantitativ mit Referenzdaten aus Mikrofonmessungen (zur Gewinnung der Schallschnelle mit einer Methode nach [Lah11]) und mittels Prandtlsonde (zur Gewinnung der mittleren Strömungsgeschwindigkeit) validiert, welche jeweils durch das DLR bereitgestellt wurden. Weiterhin ließ sich experimentell belegen, dass die Messunsicherheit von der aufgrund der turbulenten Strömung fluktuierenden Geschwindigkeit dominiert wird. Das bedeutet, dass die gewählten Messsysteme hinsichtlich eines geringen Beitrags zur Messunsicherheit bereits hinreichend optimiert sind. Die erreichbare Messunsicherheit für die Schallschnelleamplitude ist demnach nicht durch das Messgerät, sondern durch das Messobjekt, also das untersuchte Fluid, limitiert. Aufgrund der zufälligen Fluktuation der Geschwindigkeit treten Mittelungseffekte bei Verlängerung der Messdauer auf, sodass die Unsicherheit sinkt. So wurde beispielsweise für die Messung der Schnelleamplitude mittels FM-DGV bei einer Strömungsgeschwindigkeit von etwa 100 m/s eine Unsicherheit von 10 mm/s bei einer Messdauer von 80 s erreicht. Auf diese Weise wurde der geforderte Dynamikumfang von ca. 10 000 erzielt. Aus den Untersuchungsergebnissen folgend kann die generelle Eignung der Messsysteme für den Einsatz am BFL festgestellt werden. Somit stehen nun optimierte optische Verfahren zur gleichzeitigen Messung von Strömungs- und Schallfeldern zur Verfügung. Damit wurde ein bedeutender Fortschritt für die Messsystemtechnik gegenüber dem bisherigen Stand der Technik erreicht.

Im Vergleich der genutzten Messsysteme wurden zudem spezielle Alleinstellungsmerkmale im Hinblick auf die Messaufgabe identifiziert:

1. **LDV-PS**: Mit dem eigens aufgebauten LDV-PS wird mit 10 µm die feinste Ortsauflösung der genutzten Messsysteme erreicht. Folglich bietet der Einsatz des LDV-PS das größte Potenzial für die Untersuchung feiner Strömungsstrukturen, die beispielsweise in der Nähe der perforierten Deckschicht des BFL erwartet werden.

2. **A-PIV**: Beim Einsatz des A-PIV-Systems vom DLR in Berlin wurden standardmäßig zwei Komponenten (C, engl.: components) des Geschwindigkeitsvektors gleichzeitig an mehreren tausend Messorten in zwei Dimensionen (D) erfasst. Durch die simultane 2D/2C-Messung wird ein großflächiger Überblick über das Geschwindigkeitsfeld ohne zusätzliche Traversierung ermöglicht. Dies ist nützlich, um beispielsweise Wechselwirkungen oder Unregelmäßigkeiten zwischen den einzelnen Löchern der perforierten Deckschicht des BFL innerhalb einer Messung festzustellen.

3. **FM-DGV**: Das vorliegende FM-DGV-System bietet mit 100 kHz die höchste Messrate der Verfahren, was eine spektrale Analyse der Fluidgeschwindigkeit bis zu einer Nyquistfrequenz von 50 kHz erlaubt. Damit wird sowohl die Schallschnelle im Hörfrequenzbereich als auch die Strömungsgeschwindigkeit im typischen Frequenzbereich der turbulenten Fluktuation erfasst. Die spektrale Analyse wird zwecks Bilanzierung des Energietransfers vom Schall- ins Strömungsfeld zur Untersuchung der Dämpfungsmechanismen am BFL als besonders aussichtsreich eingestuft.

Die verschiedenen Messsysteme ergänzen einander hinsichtlich ihrer Alleinstellungsmerkmale, sodass ein kombinierter Einsatz am BFL erfolgte.

Ergebnisse der Anwendung

Im Kapitel 5 wurde schließlich der Einsatz der neuartigen Messverfahren zur Untersuchung der Dämpfungsmechanismen an einem generischen BFL erörtert. Dabei wurde demonstriert, dass mit allen drei Verfahren die Interaktion von Strömung und Schall am BFL analysiert werden kann. Als gemeinsames Resultat wurde jeweils festgestellt, dass instationäre Strukturen in der Nähe der perforierten Deckschicht des BFL vorliegen, für die eine starke Oszillation der Geschwindigkeit bei der Schallanregungsfrequenz existiert. Im phasenaufgelösten Verlauf dieser oszillierenden Geschwindigkeit, nachfolgend Oszillationsgeschwindigkeit genannt, wird eine Ablösung der Strukturen von der Deckschicht deutlich, wobei die Amplitude der Oszillationsgeschwindigkeit mit fortschreitendem Ablösevorgang sinkt. Die zusätzliche Auswertung der Wirbelstärke des Geschwindigkeitsvektorfeldes aus einer 3D/3C-Messung mittels FM-DGV ergibt eine Koinzidenz der Beträge von Wirbelstärke und Oszillationsgeschwindigkeit. In Übereinstimmung mit bisherigen Untersuchungen (beispielsweise in [Heu10]) besteht folglich die Vermutung, dass die Oszillationsgeschwindigkeit nicht von der Schallschnelle dominiert wird, da das Vektorfeld der Schallschnelle typischerweise rotationsfrei ist, d. h. die Wirbelstärke von null besitzt. Stattdessen ist die Oszillationsgeschwindigkeit überwiegend der Strömungsgeschwindigkeit zuzuordnen, welche typischerweise ein wirbelbehaftetes Vektorfeld aufweist. Daraus folgt, dass

aufgrund der Interaktion von Strömung und Schall am BFL eine Erzeugung von Wirbelstrukturen im Strömungsfeld erfolgt, die ohne Schallanregung nicht auftritt. Um diese Aussagen zu bekräftigen, wurde die erstmalige Trennung des gemessenen Oszillationsgeschwindigkeitsfeldes in Strömungs- und Schallfeld durchgeführt, was durch Anwendung der natürlichen Helmholtz-Hodge-Zerlegung (HHD, engl.: Helmholtz-Hodge decomposition) auf die mittels FM-DGV erhaltenen, bislang nicht zur Verfügung stehenden 3D/3C-Geschwindigkeitsdaten gelang. Gemäß dem Resultat der HHD dominiert der Anteil der Strömungsgeschwindigkeit an der Oszillationsgeschwindigkeit gegenüber der Schallschnelle um etwa eine Größenordnung, was die bisherigen Aussagen erstmals quantitativ stützt.

Darüber hinaus sind die folgenden bei der Anwendung der Messverfahren gewonnenen Erkenntnisse bezüglich der Dämpfungsmechanismen zu nennen:

1. **LDV-PS**: Mit dem LDV-PS wurden örtlich aufgelöste Messungen in unmittelbarer Nähe der Deckschicht des BFL realisiert. Dabei wurden keine Strukturgrößen von 100 µm oder kleiner festgestellt. Demnach sind diese kleinskaligen Strukturen bei der Interaktion von Strömung und Schall hier nicht relevant. Zukünftig wäre unter Nutzung des LDV-PS mit feiner Ortsauflösung (hier bis 10 µm) zu prüfen, inwiefern derartige Strukturen beispielsweise bei mikroperforierten Schalldämpfern aus [Mot12] für die Dämpfung relevant sind.

2. **A-PIV**: Durch die globale Messung mittels A-PIV wurden mehrere Löcher des BFL ohne Traversierung erfasst. Dabei wurde gezeigt, dass die unterschiedlich starke Durchströmung der einzelnen Löcher bzw. die Wechselwirkung zwischen den Löchern jeweils an der Lochkante zu unterschiedlich hohen Amplituden der Oszillationsgeschwindigkeit bei der Schallanregungsfrequenz führt.

3. **FM-DGV**: Unter Nutzung der hohen Messrate der FM-DGV konnte mittels spektraler Analyse ein breitbandiger Zuwachs beim Leistungssignal der Geschwindigkeit im Vergleich zur Messung ohne Schallanregung beobachtet werden. Der Leistungszuwachs tritt vorrangig in der Nähe der Deckschicht und dort speziell im Bereich der Anregungsfrequenz auf und ist zudem mit dem Dissipationsgrad (als Maß für das Schalldämpfungsvermögen) des BFL korreliert. Dies stützt die These, dass die Dämpfung wesentlich durch den Energietransfer vom Schallfeld in das Strömungsfeld bestimmt wird.

Die Realisierung einer 3D/3C-Messung der Geschwindigkeit mit hoher Messrate unter Nutzung der FM-DGV und die erfolgreiche Durchführung der HHD ermöglichen nun erstmals eine präzise Aufstellung einer Energiebilanz zur quantitativen Beschreibung des Energietransfers vom Schallfeld in das Strömungsfeld und damit weitere Erkenntnisse zu den Dämpfungsmechanismen.

Fazit

Mit den erreichten Fortschritten bezüglich der Charakterisierung und Anwendung der optischen Geschwindigkeitsmessverfahren stehen wirkungsvolle Methoden zur Analyse der Schalldämpfungsmechanismen bereit. Es wurden bereits neue Erkenntnisse zum besseren physikalischen Verständnis der BFL gewonnen: Der Dissipationsgrad ist korreliert mit dem Zuwachs an Energie im Strömungsfeld, welche dem Schallfeld entzogen wird. In weiteren Untersuchungen gilt es, diese Erkenntnisse zum Energietransfer quantitativ für variierte Betriebsparameter zu erweitern. So können zukünftig präzisere Simulationsmodelle geschaffen werden, um optimierte Schalldämpfer zu entwerfen und schließlich zum effizienteren, leiseren und damit umweltfreundlicheren Betrieb von Flugzeugtriebwerken und stationären Gasturbinen beizutragen.

6.2 Ausblick auf weiterführende Arbeiten

Für eine detaillierte Untersuchung der Interaktion von Strömung und Schall am BFL ist zukünftig ein erweitertes Vorgehen bei der Aufnahme und Auswertung der gemessenen Geschwindigkeitsdaten erforderlich. Beispielsweise kann das turbulente Strömungsfeld mittels räumlicher Korrelation und Betrachtung des Reynolds-Spannungstensors analysiert werden [Pop00, S. 75 ff.]. Das zur Geschwindigkeitsmessung verwendete FM-DGV-System bietet aufgrund der außergewöhnlich hohen Messrate das größte Potenzial für diese Analyse. Die dafür anvisierte Ortsauflösung von 0,5 mm wird mit dem gegenwärtig genutzten System nur näherungsweise erreicht, was für bisherige Untersuchungen ausreichend war. Für die weiterführenden Turbulenzanalysen sollte jedoch eine feinere Ortsauflösung angestrebt werden. Dies gilt insbesondere, wenn perspektivisch auch BFL mit kleineren Lochdurchmessern zu untersuchen sind, bei denen kleineren Strömungsstrukturen zu erwarten sind. Zum Erreichen einer feineren Ortsauflösung kann neben der Verkleinerung des Laserstrahldurchmessers einerseits eine weitere Steigerung des Abbildungsmaßstabes bei der Beobachtungseinheit anvisiert werden, andererseits wäre der Kerndurchmesser der Elemente des Faserarrays zur Streulichtdetektion zu verringern. Die genannten Maßnahmen führen jedoch zu einer Verringerung des erfassten Messfeldes, sofern die Messorteanzahl konstant ist. Alternativ bietet die Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera für die FM-DGV die Möglichkeit, sowohl eine feinere Ortsauflösung von 0,5 mm als auch eine höhere Anzahl an gleichzeitig erfassten Messorten zu erreichen, beispielsweise 128 Messorte [Fis14b]. Dies verspricht eine Steigerung der Datenrate, was wiederum eine Beschleunigung der Signalverarbeitung erfordert. Nachteilig bei der Verwendung der in [Fis14b] eingesetzten Hochgeschwindigkeitskamera ist das geringere Signal-Rausch-Verhältnis (SNR, engl.: signal-to-noise ratio) im Vergleich zum Einsatz der bisher genutzten Lawinenfotodioden und demzufolge eine potenziell höhere Messunsicherheit. Ferner ist bei feinerer Ortsauflösung generell ein verringertes SNR zu erwarten, da eine kleinere Anzahl an Partikeln pro Messort und deshalb eine

niedrigere Streulichtleistung vorliegt[1]. Hier gilt es, die Vor- und Nachteile bei der Anwendung am BFL sorgfältig abzuwägen. Weiterhin sind bei Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera zukünftig hybride Ansätze wie eine kombinierte DGV/PIV-Technik zur simultanen 3C-Messung mit nur einer Kamera wie beispielsweise in [Wer04] denkbar[2]. Dies bietet den Vorteil einer höheren Datenrate sowie den Wegfall der Unsicherheit bei der Überlagerung der mittels Detektion aus mehreren Richtungen erhaltenen Geschwindigkeitsdaten. Eine weitere Steigerung der Leistungsfähigkeit der Messsystemtechnik stellt die Erweiterung zur simultanen 3D-Messung dar, z. B. unter Verwendung eines plenoptischen Aufbaus, was erstmals eine räumliche Korrelation der turbulenten Fluktuation der Geschwindigkeit ermöglicht.

Für die leistungsfähige Messsystemtechnik ergeben sich zahlreiche Einsatzmöglichkeiten in verschiedenen Anwendungsgebieten, was im Folgenden beispielhaft erläutert werden soll:

- Aufbauend auf den bisherigen Erkenntnissen zu den aeroakustischen Dämpfungsmechanismen am BFL sind weitere Untersuchungen zur Interaktion von Strömung und Schall zwecks Erlangung eines tieferen physikalischen Verständnisses zweckmäßig. Dazu sind im nächsten Schritt die Erkenntnisse aus der 3D/3C-Messung mit FM-DGV für überströmte BFL zu bestätigen und um eine Bilanzierung des Energietransfers vom Schallfeld ins Strömungsfeld zu erweitern. Während bislang schwerpunktmäßig ein einzelnes Loch des BFL untersucht wurde, sollte zukünftig die Interaktion zwischen den Löchern (ähnlich wie in [Lee07]) verstärkt berücksichtigt und eine komplexere Geometrie der BFL mit doppelter Kavität wie in [Rup12] in Erwägung gezogen werden. Perspektivisch sind weiterhin die Parameter Lufttemperatur und -druck an typische Umgebungsbedingungen in der Brennkammer anzupassen und die dann erhaltenen Daten in Verknüpfung mit den Ergebnissen von bisher ausschließlich mit Mikrofon durchgeführten Untersuchungen (beispielsweise aus [Lah13]) auszuwerten.

- Neben der Schalldämpfung muss die Interaktion von schallinduzierter Oszillationsgeschwindigkeit und Wärmefreisetzungsrate in Brennkammern besser verstanden werden, um Instabilitäten und damit das potenzielle Erliegen der Verbrennung sowie einen frühzeitigen Ausfall des Systems mittels konstruktiver Gegenmaßnahmen gezielt vermeiden zu können [Lie03]. Deshalb ist eine experimentelle Bestimmung der Oszillationsgeschwindigkeit mit hoher Messrate nötig, wofür das FM-DGV-System erstmals in [Fis13c] eingesetzt wurde. Damit steht ein wertvolles Werkzeug bereit, welches zum Erkenntnisgewinn bezüglich der thermoakustischen Kopplung in Brennkammern beitragen kann.

- Für eine alternative Kühltechnik ohne Treibhausgase zum Einsatz in industriellen Klimaanlagen wird aktuell das Konzept eines thermoakustischen Kühlaggregates verfolgt,

[1] Dies gilt nicht bei alleiniger Verringerung des Laserstrahldurchmessers (bzw. der Lichtschnittbreite bei Verwendung einer Flächenkamera), weil der Effekt dann durch die im gleichen Maß erhöhte Lichtintensität kompensiert wird.

[2] Hierbei wird eine Koordinatentransformation der Geschwindigkeit aus den mittels PIV-Algorithmen erhaltenen 2C-Daten und den durch FM-DGV-Auswertung gewonnenen 1C-Daten durchgeführt.

welches auf dem thermoakustischen Effekt basiert. Hierbei wird durch ein Schallfeld mit hohem Schalldruckpegel eine verstärkte Kompression bzw. Expansion der Fluidteilchen erzwungen, was zu einem Wärmestrom und damit zur gezielten Kühlung führt [Ber08]. Zur Marktreife der entsprechenden Produkte ist der Wirkungsgrad der Kühlaggregate noch zu steigern, welche gegenwärtig von parasitären Strömungseffekten limitiert wird. Es gilt, diese Effekte besser zu verstehen, wofür die Interaktion von Schall und Strömung mit den vorgestellten Messverfahren zu untersuchen wäre.

Bei der zukünftigen Anwendung der Messverfahren auf den genannten Gebieten können weitere wichtige Forschungsbeiträge erbracht und damit die Entwicklung einer umweltfreundlicheren Antriebs-, Energie- und Klimatechnik ermöglicht werden.

Anhang A

Zur örtlichen Mittelung über die Beobachtungsapertur

Die für die Geschwindigkeitsmessung mittels DGV erfasste Dopplerfrequenz f_{Doppler} besitzt entsprechend der Gleichung (2.18) eine Querempfindlichkeit zur Beobachtungsrichtung $\vec{o}$, aus der das Streulicht detektiert wird. Die Beobachtung erfolgt stets unter Nutzung einer optischen Abbildung mit finiter numerischer Apertur, sodass sich die Beobachtungsrichtung über die Apertur verändert. Für die gemessene Geschwindigkeit v resultiert daraus eine systematische Abweichung, die im Folgenden erstmals berechnet wird. Die Berechnung soll hier für die in der Abbildung A.1 dargestellte typische Anordnung erfolgen, wobei die zunächst angenommene Beobachtungsrichtung $\vec{o} = (0; 0; -1)^{\mathrm{T}}$ senkrecht zur Beleuchtungsrichtung $\vec{i} = (0; -1; 0)^{\mathrm{T}}$ ist. Jedoch

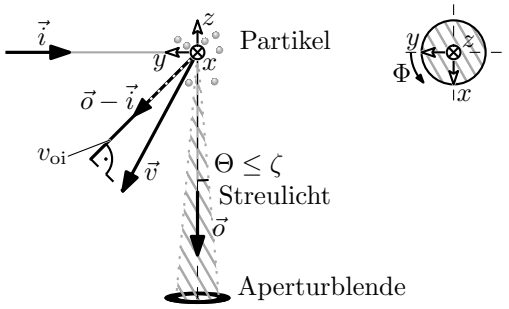


Abbildung A.1: Anordnung der Beleuchtungsrichtung $\vec{i}$ und der dazu senkrecht angenommenen Beobachtungsrichtung $\vec{o}$, welche tatsächlich über die finite Beobachtungsapertur in Abhängigkeit des Polarwinkels $\Theta = 0 \ldots \zeta$ und des Azimutalwinkels $\Phi = 0 \ldots 2\pi$ veränderlich ist

hängt der tatsächliche Beobachtungsvektor $\vec{o}(\Theta, \Phi) = (\sin\Theta \cdot \sin\Phi; \sin\Theta \cdot \cos\Phi; -\cos\Theta)^{\mathrm{T}}$ vom Polarwinkel Θ und vom Azimutalwinkel Φ entsprechend einem Kugelkoordinatensystem ab. Der Polarwinkel wird durch den effektiven halben Öffnungswinkel ζ (limitiert durch den Radius der Aperturblende) der optischen Abbildung begrenzt, während der Azimutalwinkel aufgrund der kreisrunden Apertur den Vollwinkel 2π umfasst.

Gemäß [Fis11] erfolgt bei der Dopplerfrequenzschätzung eine Mittelung über mehrere Streulichtanteile, deren Dopplerfrequenz mit der Leistung des jeweiligen Streulichtanteils gewichtet wird. An dieser Stelle werden alle differenziellen Streulichtanteile über die Mantelfläche B einer Kugelkalotte mit dem Radius R mit einheitlicher Wichtung berücksichtigt, da eine homogene

Streulichtintensität angenommen wird, was für kleine ζ näherungsweise erfüllt ist. Entsprechend der Gleichung (2.18) lautet folglich die gemessene, örtlich gemittelte Dopplerfrequenz

$$\bar{f}_{\text{Doppler}} = \frac{1}{B}\int_B f_{\text{Doppler}}\left(\Theta,\Phi\right)\,\mathrm{d}B' = \frac{1}{B}\int\limits_{\Phi=0}^{2\pi}\int\limits_{\Theta=0}^{\zeta}\frac{\vec{o}\left(\Theta,\Phi\right)-\vec{i}}{\lambda_{\text{Licht}}}\vec{v}R^2\sin\Theta\,\mathrm{d}\Theta\,\mathrm{d}\Phi \tag{A.1}$$

mit der Funktionaldeterminante $R^2\sin\Theta$ für das verwendete Kugelkoordinatensystem. Dabei gilt für die Mantelfläche $B = \int_B \mathrm{d}B' = 2\pi R^2\left(1-\cos\zeta\right)$. Mit dem Geschwindigkeitsvektor $\vec{v} = \left(v_x; v_y; v_z\right)^{\mathrm{T}}$ und den Beziehungen für $\vec{i}$ und $\vec{o}$ folgt aus der Gleichung (A.1) somit

$$\begin{aligned}
\bar{f}_{\text{Doppler}} =& \frac{1}{2\pi R^2\left(1-\cos\zeta\right)}\cdot \\
&\int\limits_{\Phi=0}^{2\pi}\int\limits_{\Theta=0}^{\zeta}\frac{\sin\Theta\cdot\sin\Phi\cdot v_x+\left[\sin\Theta\cdot\cos\Phi+1\right]v_y-\cos\Theta\cdot v_z}{\lambda_{\text{Licht}}}R^2\sin\Theta\,\mathrm{d}\Theta\mathrm{d}\Phi \\
=& \frac{1}{\left(1-\cos\zeta\right)\lambda_{\text{Licht}}}\int\limits_{\Theta=0}^{\zeta}\left(\sin\Theta\cdot v_y-\cos\Theta\sin\Theta\cdot v_z\right)\,\mathrm{d}\Theta \\
=& \frac{\left(1-\cos\zeta\right)v_y-\frac{1}{2}\sin^2\zeta\cdot v_z}{\left(1-\cos\zeta\right)\lambda_{\text{Licht}}} = \frac{v_y-\frac{1}{2}\left(1+\cos\zeta\right)v_z}{\lambda_{\text{Licht}}}.
\end{aligned} \tag{A.2}$$

Zwecks quantitativer Berechnung soll als Geschwindigkeit nun beispielhaft die Komponente v_{oi} entlang der zunächst angenommenen Richtung $\vec{o}-\vec{i}$ betrachtet werden, d. h. es gelte $\vec{v} = v_{\text{oi}}\cdot\left(0; 1/\sqrt{2}; -1/\sqrt{2}\right)^{\mathrm{T}}$, was der im Abschnitt 4.2.3 vorgestellten Konstellation entspricht. Schließlich ergibt sich folglich mittels einer Fortpflanzungsrechnung für die Gleichung (2.18) unter Nutzung der Gleichung (A.2) die relative systematische Messabweichung

$$\left|\frac{\Delta v_{\text{oi}}}{v_{\text{oi}}}\right| = \left|\frac{\Delta f_{\text{Doppler}}}{f_{\text{Doppler}}}\right| = \left|\frac{\bar{f}_{\text{Doppler}}-\lim\limits_{\zeta\to 0}\bar{f}_{\text{Doppler}}}{\lim\limits_{\zeta\to 0}\bar{f}_{\text{Doppler}}}\right| = \left|\frac{\cos\zeta-1}{4}\right| \tag{A.3}$$

der Geschwindigkeit in Abhängigkeit des Öffnungswinkels ζ, wobei als wahrer Wert für die Dopplerfrequenz die unter Annahme einer infinitesimalen Apertur gemessene, örtlich gemittelte Dopplerfrequenz verwendet wird, d. h. für den Grenzfall $\zeta \to 0$.

Entsprechend [Fis09a, S. 94] gilt für das verwendete FM-DGV-System näherungsweise $\zeta = 5°$ und somit gemäß der Gleichung (A.3) eine Abweichung von

$$\left|\Delta v_{\text{oi}}\right| < 0{,}1\,\% \cdot \left|v_{\text{oi}}\right|. \tag{A.4}$$

Anhang B

Zur Temperaturabhängigkeit der Schallschnelle bei Wellenüberlagerung

Ändert sich die Temperatur des strömenden Fluids (beispielsweise in einem nicht klimatisierten Raum), wird die temperaturabhängige Schallgeschwindigkeit verändert. Gemäß [Mös07, S. 26] kann dieser Fffekt bei Temperaturänderungen unter 10 K üblicherweise vernachlässigt werden kann. Jedoch können bei Überlagerung von Schallwellen bereits geringe Temperaturänderungen einen deutlichen Einfluss auf die gemessene Schallschnelleamplitude haben, was im Folgenden erläutert werden soll:

Als Beispiel soll eine in die positive x-Richtung laufende Welle und die (teilweise) Reflexion bei $x = 0$ betrachtet werden, welche im Abschnitt 2.1 vorgestellt wurde. Die nominell vorliegende Schallschnelleamplitude $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ ist in der Gleichung (2.17) angegeben. Betrachtet man eine kleine Änderung $\Delta\vartheta$ gegenüber dem Arbeitspunkt der Temperatur ϑ, resultiert bei linearer Näherung in diesem Arbeitspunkt eine Änderung

$$\Delta\hat{v}_{\mathrm{Schall}} = \frac{\partial\hat{v}_{\mathrm{Schall}}}{\partial\vartheta}\Delta\vartheta = \frac{\partial\hat{v}_{\mathrm{Schall}}}{\partial c_{\mathrm{Schall}}}\frac{\partial c_{\mathrm{Schall}}}{\partial\vartheta}\Delta\vartheta \tag{B.1}$$

der Schallschnelleamplitude. Bei der Berechnung der partiellen Ableitung wurde die Kettenregel angewendet, welche die Kopplung von Schallschnelleamplitude $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ und Temperatur ϑ über die Schallgeschwindigkeit c_{Schall} berücksichtigt. Hierfür wird $\partial c_{\mathrm{Schall}}/\partial\vartheta \approx 0{,}584\,\mathrm{m/(sK)}$ gemäß [Ros07, S. 32] angenommen, auf die Angabe der gemäß der Gleichung (2.17) berechneten Ableitung $\partial\hat{v}_{\mathrm{Schall}}/\partial c_{\mathrm{Schall}}$ soll hier verzichtet werden. Zur Vereinfachung der Ausführungen wird für die Fortpflanzungsrechnung in der Gleichung (B.1) die temperaturbedingte Änderung sonstiger Größen, etwa der mittleren Fluiddichte $\bar{\rho}$ oder des Reflexionsfaktors r in der Gleichung (2.17) zunächst vernachlässigt.

Die aus der Gleichung (B.1) resultierende Änderung $\Delta\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ der Schallschnelleamplitude ist beispielhaft für $\Delta\vartheta = 1\,\mathrm{K}$ in der Abbildung B.1 veranschaulicht. Die Darstellung erfolgt als Profil entlang der Ausbreitungsrichtung x mit variiertem Reflexionsfaktor r, wobei die abgebildeten Profile auf das jeweilige Maximum der Schallschnelleamplitude normiert wurden. Demnach ergibt sich für $r = 0$ (keine Reflexion) eine ortsunabhängige relative Änderung der Schallschnelleamplitude von betragsmäßig weniger als 0,2 %. Im Vergleich zu den Messabweichungen der

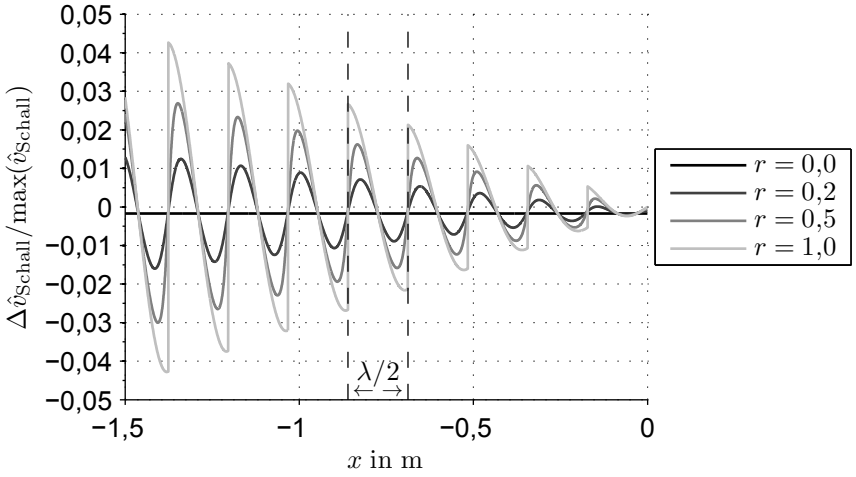


Abbildung B.1: auf das jeweilige Amplitudenmaximum der Schallschnelle $\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ normiertes Profil der Änderung $\Delta\hat{v}_{\mathrm{Schall}}$ aus der Gleichung (B.1) im Falle einer Änderung $\Delta\vartheta = 1\,\mathrm{K}$ der Temperatur ϑ bei Überlagerung von ebenen Wellen, hier für eine in die positive x-Richtung zu einem bei $x = 0$ positionierten Reflektor mit variiertem Reflexionsfaktor r hinlaufende und (teilweise) reflektierte Schallwelle mit einer Wellenlänge von $\lambda_{\mathrm{Schall}} = 0{,}344\,\mathrm{m}$

einzelnen Messverfahren (siehe Abschnitte 4.1.1 bis 4.1.3) kann dies tatsächlich als vernachlässigbar erachtet werden. Jedoch ergibt sich für einen Reflexionsfaktor $r > 0$ eine zusätzliche, ortsabhängige Änderung der Schallschnelleamplitude. Diese Änderung weist Extremstellen etwa im Abstand der halben Wellenlänge auf. Die zugehörigen Extremwerte nehmen betragsmäßig mit wachsendem Reflexionsfaktor r und steigendem Abstand $|x|$ vom Reflektor zu. Die Änderung beträgt beispielsweise für $r = 0{,}5$ in einer Entfernung von etwa 1,4 m zum Reflektor betragsmäßig rund 3 % des Maximalwerts der Schallschnelleamplitude. Die relative Angabe, bezogen auf den Wert der lokalen Schallschnelleamplitude, wurde hier unterlassen, weil dieser Wert für $r = 1$ bei den Extremstellen divergiert, da letztere mit den Minimalstellen der Schallschnelleamplitude (vgl. Abbildung 2.1) zusammenfallen.

Die Ergebnisse zeigen, dass bereits bei geringer Temperaturänderung (in Abhängigkeit der genannten Parameter) eine nennenswerte Änderung der Schallschnelle resultiert. Die Temperaturabhängigkeit der Schallschnelle bedeutet nicht zwangsläufig eine Messabweichung, sofern man als Messgröße die tatsächlich (bei der im Experiment vorliegenden Temperatur) auftretende Schallschnelle festlegt. Daher wird die Temperaturabhängigkeit im Messunsicherheitsbudget nicht weiter berücksichtigt.

Literaturverzeichnis

[Adr84] Adrian, R.J.: *Scattering particle characteristics and their effect on pulsed laser measurements of fluid flow: speckle velocimetry vs particle image velocimetry.* Applied Optics, 23(11):1690–1691, 1984.

[Adr91] Adrian, R.J.: *Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics.* Annual Review of Fluid Mechanics, 23(1):261–304, 1991.

[Adr97] Adrian, R.J.: *Dynamic ranges of velocity and spatial resolution of particle image velocimetry.* Measurement Science and Technology, 8(12):1393–1398, 1997.

[Alb03] Albrecht, H.E.; Borys, M.; Damaschke, N. und Tropea, C.: *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques.* Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 2003.

[Ale09] Alegria, F.C.: *Bias of amplitude estimation using three-parameter sine fitting in the presence of additive noise.* Measurement, 42(5):748–756, 2009.

[And13] Andreini, A.; Facchini, B.; Giusti, A. und Turrini, F.: *Thermoacoustic Analysis of a Full Annular Aero-engine Lean Combustor with Multi-perforated Liners.* In: *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2013-2099, Berlin, 2013.

[Bai12] Bailliet, H.; Boucheron, R.; Dalmont, J.P.; Herzog, P.; Moreau, S. und Valière, J.C.: *Setting up an experimental apparatus for the study of multimodal acoustic propagation with turbulent mean flow.* Applied Acoustics, 73(3):191–197, 2012.

[Bak08] Bake, F.; Röhle, I. und Enghardt, L.: *Laut, leise, leiser – DLR-Triebwerksakustiker erforschen Brennkammergeräusche.* DLR Nachrichten – Das Magazin des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt, 119:16–21, 2008.

[Bec80] Bechert, D.W.: *Sound absorption caused by vorticity shedding, demonstrated with a jet flow.* Journal of Sound and Vibration, 70(3):389–405, 1980.

[Ber08] Berson, A.; Michard, M. und Blanc-Benon, P.: *Measurement of acoustic velocity in the stack of a thermoacoustic refrigerator using particle image velocimetry.* Heat and Mass Transfer, 44(8):1015–1023, 2008.

[Bha14] Bhatia, H.; Pascucci, V. und Bremer, P.T.: *The Natural Helmholtz-Hodge Decomposition for Open-Boundary Flow Analysis.* IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics, 20(11):1566–1578, 2014.

[Ble12] Blechschmidt, C.: *Untersuchungen zur Minimierung der Störung von Wandreflexen bei optischen Spaltströmungsmessungen*. Diplomarbeit, TU Dresden, 2012.

[Brä08] Bräunling, W.J.G.: *Flugzeugtriebwerke: Grundlagen, Aero-Thermodynamik, Kreisprozesse, Thermische Turbomaschinen, Komponenten und Emissionen*. 3. Auflage, Berlin, Heidelberg: Springer, 2008.

[Bre59] Breazeale, M.A. und Hiedemann, E.A.: *Optical Methods for the Measurement of the Sound Pressure in Liquids*. Journal of the Acoustical Society of America, 31(1):24–28, 1959.

[Büt04] Büttner, L.: *Untersuchung neuartiger Laser-Doppler-Verfahren zur hochauflösenden Geschwindigkeitsmessung*. Dissertation, Universität Hannover, 2004.

[Büt10] Büttner, L.; Skupsch, C.; König, J. und Czarske, J.: *Optic simulation and optimization of a laser Doppler velocity profile sensor for microfluidic applications*. Optical Engineering, 49(7):073602–1–073602–9, 2010.

[Cas08] Casalino, D.; Diozzi, F.; Sannino, R. und Paonessa, A.: *Aircraft noise reduction technologies: A bibliographic review*. Aerospace Science and Technology, 12(1):1–17, 2008.

[Cza01] Czarske, J.W.: *Statistical frequency measuring error of the quadrature demodulation technique for noisy single-tone pulse signals*. Measurement Science and Technology, 12(5):597–614, 2001.

[de 96] de Bree, H.E.; Leussink, P.; Korthorst, T.; Jansen, H.; Lammerink, T.S.J. und Elwenspoek, M.: *The μ-flown: a novel device for measuring acoustic flows*. Sensors and Actuators A: Physical, 54(1):552–557, 1996.

[De 07] De Roeck, W.; Baelmans, M. und Desmet, W.: *An Aerodynamic / Acoustic Splitting Technique for Hybrid CAA Applications*. In: *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2007-3726, Rome, Italy, 2007.

[Deu06] Deutsche Gesellschaft für Akustik e. V.: *DEGA-Empfehlung 101 „Akustische Wellen und Felder“*. online verfügbar auf `http://www.dega-akustik.de/fileadmin/dega-akustik.de/publikationen/DEGA_Empfehlung_101.pdf` [abgerufen am: 04.07.2015], 2006.

[DIN95] DIN: *Grundlagen der Meßtechnik*. Norm DIN 1319:1995-1–4, Deutsches Institut für Normung, 1995.

[DIN09] DIN: *Akustik - Begriffe*. Norm DIN 1320:2009-12, Deutsches Institut für Normung, 2009.

[Dup05] Dupère, I.D.J. und Dowling, A.P.: *The Use of Helmholtz Resonators in a Practical Combustor*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 127(2):268–275, 2005.

[Dur06] Durst, F.: *Grundlagen der Strömungsmechanik*. Springer, 2006.

[Eck14] Ecker, T.; Brooks, D.R.; Lowe, K.T. und Ng, W.F.: *Development and application of a point Doppler velocimeter featuring two-beam multiplexing for time-resolved measurements of high-speed flow*. Experiments in Fluids, 55(9):1–15, 2014.

[Edm89] Edmonds, D.E.: *Self-Calibrating Apparatus To Find Dynamic Compressibility of Organic Solids*. Technischer Bericht, DTIC Document, 1989.

[Ehr04] Ehrenfried, K.: *Strömungsakustik, Skript zur Vorlesung*. Mensch & Buch Verlag, 2004.

[Eld03] Eldredge, J.D. und Dowling, A.P.: *The absorption of axial acoustic waves by a perforated liner with bias flow*. Journal of Fluid Mechanics, 485:307–335, 2003.

[Eur11] European Commission: *Flightpath 2050. Europe's Vision for Aviation*. Report of the High Level Group on Aviation Research, online verfügbar auf `http://ec.europa.eu/transport/modes/air/doc/flightpath2050.pdf` [abgerufen am: 04.07.2015], 2011.

[Fis09a] Fischer, A.: *Beiträge zur Doppler-Global-Velozimetrie mit Laserfrequenzmodulation – Präzise Messung von Geschwindigkeitsfeldern in turbulenten Strömungen mit hoher Zeitauflösung*. Dissertation, TU Dresden, 2009.

[Fis09b] Fischer, A.; Bake, F.; Enghardt, L.; Röhle, I. und Busse, S.: *Acoustic Plane Wave Decomposition by Means of Synchronised PIV*. In: *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2009-3299, Miami, US-FL, 2009.

[Fis10] Fischer, A.; Rausch, A.; Bake, F. und Röhle, I.: *Optische Schallschnellemessung mittels Doppler Global Velocimetry*. In: *Fortschritte der Akustik DAGA 2010. 36. Deutsche Jahrestagung für Akustik*, Berlin, 2010.

[Fis11] Fischer, A.; Haufe, D.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Scattering effects at near-wall flow measurements using Doppler global velocimetry*. Applied Optics, 50(21):4068–4082, 2011.

[Fis13a] Fischer, A.: *Messbarkeitsgrenzen optischer Strömungsmessverfahren: Theorie und Anwendungen*. Habilitationsschrift, TU Dresden, 2013.

[Fis13b] Fischer, A.; Bake, F. und Enghardt, L.: *Dreikomponentige Schallschnellemessung von akustischen Moden mittels Stereo–PIV*. In: *21. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“*, München, 2013.

[Fis13c] Fischer, A.; König, J.; Czarske, J.; Peterleithner, J.; Woisetschläger, J. und Leitgeb, T.: *Analysis of flow and density oscillations in a swirl-stabilized flame employing highly resolving optical measurement techniques.* Experiments in Fluids, 54(12):1–18, 2013.

[Fis14a] Fischer, A.: *Die flächige Erfassung tonaler Schallschnellefelder mittels laseroptischer Messtechnik – Anwendung phasensynchronisierter Particle-Image-Velocimetry.* Dissertation, TU Berlin, 2014.

[Fis14b] Fischer, A.; Schlüssler, R.; Haufe, D. und Czarske, J.: *Lock-in spectroscopy employing a high-speed camera and a micro-scanner for volumetric investigations of unsteady flows.* Optics Letters, 39(17):5082–5085, 2014.

[Giu10] Giuliani, F.; Leitgeb, T.; Lang, A. und Woisetschläger, J.: *Mapping the Density Fluctuations in a Pulsed Air-Methane Flame Using Laser-Vibrometry.* Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 132(3):031603–1–031603–8, 2010.

[Gol67] Goldstein, R.J. und Kreid, D.K.: *Measurement of Laminar Flow Development in a Square Duct Using a Laser-Doppler Flowmeter.* Journal of Applied Mechanics – Transactions of the ASME, 34(4):813–818, 1967.

[Gro12] Grossmann, S.: *Mathematischer Einführungskurs für die Physik.* 2. Auflage, Springer Vieweg, 2012.

[Han97] Hann, D.B. und Greated, C.A.: *The measurement of flow velocity and acoustic particle velocity using particle-image velocimetry.* Measurement Science and Technology, 8(12):1517–1522, 1997.

[Han99] Hann, D. und Greated, C.: *The Measurement of Sound Fields Using Laser Doppler Anemometry.* Acta Acustica united with Acustica, 85(3):401–411, 1999.

[Hau12a] Haufe, D.; Schlüssler, R.; Fischer, A.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Mehrpunktmessungen der Schallschnelle mittels neuartigem Lasermessverfahren.* tm – Technisches Messen, 79(6):318–323, 2012.

[Hau12b] Haufe, D.; Schlüssler, R.; Fischer, A.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Optical multi-point measurement of the acoustic particle velocity in a superposed flow using a spectroscopic laser technique.* Measurement Science and Technology, 23(8):085306–1–085306–8, 2012.

[Hau13a] Haufe, D.; Fischer, A.; Czarske, J.; Schulz, A.; Bake, F. und Enghardt, L.: *High Dynamic Range Measurements of Acoustic Particle Velocity and Flow Velocity for the Application at Liners.* In: *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2013-2053, Berlin, 2013.

[Hau13b] Haufe, D.; Fischer, A.; Czarske, J.; Schulz, A.; Bake, F. und Enghardt, L.: *Multi-scale measurement of acoustic particle velocity and flow velocity for liner investigations*. Experiments in Fluids, 54(7):1–7, 2013.

[Hau14a] Haufe, D.; Pietzonka, S.; Fischer, A.; Schulz, A.; Bake, F.; Enghardt, L. und Czarske, J.: *Aeroacoustic near-field measurements with microscale resolution*. Measurement Science and Technology, 25(10):105301–1–105301–12, 2014.

[Hau14b] Haufe, D.; Schulz, A.; Bake, F.; Enghardt, L.; Czarske, J. und Fischer, A.: *Spectral analysis of the flow sound interaction at a bias flow liner*. Applied Acoustics, 81:47–49, 2014.

[Hel58] Helmholtz, H.: *Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen*. Journal für die reine und angewandte Mathematik, 1858(55):25–55, 1858.

[Heu07] Heuwinkel, C.; Enghardt, L. und Röhle, I.: *Experimental investigation of the acoustic damping of perforated liners with bias flow*. In: *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2007-3525, Rome, Italy, 2007.

[Heu10] Heuwinkel, C.; Fischer, A.; Röhle, I.; Enghardt, L.; Bake, F.; Piot, E. und Micheli, F.: *Characterization of a Perforated Liner by Acoustic and Optical Measurements*. In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2010-3765, Stockholm, Sweden, 2010.

[How79] Howe, M.S.: *On the theory of unsteady high Reynolds number flow through a circular aperture*. Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences, 366(1725):205–223, 1979.

[Hug90] Hughes, I.J. und Dowling, A.P.: *The absorption of sound by perforated linings*. Journal of Fluid Mechanics, 218:299–335, 1990.

[Hum98] Humphreys, W.M.; Bartram, S.M.; Parrott, T.L. und Jones, M.G.: *Digital PIV measurements of acoustic particle displacements in a normal incidence impedance tube*. In: *20th AIAA Advanced Measurement and Ground Testing Technology Conference*, 98-2611, Albuquerque, US-NM, 1998.

[ISO93] ISO: *Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement*. Norm ISO/IEC Guide 98-3:2008, International Organization for Standardization, Geneva, Switzerland, 1993.

[ISO97] ISO: *Normfrequenzen*. Norm EN ISO 266:1997-08, International Organization for Standardization, Geneva, Switzerland, 1997.

[Iss12] Issakhanian, E.; Elkins, C.J. und Eaton, J.K.: *In-hole and mainflow velocity measurements of low-momentum jets in crossflow emanating from short holes*. Experiments in Fluids, 53(6):1765–1778, 2012.

[Jen11] Jensen, F.B.; Kuperman, W.A.; Porter, M.B. und Schmidt, H.: *Computational Ocean Acoustics*. 2. Auflage, Springer, 2011.

[Jin99] Jing, X. und Sun, X.: *Experimental investigations of perforated liners with bias flow*. Journal of the Acoustical Society of America, 106(5):2436–2441, 1999.

[Kay81] Kay, S.M. und Marple Jr., S.L.: *Spectrum Analysis - A Modern Perspective*. Proceedings of the IEEE, 69(11):1380–1419, 1981.

[Kea90] Keane, R.D. und Adrian, R.J.: *Optimization of particle image velocimeters. Part I: Double pulsed systems*. Measurement Science and Technology, 1(11):1202–1215, 1990.

[Kie05] Kiencke, U. und Eger, R.: *Messtechnik: Systemtheorie für Elektrotechniker*. 6. Auflage, Berlin, Heidelberg: Springer, 2005.

[Kom90] Komine, H.: *System for measuring velocity field of fluid flow utilizing a laser-Doppler spectral image converter*. US Patent 4 919 536, 1990.

[Kön10] König, J.; Voigt, A.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Precise micro flow rate measurements by a laser Doppler velocity profile sensor with time division multiplexing*. Measurement Science and Technology, 21(7):074005–1–074005–9, 2010.

[Kön14] König, J.: *Untersuchung interferometrischer Messtechniken zur mehrdimensionalen Geschwindigkeitsmessung kleinskaliger konvektiver Transportprozesse in der Elektrochemie*. Dissertation, TU Dresden, 2014.

[Kry04] Krystek, M.: *Die digitale Implementierung des Profilfilters nach DIN EN ISO 11562*. Beuth Verlag GmbH, 2004.

[Kul15] Kull, H.J.: *Laserphysik: Physikalische Grundlagen des Laserlichts und seiner Wechselwirkung mit Materie*. 2. Auflage, Berlin: De Gruyter Studium, 2015.

[Lah11] Lahiri, C.; Enghardt, L.; Bake, F.; Sadig, S. und Gerendás, M.: *Establishment of a High Quality Database for the Acoustic Modeling of Perforated Liners*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 133(9):091503–1–091503–9, 2011.

[Lah13] Lahiri, C.; Knobloch, K.; Bake, F. und Enghardt, L.: *Acoustic Measurements of Perforated Liners in Hot and Pressurized Flow*. In: *ASME Turbo Expo*, GT2013-94674, San Antonio, US-TX, 2013.

[Lah14] Lahiri, C.: *Acoustic Performance of Bias Flow Liners in Gas Turbine Combustors*. Dissertation, TU Berlin, 2014.

[Law15] Lawn, C.: *Calculation of acoustic absorption in ducts with perforated liners*. Applied Acoustics, 89:211–221, 2015.

[Lee07] Lee, S.H.; Ih, J.G. und Peat, K.S.: *A model of acoustic impedance of perforated plates with bias flow considering the interaction effect*. Journal of Sound and Vibration, 303(3):741–752, 2007.

[Lie03] Lieuwen, T.: *Modeling Premixed Combustion-Acoustic Wave Interactions: A review*. Journal of Propulsion and Power, 19(5):765–781, 2003.

[Loi97] Loizeau, T. und Gervais, Y.: *Measurement of the Acoustic Velocity by Laser Doppler Anemometry*. Acta Acustica united with Acustica, 83(6):945–954, 1997.

[Low12] Lowe, K.T.; Ng, W.F. und Ecker, T.: *Early Development of Time-Resolved Volumetric Doppler Velocimetry for New Insights in Hot Supersonic Jet Noise*. In: *18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2012-2273, Colorado Springs, US-CO, 2012.

[Mäc13] Mächler, C.: *Untersuchungen zur Signalverarbeitung für die optische Schallschnellenmessung*. Diplomarbeit, TU Dresden, 2013.

[Man68] Mangiarotty, R.A.; Marsh, A.H. und Feder, E.: *Duct-Lining Materials and Concepts*. In: *Progress of NASA Research Relating to Noise Alleviation of Large Subsonic Jet Aircraft. NASA SP-189*, Seiten 29–52, 1968.

[Mar10] Marx, D.; Aurégan, Y.; Bailliet, H. und Valière, J.C.: *PIV and LDV evidence of hydrodynamic instability over a liner in a duct with flow*. Journal of Sound and Vibration, 329(18):3798–3812, 2010.

[McK96] McKenzie, R.L.: *Measurement capabilities of planar Doppler velocimetry using pulsed lasers*. Applied Optics, 35(6):948–964, 1996.

[Mei11] Meier, A.H. und Rösgen, T.: *Imaging laser Doppler velocimetry*. Experiments in Fluids, 52(4):1017–1026, 2011.

[Mil96] Miles, P.C.: *Geometry of the fringe field formed in the intersection of two Gaussian beams*. Applied Optics, 35(30):5887–5895, 1996.

[Min08] Minotti, A.; Simon, F. und Gantié, F.: *Characterization of an acoustic liner by means of Laser Doppler Velocimetry in a subsonic flow*. Aerospace Science and Technology, 12(5):398–407, 2008.

[Mor08] Moreau, S.; Bailliet, H. und Valière, J.C.: *Measurements of inner and outer streaming vortices in a standing waveguide using laser doppler velocimetry*. Journal of the Acoustical Society of America, 123(2):640–647, 2008.

[Mös07] Möser, M.: *Technische Akustik*. 7. Auflage, Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 2007.

[Mös10] Möser, M.: *Messtechnik der Akustik*. Berlin: Springer, 2010.

[Mot12] Motuz, V.; Jehring, L. und Egbers, C.: *Turbulente Grenzschichtströmung an einer gleichmäßig perforierten Wand mit Mikro-Ausblasen*. In: *20. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“*, Rostock, 2012.

[Nab07] Nabavi, M.; Siddiqui, M.H.K. und Dargahi, J.: *Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities using synchronized PIV technique*. Measurement Science and Technology, 18(7):1811–1817, 2007.

[Neu13] Neumann, M.; Fischer, A. und Czarske, J.: *A Model-Based Approach for Dual-Burst Processing of Laser Profile Velocimetry Signals*. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 62(1):83–94, 2013.

[Nit06] Nitsche, W. und Brunn, A.: *Strömungsmesstechnik*. 2. Auflage, Berlin, Heidelberg: Springer, 2006.

[Ols08] Olszewski, D.: *Stark gerichtete Audio-Beschallung mit parametrischem Ultraschall-Lautsprecher*. Dissertation, Universität Paderborn, 2008.

[Ped02] Pedrotti, F.; Pedrotti, L.; Bausch, W. und Schmidt, H.: *Optik für Ingenieure*. 3. Auflage, Berlin, Heidelberg: Springer, 2002.

[Pie12] Pietzonka, S.: *Aufbau und Charakterisierung eines neuartigen Lasermesssystems zur optischen Schallmessung*. Studienarbeit, TU Dresden, 2012.

[Pie13] Pietzonka, S.: *Örtlich hochaufgelöste Messung der Schallschnelle an einem durchströmten Schalldämpfer*. Diplomarbeit, TU Dresden, 2013.

[PIV04] PIVTEC - GmbH, Bedienungsanleitung: *User Manual – Aerosol Generator PivPart14 series*, 2004.

[PIV08] PIVTEC - GmbH, Bedienungsanleitung: *User Manual – Aerosol Generator PivPart40 series*, 2008.

[Pop00] Pope, S.B.: *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 2000.

[Pra00] Prasad, A.K.: *Stereoscopic particle image velocimetry*. Experiments in Fluids, 29(2):103–116, 2000.

[Raf98] Raffel, M.; Willert, C.; Werely, S. und Kompenhans, J.: *Particle Image Velocimetry: A Practical Guide*. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1998.

[Raf10] Rafat, Y. und Mongeau, L.: *Time-resolved Particle Image Velocimetry of the flow in an acoustic standing wave tube*. In: *20^{th} International Congress on Acoustics*, Sydney, Australia, 2010.

[Rau12] Rausch, A.; Fischer, A.; Kings, N.; Bake, F. und Röhle, I.: *Optical measurement of acoustic pressure amplitudes–at the sensitivity limits of Rayleigh scattering*. Optics Letters, 37(13):2685–2687, 2012.

[Rei97] Reinath, M.S.: *Doppler Global Velocimeter Development for the Large Wind Tunnels at Ames Research Center*. NASA – Technical Memorandum 112210, 1997.

[Röh94] Röhle, I. und Schodl, R.: *Evaluation of the accuracy of the Doppler Global technique*. In: *Optical Methods and Data Processing in Heat and Fluid Flow*, London, UK, 1994.

[Ros07] Rossing, T.D.: *Handbook of acoustics*. New York City, US-NY: Springer, 2007.

[Rot01] Rottenkolber, G.; Meier, R.; Schäfer, O.; Dullenkopf, K. und Wittig, S.: *Combined „Fluorescence“ LDV (FLDV) and PDA Technique for Non-ambiguous Two Phase Measurements Inside the Spray of a SI-Engine*. Particle & Particle Systems Characterization, 18(4):216–225, 2001.

[Rup10a] Rupp, J.; Carrotte, J. und Spencer, A.: *Interaction Between the Acoustic Pressure Fluctuations and the Unsteady Flow Field Through Circular Holes*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 132(6):061501–1–061501–9, 2010.

[Rup10b] Rupp, J.; Carrotte, J. und Spencer, A.: *Methodology to Identify the Unsteady Flow Field Associated With the Loss of Acoustic Energy in the Vicinity of Circular Holes*. In: *ASME Turbo Expo*, GT2010-22178, Glasgow, UK, 2010.

[Rup12] Rupp, J.; Macquisten, M. und Carrotte, J.: *The Use of Perforated Damping Liners in Aero Gas Turbine Combustion Systems*. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 134(7):071502–1–071502–10, 2012.

[Sch06] Schlichting, H. und Gersten, K.: *Grenzschicht-Theorie*. 10. Auflage, Berlin, Heidelberg: Springer, 2006.

[Sch11a] Schadschneider, A.: *Einführung in die Hydrodynamik und ihre modernen Anwendungen, Skript zur Vorlesung*. Universität zu Köln, 2011.

[Sch11b] Schlüssler, R.; Fischer, A.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Optische Schallschnellemessung mittels Doppler-Global-Velozimeter mit Laserfrequenzmodulation*. In: *19. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“*, Ilmenau, 2011.

[Sch13] Schulz, A.; Bake, F.; Enghardt, L.; Haufe, D.; Fischer, A. und Czarske, J.: *Acoustic Damping Analysis of Bias Flow Liners Based on Spectral Flow Characteristics*. In: *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2013-2177, Berlin, 2013.

[Sch14] Scholz, H.: *Berührungslose, volumetrische Messung der Schallschnelle bei überlagerter Strömung*. Studienarbeit, TU Dresden, 2014.

[Sch15] Schulz, A.; Haufe, D.; Czarske, J.; Fischer, A.; Bake, F. und Enghardt, L.: *Spectral Analysis of Velocity Fluctuations in the Vicinity of a Bias Flow Liner with respect to the Damping Efficiency*. Acta Acustica united with Acustica, 101(1):24–36, 2015.

[Shi92] Shinpaugh, K.A.; Simpson, R.L.; Wicks, A.L.; Ha, S.M. und Fleming, J.L.: *Signal-processing techniques for low signal-to-noise ratio laser Doppler velocimetry signals*. Experiments in Fluids, 12(4):319–328, 1992.

[Shi09] Shirai, K.: *Investigation and Application of Laser Doppler Velocity Profile Sensors toward Measurements of Turbulent Shear Flows*. Dissertation, TU Dresden, 2009.

[Sid08] Siddiqui, K. und Nabavi, M.: *Measurement of the acoustic velocity characteristics in a standing-wave tube using out of phase PIV*. Flow Measurement and Instrumentation, 19(6):364–369, 2008.

[Sim08] Simon, L.; Richoux, O.; Degroot, A. und Lionet, L.: *Laser Doppler Velocimetry for Joint Measurements of Acoustic and Mean Flow Velocities: LMS-Based Algorithm and CRB Calculation*. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, 57(7):1455–1464, 2008.

[Sta70] Stange, K.: *Angewandte Statistik*, Band 1. Springer-Verlag Berlin, 1970.

[Ste10] Steck, D.A.: *Cesium D Line Data*. online verfügbar auf `http://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.pdf` (revision 2.1.4) [abgerufen am: 04.07.2015], 2010.

[Sto97] Stoica, P.; Jakobsson, A. und Li, J.: *Cisoid Parameter Estimation in the Colored Noise Case: Asymptotic Cramér–Rao Bound, Maximum Likelihood, and Nonlinear Least-Squares*. IEEE Transactions on Signal Processing, 45(8):2048–2059, 1997.

[Tay76] Taylor, K.J.: *Absolute measurement of acoustic particle velocity*. Journal of the Acoustical Society of America, 59(3):691–694, 1976.

[The08] Theunissen, R.; Scarano, F. und Riethmuller, M.L.: *On improvement of PIV image interrogation near stationary interfaces*. Experiments in Fluids, 45(4):557–572, 2008.

[Thi13] Thieme, N.: *Einsatz eines digitalen Signalprozessors zur Frequenzstabilisierung mehrerer Laser für mehrkomponentige optische Strömungsmessungen*. Diplomarbeit, TU Dresden, 2013.

[Tho05] Thompson, M.W. und Atchley, A.A.: *Simultaneous measurement of acoustic and streaming velocities in a standing wave using laser Doppler anemometry*. Journal of the Acoustical Society of America, 117(4):1828–1838, 2005.

[TN05] Tonddast-Navæi, A.: *Acoustic Particle-Image Velocimetry: Development and Applications*. Dissertation, The Open University, 2005.

[Ton13] Tonon, D.; Moers, E.M.T. und Hirschberg, A.: *Quasi-steady acoustic response of wall perforations subject to a grazing-bias flow combination*. Journal of Sound and Vibration, 332(7):1654–1673, 2013.

[van98] VAN DER EERDEN, F.J.M.; DE BREE, H.E. und TIJDEMAN, H.: *Experiments with a new acoustic particle velocity sensor in an impedance tube*. Sensors and Actuators A: Physical, 69(2):126–133, 1998.

[von04] VON BÖCKH, P.: *Fluidmechanik*. 2. Auflage, Springer, 2004.

[Wan06] WANG, M.; FREUND, J.B. und LELE, S.K.: *Computational prediction of flow-generated sound*. Annual Review of Fluid Mechanics, 38:483–512, 2006.

[Wer04] WERNET, M.P.: *Planar particle imaging Doppler velocimetry: a hybrid PIV/DGV technique for three-component velocity measurements*. Measurement Science and Technology, 15(10):2011, 2004.

[Wes13] WESTERWEEL, J.; ELSINGA, G.E. und ADRIAN, R.J.: *Particle Image Velocimetry for complex and turbulent flows*. Annual Review of Fluid Mechanics, 45:409–436, 2013.

[Woo00] WOOD, H. und FOLLET, J.: *Optimization and Control of Acoustic Liner Impedance with Bias Flow*. NASA Agreement No. Ncc-1-340, 2000.

[Yeh64] YEH, Y. und CUMMINS, H.Z.: *Localized fluid flow measurements with an He–Ne laser spectrometer*. Applied Physics Letters, 4(10):176–178, 1964.

[Zip03] ZIPSER, L.; FRANKE, H.; OLSSON, E.; MOLIN, N.E. und SJÖDAHL, M.: *Reconstructing two-dimensional acoustic object fields by use of digital phase conjugation of scanning laser vibrometry recordings*. Applied Optics, 42(29):5831–5838, 2003.

Publikationsverzeichnis

Zeitschriftenbeiträge

Schulz, A.; Haufe, D.; Czarske, J.; Fischer, A.; Bake, F. und Enghardt, L.: *Spectral Analysis of Velocity Fluctuations in the Vicinity of a Bias Flow Liner with respect to the Damping Efficiency.* Acta Acustica united with Acustica, 101(1):24–36, 2015.

Haufe, D.; Pietzonka, S.; Fischer, A.; Schulz, A.; Bake, F.; Enghardt, L. und Czarske, J.: *Aeroacoustic near-field measurements with microscale resolution.* Measurement Science and Technology, 25(10):105301–1–105301–12, 2014.

Fischer, A.; Schlüssler, R.; Haufe, D. und Czarske, J.: *Lock-in spectroscopy employing a high-speed camera and a micro-scanner for volumetric investigations of unsteady flows.* Optics Letters, 39(17):5082–5085, 2014.

Fischer, A.; Wilke, U.; Schlüssler, R.; Haufe, D.; Sandner, T. und Czarske, J.: *Extension of frequency modulated Doppler global velocimetry for the investigation of unsteady spray flows.* Optics and Lasers in Engineering, 63:1–10, 2014.

Haufe, D.; Schulz, A.; Bake, F.; Enghardt, L.; Czarske, J. und Fischer, A.: *Spectral analysis of the flow sound interaction at a bias flow liner.* Applied Acoustics, 81:47–49, 2014.

Haufe, D.; Fischer, A.; Czarske, J.; Schulz, A.; Bake, F. und Enghardt, L.: *Multi-scale measurement of acoustic particle velocity and flow velocity for liner investigations.* Experiments in Fluids, 54(7):1–7, 2013.

Fischer, A.; König, J.; Haufe, D.; Schlüssler, R.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Optical multi-point measurements of the acoustic particle velocity with frequency modulated Doppler global velocimetry.* Journal of the Acoustical Society of America, 134(2):1102–1111, 2013.

Haufe, D.; Schlüssler, R.; Fischer, A.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Optical multi-point measurement of the acoustic particle velocity in a superposed flow using a spectroscopic laser technique.* Measurement Science and Technology, 23(8):085306–1–085306–8, 2012.

Haufe, D.; Schlüssler, R.; Fischer, A.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Mehrpunktmessungen der Schallschnelle mittels neuartigem Lasermessverfahren.* tm – Technisches Messen, 79(6):318–323, 2012.

Fischer, A.; Haufe, D.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Scattering effects at near-wall flow measurements using Doppler global velocimetry.* Applied Optics, 50(21):4068–4082, 2011.

Tagungsbeiträge

Haufe, D.; Döring, A.; Schulz, A.; Bake, F.; Enghardt, L.; Czarske, J. und Fischer, A.: *High-Speed Measurement of Sound-Flow Interaction at Perforated Liners with Bias Flow.* In: *Fortschritte der Akustik DAGA 2015. 41. Deutsche Jahrestagung für Akustik*, Seiten 1562–1565, Nürnberg, 2015.

Döring, A.; Gürtler, J.; Haufe, D.; Schulz, A.; Bake, F.; Enghardt, L.; Czarske, J. und Fischer, A.: *Using a high speed camera for high resolution 3D measurement of sound-flow interaction.* In: *Proceedings SENSOR*, Seiten 334–339, Nürnberg, 2015.

Haufe, D.; Schulz, A.; Bake, F.; Enghardt, L.; Czarske, J. und Fischer, A.: *Measurements of sound-flow interaction at a bias flow liner.* In: *17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 2014.

Fischer, A.; Wilke, U.; Schlüssler, R.; Haufe, D.; Sandner, T. und Czarske, J.: *Planar velocity measurements of unsteady spray flows with kHz rate using a micro scanner and a high speed camera.* In: *17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, Lisbon, Portugal, 2014.

Haufe, D.; Pietzonka, S.; Fischer, A.; Schulz, A.; Bake, F.; Enghardt, L. und Czarske, J.: *Aeroakustische Nahfeldmessung mit Mikrometerauflösung.* In: *22. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“*, Seiten 2–1–2–7, Karlsruhe, 2014.

Fischer, A.; Schlüssler, R.; Haufe, D. und Czarske, J.: *Volumetrische High-Speed-FM-DGV-Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (1 Mfps) zur Analyse instationärer Sprays.* In: *22. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“*, Seiten 8–1–8–6, Karlsruhe, 2014.

Schlüssler, R.; Bermuske, M.; Haufe, D.; Fischer, A. und Czarske, J.: *Laser measurement system with high-speed detector array enabling thermo-acoustic investigations in flames.* In: *Strömungstechnische Tagung*, Dresden, 2014.

Haufe, D.; Fischer, A.; Czarske, J.; Schulz, A.; Bake, F. und Enghardt, L.: *High Dynamic Range Measurements of Acoustic Particle Velocity and Flow Velocity for the Application at Liners.* In: *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2013-2053, Berlin, 2013.

Schulz, A.; Bake, F.; Enghardt, L.; Haufe, D.; Fischer, A. und Czarske, J.: *Acoustic Damping Analysis of Bias Flow Liners Based on Spectral Flow Characteristics.* In: *19th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 2013-2177, Berlin, 2013.

Haufe, D.; Fischer, A.; Czarske, J.; Schulz, A.; Fischer, A.; Bake, F. und Enghardt, L.: *Laseroptische Schallschnellemessung an Schalldämpfern.* In: *21. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“*, Seiten 32–1–32–7, München, 2013.

Schulz, A.; Haufe, D.; Fischer, A.; Czarske, J.; Bake, F. und Enghardt, L.: *Laser Optical Measurements of Acoustic Particle Velocity in a Duct Flow for Liner Investigations*. In: *AIA-DAGA 2013 International Conference on Acoustics, EAA Euroregio, including the 40th Italian (AIA) Annual Conference on Acoustics and the 39th German Annual Conference on Acoustics (DAGA)*, Seiten 1688–1691, Merano, Italy, 2013.

Haufe, D.; Fischer, A.; Büttner, L.; Czarske, J.; Schulz, A.; Bake, F. und Enghardt, L.: *Optische Schallschnellemessung bei überlagerter Strömung mittels FM-DGV*. In: *20. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“*, Seiten 1.1–1.7, Rostock, 2012.

Haufe, D.; Fischer, A.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Mehrpunktmessungen der Schallschnelle mittels optischer Verfahren*. In: *Fortschritte der Akustik DAGA 2012. 38. Deutsche Jahrestagung für Akustik*, Seiten 743–744, Darmstadt, 2012.

Haufe, D.; Fischer, A.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Berührungslose Schallfeldmessung für den Einsatz in Flugzeugtriebwerken*. In: *Fachtagung „Sensoren und Messsysteme“*, Seiten 143–150, Nürnberg, 2012.

Fischer, A.; Haufe, D.; Büttner, L. und Czarske, J.: *Wandnahe DGV-Strömungsmessungen mit Korrektur der Hintergrundstreuung*. In: *19. Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik“*, Seiten 1–1–1–8, Ilmenau, 2011.

Vorträge auf Workshops

Schlüssler, R.; Haufe, D.; Czarske, J.; Fischer, A. und Haufe, D.: *Laser-basierte Spaltströmungs- und Schallmessungen in Strahltriebwerken*. Industriepartnersymposium Dresden, 2012.

Haufe, D.; Fischer, A. und Czarske, J.: *Optische Schallmessung*. Industriepartnersymposium Dresden, 2011.

Lebenslauf

Der Lebenslauf ist in der Online-Version aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten.