

TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN

Optisches Geschwindigkeitsmesssystem zur vektoriellen
Erfassung instationärer Strömungsprozesse

Dipl.-Phys. Raimund Schlüßler

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. A. Richter

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. J. Czarske

Tag der Einreichung: 22.03.2016

Prof. Dr.-Ing. I. Röhle

Tag der Verteidigung: 25.08.2016

ao.Univ.-Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. J. Woisetschläger

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand an der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik der Technischen Universität Dresden. Mein besonderer Dank gilt daher dem Lehrstuhlinhaber Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Jürgen Czarske für die Möglichkeit diese Arbeit an seinem Lehrstuhl durchführen zu dürfen sowie für viele wertvolle Hinweise und Ratschläge. Für die Übernahme des Vorsitzes der Promotionskommission möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Andreas Richter bedanken. Weiterhin bedanke ich mich herzlich für die freundliche Übernahme des Koreferats bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Ingo Röhle und Herrn Prof. Dipl.-Ing. Dr. techn. Jakob Woissetschläger und für die Abnahme des Rigorosum bei Herrn Prof. Dr. Jochen Guck.

Weiterhin möchte ich speziell Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Andreas Fischer für eine Vielzahl an Diskussionen und damit einhergehenden Ideen danken, welche diese Arbeit maßgeblich mit geformt haben. Auch Herrn Dr. rer. nat. Lars Büttner danke ich für viele Hinweise und Anregungen.

Außerdem möchte ich allen Kollegen der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik, darunter insbesondere Herrn Dr.-Ing. Daniel Haufe, für viele anregende Diskussionen und Hinweise meinen herzlichen Dank aussprechen. Meinen beiden Kollegen Herrn Dipl.-Ing. Johannes Gürtler und Herrn Dipl.-Ing. Mike Bermuske möchte ich zudem für ihre Unterstützung der experimentellen Arbeiten im Rahmen ihrer Diplomarbeiten danken. Es haben weiterhin mehrere Studierende im Rahmen von Studien- und Diplom- und Masterarbeiten zum Erfolg der vorliegenden Arbeit beigetragen. Dafür danke ich Herrn M.Sc. Christian Blechschmidt und Julian Kunz.

Zudem danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans Zellbeck und Herrn Dipl.-Ing. Kay Mahler vom Lehrstuhl für Verbrennungsmotoren der Technischen Universität Dresden für die Bereitstellung der Hochdruck-Diesel-Einspritzdüse und Herrn Dr.-Ing. Thilo Sandner vom Fraunhofer-Institut für Photonische Mikrosysteme für die Bereitstellung des Mikrospiegels.

Herrn Michael Loeper und allen Mitarbeitern der Fakultätswerkstatt für Präzisionsmechanik möchte ich für die schnelle und exakte Umsetzung aller für diese Arbeit notwendigen technischen Entwürfe danken. Der deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) danke ich für die finanzielle Unterstützung der durchgeführten Arbeiten.

Abschließend möchte ich auch meiner Frau Laura und meinen Eltern für die bedingungslose Unterstützung danken.

Kurzfassung

Die Reduzierung des Ressourcenverbrauchs und der Lärm- und Schadstoffemissionen von technischen Strömungsprozessen wie Verbrennungs- und Einspritzvorgängen ist von hoher gesellschaftlicher Bedeutung und erfordert ein tieferes Verständnis der auftretenden Strömungsphänomene. Hierfür ist die messtechnische Erfassung der Strömungen notwendig, wobei insbesondere die Strömungsgeschwindigkeit von hohem Interesse ist. Strömungsgeschwindigkeitsmessungen in dynamischen oder reaktiven Fluiden stellen jedoch hohe Anforderungen an die eingesetzte Messtechnik. Um Strömungsoszillationen und instationäre Phänomene mit kurzen Zeitskalen erfassen zu können, muss eine Messung simultan dreikomponentig und mit einer hohen Messrate von 100 kHz oder mehr erfolgen. Zur Analyse komplexer und kleinskaliger Geschwindigkeitsfelder ist eine bildgebende oder volumetrische Messung mit einer hohen örtlichen Auflösung wünschenswert. Momentan verfügbare Messsysteme genügen bisher nicht allen genannten Anforderungen. Das Ziel dieser Arbeit ist daher die Entwicklung, Charakterisierung und Qualifizierung eines geeigneten Systems zur zeitaufgelösten Erfassung instationärer Strömungsprozesse in hochdynamischen und reaktiven Fluiden.

Einen für diese Zwecke vielversprechenden Ansatz stellt die Doppler-Global-Velozimetrie mit Laserfrequenzmodulation (FM-DGV) dar, da diese eine berührungslose Messung mit hoher Messrate gestattet und prinzipiell auch dreikomponentige und volumetrische Messungen ermöglicht. Daher erfolgte die Entwicklung und Realisierung eines simultan dreikomponentigen FM-DGV-Systems und eines FM-DGV-Systems zur bildgebenden und volumetrischen Messung. Die aufgebauten Systeme wurden hinsichtlich ihrer Geschwindigkeitsmessunsicherheit charakterisiert. Hierbei konnte gezeigt werden, dass die resultierenden Messunsicherheiten hinreichend klein sind und der Einfluss von Brechungsindexfluktuationen auf die Messunsicherheit vernachlässigt werden kann. Die Analyse der Messunsicherheiten aufgrund von Strömungsgeschwindigkeits- und Streulichtleistungsfluktuationen erfolgte mittels eines modellbasierten Ansatzes. Dabei wurde gezeigt, dass Streulichtleistungsfluktuationen einen dominanten Beitrag zum Messunsicherheitsbudget leisten können. Um die Eignung für die simultan dreikomponentige Messung mit hoher Messrate zu demonstrieren, wurden Messungen an einem Bias-Flow-Liner (BFL) durchgeführt. Dabei gelang erstmals an einem BFL die Untersuchung des Leistungsdichtespektrums in kartesischen Koordinaten und der Nachweis eines breitbandigen Energietransfers von Energie der Schallanregung hin zur kinetischen Energie der Strömung. Zur Demonstration der Messung in reaktiven Fluiden wurde ein drallstabiler Gasbrenner untersucht, wie er in stationären Gasturbinen und Flugzeugtriebwerken eingesetzt wird. Hierbei konnte eine thermo-akustische Wechselwirkung zwischen der Wärmefreisetzungsrate und dem Druck nachgewiesen werden und es zeigte sich ein Zusammenhang zwischen den lokalen Geschwindigkeitsoszillationen innerhalb der Flamme und den globalen Schalldruckemissionen. Durch die bildgebende, zeit- und orts aufgelöste Messung mit hoher Messrate konnten zudem erstmals instationäre Phänomene der Strömungsgeschwindigkeit im düsen nahen Bereich einer Hochdruck-Einspritzdüse ohne Seeding-zufuhr vermessen werden. Diese Entwicklungen ermöglichen weitere Untersuchungen zum stabileren Betrieb von Gasbrennern mit mageren Gemischen, ein tieferes Verständnis der Dämpfungsmechanismen an BFL und die Optimierung des Einspritzvorganges in Motoren. Somit kann perspektivisch ein Beitrag zum ressourcenschonenden, umweltfreundlichen und leisen Betrieb von technischen Strömungsmaschinen wie Flugzeugtriebwerken, stationären Gasturbinen und Verbrennungsmotoren geleistet werden.

Abstract

The reduction of the consumption of resources and the noise and polluting emissions of technical flow processes such as combustion and injection processes is of high social relevance and requires a deeper understanding of the occurring flow phenomena. For this purpose the metrological acquisition of the flows is necessary, whereat especially the flow velocity is of high interest. However, flow velocity measurements in dynamic or reactive fluids make great demands on the engaged measurement techniques. In order to resolve velocity oscillations or unsteady phenomena with short timescales a simultaneous three component measurement with a high measurement rate of 100 kHz or more is required. To analyze complex and small-scale velocity fields an imaging or volumetric measurement with a high spatial resolution is desired. Currently available measurement systems do not fulfill all these requirements. Hence, the goal of this work is the development, characterization and qualification of a measurement system suitable for the temporally resolved acquisition of unsteady flow processes in highly dynamic and reactive fluids.

For this purpose the Doppler global velocimetry with laser frequency modulation (FM-DGV) represents a promising approach, since it allows a contactless measurement with high measurement rate and in principle enables simultaneous three component and volumetric measurements. Hence, as a first step a simultaneous three component FM-DGV system and a FM-DGV system for imaging and volumetric measurements were developed. Subsequently, the realized systems were characterized regarding their velocity measurement uncertainty. It was shown, that the resulting measurement uncertainty is sufficiently small and that the influence of fluctuations of the refractive index on the measurement uncertainty can be neglected. The analysis of the measurement uncertainty due to fluctuations of the flow velocity and the scattered light power was conducted using a model-based approach. It was thereby shown, that fluctuations of the scattered light power can lead to a dominant term of the uncertainty budget. In order to demonstrate the suitability for simultaneous three component measurement with high measurement rate, measurements at a bias flow liner (BFL) were conducted. Thereby for the first time at a BFL it was possible to determine the power spectral density in Cartesian coordinates and to show the broadband energy transfer from the energy of the sound excitation to the kinetic energy of the flow. To demonstrate the measurement in reactive flows, a swirl-stabilized burner was investigated, as it is used in stationary gas turbines and airplane engines. It was possible to prove a thermo-acoustic interaction between the heat release rate and the pressure and to show a correlation between the local velocity oscillations within the flame and the global sound pressure emissions. By means of the imaging, temporally and spatially resolved measurement with high measurement rate it was furthermore possible to resolve unsteady phenomena in the near-nozzle region of a high-pressure injection nozzle without the addition of tracer particles. These developments allow further investigations regarding the stable operation of gas burners with lean mixtures, a deeper understanding of the damping effects at BFL and the optimization of injection processes in engines. Consequently, it is perspective possible to contribute to the resource-efficient, environment-friendly and quiet operation of technical flow machines as aircraft engines, stationary gas turbines and combustion engines.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	XI
Akronymverzeichnis	XV
1 Einleitung	1
1.1 Motivation und Zielstellung	1
1.2 Stand der Technik	2
1.3 Lösungsansatz und Struktur der Arbeit	4
2 Grundlagen	7
2.1 Doppler-Global-Velozimetrie (DGV)	7
2.1.1 Konventionelle DGV	8
2.1.2 Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzmodulation (FM-DGV)	9
2.2 Particle Image Velocimetry (PIV)	12
3 Messsystementwicklung	13
3.1 Simultan dreikomponentige FM-DGV (3C)	13
3.1.1 Ansatz	13
3.1.2 Realisierung	15
3.2 Volumetrische FM-DGV (3D)	17
3.2.1 Ansatz	17
3.2.2 Realisierung	19
3.3 Volumetrisch, dreikomponentige FM-DGV (3D3C)	20
3.4 Fazit	21
4 Charakterisierung der Messsysteme	23
4.1 Messung und Kalibrierung	23
4.1.1 Zufällige Messabweichungen	26
4.1.2 Systematische Messabweichungen	28
4.1.3 Zusammenfassung	31
4.2 Störlichteinfluss	32
4.2.1 Einführung	32
4.2.2 Störungsreduktion	35
4.2.3 Störungskorrektur	40
4.2.4 Fazit	43
4.3 Brechungsindexfluktuationen	43
4.3.1 Grundlagen	43
4.3.2 Messungen	46
4.3.3 Simulation	50
4.3.4 Fazit	56

4.4	Streulichtleistungs- und Geschwindigkeitsfluktuationen	57
4.4.1	Einführung	58
4.4.2	Simulation	58
4.4.3	Ergebnisse	59
4.4.4	Fazit	62
4.5	Zusammenfassung	63
5	Anwendung der Messsysteme	65
5.1	Strömungszillationen in einer drallstabilisierten Flamme	65
5.1.1	Einführung	65
5.1.2	Messaufbau	66
5.1.3	Messergebnisse	69
5.1.4	Fazit	74
5.2	Dämpfungseigenschaften eines Bias-Flow-Liners	76
5.2.1	Einführung	76
5.2.2	Messaufbau	77
5.2.3	Messergebnisse	78
5.2.4	Fazit	79
5.3	Nichtstationäre Phänomene in einer Hochdruck-Diesel-Einspritzung	80
5.3.1	Einführung	80
5.3.2	Messaufbau	80
5.3.3	Validierungsmessungen	84
5.3.4	Messergebnisse	86
5.3.5	Fazit	92
5.4	Volumetrische Vermessung eines Sprays	93
5.4.1	Einführung	93
5.4.2	Messaufbau	93
5.4.3	Messergebnisse	94
5.4.4	Fazit	95
5.5	Fazit	96
6	Zusammenfassung	99
6.1	Ergebnisse & Fortschritt für die Wissenschaft	99
6.2	Ausblick	102
	Literaturverzeichnis	105
	Publikationsverzeichnis	113
	Abschlussarbeiten	117

Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung
A_1	Amplitude der ersten Harmonischen des Detektorsignals
A_2	Amplitude der zweiten Harmonischen des Detektorsignals
α	Ablenkungswinkel aufgrund von Brechungsindexfluktuationen
a_v	Änderung der Geschwindigkeit während einer Modulationsperiode
b	Spaltbreite
B	Bandbreite der Signalerfassung
β	Winkel zwischen den Beobachtungsrichtungen
c	Lichtgeschwindigkeit
\mathcal{C}	Kalibrierfunktion des FM-DGV
\mathcal{C}_{ref}	Referenzkalibrierfunktion des FM-DGV
\vec{d}	Ausrichtungsvektor der Kalibrierscheibe
D	Drallzahl
$\tilde{\delta}_{P_p}$	Relative Änderung der Streulichtleistung während einer Modulationsperiode
D_p	Durchmesser eines Tracerpartikels in der Zwischenbildebene
d_s	Lokale Filmdicke der Störung
$d_{s,\text{max}}$	Maximalwert der Filmdicke d_s der Störung
E	Elektrisches Feld
ϵ	Empfindlichkeit der Photodetektoren
f_{P_p}	Frequenz der Streulichtleistungsfluktuationen
f	Frequenz
f_c	Lasermittenfrequenz
f_D	Dopplerfrequenz
f_h	Frequenzhub
f_L	Frequenz des einfallenden Laserlichts
f_m	Modulationsfrequenz
f_{rot}	Rotationsfrequenz der Kalibrierscheibe
f_{scan}	Oszillationsfrequenz des Mikrospiegels
f_p	Frequenz des an den Partikeln gestreuten Lichts
f_v	Frequenz der Geschwindigkeitsfluktuationen
γ	Winkel zwischen Empfindlichkeitsrichtung ($\vec{o} - \vec{i}$) und Fluidgeschwindigkeit \vec{v}_p
$\tilde{\gamma}_{P_p}$	Amplitude der Streulichtleistungsfluktuationen
$\tilde{\gamma}_v$	Amplitude der Geschwindigkeitsfluktuationen
h	Ordnung des Gauß'schen Strahls

\vec{i}	Beleuchtungsrichtung während der Messung
I	Intensität
\vec{i}_{cal}	Beleuchtungsrichtung während der Kalibrierung
l	Spaltlänge
λ	Laserwellenlänge
m	Zähindex der Beobachtungsrichtung
\mathcal{M}	Transformationsmatrix
M^2	Beugungsmaßzahl
n	Zähindex der Beleuchtungsrichtung
n_{DEHS}	Brechungsindex von Di-Ethyl-Hexa-Sebacat (DEHS)
N_{Ebenen}	Anzahl messbarer Tiefenpositionen
\vec{o}	Beobachtungsrichtung während der Messung
\vec{o}_{cal}	Beobachtungsrichtung während der Kalibrierung
$\vec{\omega}$	Wirbelstärke
P_{ges}	Gesamte Leistung des auf den Detektor treffenden Lichts, bestehend aus Streulichtleistung P_{p} und Störlichtleistung P_{s}
$\tilde{\varphi}$	Azimuthwinkel
φ_{m}	Phasenwinkel der Laserfrequenzmodulation
$\varphi_{P_{\text{p}}}$	Phasenwinkel der Streulichtleistungsfluktuationen
φ_{v}	Phasenwinkel der Geschwindigkeitsfluktuationen
P_{I}	Leistung der direkten Reflexe
P_{II}	Leistung des reflektierten Partikelstreulichts
P_{III}	Leistung der Hintergrundbeleuchtung
P_{i}	Leistung des einfallenden Laserstrahls
P_{p}	Leistung des an den Partikeln gestreuten und direkt empfangenen Lichts (Nutzlicht)
P_{sat}	Lichtleistung notwendig zur Sättigung der Photodetektoren
P_{s}	Störlichtleistung
P_{w}	Leistung des auf die Wand treffenden Lichts
q	DGV: Quotient der Signale von Detektor und Referenzdetektor, FM-DGV: Quotient der Amplituden von 1. und 2. Harmonischer des Detektorsignals
q_{ref}	Quotient der Amplituden von 1. und 2. Harmonischer des Referenzdetektorsignals
r	Abstand von Zentrum des Brennerauslass
R	Radius der Brennerdüse
ρ	Räumliche Ausdehnung der Brechungsindexfluktuationen
R_{w}	Reflektivität der Wand
s_{cam}	Abstand der Kamera von den Brechungsindexfluktuationen
$\Delta\vec{s}$	Verschiebungsvektor

\vec{s}_d	Position des Messvolumens auf der Kalibrierscheibe bezogen auf den Scheibenmittelpunkt
σ	Standardabweichung
$\tilde{\sigma}$	Streuquerschnitt
s	Detektorsignal
S	Spektrale Leistungsdichte
s_{ref}	Signal des Referenzdetektors
t	Zeit
τ_c	Transmission der molekularen Absorptionszelle
τ	Zeitliche Ausdehnung der Brechungsindexfluktuationen
Δt	Zeitauflösung
$\tilde{\theta}$	Polarwinkel
θ	Fernfelddivergenzwinkel
T	Messdauer
v	Strömungsgeschwindigkeit des Fluids
\bar{v}	Mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Fluids
$v_{\vec{o}, \vec{i}}$	Komponente der Geschwindigkeit in Richtung $(\vec{o} - \vec{i})$
\vec{v}_p	Partikelgeschwindigkeit
\vec{v}_w	Geschwindigkeit der Wand
w	Strahlradius
w_0	Strahltaillenradius
x	Kartesische Koordinate x
y	Kartesische Koordinate y
z	Kartesische Koordinate z
ζ	Transmission des Strahlteilers
z_r	Rayleigh-Länge

Akronymverzeichnis

Akronym	Beschreibung
APD	Avalanche-Photodiode
BFL	Bias-Flow-Liner
C	Komponenten
CO	Kohlenstoffmonoxid
D	Dimensionen
DEHS	Di-Ethyl-Hexa-Sebacat
DGV	Doppler-Global-Velozimetrie
FM-DGV	Doppler-Global-Velozimetrie mit Laserfrequenzmodulation
FSK-DGV	Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzumtastung (engl.: frequency shift keying)
FTF	Flammentransferfunktion
HK	Hinterkante
LDA	Laser-Doppler-Anemometrie
LDS	Leistungsdichtespektrum
MEMS	Mikrosystem (engl: microelectromechanical system)
MOPA	Master Oscillator Power Amplifier
NEP	noise equivalent power
NO _x	Stickstoffoxid
OPS	Optischer Positionssensor
PIV	Particle Image Velocimetry
PTV	Particle Tracking Velocimetry
SNR	Signal-Rausch-Verhältnis
TTL	Transistor-Transistor-Logik
VK	Vorderkante

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation und Zielstellung

Trotz der steigenden Verbreitung erneuerbarer Energien bilden insbesondere Verbrennungsprozesse weiterhin die Grundlage für viele technische Anwendungen im Bereich der Energieerzeugung (Gasturbinenkraftwerk, Heizungstechnik) und Mobilität (Strahltriebwerke, Verbrennungsmotoren). Daher ist die Optimierung dieser Prozesse von besonderem Interesse, um Ressourcenverbrauch, Lärm- und Schadstoffemissionen zu reduzieren. Zu diesem Zweck ist unter anderem auch ein grundlegendes Verständnis der im Zusammenhang mit der Verbrennung stehenden Strömungsphänomene notwendig, wofür die auftretenden Strömungen charakterisiert werden müssen. Besonderes Augenmerk liegt dabei vor allem auf der messtechnischen Erfassung der Geschwindigkeit des strömenden Fluids. Im Rahmen dieser Arbeit sollen in der Hauptsache zwei technische Strömungssysteme als beispielhafte Referenz-Messobjekte untersucht werden: Zum einen eine *Hochdruck-Diesel-Einspritzdüse*, wie sie in modernen Diesel-Motoren eingesetzt wird und zum anderen das Modell eines *drallstabilisierten Gasbrenners*, wie er in Strahltriebwerken und Gasheizungen zum Einsatz kommt. Aus diesen Anwendungen sollen dabei notwendige Anforderungen an die einzusetzende Strömungsmesstechnik abgeleitet werden.

Die Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit im düsenahen Bereich einer *Hochdruck-Diesel-Einspritzdüse* stellt hohe Anforderungen an die eingesetzte Messtechnik. Um sowohl den örtlichen als auch zeitlichen Verlauf der Fluidgeschwindigkeit nachvollziehen und eventuelle Störungen einzelner Einspritzungen erkennen zu können, ist eine planare und zeitaufgelöste Erfassung einzelner Einspritzvorgänge im düsenahen Bereich notwendig. Dies ist aufgrund des instationären Verhaltens nur durch eine simultan mehrdimensionale Erfassung (2D/3D) zu gewährleisten. Zudem liegen in modernen Motoren typische Einspritzdauern im niedrigen Millisekundenbereich vor und zur präziseren Steuerung der Verbrennung erfolgen mehrere Einspritzungen innerhalb eines Takts. Um den gesamten Geschwindigkeitsverlauf auch zeitlich auflösen zu können, ist daher eine hohe Messrate von 100 kHz und mehr und eine zeitliche Auflösung im Mikrosekundenbereich notwendig. Weiterhin steigt die Geschwindigkeit aufgrund des üblicherweise eingesetzten Einspritzdrucks von bis zu 2000 bar in weniger als 100 μ s auf über 300 m/s, weshalb ein ausreichender Mess- und Dynamikbereich erforderlich ist [1, 2]. Erschwerend kommt hinzu, dass die Partikeldichte insbesondere im düsenahen Bereich sehr hoch ist, bis hin zu einer Dichte, bei der einzelne Partikel nicht mehr unterschieden werden können [3].

Im Gegensatz dazu ist beim *drallstabilisierten Gasbrenner* die orts aufgelöste Erfassung periodischer, mehrkomponentiger Strömungsgeschwindigkeitsoszillationen erwünscht. Diese Oszillationen entstehen aufgrund einer thermo-akustischen Wechselwirkung zwischen Fluktuationen des Drucks und der lokalen Wärmefreisetzungsrates [4–6]. Dies tritt insbesondere im

Falle einer mageren Verbrennung auf, wie sie in modernen Gasturbinen zur Reduzierung von Stickstoffoxid- (NO_x) und Kohlenstoffmonoxidemissionen (CO) eingesetzt wird [7]. Im Gegensatz zu den Einspritzvorgängen an der Hochdruck-Diesel-Einspritzdüse zeigen die dabei auftretenden Strömungen ein stationäres Verhalten, was eine flächenhafte Vermessung mittels Traversierung ermöglicht und eine simultan mehrdimensionale Messung nicht erforderlich macht. Um jedoch die Geschwindigkeitsoszillationen aller drei Geschwindigkeitskomponenten in kartesischen Koordinaten erfassen zu können, ist eine simultan mehrkomponentige Erfassung (3C) der Strömungsgeschwindigkeit notwendig. Zur Auswertung der Oszillationen im gesamten hörbaren Bereich bis 20 kHz ist nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem zudem eine hohe Messrate von 40 kHz und höher unerlässlich [8].

Zusammenfassend ist ersichtlich, dass zum einen eine simultan mehrdimensionale und zum anderen eine simultan mehrkomponentige Strömungsgeschwindigkeitsmessung mit an die jeweilige Messaufgabe angepasster hoher Messrate von 40 kHz und mehr notwendig ist. Ziel dieser Arbeit ist somit die Entwicklung, Validierung und Anwendung neuartiger Verfahren zur Strömungsgeschwindigkeitsmessung in reaktiven Fluiden und bei Hochdruck-Einspritzvorgängen mit hoher Partikeldichte.

1.2 Stand der Technik

Zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit in Fluiden stehen eine Vielzahl an Messverfahren zur Verfügung. Diese können in mechanische Verfahren, wie Hitzdraht- und Drucksonden, und optische Verfahren, wie die Particle Image Velocimetry (PIV), Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) und Doppler-Global-Velozimetrie (DGV), unterschieden werden. Im Folgenden sollen nur optische Messverfahren betrachtet werden, da diese eine berührungslose Messung der Strömungsgeschwindigkeit erlauben und auch in partikelbeladenen und reaktiven Strömungen mit hoher Temperatur eingesetzt werden können. Die von den Messverfahren zu erfüllenden anwendungsspezifischen Anforderungen sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst.

Tabelle 1.1: Anforderungen an die Strömungsmesstechnik

	Drallstabilisierter Brenner	Hochdruck-Diesel-Einspritzdüse
Komponenten	simultan mehrkomponentig (3C)	einkomponentig (1C)
Dimensionen	eindimensional (1D)	simultan mehrdimensional (2D/3D)
Messrate	≥ 40 kHz	≥ 100 kHz
Zeitauflösung	≤ 25 μs	≤ 10 μs
Ortsauflösung	1 mm	≤ 1 mm
Fluid	Messung in reaktiver Gasströmung	Messung bei hoher Partikeldichte

Particle Image Velocimetry (PIV): Ein weit verbreitetes Strömungsmessverfahren ist die PIV. Hierbei werden in die Strömung eingebrachte Tracer-Partikel flächig mittels eines Laserlichtschnitts beleuchtet. Mit Hilfe einer Kamera werden dann in kurzem zeitlichen Abstand zwei Partikelbilder aufgenommen. Durch ausschnittsweise Kreuzkorrelation der generierten Bilder kann anschließend der Verschiebungsvektor und mit Normierung mit dem zeitlichen

Abstand der Aufnahmen die Partikelgeschwindigkeit bestimmt werden [9]. Standard PIV-Systeme erreichen mittels gepulster Beleuchtung dabei Zeitaufösungen im Mikrosekundenbereich, erlauben jedoch nur Messraten unterhalb 100 Hz. Schnelle Geschwindigkeitsoszillationen können somit nur durch eine phasenstarre Messung einer einzelnen Oszillationsfrequenz erfasst werden, wodurch Informationen bezüglich anderer Oszillationsfrequenzen verloren gehen. Dies kann insbesondere bei der Auswertung des präzedierenden Wirbelkerns (engl.: precessing vortex core), wie er in drallstabilisierten Flammen auftritt, von Nachteil sein [10]. Die Vermessung von Einspritzprozessen ist somit ebenfalls nur durch Vermessung mehrerer Einspritzungen und anschließende phasenkorrekte Rekonstruktion einer beispielhaften Einspritzung möglich [1, 2, 11–14]. Die Analyse instationärer Vorgänge während einzelner Einspritzungen ist damit nicht durchführbar.

Zur Steigerung der Messrate bis in den hohen Kilohertzbereich kann die Hochgeschwindigkeits-PIV unter Nutzung von schnellen Kameras eingesetzt werden [15]. Durch die Erweiterung der Systeme um eine weitere Kamera hin zur Stereo-PIV ist zudem eine simultane Erfassung aller drei Geschwindigkeitskomponenten (3C) in zwei Dimensionen (2D) umsetzbar [16–18]. Bei Nutzung einer scannenden Beleuchtung ist weiterhin eine dreidimensionale Erfassung (3D) der Geschwindigkeit möglich [19]. Um jedoch eine vollständige Erfassung des dreikomponentigen Geschwindigkeitsvektors in drei Dimensionen zu erreichen, ist der Einsatz von mehreren Kameras im Rahmen der Tomographischen-PIV oder alternativer Ansätze wie der astigmatischen Particle Tracking Velocimetry (PTV) notwendig [20, 21]. Problematisch im Hinblick auf die in dieser Arbeit angestrebten Anwendungen bleiben jedoch Fluktuationen des Brechungsindex im Beobachtungspfad, wie sie in heißen, reaktiven Strömungen auftreten können [22] und die sehr hohe Partikeldichte im düsen nahen Bereich der Hochdruck-Einspritzung, welche die Anwendung der korrelationsbasierten PIV erschwert [23].

Laser-Doppler-Anemometrie (LDA): Die LDA basiert auf der Messung der Doppler-Frequenzverschiebung an bewegten Streuteilchen [24]. Durch Überlagerung zweier Laserstrahlen wird ein Interferenzstreifensystem erzeugt, welches das Messvolumen darstellt. Aus dem mittels eines Photodetektors aufgenommenen Streulichtsignal wird anschließend die Dopplerfrequenz bestimmt. Die zu messende Partikelgeschwindigkeit wird abschließend durch Multiplikation der Dopplerfrequenz mit dem bekannten Streifenabstand des Interferenzstreifensystems berechnet. Dieses Verfahren gestattet sowohl Messungen im düsen nahen Bereich einer Hochdruck-Einspritzung [25, 26] als auch Messungen in heißen, reaktiven Strömungen [27]. Bei Nutzung von drei LDA ist zudem eine simultan dreikomponentige Messung möglich [28]. Durch den Einsatz einer Beleuchtung mittels mehrerer Lichtschnitte sind weiterhin planare Messungen möglich, jedoch wurden diese nur bei geringen Geschwindigkeiten im Bereich weniger m/s demonstriert [29]. Diese sind für Messungen an der Hochdruck-Einspritzdüse nicht ausreichend. Zusätzlich erfolgt die Abtastung der Strömungsgeschwindigkeit aufgrund der zufälligen Ankunftszeit der Streupartikel nicht-äquidistant, wodurch die Frequenzanalyse von Geschwindigkeitsoszillationen am drallstabilisierten Brenner erschwert wird [30].

Doppler-Global-Velozimetrie (DGV): Die DGV basiert wie die LDA auf der Auswertung der Doppler-Frequenzverschiebung. Zur messtechnischen Erfassung der Doppler-Frequenz kommt hierbei jedoch eine molekulare Absorptionszelle zum Einsatz, deren Transmissionskoeffizient einen frequenzabhängigen Verlauf aufweist. Durch Messung der frequenzabhängigen Streulichtintensität hinter der Absorptionszelle mittels eines Photodetektors

kann daher die Dopplerfrequenz und schließlich die Strömungsgeschwindigkeit bestimmt werden. Aufgrund der Doppler-basierten Auswertung benötigt die DGV somit keine korrelierbaren Strukturen im Messvolumen und ist aus diesem Grund prinzipiell auch für Strömungen mit sehr hoher Partikeldichte einsetzbar, wie sie im düsenahen Bereich der Hochdruck-Einspritzdüse vorliegen [31, 32]. Weiterhin zeigt sich die DGV unempfindlich gegenüber Brechungsindexfluktuationen im Beobachtungspfad, wie sie in heißen Strömungen auftreten können [22, 31]. Durch den Einsatz mehrerer Beobachtungs- oder Beleuchtungsrichtungen ist zudem die simultane Erfassung mehrerer Geschwindigkeitskomponenten möglich [33–37]. Die mittels Standard-DGV erreichbaren Messraten liegen üblicherweise jedoch deutlich unter 1 kHz, was für die gewünschte Erfassung von Strömungszitterungen und schnellen Einspritzvorgängen nicht ausreichend ist.

Signifikant höhere Messraten von 100 kHz und mehr können durch den Einsatz der FM-DGV erreicht werden [38, 39]. Erste Messungen von Strömungszitterungen in Flammen wurden in [40] gezeigt, jedoch erfolgte dabei eine nur sukzessive Messung der drei Geschwindigkeitskomponenten. Eine simultan dreikomponentige Messung mit hoher Messrate und die mehrdimensionale Erfassung schneller Strömungen wurden mittels FM-DGV noch nicht realisiert.

Zusammenfassend ist somit festzustellen, dass keines der betrachteten Messverfahren alle in Tabelle 1.1 genannten Anforderungen vollständig erfüllen kann. Daher ist die Notwendigkeit der Untersuchung und Entwicklung neuartiger Messverfahren zur Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit in Fluiden mit hoher Messrate gegeben.

1.3 Lösungsansatz und Struktur der Arbeit

Im Rahmen dieser Arbeit sollen neuartige, laseroptische Messverfahren zur Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit in Fluiden mit hoher Messrate untersucht, realisiert und angewendet werden. Das Hauptaugenmerk liegt dabei zum einen auf der Entwicklung hin zu bildgebenden und volumetrischen Messungen (2D/3D) und zum anderen auf der simultanen Erfassung aller drei Geschwindigkeitskomponenten (3C) einer Strömung. Als Grundlage soll dabei die FM-DGV dienen, da sie sowohl eine einfache Umsetzung von simultan dreikomponentigen Messungen durch Einsatz mehrerer Beobachtungs- oder Beleuchtungsrichtungen als auch von volumetrischen Messungen durch Einsatz von Kameratechnik in Kombination mit einer scannenden Beleuchtung gestattet. Weiterhin erreicht die FM-DGV hohe Messraten von über 100 kHz, womit die Erfassung von Strömungszitterungen und von transienten oder instationären Strömungsphänomenen ermöglicht wird. Da die FM-DGV anders als die PIV keine korrelierbaren Strukturen im Messvolumen benötigt, können beispielsweise auch bildgebende Geschwindigkeitsmessungen im düsenahen Bereich einer Hochdruck-Dieseleinspritzdüse erreicht werden.

Zur Realisierung eines Messsystems, welches die Strömungsgeschwindigkeit simultan mehrkomponentig und mehrdimensional (3D3C) erfassen kann, wird in einem ersten Schritt das FM-DGV-System einerseits hin zu einer simultan dreikomponentigen Messung in einer Dimension (3C1D) und andererseits hin zu einer planaren (1C2D) und einer dreidimensionalen Messung (1C3D) einer Geschwindigkeitskomponente erweitert. Dies erfolgt vornehmlich im Hinblick auf die angestrebten Anwendungen am drallstabilisierten Gasbrenner und an der

Hochdruck-Diesel-Einspritzdüse. Als Ausblick wird dann die mögliche Realisierung eines 3D3C-Messsystems mittels Kombination der Prinzipien von FM-DGV und PIV beschrieben.

Die für diese Arbeit grundlegenden Messprinzipien der DGV und der PIV werden in **Kapitel 2** vorgestellt und erläutert.

In **Kapitel 3** werden die unter Berücksichtigung der angestrebten Anwendungen hin realisierten Messsysteme zur simultan dreikomponentigen Messung in einer Dimension (1D3C) und volumetrischen Messung einer Geschwindigkeitskomponente (3D1C) vorgestellt und diskutiert. Zusätzlich erfolgt ein Ausblick zur Umsetzung einer sowohl volumetrischen als auch dreikomponentigen Messtechnik (3D3C) basierend auf einer Kombination der Prinzipien von FM-DGV und PIV.

Anschließend werden in **Kapitel 4** die zu erwartenden Beiträge zum Messunsicherheitsbudget der Messsysteme charakterisiert. Zudem erfolgt soweit möglich eine Optimierung der genutzten Betriebsparameter der Systeme hinsichtlich einer Reduzierung der resultierenden Messunsicherheit.

Die Eignung der realisierten Systeme zum Erfassen der Strömungsgeschwindigkeiten an einem drallstabilisierten Brenner, einer Hochdruck-Diesel-Einspritzdüse und einem Bias-Flow Liner wird in **Kapitel 5** dargelegt. Dabei erfolgt zuerst eine kurze Einführung in die Fragestellung zum jeweiligen Messobjekt und eine Abschätzung des zu erwartenden Messunsicherheitsbudgets basierend auf den Erläuterungen aus Kapitel 4. Danach werden die jeweils genutzten Messanordnungen vorgestellt und die erlangten Messergebnisse diskutiert.

Abschließend werden in **Kapitel 6** die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und es erfolgt ein Ausblick auf weiterführende Tätigkeiten.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen der genutzten optischen Strömungsmessverfahren erläutert. Die Messverfahren ermöglichen die Auswertung der Geschwindigkeit von der Strömung zugesetzten Partikeln. Diese Streupartikel folgen der Strömung und erlauben somit einen Rückschluss auf die vorliegende Strömungsgeschwindigkeit. Die Erfassung der Partikelgeschwindigkeit erfolgt dabei zum einen mit Hilfe des optischen Doppler-Effektes bei der Doppler-Global-Velozimetrie (DGV) (Abschnitt 2.1) und zum anderen mittels des Weg-Laufzeit-Verfahrens bei der Particle Image Velocimetry (PIV) (Abschnitt 2.2).

2.1 Doppler-Global-Velozimetrie (DGV)

Das Messprinzip der DGV basiert wesentlich auf der Auswertung des Doppler-Effektes, welcher daher im Folgenden kurz erläutert werden soll. Der Doppler-Effekt beschreibt die Änderung der Frequenz eines Signals bei bewegtem Sender oder Empfänger. Im Falle eines bewegten Streupartikels tritt der Doppler-Effekt somit doppelt auf, da das Streupartikel sowohl Empfänger des beleuchtenden Lichts als auch Sender des gestreuten Lichts ist. Die Differenz

$$f_D = f_L - f_p \quad (2.1)$$

der Frequenz f_L des einfallenden Lichts und der Frequenz f_p des gestreuten Lichts wird dabei als die Doppler-Frequenz bezeichnet. Falls der Betrag der Geschwindigkeit \vec{v}_p des streuenden Partikels deutlich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit c ist ($|\vec{v}_p| \ll c$), ergibt sich für die Doppler-Frequenz

$$f_D = f_L \cdot \frac{(\vec{\sigma} - \vec{i})}{c} \cdot \vec{v}_p = \frac{(\vec{\sigma} - \vec{i})}{\lambda} \cdot \vec{v}_p = \frac{|\vec{\sigma} - \vec{i}|}{\lambda} \cdot v_{\vec{\sigma}, \vec{i}} \quad \text{mit} \quad v_{\vec{\sigma}, \vec{i}} = \frac{(\vec{\sigma} - \vec{i})}{|\vec{\sigma} - \vec{i}|} \cdot \vec{v}_p. \quad (2.2)$$

Dabei beschreibt entsprechend Abb. 2.1 $\vec{\sigma}$ die Beobachtungsrichtung (engl.: observation direction) des gestreuten Lichts und \vec{i} die Beleuchtungsrichtung (engl.: incident direction) des einfallenden Lichts. Die Vektoren $\vec{\sigma}$ und \vec{i} sind dabei Einheitsvektoren mit $|\vec{\sigma}| = |\vec{i}| = 1$ und λ bezeichnet die Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle. Gleichung (2.2) stellt somit einen Zusammenhang zwischen der Doppler-Frequenz f_D und dem Betrag $v_{\vec{\sigma}, \vec{i}}$ der Geschwindigkeit des Streupartikels entlang der Empfindlichkeitsrichtung $(\vec{\sigma} - \vec{i})$ her.

Unter der genutzten Näherung $|\vec{v}_p| \ll c$ ist die Doppler-Frequenz um mehrere Größenordnungen kleiner als die Frequenz des einfallenden bzw. gestreuten Lichts. Eine direkte Bestimmung der Doppler-Frequenz nach Gleichung (2.1) durch Messung von f_L und f_p ist somit

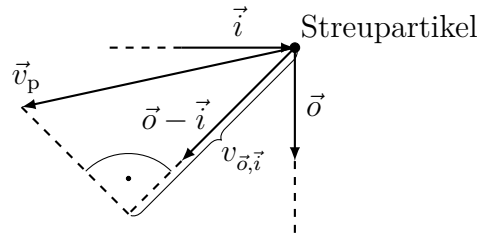


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Doppler-Effekts an einem bewegten Streupartikel.

nicht trivial. Daher kommen bei der DGV molekulare Absorptionszellen mit frequenzabhängiger Transmission zum Einsatz (siehe Abbildung 2.2). Diese ermöglichen eine Bestimmung der Doppler-Frequenz aus der Änderung der Streulichtintensität hinter der Zelle.

Die DGV wurde erstmals von Komine et. al. beschrieben und nutzt einen frequenzstabilisierten Laser zur Beleuchtung des Messvolumens [33, 41]. Zur Beobachtung des gestreuten Lichts kommt dabei ein Photodetektor hinter einer molekularen Absorptionszelle zum Einsatz. Zusätzlich ist ein Referenzdetektor zur Bestimmung der Streulichtleistung notwendig. Eine Weiterentwicklung stellt das Prinzip der Doppler-Global-Velozimetrie mit Laserfrequenzmodulation (FM-DGV) dar, welches zuerst von Müller et. al. beschrieben wurde [42]. Die FM-DGV nutzt ebenfalls einen frequenzstabilisierten Laser, welcher jedoch zusätzlich frequenzmoduliert wird. Somit kann auf einen Referenzdetektor verzichtet werden. Beide Messprinzipien werden im Folgenden genauer erläutert.

2.1.1 Konventionelle DGV

Das Messprinzip der konventionellen DGV ist in Abbildung 2.2a schematisch dargestellt. Die Beleuchtung des Messvolumens erfolgt mittels eines frequenzstabilisierten Lasers mit bekannter Wellenlänge λ und Frequenz f_L aus der Richtung \vec{i} . Das in Beobachtungsrichtung \vec{o} gestreute Licht wird mittels eines Strahlteilers mit der Transmission ζ auf einen Photodetektor abgebildet. Die Abbildung erfolgt dabei durch eine molekulare Absorptionszelle mit der frequenzabhängigen Transmission $\tau_c(f)$, dargestellt in Abbildung 2.2b. Somit ergibt sich mit der Empfindlichkeit ϵ des Detektors das Detektorsignal

$$s = P_p \cdot \epsilon \cdot (1 - \zeta) \cdot \tau_c(f_p). \quad (2.3)$$

Um die Querempfindlichkeit des Detektorsignals zur unbekannt momentanen Streulichtleistung P_p zu eliminieren, wird eine Referenzmessung mittels eines zweiten Photodetektors ohne Absorptionszelle durchgeführt. Es folgt das Detektorsignal des Referenzdetektors

$$s_{\text{ref}} = P_p \cdot \epsilon \cdot \zeta. \quad (2.4)$$

Durch Bildung des Quotienten

$$q = \frac{s}{s_{\text{ref}}} = \frac{P_p \cdot \epsilon \cdot (1 - \zeta) \cdot \tau_c(f_p)}{P_p \cdot \epsilon \cdot \zeta} = \frac{(1 - \zeta)}{\zeta} \cdot \tau_c(f_p) \quad (2.5)$$

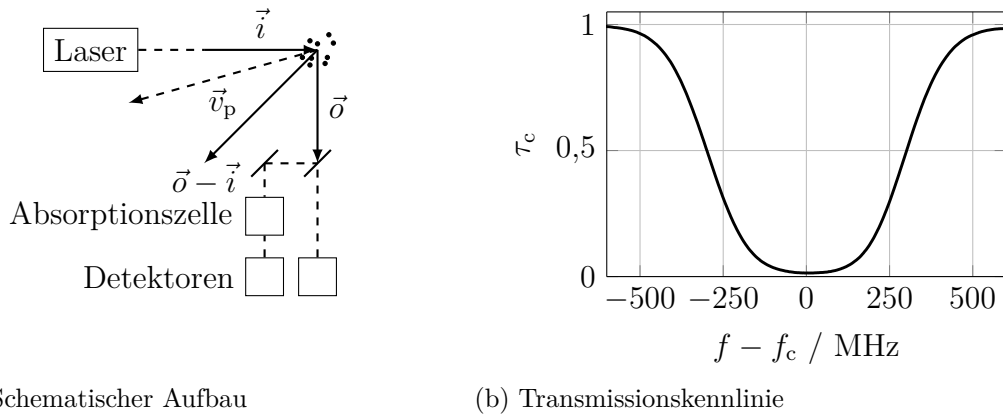


Abbildung 2.2: (a) Schematischer Aufbau der konventionellen DGV und (b) Transmissionskennlinie der genutzten Cäsium-Absorptionszelle im Bereich eines Transmissionsminimums bei $f_c \approx 335$ THz.

erhält man schließlich einen von der unbekanntem Streulichtleistung P_p unabhängigen Ausdruck. Zur Bestimmung des Zusammenhangs zwischen dem Quotienten q und der Doppler-Frequenz f_D erfolgt üblicherweise eine Kalibrierung mittels einer rotierenden Scheibe bekannter Geschwindigkeit. Bei bekannter Doppler-Frequenz kann abschließend mittels Gleichung (2.2) die Komponente $v_{\vec{o}, \vec{i}}$ der Partikelgeschwindigkeit \vec{v}_p in Empfindlichkeitsrichtung bestimmt werden.

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

Der schematische Aufbau der FM-DGV ist in Abbildung 2.3a dargestellt. Die Beleuchtung des Messvolumens erfolgt aus Richtung \vec{i} mittels eines frequenzmodulierten Lasers mit der momentanen Frequenz $f_L(t)$, welche sich gemäß

$$f_L(t) = f_c + f_h \cdot \sin(2\pi f_m t + \varphi_m) \quad (2.6)$$

aus der stabilisierten Lasermittelfrequenz f_c und der sinusförmigen Modulation mit dem Modulationshub f_h , der Modulationsfrequenz f_m und der Modulationsphase φ_m ergibt. Die Variable t steht hierbei für die Zeit. Das an den der Strömung zugesetzten Partikeln gestreute Licht wird durch eine Absorptionszelle mit der frequenzabhängigen Transmission $\tau_c(f)$ mittels eines Photodetektors aus der Richtung \vec{o} beobachtet. Mit der unbekanntem Streulichtleistung P_p und der Empfindlichkeit ϵ des Photodetektors ergibt sich das Detektorsignal

$$s(t) = P_p \cdot \epsilon \cdot \tau_c(f_p(t)) \quad (2.7)$$

welches für zwei beispielhafte Arbeitspunkte in Abbildung 2.3b dargestellt ist.

Aufgrund der nichtlinearen Transmissionskennlinie der Absorptionszelle (dargestellt in Abbildung 2.3b) ergeben sich im Detektorsignal $s(t)$ Anteile höherer Harmonischer der Modu-

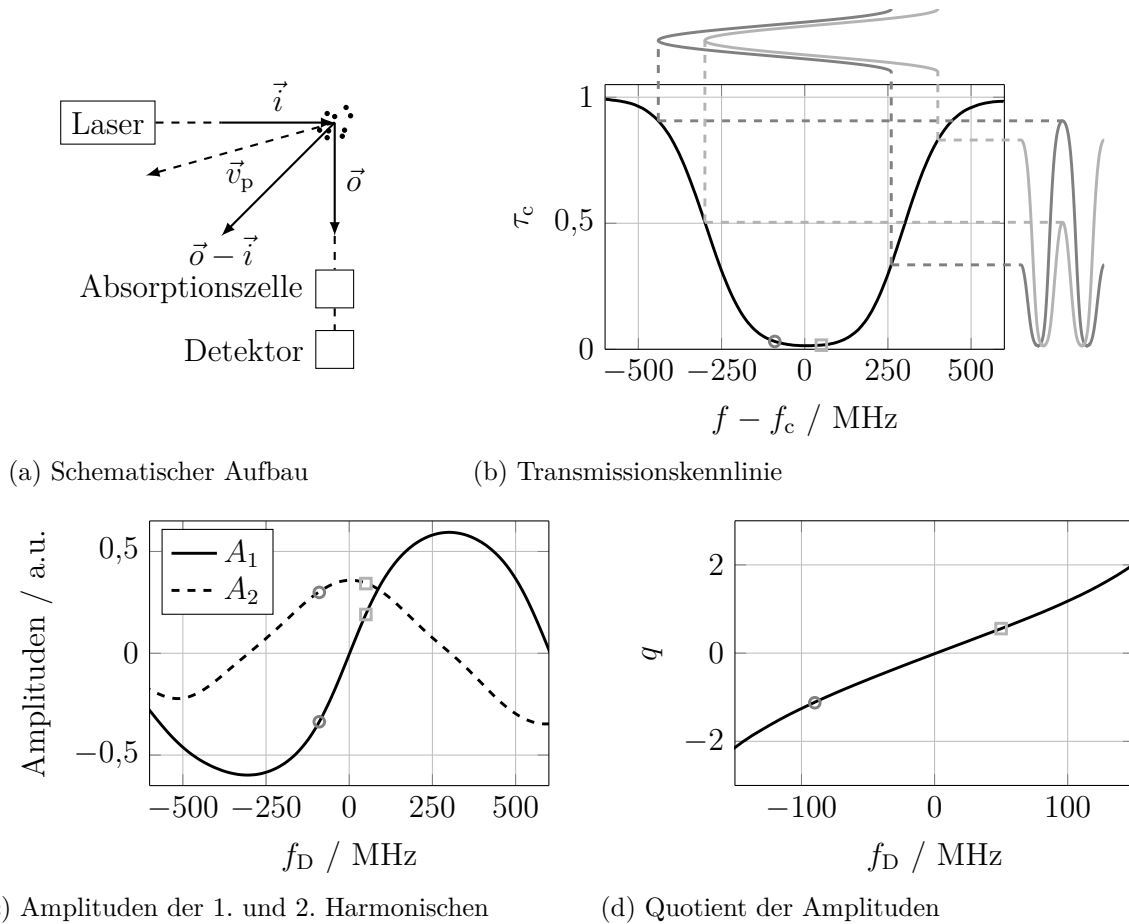


Abbildung 2.3: (a) Schematischer Aufbau der FM-DGV, (b) Transmissionskennlinie der genutzten Cäsium-Absorptionszelle im Bereich eines Transmissionsminima bei $f_c \approx 335$ THz, (c) Betrag der Amplituden A_1 und A_2 der 1. und 2. Harmonischen des Detektorsignals in Abhängigkeit der Dopplerfrequenz f_D und (d) der Quotient q der Amplituden.

lationsfrequenz f_m . Die Amplituden

$$A_1(t) = \frac{2}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} s(t') \cos(2\pi f_m t' + \varphi_m) dt' \quad (2.8)$$

$$A_2(t) = \frac{2}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} s(t') \cos(4\pi f_m t' + \varphi_m) dt' \quad (2.9)$$

der ersten und zweiten Harmonischen werden mittels der Fouriertransformation aus dem Detektorsignal $s(t)$ bestimmt. Die Zeitauflösung Δt wird dabei als ein ganzzahliges Vielfaches einer Modulationsperiode gewählt. Als minimal mögliche Zeitauflösung ergibt sich somit $1/f_m$. Der Verlauf der Amplituden in Abhängigkeit der Frequenz für beispielhaft gewählte Modulationsparameter ist in Abbildung 2.3c dargestellt. Aufgrund der Abhängigkeit des Detektorsignals s von der mittleren Streulichleistung P_p entsprechend Gleichung (2.7) sind die Amplituden ebenfalls von der Streulichleistung abhängig. Durch Bildung des Quotienten

$$q(t) = \frac{A_1(t)}{A_2(t)} \quad (2.10)$$

der Amplituden wird diese Querempfindlichkeit eliminiert. Im Vergleich zur DGV entfällt bei der FM-DGV somit die Notwendigkeit eines zweiten Photodetektors, wodurch Beiträge zur Messunsicherheit aufgrund des Strahlteilers und des Referenzdetektors eliminiert werden [43]. Der in Abbildung 2.3d dargestellte Zusammenhang zwischen dem Quotienten q und der Doppler-Frequenz f_D wird analog zur DGV mittels einer Kalibrierung bestimmt (siehe Abschnitt 4.1). Die Komponente $v_{\vec{o},\vec{i}}$ der Partikelgeschwindigkeit \vec{v}_p entlang der Empfindlichkeitsrichtung folgt wiederum aus Gleichung (2.2).

Unter Nutzung einer einzelnen Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung und eines einzelnen Photodetektors erfolgt mittels FM-DGV eine punktförmige Messung (0D) einer einzelnen aus der Beleuchtungsebene zeigenden Geschwindigkeitskomponente (1C). Durch Einsatz eines linien- oder flächenhaften Detektors und einer geeigneten Beleuchtung kann diese hin zu einer ein- bzw. zweidimensionalen Messung (1D/2D) erweitert werden. In Kombination mit einer scannenden Beleuchtung ist außerdem eine volumetrische Messung (3D) der Geschwindigkeit möglich. Zur Erfassung aller drei Geschwindigkeitskomponenten (3C) können mehrere Beleuchtungs- bzw. Beobachtungsrichtungen genutzt werden. Eine genaue Diskussion der Umsetzung einer volumetrischen und simultan dreikomponentigen Messung mittels FM-DGV erfolgt in Kapitel 3.

2.2 Particle Image Velocimetry (PIV)

Die Geschwindigkeitsmessung mittels PIV basiert auf der Bestimmung der örtlichen Verschiebung $\Delta\vec{s}$ von Streupartikeln in der Strömung innerhalb eines festgelegten Zeitraums Δt (Weg-Laufzeit-Verfahren). Der schematische Aufbau ist in Abbildung 2.4a dargestellt. Das Messvolumen wird mit einem Laserlichtschnitt beleuchtet und mit Streupartikeln versetzt, welche der Strömung folgen. Es werden nun in festem zeitlichen Abstand Δt mittels einer Kamera zwei Partikelbilder aufgenommen (dargestellt in Abbildung 2.4b und 2.4c). Durch ausschnittsweise Kreuzkorrelation der Bilder erfolgt anschließend die orts aufgelöste Bestimmung der Verschiebungsvektoren $\Delta\vec{s}$ in der x - y -Messebene. Die Partikelgeschwindigkeit

$$\vec{v}_p = \frac{\Delta\vec{s}}{\Delta t} \quad (2.11)$$

für jeden gewählten Korrelationsausschnitt ergibt sich schließlich durch Normierung der Verschiebung $\Delta\vec{s}$ mit der Zeit Δt . Die Kalibrierung des Messsystems erfolgt üblicherweise durch Bestimmung des Abbildungsmaßstabs des optischen Systems durch Abbildung eines Objektes bekannter Größe. Die Standard-PIV ermöglicht somit die planare (2D) Geschwindigkeitsmessung der innerhalb der Beleuchtungsebene liegenden Geschwindigkeitskomponenten (2C).

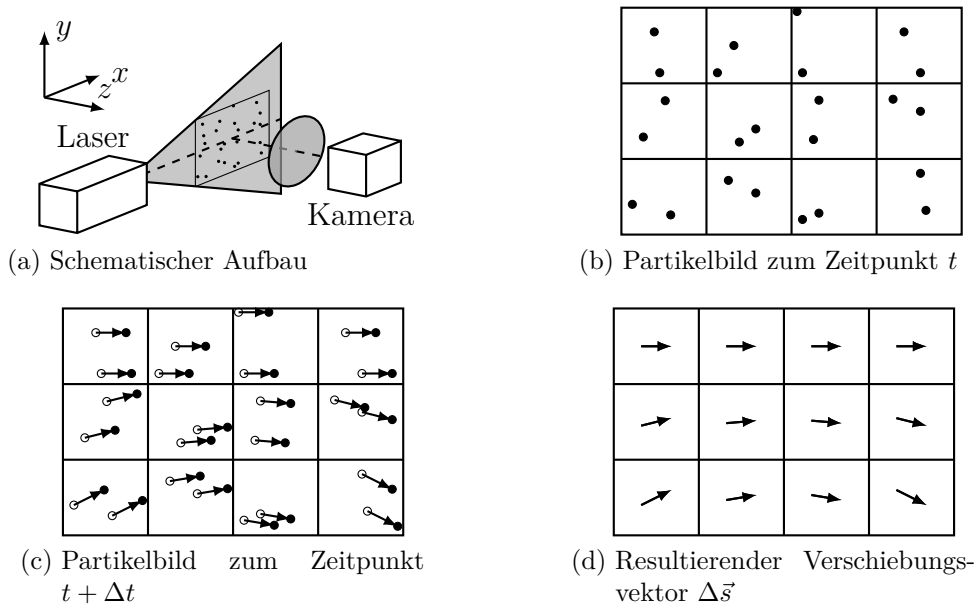


Abbildung 2.4: (a) Schematischer Aufbau der PIV, (b) Partikelbild zum Zeitpunkt t , (c) Partikelbild zum Zeitpunkt $t + \Delta t$ und (d) resultierender Verschiebungsvektor $\Delta\vec{s}$.

Kapitel 3

Messsystementwicklung

In diesem Kapitel wird die Entwicklung der FM-DGV hin zur dreikomponentigen und volumetrischen Erfassung (3D3C) der Strömungsgeschwindigkeit vorgestellt. Zu diesem Zweck wird das Messsystem in Abschnitt 3.1 mittels mehrerer Beobachtungsrichtungen hin zur simultan dreikomponentigen Messung (1D3C) ausgebaut. Anschließend wird das System in Abschnitt 3.2 durch den Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera und einer scannenden Beleuchtung hin zur volumetrischen Messung (3D1C) erweitert. In Abschnitt 3.3 erfolgt dann die Kombination der Messprinzipien von FM-DGV und PIV, um eine simultan dreikomponentige und volumetrische Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit mit nur jeweils einer Beobachtungs- und Beleuchtungsrichtung zu ermöglichen. Abschließend werden die Ergebnisse in Abschnitt 3.4 zusammengefasst.

3.1 Simultan dreikomponentige FM-DGV (3C)

Erste dreikomponentige Messungen in heißen Gasen mittels FM-DGV wurden von Fischer et. al. in [40] beschrieben. Die Messung der drei Geschwindigkeitskomponenten erfolgte dabei jedoch sequentiell nacheinander. Somit ist die Berechnung der Geschwindigkeitsspektren in orthogonalen Koordinaten (z.B. kartesischen Koordinaten) bei einer Messung mittels FM-DGV im Allgemeinen nicht möglich. Dies ist jedoch insbesondere bei der Untersuchung drallstabilisierter Flammen und den darin auftretenden Geschwindigkeitsoszillationen von Interesse. Daher wird eine simultan dreikomponentige Messung mit hoher Messrate angestrebt. Die Erweiterung der FM-DGV zu diesem Zweck wird im Folgenden erläutert.

3.1.1 Ansatz

Entsprechend der Gleichung (2.2) erfolgt bei der FM-DGV mittels einer einzelnen Kombination aus Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung \vec{i} und $\vec{\sigma}$ die Messung nur einer Geschwindigkeitskomponente $v_{\vec{\sigma}, \vec{i}}$ entlang der Empfindlichkeitsrichtung $(\vec{\sigma} - \vec{i})$. Um alle drei Geschwindigkeitskomponenten simultan erfassen zu können, muss die Summe der Anzahl an Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen größer oder gleich vier sein [44]. Dabei ist es beispielsweise möglich, drei Beleuchtungsrichtungen und eine Beobachtungsrichtung [35, 37] oder drei Beobachtungsrichtungen und eine Beleuchtungsrichtung [33, 34, 36] zu wählen. Die gemessenen Geschwindigkeitskomponenten

$$v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}_n} = \frac{(\vec{\sigma}_m - \vec{i}_n)}{|\vec{\sigma}_m - \vec{i}_n|} \cdot \vec{v}_p \quad (3.1)$$

der Partikelgeschwindigkeit \vec{v}_p ergeben sich dann entsprechend aus den gewählten Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen \vec{i}_n und \vec{o}_m mit $m, n \in \mathbb{N}^{* 1}$ und $\max(n) + \max(m) \geq 4$. Die räumlichen Ausrichtungen von \vec{i}_n und \vec{o}_m müssen dabei derart gewählt werden, dass die Vektoren $(\vec{o}_m - \vec{i}_n)$ eine Basis des Geschwindigkeitsvektorraumes darstellen. Weiterhin sollte die Sensitivität des Aufbaus entsprechend der Ausführungen in [45] optimiert werden, um die resultierende Messunsicherheit zu minimieren. Eine mögliche Anordnung im Falle, dass drei verschiedene Beobachtungsrichtungen genutzt werden, ist in Abbildung 3.1a dargestellt.

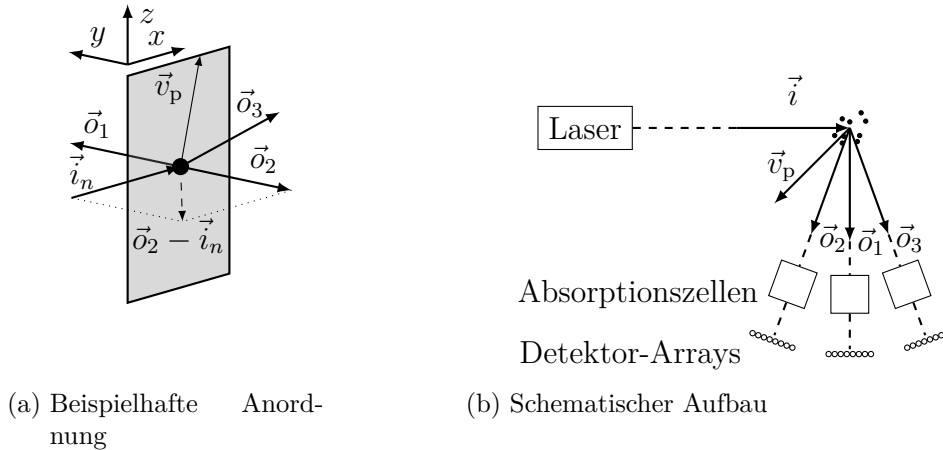


Abbildung 3.1: (a) Beispielhafte Anordnung der Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen für $m \in \{1, 2, 3\}$ und (b) schematischer Aufbau des 3C-FM-DGV.

Im Allgemeinen ist es aufgrund der meist beschränkten optischen Zugänglichkeit des Messobjektes nicht möglich \vec{i}_n und \vec{o}_m so zu wählen, dass die Vektoren $(\vec{o}_m - \vec{i}_n)$ eine Orthogonalbasis des Vektorraumes darstellen. Daher ist zur Erfassung der Partikelgeschwindigkeit \vec{v}_p eine Koordinatentransformation notwendig. Bei der Wahl von drei Beobachtungsrichtungen lautet diese

$$\vec{v}_p = \mathcal{M}^{-1} \cdot \left(v_{\vec{o}_1, \vec{i}_1}, v_{\vec{o}_2, \vec{i}_1}, v_{\vec{o}_3, \vec{i}_1} \right)^T \quad (3.2)$$

mit der Transformationsmatrix

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} \frac{(\vec{o}_1 - \vec{i}_1)^T}{|\vec{o}_1 - \vec{i}_1|} \\ \frac{(\vec{o}_2 - \vec{i}_1)^T}{|\vec{o}_2 - \vec{i}_1|} \\ \frac{(\vec{o}_3 - \vec{i}_1)^T}{|\vec{o}_3 - \vec{i}_1|} \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Somit ist es möglich alle drei Komponenten der Geschwindigkeit \vec{v}_p simultan zu erfassen. Alternativ ist unter Anwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera zur Bildaufnahme ebenso die Kombination von FM-DGV mit einer PIV-Auswertung der Partikelbilder möglich, um eine simultan dreikomponentige Geschwindigkeitsmessung zu erreichen [46]. Der Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera ist jedoch aufgrund der geringeren Empfindlichkeit der Kamera im Vergleich zu den standardmäßig genutzten Avalanche-Photodioden (APD) nur im Falle sehr hoher Streulichtleistungen sinnvoll. Die notwendigen Lichtleistungen werden beispielsweise in einer drallstabilisierten Flamme im Allgemeinen nicht erreicht. Aus diesem Grund soll dieser Ansatz hier nicht angewendet werden, er legt jedoch die Grundlage

¹Entsprechend DIN 5473 bezeichnet \mathbb{N}^* hier die positiven ganzen Zahlen ohne Null.

für die in Abschnitt 3.3 beschriebene Erweiterung hin zu volumetrisch dreikomponentigen Messungen.

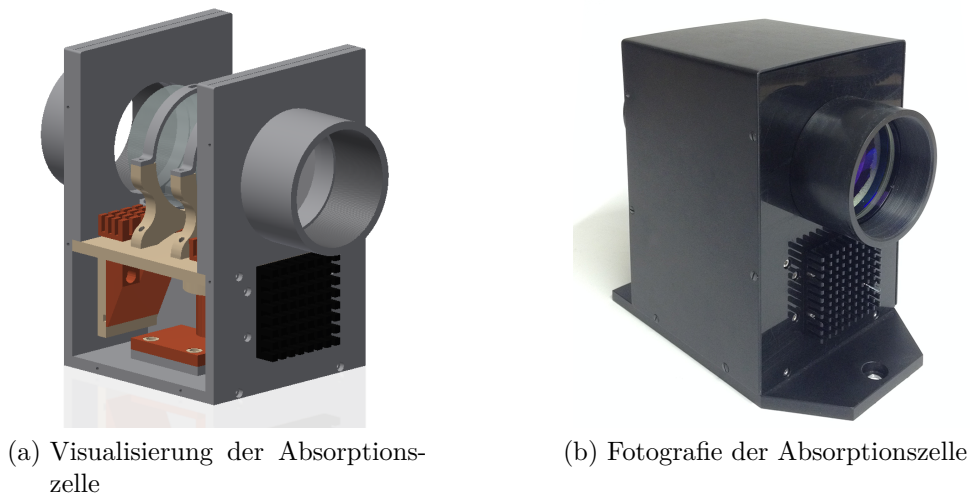
3.1.2 Realisierung

Als Ansatz zur Realisierung des 3C-FM-DGV-Systems wird ein Aufbau mit drei Beobachtungsrichtungen gewählt. Dies verspricht durch die Beschränkung auf nur eine Beleuchtungsrichtung und damit nur eine einzelne frequenzstabilisierte Laserquelle einen geringeren technischen Aufwand als eine Umsetzung von drei Beleuchtungsrichtungen.

Zur Realisierung dreier Beobachtungsrichtungen gibt es zum einen die Möglichkeit, das gestreute Licht mittels dreier Glasfaserbündel zu einer gemeinsamen Absorptionszelle zu führen. Zum anderen können drei separate Absorptionszellen genutzt werden um das Messvolumen durch die jeweilige Zelle direkt zu beobachten. Die Vorteile der ersten Lösung liegen in einer höheren Flexibilität, da jeweils nur eine Linse und das Faserbündel in der Nähe des Messvolumens justiert werden müssen und somit eine gegebenenfalls aufwendige Montage der Zellen entfällt. Weiterhin kann eine temperaturabhängige und für die verschiedenen Zellen unterschiedliche Schwankung der Transmissionskennlinie ausgeschlossen werden. Als Nachteil ist jedoch die geringere zur Verfügung stehende Streulichtleistung aufgrund der notwendigen Einkopplung des Lichts vom beobachtungsseitigen Faserbündel in das detektorseitige Bündel zu nennen. Aus diesem Grund werden hier drei separate Absorptionszellen eingesetzt.

Der Aufbau der Zellen wurde im Rahmen einer Studienarbeit durchgeführt. Zum Einsatz kommen antireflexbeschichtete Quarzglas-Zellen mit einem Zellendurchmesser von 50 mm, welche mit einem Kühlfinger ausgestattet sind. Im Vergleich zu den vormals verwendeten Zellen wurde der Zellendurchmesser verdoppelt, wodurch die numerische Apertur um Faktor 2 und die empfangene Streulichtleistung im Mittel um Faktor 4 erhöht wird [47]. Dies ermöglicht eine Reduzierung der resultierenden Messunsicherheit von bis zu Faktor zwei. Die notwendige Temperaturstabilisierung des Zellkörpers erfolgt indirekt über zwei luftgekoppelte Peltier-Elemente, welche von einem Proportional-Integral-Differential-Regler geregelt werden. Der Kühlfinger der Zellen wird über ein separates Peltier-Element temperiert, welches über einen Kupferzylinder mit der Zelle gekoppelt ist. Um eine Kondensation des Cäsiums an den optischen Fenstern zu verhindern, wird der Zellkörper bei einer im Vergleich zum Kühlfinger um 10 K höheren Temperatur von 45 °C betrieben.

Das hier realisierte 3C-FM-DGV-System basiert auf dem in [48] vorgestellten 1C-FM-DGV-System. Ein beispielhafter Aufbau des Systems ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Das Messvolumen wird mittels eines frequenzstabilisierten Master Oscillator Power Amplifier (MOPA) Lasers (TOPTICA TA 100) mit einer maximalen Ausgangsleistung von 1 W bei einer Wellenlänge von 895 nm und einer geringen Linienbreite von 2 MHz beleuchtet. Das Licht wird dabei mit Hilfe einer Single-Mode-Glasfaser flexibel zum Messvolumen geführt. Aufgrund der Einkoppeleffizienz in die Glasfaser von etwa 60 % steht im Messvolumen eine maximale Leistung von 600 mW zu Verfügung. Die Modulationsfrequenz f_m des Lasers beträgt 100 kHz, woraus eine Zeitauflösung von 10 μ s resultiert [39]. Die Detektion des gestreuten Lichts erfolgt durch 24 APD mit einer minimalen rauschäquivalenten Lichtleistung (engl.: noise equivalent power (NEP)) von 31 fW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ [43, 44]. Es stehen damit für jede der drei



(a) Visualisierung der Absorptionszelle

(b) Fotografie der Absorptionszelle

Abbildung 3.2: (a) Visualisierung und (b) Fotografie einer der aufgebauten Absorptionszellen.

Beobachtungseinheiten acht Messkanäle zur Verfügung. Die Ankopplung der Detektoren an die Cäsium-Absorptionszellen erfolgt mittels dreier Faserbündel mit einem Faserdurchmesser von $400\ \mu\text{m}$. Zur Abbildung des Messvolumens auf die Faserendflächen kommt ein Linsensystem bestehend aus zwei achromatischen Doublets mit einer Brennweite von $75\ \text{mm}$ (auf Seite der Detektoren) und $150\ \text{mm}$ (auf Seite des Messvolumens) zum Einsatz. Somit resultiert aufgrund des Abbildungsverhältnisses von 2 eine Ortsauflösung von etwa $1\ \text{mm}$.

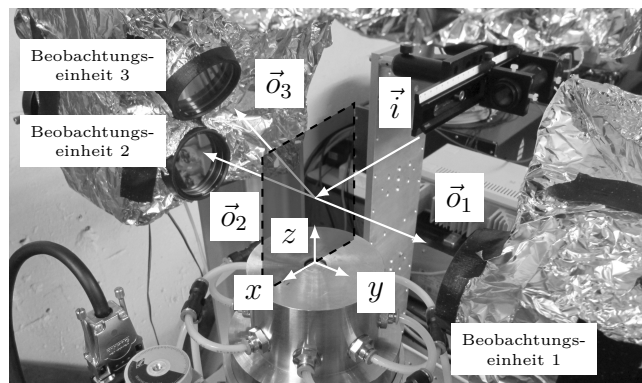


Abbildung 3.3: Beispielhafter Aufbau des 3C-FM-DGV-Systems, hier für die Messung am Drallstrombrenner.

Das realisierte 3C-FM-DGV-System ist in der Lage, simultan dreikomponentige Messungen der Strömungsgeschwindigkeit mit einer hohen Messrate von $100\ \text{kHz}$ an acht Punkten durchzuführen. Es erfüllt damit potentiell die in Tabelle 1.1 gestellten Anforderungen an ein Messsystem geeignet zur Erfassung von Strömungszillationen in drallstabilisierten Flammen. Die Eignung des Systems wird in Kapitel 5.1 experimentell nachgewiesen.

3.2 Volumetrische FM-DGV (3D)

Mehrdimensionale (planare bzw. volumetrische) Messungen der Strömungsgeschwindigkeit an Einspritzdüsen mit einer hohen Zeitaufösung im Mikrosekundenbereich wurden mittels PIV bereits gezeigt [1, 2, 12–14, 49]. Die mehrdimensionale Erfassung *instationärer* Vorgänge bei Einspritzprozessen bedarf jedoch ebenso einer hohen Messrate im Bereich von 100 kHz und mehr. Dies konnte nach dem Stand der Technik noch nicht demonstriert werden. Weiterhin fehlen insbesondere im düsen nahen Bereich korrelierbare Strukturen, da der Flüssigfilmzerfall (engl.: liquid sheet breakup) noch nicht erfolgt ist und sich noch keine Treibstoffpartikel gebildet haben. Dies erschwert den Einsatz der korrelationsbasierten PIV [23]. Die FM-DGV ist aufgrund der Auswertung der Doppler-Frequenz nicht auf korrelierbare Strukturen im Messvolumen angewiesen und erreicht die geforderte hohe Messrate und Zeitaufösung. Zur planaren Messung transients Vorgänge im düsen nahen Bereich eines Einspritzvorgangs soll die FM-DGV daher hin zu einer mehrdimensionalen Messung erweitert werden. In einem ersten Schritt erfolgt mittels zweier verschiedener Ansätze der Aufbau eines 2D-FM-DGV-Systems zur planaren Geschwindigkeitsmessung. Durch Kombination beider Ansätze kann abschließend ein 3D-FM-DGV-System zur volumetrischen Messung realisiert werden.

3.2.1 Ansatz

Zur Erweiterung der Messungen mittels FM-DGV um eine Dimension hin zur planaren Erfassung (2D) stehen zwei Ansätze zur Verfügung:

1. *Gescannte Beleuchtung*: Zum einen kann die Beleuchtung örtlich gescannt werden, wodurch das Messvolumen sequentiell abgetastet wird. Dazu wird ein kollimierter Laserstrahl mittels eines Scannerspiegels räumlich abgelenkt und das Messvolumen unter Ausnutzung der Schärfentiefe einer Liniendetektion beobachtet [50]. Dabei erfolgt eine simultane Messung der Geschwindigkeit entlang der Beleuchtungsrichtung und eine quasi-simultane Messung in Scanrichtung. In Abbildung 3.4a ist dieser Aufbau schematisch dargestellt.
2. *Planare Beobachtung*: Zum anderen kann eine planare Beleuchtung mittels eines Laserlichtschnittes in Verbindung mit einer Matrix-Detektion durch eine Hochgeschwindigkeitskamera eingesetzt werden [23, 50, 51], wie in Abbildung 3.4b dargestellt. Die Messung erfolgt dabei simultan innerhalb der Beleuchtungsebene.

Beide Ansätze ermöglichen die planare Erfassung einer Geschwindigkeitskomponente. Jedoch erfolgt die Messung bei Variante 1 nur quasi-simultan, da das Messvolumen gescannt wird. Zudem ist die Anzahl N_{Ebenen} an messbaren Tiefenpositionen gemäß

$$N_{\text{Ebenen}} = \frac{f_m}{2f_{\text{scan}}} \quad (3.4)$$

über die Modulationsfrequenz f_m mit der Schwingfrequenz f_{scan} des Spiegels verknüpft. Da die Schwingfrequenz der effektiven Messrate des Systems entspricht, führt dies zu einem

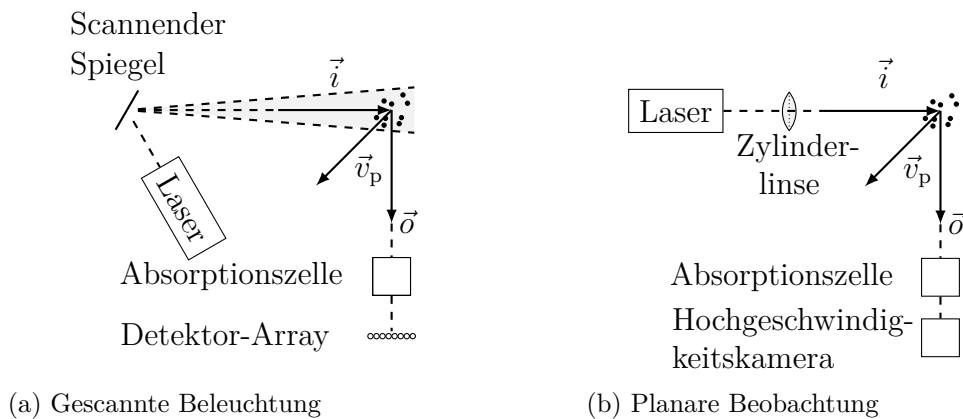


Abbildung 3.4: Schematischer Aufbau zur planaren Messung mit den 2D-FM-DGV-Systemen mittels (a) einer gescannten Beleuchtung und (b) einer planaren Beobachtung in Kombination mit einer planaren Beleuchtung.

Kompromiss zwischen Tiefenauflösung und erzielbarer Messrate. Dieser Zusammenhang erschwert die Messung schneller instationärer Prozesse. Aus diesem Grund wird für die Erfassung der instationären Strömungsphänomene an der Hochdruck-Einspritzdüse das Konzept einer planaren Beleuchtung und Beobachtung entsprechend Variante 2 eingesetzt.

Um nun eine volumetrische Messung zu erreichen, können beide Ansätze entsprechend Abbildung 3.5 miteinander kombiniert werden. Dabei erfolgt der Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera zur planaren Detektion, zudem wird der verwendete Laserlichtschnitt mittels eines Scannerspiegels in der Tiefe traversiert [52]. Somit wird eine simultane Messung in lateraler Richtung und eine quasi-simultane Messung in axialer Richtung² erreicht. Im folgenden Abschnitt werden die entsprechend der drei vorgestellten Ansätze realisierten Messsysteme diskutiert.

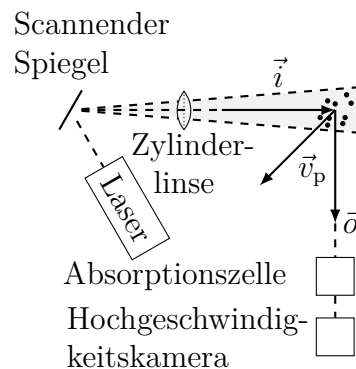


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau zur volumetrischen Messung mittels FM-DGV.

²Jeweils bezogen auf die optische Achse der Beobachtungseinheit.

3.2.2 Realisierung

Gescannte Beleuchtung

Das 2D-FM-DGV-System in Variante 1 basiert auf dem FM-DGV-Aufbau welcher in [48] vorgestellt wurde. Der erste Aufbau erfolgte im Rahmen einer Diplomarbeit [53]. Als Laserquelle dient ein MOPA-Laser mit einer Ausgangsleistung von 1 W und einer Modulationsfrequenz f_m von 100 kHz. Das Laserlicht wird in eine Single-Mode-Glasfaser eingekoppelt und über eine Kollimationsoptik auf den oszillierenden Scannerspiegel geführt. Als Spiegel kommt hierbei ein 1D-Mikrospiegel zum Einsatz, welcher vom Fraunhofer-Institut für Photonische Mikrosysteme gefertigt wurde und entlang einer Achse oszilliert [54]. Der Spiegel bietet eine freie Apertur von $3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ und eine wählbare Schwingfrequenz f_{scan} von 0,5 kHz oder 1 kHz. Nach Gleichung (3.4) folgt daraus, dass 100 bzw. 50 Tiefenpositionen aufgelöst werden können. Die Frequenz des Spiegels entspricht gleichfalls der resultierenden Messrate. Der erzielbare Ablenkwinkel beträgt $5,5^\circ$ für die geringere und $0,65^\circ$ für die höhere Schwingfrequenz. Die resultierende Auslenkung des Laserstrahls wird über einen optischen Positionssensor (OPS) erfasst. Somit kann anschließend jeder Geschwindigkeitswert einer Strahlposition zugeordnet werden. Die Beobachtung des Messvolumens erfolgt durch eine Cäsium-Absorptionszelle mittels 25 APD-Detektoren. Erste Messungen mit dem realisierten Aufbau an einer verdrahten Strömung wurden in [50] präsentiert.

Planare Beobachtung

Das 2D-FM-DGV-System in Variante 2 basiert ebenso auf dem in [48] vorgestellten FM-DGV-System. Ein beispielhafter Aufbau des Systems ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Die Beleuchtung erfolgt durch eine Lichtschnittoptik bestehend aus einer Strahlkollimierung und einer Zylinderlinse. Als Laserquelle dient wiederum der bereits beschriebene MOPA-Laser, die Modulationsfrequenz beträgt in diesem Fall jedoch bis zu 200 kHz. Die Beobachtung des Messvolumens erfolgt durch eine der für das 3C-FM-DGV-System genutzten Cäsium-Absorptionszellen mit einem Durchmesser von 50 mm (vergleiche Abbildung 3.2). Als Photodetektor wird eine Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ Phantom v1610 mit FAST Option der Firma Vision Research eingesetzt. Die Kamera bietet eine Bildrate von 16 kHz bei der vollen zur Verfügung stehenden Auflösung von $1280\text{ Pixel} \times 800\text{ Pixel}$ und bis zu 1 MHz bei einer reduzierten Bildauflösung von $128\text{ Pixel} \times 16\text{ Pixel}$. Die Pixelgröße beträgt $28\text{ }\mu\text{m} \times 28\text{ }\mu\text{m}$, ein Hardware-Binning ist nicht möglich. Die Anzahl an Ladungsträgern die in einem Pixel gespeichert werden können (engl.: full well depth) beträgt 23 000 und es wird eine Quanteneffizienz von 20 % für die genutzte Wellenlänge von 895 nm erreicht. Weiterhin verfügt die Kamera über einen internen Speicher von 32 GB zur Zwischenspeicherung der Kamerarohdaten, welcher mittels einer Workstation über eine 10 Gigabit-Ethernet-Verbindung ausgelesen wird.

In [50] konnten mit dem realisierten System bereits Messraten von 25 kHz für eine planare Geschwindigkeitsmessung gezeigt werden. Aufgrund des Abtasttheorems können mit dem Prinzip der FM-DGV bei der verfügbaren Bildrate von 1 MHz maximale Messraten von 250 kHz erreicht werden. Das realisierte 2D-FM-DGV-System in Variante 2 erfüllt daher

perspektivisch alle in Tabelle 1.1 gestellten Anforderungen. Es können somit erstmals planare Geschwindigkeitsmessungen im düsen nahen Bereich einer Hochdruck-Einspritzdüse mit einer hohen Messrate von bis zu 200 kHz durchgeführt werden [23]. Dies erlaubt die Auflösung des Zeitverlaufs einer einzelnen Einspritzung und deren Untersuchung auf instationäre Phänomene, was in Abschnitt 5.3 demonstriert wird.

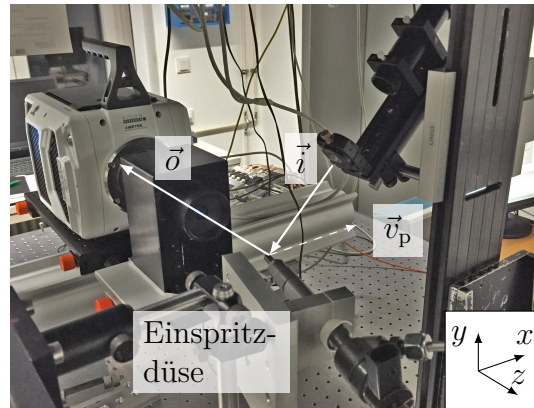


Abbildung 3.6: Beispielhafter Aufbau des 2D-FM-DGV-Systems mit planarer Beobachtung und planarer Beleuchtung entsprechend Variante 2, hier für die Messung an der Hochdruck-Einspritzdüse.

Gescannte Beleuchtung mit planarer Beobachtung

Um nun volumetrische Geschwindigkeitsmessungen mittels FM-DGV zu ermöglichen, erfolgt eine Kombination der zur planaren Erweiterung der FM-DGV genutzten Ansätze 1 und 2. Die Beleuchtung erfolgt mittels des MOPA-Lasers, wobei eine Modulationsfrequenz von 25 kHz gewählt wurde. Die Strahlableitung der Beleuchtung wird mittels des mit einer Frequenz von 1 kHz oszillierenden Mikrospeiegels umgesetzt, zur Formung eines Lichtschnittes kommt jedoch zusätzlich eine Zylinderlinse zum Einsatz. Zur planaren Beobachtung des Messvolumens wird die Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ Phantom v1610 genutzt. Durch eine geeignete Wahl der relativen Phasenlage zwischen dem Scanvorgang des Spiegels und dem Auslesevorgang der Kamera konnte die Anzahl an messbaren Tiefenpositionen trotz weiterhin sinusförmiger Strahlableitung im Vergleich zum 2D-FM-DGV-System in Variante 1 um den Faktor 2 auf

$$N_{\text{Ebenen}} = \frac{f_m}{f_{\text{scan}}} \quad (3.5)$$

gesteigert [52]. Die volumetrische Messrate bleibt jedoch durch die Scanfrequenz von 1 kHz limitiert, wodurch das 3D-FM-DGV-System nicht für die Messung an einer Hochdruck-Einspritzdüse geeignet ist. Volumetrische Messungen der Geschwindigkeit an einer Düsenströmung und einem Spray mittels 3D-FM-DGV werden in Abschnitt 5.4 gezeigt.

3.3 Volumetrisch, dreikomponentige FM-DGV (3D3C)

Zur Umsetzung einer sowohl volumetrischen als auch dreikomponentigen Messung (3D3C) der Strömungsgeschwindigkeit mittels FM-DGV ist es möglich, die Konzepte des 3C-FM-

DGV-Systems mit drei Beobachtungsrichtungen und des 3D-FM-DGV-Systems mit planarer Beobachtung und gescannter Beleuchtung zu kombinieren. Dieser Ansatz erfordert jedoch einen hohen technischen Aufwand aufgrund des notwendigen Einsatzes von drei Hochgeschwindigkeitskameras oder dreier Faserbündel zur Abbildung des Messvolumens auf eine gemeinsame Kamera. Weiterhin ergeben sich durch die schräge Beobachtung des planaren Lichtschnittes und die ohne technische Vorkehrungen wie eine angepasste Abbildungsoptik (Scheimpflugadapter) daraus folgende unscharfe Abbildung im Randbereich des Messvolumens erhöhte Messunsicherheiten der Geschwindigkeit.

Als alternative Möglichkeit zum Aufbau eines 3D3C-FM-DGV-Systems wurde daher die Kombination des 3D-FM-DGV-Systems mit dem Prinzip der PIV untersucht. Unter Einsatz einer Kamera als Photodetektor können die aufgenommenen Partikelbilder mittels des in Abschnitt 2.2 dargestellten PIV-Algorithmus ausgewertet werden. Die PIV bestimmt dabei die zweikomponentige Geschwindigkeit innerhalb der Lichtschnittebene und FM-DGV die aus der Ebene heraus zeigende Geschwindigkeitskomponente. Durch geeignete Wahl einer Koordinatentransformation kann abschließend der dreikomponentige Geschwindigkeitsvektor in kartesischen Koordinaten ermittelt werden. Eine kombinierte PIV/FM-DGV-Auswertung zur 2D3C-Geschwindigkeitsmessung wurde in [50] gezeigt. Unter Einsatz eines scannenden Spiegels ist mit diesem Prinzip auch eine 3D3C Messung möglich.

3.4 Fazit

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Erweiterungen des FM-DGV hin zu simultan dreikomponentigen Messungen (3C) und planaren (2D) bzw. volumetrischen Messungen (3D) der Strömungsgeschwindigkeit eröffnen neue Perspektiven zur Untersuchung komplexer und instationärer Strömungen wie sie beispielsweise an einem drallstabilisierten Gasbrenner oder im düsenahen Bereich einer Hochdruck-Einspritzdüse auftreten. Mittels des 3C-FM-DGV-Systems können Strömungszillationen innerhalb einer Flamme, welche mit der auftretenden Schallemission korreliert sind, örtlich lokalisiert werden. Das 2D-FM-DGV-System in Variante 2 ermöglicht erstmals die örtlich aufgelöste Erfassung der düsenahen Strömungsgeschwindigkeit und darauf aufbauend die Untersuchung instationärer Prozesse einzelner Einspritzvorgänge. Die erzielten Messergebnisse werden in Kapitel 5 diskutiert. Vorausgehend erfolgt in Kapitel 4 jedoch noch die Charakterisierung der Messsysteme hinsichtlich der aufgrund der angewandten Kalibrierung und der auftretenden Streulichtleistungs-, Geschwindigkeits- und Brechungsindexfluktuationen zu erwartenden Messunsicherheiten.

Kapitel 4

Charakterisierung der Messsysteme

In diesem Kapitel werden die realisierten Messsysteme hinsichtlich ihrer Eignung für die angestrebten Messaufgaben am Drallstrombrenner und der Hochdruck-Einspritzdüse charakterisiert. In Abschnitt 4.1 erfolgt zuerst die Diskussion des Mess- und Kalibriervorgangs und der daraus folgenden Messunsicherheit aufgrund von zufälligen und systematischen Messabweichungen. Anschließend wird der Einfluss ausgewählter Störungen auf die Messunsicherheit der Geschwindigkeit untersucht. Im Hinblick auf die Anwendung des Messsystems für oberflächennahe Spaltströmungsmessungen wird in Abschnitt 4.2 die Auswirkung von reflektiertem Störlicht diskutiert und es erfolgt eine Optimierung der Beleuchtung und der Auswertungsalgorithmen. In den Abschnitten 4.3 und 4.4 werden anschließend die Messunsicherheitsbeiträge aufgrund von Brechungsindexfluktuationen im Beleuchtungspfad, wie sie beispielsweise in heißen Gasen oder an verschmutzten optischen Zugängen auftreten, und aufgrund von Streulichtleistungs- und Geschwindigkeitsfluktuationen in instationären Strömungen untersucht. Abschließend wird in Abschnitt 4.5 das Messunsicherheitsbudget der betrachteten Einflüsse speziell für die angestrebten Anwendungen am Drallstrombrenner und der Hochdruck-Einspritzdüse aufgestellt.

4.1 Messung und Kalibrierung

In diesem Abschnitt soll die Standardunsicherheit $\sigma_{\vec{v}_p}$ der Geschwindigkeit \vec{v}_p im Messvolumen bestimmt werden. Hierbei erfolgt eine Betrachtung der Einflüsse während der Messung und der Kalibrierung. Ausgangspunkt der Untersuchung ist die Berechnung der Strömungsgeschwindigkeit nach Gleichung (3.2), welche aufgrund ihrer Wichtigkeit hier nochmals notiert wird:

$$\vec{v}_p = \mathcal{M}^{-1} \cdot \vec{v} \quad \text{mit} \quad \vec{v} = (v_{\vec{\sigma}_1, \vec{i}}, v_{\vec{\sigma}_2, \vec{i}}, v_{\vec{\sigma}_3, \vec{i}})^T. \quad (4.1)$$

Dieser Zusammenhang ermöglicht die Bestimmung der Geschwindigkeit \vec{v}_p im Messvolumen in kartesischen Koordinaten aus den mittels 3C-FM-DGV gemessenen Komponenten $v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}}$ mit Hilfe der Inversen der Transformationsmatrix \mathcal{M} . Der Index m kennzeichnet dabei die Beobachtungsrichtung und es gilt $m = 1, 2, 3$ für das 3C-FM-DGV-System (vgl. Abschnitt 3.1).

Zur Berechnung der Standardunsicherheit erfolgt eine Zerlegung in den Beitrag $\sigma_{\vec{v}_p, \text{zuf}}$ aufgrund zufälliger Messabweichungen und in den Beitrag $\Delta \vec{v}_p$, welcher die unbekannte, systematische Messabweichung bezeichnet. Die Gesamtmessunsicherheit lautet nach [55] somit

$$\sigma_{\vec{v}_p} \odot \sigma_{\vec{v}_p} = \left(\sigma_{\vec{v}_p, \text{zuf}} \odot \sigma_{\vec{v}_p, \text{zuf}} \right) + \frac{|\Delta \vec{v}_p|_{\odot} \odot |\Delta \vec{v}_p|_{\odot}}{3}. \quad (4.2)$$

Hierbei kennzeichnet das Symbol \odot die komponentenweise Multiplikation (Hadamard-Produkt) und $|\Delta\vec{v}_p|_{\odot} = (|\Delta v_{p,x}|, |\Delta v_{p,y}|, |\Delta v_{p,z}|)^T$ beschreibt den komponentenweisen Betrag.

Um nun die Berechnung der beiden Anteile $\sigma_{\vec{v}_p, \text{zuf}}$ und $\Delta\vec{v}_p$ durchführen zu können, muss der Zusammenhang der gemessenen Geschwindigkeitskomponenten $v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}}$ zu allen mit einer Unsicherheit behafteten Eingangsgrößen hergestellt werden. Hierbei gehen sowohl die Messung als auch die Kalibrierung ein.

Messung

Entsprechend Gleichung (2.2) gilt für die zu messenden Geschwindigkeitskomponenten der Zusammenhang

$$v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}} = f_{D,m} \cdot \frac{\lambda}{|\vec{\sigma}_m - \vec{i}|} \quad (4.3)$$

zur Doppler-Frequenz $f_{D,m}$. Hierbei bezeichnen \vec{i} und $\vec{\sigma}_m$ die Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen während der Messung und λ die Wellenlänge des genutzten Lasers. Die Doppler-Frequenz ergibt sich gemäß der Beziehung

$$f_{D,m} = \mathcal{C}_m(q_m) - \mathcal{C}_{\text{ref}}(q_{\text{ref}}) \quad (4.4)$$

mittels der Kalibrierfunktionen \mathcal{C}_m und \mathcal{C}_{ref} aus den Quotienten

$$q_m = \frac{A_{1,m}}{A_{2,m}} \quad (4.5)$$

und dem Referenzquotienten

$$q_{\text{ref}} = \frac{A_{1,\text{ref}}}{A_{2,\text{ref}}}. \quad (4.6)$$

Der Referenzquotient q_{ref} wird hierbei aus dem nicht frequenzverschobenem Streulichtsignal einer Referenzzelle bestimmt, wodurch Schwankungen der Lasermittelfrequenz nicht in das Messergebnis eingehen. Zur Bestimmung der Kalibrierfunktionen wird eine Kalibrierung durchgeführt.

Kalibrierung

Die Bestimmung der Kalibrierfunktionen \mathcal{C} und \mathcal{C}_{ref} erfolgt durch die Messung der Quotienten $q_{m,\text{cal}}$ und $q_{\text{ref},\text{cal}}$ bei bekannter Doppler-Frequenzverschiebung $f_{D,m,\text{cal}}$ und $f_{D,\text{ref},\text{cal}}$, d.h. es gilt

$$\begin{aligned} \mathcal{C}_m(q_{m,\text{cal}}) &= f_{D,m,\text{cal}} \\ \mathcal{C}_{\text{ref}}(q_{\text{ref},\text{cal}}) &= f_{D,\text{ref},\text{cal}}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Die Doppler-Frequenzverschiebungen werden mittels Lichtstreuung an einer drehenden Kalibrierscheibe mit bekannter Rotationsfrequenz f_{rot} generiert. Eine schematische Darstellung des Aufbaus ist in Abbildung 4.1a zu finden. Während der Kalibrierung erfolgt die Beleuchtung und Beobachtung aus den Richtungen \vec{i}_{cal} und $\vec{\sigma}_{m,\text{cal}}$. Bei bekannter Rotationsachse \vec{d}

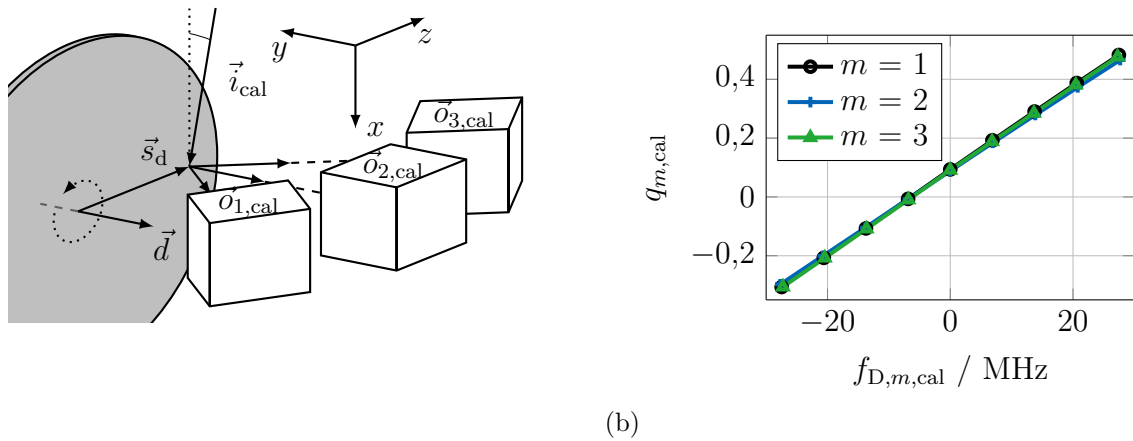


Abbildung 4.1: (a) Schematische Darstellung des Kalibrierbaus für das 3C-FM-DGV und (b) resultierende Kalibrierkennlinie.

der Scheibe und Position \vec{s}_d des Messvolumens auf der Scheibe ergibt sich die auftretende Doppler-Frequenz $f_{D,m,cal}$ gemäß Gleichung (2.2) zu

$$\begin{aligned} f_{D,m,cal} &= \frac{(\vec{o}_{m,cal} - \vec{i}_{cal})}{\lambda} \cdot \vec{v}_p \\ &= \frac{(\vec{o}_{m,cal} - \vec{i}_{cal})}{\lambda} \cdot 2\pi \cdot f_{rot} \cdot (\vec{d} \times \vec{s}_d). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Die Bestimmung der Kalibrierfunktion der Referenzzelle erfolgt am gleichen Kalibrierbau, womit $f_{D,ref,cal} = f_{D,m,cal}$ gilt.

Exemplarischer Messaufbau

Wie anhand der Gleichungen (4.1) bis (4.8) zu sehen, ist die Berechnung der Geschwindigkeit \vec{v}_p von der konkreten Ausrichtung der Kalibrierscheibe und der Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen abhängig. Weiterhin geht die Rotationsfrequenz der Kalibrierscheibe und die Position des Messvolumens in die Auswertung ein. Für eine quantitative Angabe der zu erwartenden Messunsicherheit $\sigma_{\vec{v}_p}$ müssen diese Parameter daher fest gewählt werden. Zudem muss die Unsicherheit jedes Parameters bekannt sein.

Im Folgenden wird hierbei exemplarisch von der hauptsächlich genutzten Geometrie für die Messung und Kalibrierung ausgegangen. Diese kommt unter anderem auch für die Untersuchung am Drallstrombrenner zum Einsatz. Für die Ausrichtung der Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen während der Messung gilt dabei $\vec{o}_m \perp \vec{i}$. Um während der Kalibrierung eine Verschattung des Messvolumens durch die Scheibe zu verhindern, erfolgt die Beleuchtung wie in Abbildung 4.1a gezeigt üblicherweise leicht verkippt. Zur Vereinfachung der Berechnung wird diese Verkipfung hier jedoch vernachlässigt, womit $\vec{o}_{m,cal} \perp \vec{i}_{cal}$ gilt. Weiterhin sind $\vec{o}_m, \vec{i}, \vec{o}_{m,cal}, \vec{i}_{cal}$ und \vec{d} Einheitsvektoren mit $|\vec{o}_m| = |\vec{i}| = |\vec{o}_{m,cal}| = |\vec{i}_{cal}| = |\vec{d}| = 1$ und es folgt $|\vec{o}_m - \vec{i}| = |\vec{o}_{m,cal} - \vec{i}_{cal}| = \sqrt{2}$. Der Winkel β zwischen den Beobachtungsrichtungen beträgt hier 35° . Für die Betrachtung der Unsicherheit der Vektoren erfolgt deren Darstellung in Kugelkoordinaten mit dem Polar- und Azimutwinkel $\tilde{\theta}$ und $\tilde{\varphi}$. Die Parameter

für Messung und Kalibrierung und deren systematische Unsicherheiten sind in Tabelle 4.1 gelistet.

Tabelle 4.1: Quellen systematischer Abweichungen.

Messung		
Parameter	Wert	Unsicherheitsbeitrag
Beobachtungsrichtungen	$\vec{o}_1 = (0, 1, 0)^T$	$ \Delta \vec{o}_m = 0$
	$\vec{o}_2 = (0, -1, 0)^T$	$ \Delta\tilde{\theta}_{\vec{o}_m} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
	$\vec{o}_3 = (0, -\cos\beta, \sin\beta)^T$	$ \Delta\tilde{\varphi}_{\vec{o}_m} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
Beleuchtungsrichtung	$\vec{i} = (1, 0, 0)^T$	$ \Delta \vec{i} = 0$
		$ \Delta\tilde{\theta}_{\vec{i}} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
		$ \Delta\tilde{\varphi}_{\vec{i}} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
Kalibrierung		
Parameter	Wert	Unsicherheitsbeitrag
Beobachtungsrichtungen	$\vec{o}_{1,\text{cal}} = (0, -\cos\beta, -\sin\beta)^T$	$ \Delta \vec{o}_{m,\text{cal}} = 0$
	$\vec{o}_{2,\text{cal}} = (0, -1, 0)^T$	$ \Delta\tilde{\theta}_{\vec{o}_{m,\text{cal}}} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
	$\vec{o}_{3,\text{cal}} = (0, -\cos\beta, \sin\beta)^T$	$ \Delta\tilde{\varphi}_{\vec{o}_{m,\text{cal}}} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
Beleuchtungsrichtung	$\vec{i}_{\text{cal}} = (1, 0, 0)^T$	$ \Delta \vec{i}_{\text{cal}} = 0$
		$ \Delta\tilde{\theta}_{\vec{i}_{\text{cal}}} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
		$ \Delta\tilde{\varphi}_{\vec{i}_{\text{cal}}} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
Kalibrierscheibe	$\vec{d} = (0, -1, 0)^T$	$ \Delta \vec{d} = 0$
		$ \Delta\tilde{\theta}_{\vec{d}} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
		$ \Delta\tilde{\varphi}_{\vec{d}} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
Messvolumen	$\vec{s}_d = (0, 0, s_d)^T$ mit $s_d = 97$ mm	$ \Delta \vec{s}_d = 0,1$ mm
		$ \Delta\tilde{\theta}_{\vec{s}_d} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
		$ \Delta\tilde{\varphi}_{\vec{s}_d} = 0,1^\circ \approx 0,0017$
Rotationsfrequenz	Wird entsprechend der vorliegenden Geschwindigkeit gewählt.	$ \Delta f_{\text{rot}} = 10$ mHz

Eine beispielhafte Kalibrierkennlinie für die drei Beobachtungsrichtungen des 3C-FM-DGV-Systems ist in Abbildung 4.1b dargestellt (vgl. Abbildung 2.3d). Damit ist die Bestimmung der zu messenden Geschwindigkeitskomponenten $v_{\vec{o}_m, \vec{i}}$ aus den gemessenen Quotienten möglich und es kann im Folgenden eine Abschätzung der zu erwartenden Messunsicherheit aufgrund von zufälligen und systematischen Messabweichungen vorgenommen werden.

4.1.1 Zufällige Messabweichungen

Die zufällige Messabweichung der Geschwindigkeit ist insbesondere für zeitaufgelöste Messungen wie zum Beispiel die Untersuchung von Geschwindigkeitsfluktuationen am Drall-

strombrenner von Interesse. Sie wird mittels einer Gauß'schen Unsicherheitsfortpflanzung ausgehend von Gleichung (4.1) berechnet. Da die Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen während der Messung keiner zufälligen Abweichung unterliegen und somit auch die Transformationsmatrix \mathcal{M} keine zufällige Unsicherheit aufweist, folgt für die zufällige Unsicherheit

$$\sigma_{\vec{v}_p, \text{zuf}} \odot \sigma_{\vec{v}_p, \text{zuf}} = \left(\mathcal{M}^{-1} \odot \mathcal{M}^{-1} \right) \cdot \left(\sigma_{\vec{v}, \text{zuf}} \odot \sigma_{\vec{v}, \text{zuf}} \right) \quad (4.9)$$

mit $\sigma_{\vec{v}, \text{zuf}} = (\sigma_{v_{\vec{\sigma}_1, \vec{i}, \text{zuf}}}, \sigma_{v_{\vec{\sigma}_2, \vec{i}, \text{zuf}}}, \sigma_{v_{\vec{\sigma}_3, \vec{i}, \text{zuf}}})^T$ [44]. Zur Bestimmung der Beiträge $\sigma_{v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}, \text{zuf}}}$ zur Messunsicherheit der Geschwindigkeitskomponenten $v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}}$ aufgrund zufälliger Messabweichungen erfolgt für Gleichung (4.3) mit Gleichung (4.4) wiederum eine Gauß'sche Unsicherheitsfortpflanzung. Da die Kalibrierfunktionen \mathcal{C} und \mathcal{C}_{ref} einmalig mittels einer Kalibrierung bestimmt werden und somit während der Messung konstant sind, ergibt sich kein Beitrag zur zufälligen Messabweichung und es gilt $\sigma_{\mathcal{C}} = \sigma_{\mathcal{C}_{\text{ref}}} = 0$. Beiträge zur zufälligen Messabweichung der Geschwindigkeitsmessung liefern somit nur zufällige Messabweichungen der Quotienten q und q_{ref} bzw. der Amplituden $A_1, A_2, A_{1, \text{ref}}$ und $A_{2, \text{ref}}$.

Für den Beitrag $\sigma_{v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}, \text{zuf}}}$ zur Messunsicherheit der Geschwindigkeitskomponenten $v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}}$ aufgrund zufälliger Messabweichungen folgt entsprechend der Gauß'schen Unsicherheitsfortpflanzung aus den Gleichungen (4.3) bis (4.7)

$$\begin{aligned} \left(\sigma_{v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}, \text{zuf}}} \right)^2 &= \left(\frac{\lambda}{|\vec{\sigma}_m - \vec{i}|} \right)^2 \cdot \sigma_{f_{D, m}}^2 \\ &= \left(\frac{\lambda}{|\vec{\sigma}_m - \vec{i}|} \right)^2 \cdot \left\{ \underbrace{\sigma_{\mathcal{C}_m}^2 + \sigma_{\mathcal{C}_{\text{ref}}}^2}_{=0} + \underbrace{\left(\frac{\partial \mathcal{C}_m}{\partial q_m} \right)^2}_{\mathcal{C}'_m} \cdot \sigma_{q_m}^2 + \underbrace{\left(\frac{\partial \mathcal{C}_{\text{ref}}}{\partial q_{\text{ref}}} \right)^2}_{\mathcal{C}'_{\text{ref}}} \cdot \sigma_{q_{\text{ref}}}^2 \right\} \\ &= \left(\frac{\lambda}{|\vec{\sigma}_m - \vec{i}|} \right)^2 \cdot \left\{ \left(\frac{\mathcal{C}'_m}{A_{2, m}} \right)^2 \cdot [\sigma_{A_{1, m}}^2 + q_m^2 \cdot \sigma_{A_{2, m}}^2] + \left(\frac{\mathcal{C}'_{\text{ref}}}{A_{2, \text{ref}}} \right)^2 \cdot [\sigma_{A_{1, \text{ref}}}^2 + q_{\text{ref}}^2 \cdot \sigma_{A_{2, \text{ref}}}^2] \right\}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

Da für die Mess- und Referenz-Absorptionszellen üblicherweise identische Zellen benutzt und diese bei gleicher Temperatur betrieben werden, gilt zudem

$$\mathcal{C}'_m \approx \mathcal{C}'_{\text{ref}} \approx \mathcal{C}'. \quad (4.11)$$

Weiterhin kann in guter Näherung angenommen werden, dass $\sigma_{A_{1, m}} = \sigma_{A_{2, m}} = \sigma_A$ und $\sigma_{A_{1, \text{ref}}} = \sigma_{A_{2, \text{ref}}} = \sigma_{A_{\text{ref}}}$. Somit vereinfacht sich Gleichung (4.10) mit den in Tabelle 4.1 gewählten Vektoren zu

$$\left(\sigma_{v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}, \text{zuf}}} \right)^2 = \left(\frac{\lambda}{\sqrt{2}} \right)^2 \cdot \mathcal{C}'^2 \left\{ \left(\frac{\sigma_A}{A_2} \right)^2 \cdot [1 + q^2] + \left(\frac{\sigma_{A_{\text{ref}}}}{A_{2, \text{ref}}} \right)^2 \cdot [1 + q_{\text{ref}}^2] \right\}. \quad (4.12)$$

Die zufällige Messabweichung der Geschwindigkeit hängt somit ausschließlich von der Standardabweichung σ_A und $\sigma_{A_{\text{ref}}}$ der Amplituden ab. Diese ist nach [48, 56] proportional zu

Tabelle 4.2: Empirisch ermittelte Koeffizienten der zufälligen Messabweichung entsprechend Gleichung (4.13).

c_0 / m/s	c_1 / m/s	c_2 / m/s
0,0015	0,002	0,0038

$1/\sqrt{T}$, wobei T die gewählte Messdauer angibt. Nach [40, 57] kann die Standardabweichung der Geschwindigkeitskomponente in Abhängigkeit der vorliegenden Streulichtleistung P_p somit wie folgt geschrieben werden

$$\sigma_{v_{\sigma_m, \vec{i}, \text{zuf}}} \approx \frac{1}{\sqrt{T/\text{s}}} \cdot \sqrt{c_0^2 + \frac{c_1^2}{P_p/\text{nW}} + \frac{c_2^2}{(P_p/\text{nW})^2}} \quad (4.13)$$

mit den in Tabelle 4.2 gelisteten Koeffizienten c_0 , c_1 und c_2 . Die Koeffizienten charakterisieren hierbei drei verschiedene Beiträge zur Messunsicherheit der Geschwindigkeit:

- Der Koeffizient c_0 beschreibt Beiträge, welche unabhängig von der vorliegenden Streulichtleistung P_p sind. Hierzu zählt unter anderem die Lasermittelfrequenzstabilisierung.
- Der Koeffizient c_1 betrifft das Schrotrauschen und durch den Avalanche-Prozess unter Umständen auftretendes Zusatzrauschen.
- Der letzte Koeffizient c_2 charakterisiert Beiträge des thermischen Rauschens und des Dunkelstromrauschens.

Die in Tabelle 4.2 genannten Werte gelten für die beim 3C-FM-DGV-System genutzten APD. Zur Bestimmung der Koeffizienten erfolgte hier eine Geschwindigkeitsmessung an einem stehendem Objekt ($q = 0$) mit verschiedenen Streulichtleistungen P_p [44]. Die gemessene Unsicherheit der Geschwindigkeit ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Für eine im Folgenden angenommene Messdauer $T = 1$ s und hohe Streulichtleistungen von 10 nW ergeben sich Unsicherheiten von $1,8 \times 10^{-3}$ m/s, welche nur von der Laserfrequenzstabilisierung limitiert sind. Für geringere Streulichtleistungen von 0,1 nW steigt die Unsicherheit hingegen auf Werte von bis zu $4,4 \times 10^{-2}$ m/s. Folglich muss während der Kalibrierung und Messung auf eine hohe Streulichtleistung größer 10 nW geachtet werden. Hierbei sind insbesondere die neu aufgebauten Cäsium-Zellen mit verdoppelter numerischer Apertur vorteilhaft (vgl. Abschnitt 3.1.2). Zudem sollten Geschwindigkeitswerte mit zu geringer Streulichtleistung verworfen werden.

4.1.2 Systematische Messabweichungen

Für die Messung der mittleren Geschwindigkeit einer Strömung, beispielsweise zur Bestimmung der Drallzahl der drallstabilisierten Flamme (vgl. Abschnitt 5.1.3), ist insbesondere die Messunsicherheit aufgrund systematischer Messabweichungen von Bedeutung. Die Ursachen der systematischen Abweichung der Strömungsgeschwindigkeit und deren Auswirkung werden im Folgenden untersucht.

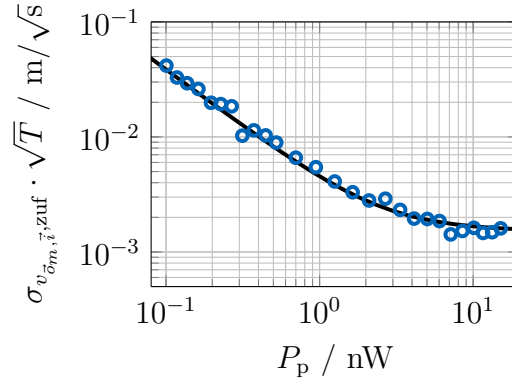


Abbildung 4.2: Normierte Standardabweichung der Geschwindigkeit in Abhängigkeit der Streulichtleistung P_p [44]. Die Standardabweichung ist normiert auf die Messdauer T , die durchgezogene Linie zeigt den theoretischen Verlauf entsprechend Gleichung (4.13).

Die Gründe für systematische Abweichungen der gemessenen Geschwindigkeit liegen zum einen im Mess- und zum anderen im Kalibriervorgang. Während der Messung tragen Abweichungen der angestrebten Ausrichtung von Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen \vec{i} und $\vec{\sigma}_m$ zur Unsicherheit bei. Somit ist nach Gleichung (3.3) auch die Transformationsmatrix \mathcal{M} mit einer Unsicherheit behaftet. Dies trifft auch auf $\vec{\sigma}_{\text{cal}}$ und \vec{i}_{cal} während der Kalibrierung zu. Zudem können die Ausrichtung \vec{d} der Kalibrierscheibe, die Position \vec{s}_d des Messvolumens auf der Scheibe und die Rotationsfrequenz f_{rot} der Kalibrierscheibe mit einer systematischen Abweichung behaftet sein. Durch die für die FM-DGV notwendige Stabilisierung der Lasermittelfrequenz kann die Abweichung der Laser-Wellenlänge λ vernachlässigt werden. Die unbekannt systematische Abweichung der Geschwindigkeit folgt aus Gleichung 4.1 somit zu

$$|\Delta \vec{v}_p|_{\odot} = \left| |\Delta \mathcal{M}^{-1}|_{\odot} \cdot \vec{v} \right|_{\odot} \cdot \left| \mathcal{M}^{-1} \cdot \Delta \vec{v} \right|_{\odot} \quad \text{mit} \quad \Delta \vec{v} = (\Delta v_{\vec{\sigma}_1, \vec{i}}, \Delta v_{\vec{\sigma}_2, \vec{i}}, \Delta v_{\vec{\sigma}_3, \vec{i}})^T. \quad (4.14)$$

Für die systematische Messabweichung der gemessenen Geschwindigkeitskomponenten $v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}}$ ergibt sich aus Gleichung (4.3)

$$|\Delta v_{\vec{\sigma}_m, \vec{i}}| = f_{D,m} \cdot \frac{\lambda}{|\vec{\sigma}_m - \vec{i}|^2} \cdot |\Delta |\vec{\sigma}_m - \vec{i}|| + \frac{\lambda}{|\vec{\sigma}_m - \vec{i}|} \cdot |\Delta f_{D,m}|. \quad (4.15)$$

Die systematische Abweichung der Doppler-Frequenz $f_{D,m}$ folgt aus Gleichung (4.4) mit Gleichung (4.7) zu

$$\begin{aligned} |\Delta f_{D,m}| &= |\Delta \mathcal{C}_m| + |\Delta \mathcal{C}_{\text{ref}}| \\ &= |\Delta f_{D,\text{cal},m}| + |\Delta f_{D,\text{ref},\text{cal}}| \\ &= 2 \cdot |\Delta f_{D,\text{cal},m}|. \end{aligned} \quad (4.16)$$

Da die Herleitung der systematischen Unsicherheit aufgrund der hohen Anzahl verschiedener Unsicherheitsbeiträge sehr umfangreich ist, wird auf eine analytische Berechnung der Unsicherheit verzichtet. Stattdessen erfolgt eine numerische Berechnung der Terme $|\Delta \mathcal{M}^{-1}|_{\odot}$,

$|\Delta \vec{o}_m - \vec{i}|$ und $|\Delta f_{D,cal,m}|$ unter Berücksichtigung der in Tabelle 4.1 gelisteten systematischen Abweichungen.

Somit folgt der in Abbildung 4.3a dargestellte Verlauf des Betrages $|\Delta v_{p,[x,y,z]}|$ der systematischen Messabweichung in Abhängigkeit der vorliegenden Doppler-Frequenz $|f_{D,[x,y,z]}|$ beziehungsweise Strömungsgeschwindigkeit $v_{p,[x,y,z]}$. Es zeigt sich, dass der qualitative Verlauf der systematischen Abweichung von der gewählten Ausrichtung der Beobachtungs- und Beleuchtungsrichtung abhängig ist. Aufgrund der symmetrischen Wahl von \vec{o}_1 und \vec{o}_2 innerhalb der x - y -Ebene folgt für die Komponenten $v_{p,x}$ und $v_{p,y}$ die gleiche systematische Abweichung. Im Vergleich dazu ergibt sich eine höhere systematische Abweichung der Geschwindigkeitskomponente $v_{p,z}$ durch die geringere Empfindlichkeit des Messsystems für diese Komponente. Für den quantitativen Wert der Abweichung der Geschwindigkeit ergibt sich zum einen ein von der zu messenden Geschwindigkeit unabhängiger Beitrag. Dieser hat einen Wert von $|\Delta v_{p,[x,y]}|(v_{p,[x,y]} = 0) = 12 \text{ mm/s}$ bzw. $|\Delta v_{p,z}|(v_{p,z} = 0) = 43 \text{ mm/s}$ und wird durch die Schwankung der Rotationsfrequenz der Kalibrierscheibe bestimmt. Zum anderen steigt die systematische Abweichung mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit auf Werte von $|\Delta v_{p,[x,y]}| = 2,3 \text{ m/s}$ und $|\Delta v_{p,[x,y]}| = 3,1 \text{ m/s}$ bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 40 m/s . Dieser Anstieg ist durch die Ausrichtung der Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen während der Messung und der Kalibrierung und durch die Ausrichtung der Kalibrierscheibe gegeben. Folglich ist für eine Minimierung der systematischen Abweichungen insbesondere auf eine sorgfältige Ausrichtung dieser Vektoren zu achten. Weiterhin ist in Abbildung 4.3b zu sehen, dass die relative systematische Messabweichung mit zunehmender Geschwindigkeit auf einen Wert von $7,7\%$ und $5,8\%$ sinkt. Dies verdeutlicht die Eignung des FM-DGV-Prinzips insbesondere für die Messung hoher Geschwindigkeiten, wie sie beispielsweise bei Einspritzvorgängen auftreten.

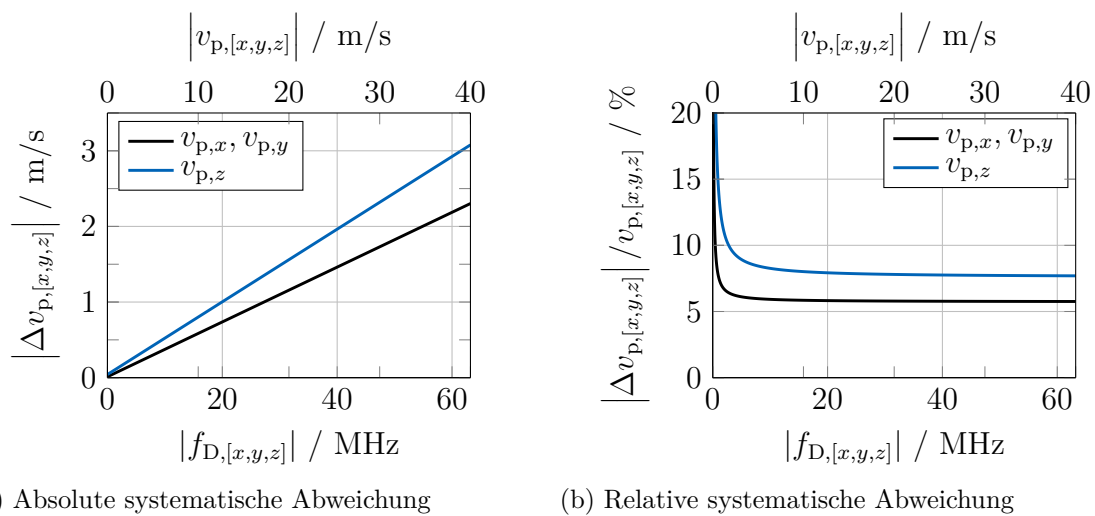
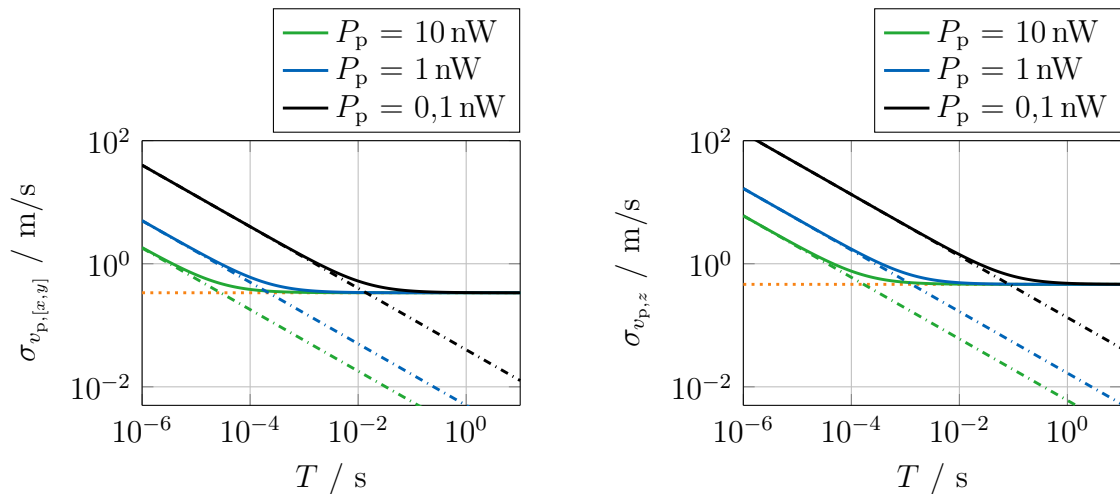


Abbildung 4.3: (a) Absolute und (b) relative systematische Abweichung $|\Delta v_{p,[x,y,z]}|$ der Geschwindigkeitskomponente in Abhängigkeit der Doppler-Frequenzverschiebung $|f_{D,[x,y,z]}|$ und des Betrages $|v_{p,[x,y,z]}|$ der Strömungsgeschwindigkeit.

4.1.3 Zusammenfassung

Die Gesamtmessunsicherheit entsprechend Gleichung 4.2 ist in Abbildung 4.4 in Abhängigkeit der Messdauer T und für verschiedene Streulichtleistungen P_p dargestellt.



(a) Gesamte Messunsicherheit der Geschwindigkeitskomponenten $v_{p,x}$ und $v_{p,y}$

(b) Gesamte Messunsicherheit der Geschwindigkeitskomponente $v_{p,z}$

Abbildung 4.4: Resultierende Gesamtmessunsicherheit der gemessenen Geschwindigkeitskomponenten (durchgezogene Linien) entsprechend Gleichung (4.2) aufgrund der systematischen Messabweichung $|\Delta\vec{v}_p|_{\odot}$ (gepunktete Linie) und der jeweiligen zufälligen Messabweichung $\sigma_{\vec{v}_p,\text{zuf}}$ (gestrichelte Linien) für $v_{p,[x,y,z]} = 10 \text{ m/s}$ und verschiedene Streulichtleistungen P_p . Abbildung (a) zeigt hierbei die Werte für die Geschwindigkeitskomponenten $v_{p,x}$ und $v_{p,y}$ und Abbildung (b) für die Geschwindigkeitskomponente $v_{p,z}$.

Die Gesamtmessunsicherheit der Geschwindigkeitskomponenten $v_{p,x}$ und $v_{p,y}$ wird bei einer Streulichtleistung von 10 nW für Messdauern größer als 28 μs durch die systematischen Messabweichungen dominiert. Diese Grenze verschiebt sich mit sinkender Streulichtleistung hin zu größeren Werten und beträgt für eine Streulichtleistung von 0,1 nW etwa 14 ms. Somit folgt, dass für die Bestimmung zeitgemittelter Strömungsgeschwindigkeitsgrößen (wie die mittlere Strömungsgeschwindigkeit) und daraus abgeleitete Werte (wie die Drallzahl oder Wirbelstärke am Drallstrombrenner) die systematischen Messabweichungen die Messunsicherheit dominieren. Demnach ist in diesem Fall insbesondere auf eine ausreichende Güte der Kalibrierung zu achten. Für zeitaufgelöste Messungen dominiert jedoch in Abhängigkeit der Streulichtleistung typischerweise die zufällige Messabweichung. Für die Messung der Amplitude von Strömungszillationen kann der systematische Beitrag zudem vernachlässigt werden. In diesen Fällen ist für eine Minimierung der resultierenden Messunsicherheit vor allem auf eine ausreichende Streulichtleistung zu achten.

4.2 Störlichteinfluss

Bei der Strömungsgeschwindigkeitsmessung sind auch die Geschwindigkeitswerte in der Nähe mechanischer beziehungsweise optischer Grenzflächen von hohem Interesse. Dies ist vor allem bei der Vermessung der Hochdruck-Einspritzdüse der Fall, bei der eine düsennahe Messung im Abstand von weniger als 100 μm vom Düsenauslass angestrebt wird. Weiterhin wird auch beim Drallströmungsbrenner eine möglichst oberflächennahe Messung am Brenneraustritt gewünscht.

Bei den in dieser Arbeit angewandten optischen Methoden zur Strömungsmessung kann es jedoch insbesondere in Wandnähe zu Abweichungen der gemessenen Geschwindigkeit von der tatsächlich im Messvolumen vorliegenden Geschwindigkeit kommen. Diese Abweichungen werden durch an der Wandoberfläche reflektierte Störlichtanteile hervorgerufen. Im Folgenden sollen daher Strategien zur Reduzierung der Störlichtleistung und eine zur Störungskorrektur angepasste Signalauswertung untersucht werden.

4.2.1 Einführung

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, basiert die Geschwindigkeitsmessung mittels FM-DGV auf der Erfassung der Doppler-Frequenzverschiebung $f_{D,p,j}$ des direkt gestreuten Laserlichts. Treten nun zusätzliche Störlichtanteile mit der Doppler-Frequenz $f_{D,s,j}$ in die Beobachtungsapertur ein, kann es zu einer verzerrten Geschwindigkeitsschätzung kommen. Die in diesem Fall gemessene, gestörte Geschwindigkeit wurde bereits in [58] hergeleitet zu

$$v_{\vec{o},\vec{i},\text{stoer}} = \frac{\lambda}{|\vec{o} - \vec{i}|} \cdot \frac{\sum_j f_{D,p,j} P_{p,j} + \sum_j f_{D,s,j} P_{s,j}}{P_p + P_s} \quad (4.17)$$

mit $P_p = \sum_j P_{p,j}$ und $P_s = \sum_j P_{s,j}$.

Hierbei bezeichnet $P_{p,j}$ und $P_{s,j}$ die Lichtleistung des primär gestreuten Lichts und des Störlichtanteils. Die durch die Störlichtanteile hervorgerufene Messunsicherheit aufgrund systematischer Messabweichungen wurde ebenfalls in [58] beschrieben mit

$$\Delta v_{\vec{o},\vec{i}} = \left(\frac{\lambda}{|\vec{o} - \vec{i}|} \cdot \frac{\sum_j f_{D,s,j} P_{s,j}}{P_s} - v_{\vec{o},\vec{i}} \right) \cdot \frac{P_s}{P_p + P_s}. \quad (4.18)$$

Somit können für die hier betrachtete, gestörte Strömungsmessung drei Fälle unterschieden werden [59, 60]:

1. $(P_s + P_p) \geq P_{\text{sat}}$: (keine Messung möglich) In Abbildung 4.5 ist die Summe aus Streulichtleistung P_p und Störlichtleistung P_s an den weißen Stellen größer als die zur Sättigung der genutzten Photodetektoren notwendige Leistung P_{sat} . In diesem Fall ist keine Messung möglich, da das von den Detektoren ausgegebene Signal nicht valide ist und keine Information über die tatsächlich im Messvolumen vorliegende Lichtleistung enthält. Somit ist auch eine Korrektur der Störlichteinflüsse, wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, nicht anwendbar. Zudem kann eine Beschädigung der Detektoren nicht

ausgeschlossen werden. Daher muss das wichtigste Ziel sein, die Störlichtleistung auf einen Wert unterhalb der Sättigungsleistung zu reduzieren.

2. $P_s \not\ll P_p, (P_s + P_p) < P_{\text{sat}}$: (erhöhte Messunsicherheit) Falls die Streulichtleistung P_p nicht deutlich größer als die Störlichtleistung P_s ist, eine Sättigung der Photodetektoren aber nicht vorliegt, kann eine Geschwindigkeitsmessung durchgeführt werden. Jedoch ist von einer Erhöhung der Messunsicherheit sowohl aufgrund systematischer als auch zufälliger Messabweichungen auszugehen¹. Falls der Charakter der vorliegenden Störung bekannt ist, kann eine angepasste Signalauswertung genutzt werden, wie sie in Abschnitt 4.2.2 vorgestellt wird. Anderenfalls müssen Geschwindigkeitswerte, deren Störlichtleistung einen sinnvoll zu wählenden Grenzwert überschreitet, verworfen werden.
3. $P_s \ll P_p$: (Messunsicherheit vernachlässigbar) Ist die Störlichtleistung P_s deutlich kleiner als die Streulichtleistung P_p , kann die auftretende Messunsicherheit entsprechend Gleichung (4.18) vernachlässigt werden und eine valide Strömungsgeschwindigkeitsmessung ist möglich. Daher sollte eine Reduktion der Störlichtleistung deutlich unter die üblicherweise vorliegende (und hier als Referenz genutzte) Streulichtleistung von 0,5 nW angestrebt werden.

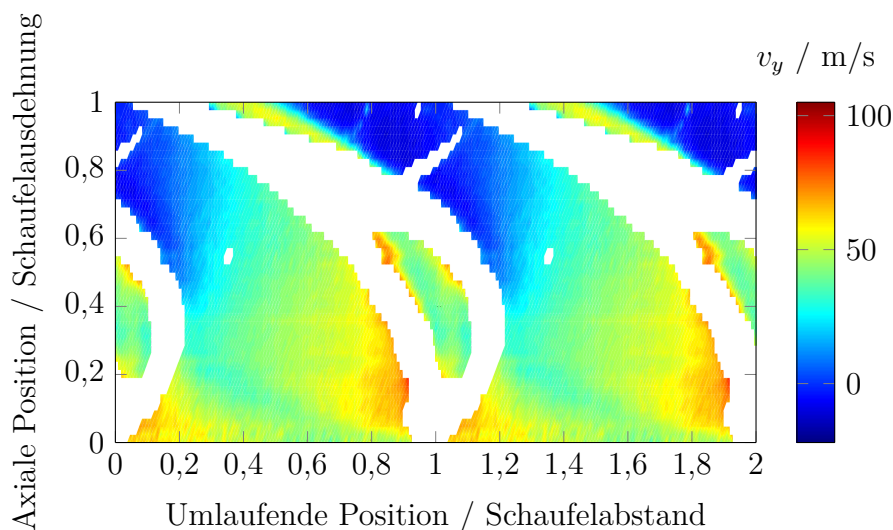


Abbildung 4.5: Mittels FM-DGV erfasste tangentielle Strömungsgeschwindigkeit v_t in einem Turbinenprüfstand (entnommen aus [61]). Die Messung erfolgte innerhalb des Spalts zwischen Schaufelblattspitze und Rotorgehäusewand. An den weißen Stellen sind die Photodetektoren durch eine hohe Störlichtleistung gesättigt oder die Störlichtleistung überschreitet den gewählten Grenzwert.

Um eine Reduktion der Störlichtleistung P_s zu erreichen, müssen die Ursachen der Störung bekannt sein. Die Störlichtleistung lässt sich im wesentlichen auf drei Beiträge P_I , P_{II} und P_{III} zurückführen. Störlichtbeiträge höherer Ordnung (mehrfache Reflektion und Streuung) werden an dieser Stelle aufgrund ihrer deutlich niedrigeren Lichtleistung vernachlässigt. Somit gilt

$$P_s = P_I + P_{II} + P_{III}. \quad (4.19)$$

¹Eine Erhöhung der zufälligen Messabweichung ist vor allem durch streulichtleistungsabhängige Beiträge (Schrotrauschen etc., vgl. Abschnitt 4.1.1) zu erwarten, kann aber auch durch schnell veränderliche Störlichtanteile verursacht werden (siehe Abschnitt 4.4).

Die einzelnen Anteile sind in Abbildung 4.6 schematisch dargestellt und beschreiben hierbei:

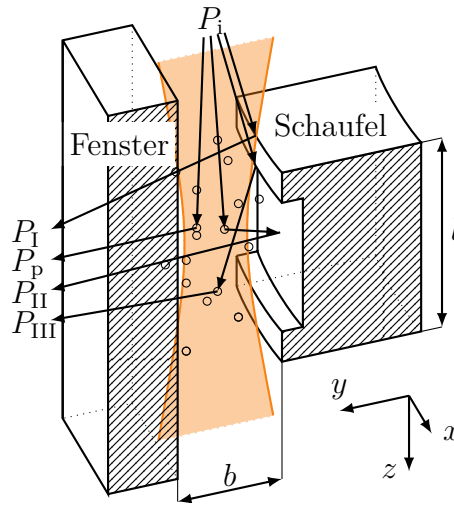


Abbildung 4.6: Darstellung des genutzten Partikelstreulichts P_p und der verschiedenen Störlichtanteile P_I , P_{II} und P_{III} .

- I. **Direkte Reflexe** P_I : Das zur Beleuchtung genutzte Laserlicht mit der Leistung P_i trifft auf die Wandoberfläche und wird von dort direkt in die zur Beobachtung genutzte Apertur reflektiert. Die Störlichtleistung ist daher proportional zur auf der Wandoberfläche auftreffenden Lichtleistung P_w und zur Reflektivität R_w der Wandoberfläche:

$$P_I \propto P_w \cdot R_w. \quad (4.20)$$

Da für diesen Störanteil kein Streuprozess an Partikeln notwendig ist, werden hierbei die anteilig größten Störlichtleistungen aller drei Beiträge erreicht. Somit muss insbesondere die Störlichtleistung aufgrund direkter Reflexe minimiert werden.

- II. **Reflektiertes Partikelstreulicht** P_{II} : Das Licht wird hierbei zuerst an einem Partikel in Richtung der Wand gestreut und wird anschließend von der Wand in die Apertur reflektiert. Entsprechend ergibt sich eine Proportionalität zur Reflektivität R_w und zum Streuquerschnitt $\tilde{\sigma}$

$$P_{II} \propto \tilde{\sigma} \cdot P_i \cdot R_w. \quad (4.21)$$

- III. **Hintergrundbeleuchtung** P_{III} : Hierbei erfolgt eine weitere Streuung der direkten Reflexe P_I an den Partikeln innerhalb der Strömung. Somit ergibt sich eine Proportionalität zur Reflektivität der Wand und zum Streuquerschnitt

$$P_{III} \propto \tilde{\sigma} \cdot P_w \cdot R_w. \quad (4.22)$$

Zur Minimierung der Messunsicherheit der Geschwindigkeit aufgrund von Störlicht muss eine Reduktion der Störlichtleistung P_s erfolgen. Eine Reduktion der Laserleistung P_i oder des Streuquerschnittes $\tilde{\sigma}$ ist hierfür jedoch nicht zielführend, da somit ebenso die genutzte Streulichtleistung $P_p \propto \tilde{\sigma} \cdot P_i$ sinken würde. Eine Reduktion kann daher nur durch die Minimierung der auf die Wand treffenden Lichtleistung P_w und der Reflektivität R_w der Oberfläche erreicht werden. Dies wird im Folgenden durch eine optimierte Strahlform und

eine geeignete Beschichtung der Oberfläche erreicht. Zur Minimierung der Messunsicherheit aufgrund von verbleibenden Störlichtanteilen wird weiterhin eine zur Störungskorrektur angepasste Signalauswertung vorgestellt.

4.2.2 Störungsreduktion

Optimierung des Strahlprofils

Zur Minimierung der auf die Wandoberfläche auftreffenden Lichtleistung P_w wird im Folgenden das optimale Profil des zur Beleuchtung genutzten Strahls bestimmt. Hierbei werden Strahlen mit Gauß'schem ($h = 2$) und Super-Gauß'schem Profil ($h > 2$) untersucht, da diese die am häufigsten eingesetzten Formen darstellen [62, 63]. Die Intensitätsverteilung im Fokuspunkt $z = 0$ kann hierbei entsprechend

$$I(y, z = 0) = I_0 e^{-2\left(\frac{y}{w_0}\right)^h} \quad (4.23)$$

mit dem Abstand y zur optischen Achse und dem Strahltaillenradius w_0 geschrieben werden. In Abbildung 4.7 sind die Profile dreier Strahlen verschiedener Ordnung h dargestellt. Vor allem Strahlen mit Super-Gauß'schem Profil sind ein vielversprechender Ansatz, da hierbei die Lichtleistung vom Rand des Strahl in das Zentrum umverteilt wird. Allerdings trifft dies nur für den Fokuspunkt $z = 0$ des Strahls zu. Für größere Abstände z divergiert der Strahl und kann gegebenenfalls die Wandoberfläche beleuchten.

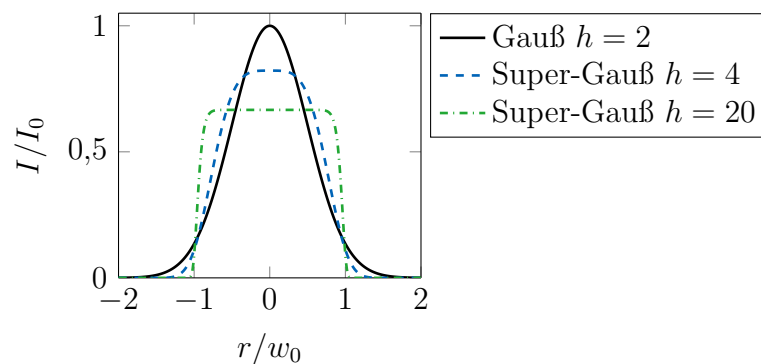


Abbildung 4.7: Beispiel des Intensitätsprofils eines Gauß-Strahl ($h = 2$) und zweier Strahlen mit Super-Gauß'schem Profil ($h > 2$). Die Intensitätsprofile sind normiert, um die Gesamtleistung zu erhalten.

Um die Störlichtleistung P_w abschätzen zu können, muss die Intensitätsverteilung $I(y, z)$ bekannt sein. Die Berechnung der Intensitätsverteilung erfolgt hier mittels der „split-step beam propagation method“ ausgehend von der bekannten Verteilung im Fokuspunkt [64]. Dabei wird eine ebene Wellenfront an der Stelle $z = 0$ angenommen. Dies resultiert in der geringsten Divergenz des Strahls und stellt somit das theoretische Optimum der Strahlausbreitung dar.

Das mit diesem Ansatz berechnete normierte elektrische Feld E/E_0 für einen Gauß'schen und Super-Gauß'schen Strahl der Ordnung $h = 100$ ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Die höhere

Divergenz des elektrischen Felds für den Super-Gauß'schen Strahl ist gut zu erkennen. In Abhängigkeit der Spaltbreite b und Spalllänge l kann dies zu einer höheren Lichtleistung auf der Wandoberfläche führen [59].

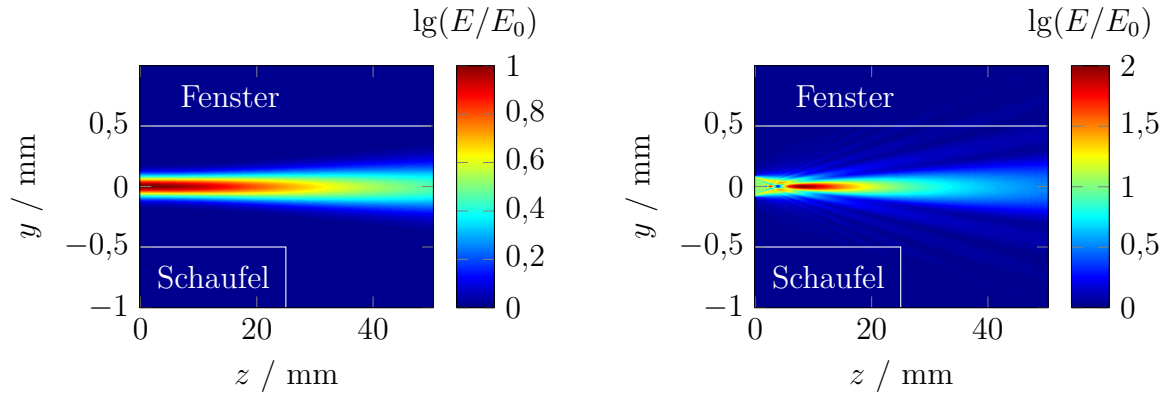
(a) Gauß'scher Strahl $h = 2$ (b) Super-Gauß'scher Strahl $h = 100$

Abbildung 4.8: Beispiel der Strahlausbreitung für (a) einen Gauß'schen Strahl und (b) einen Super-Gauß'schen Strahl ($h = 100$).

Zur Bestimmung der optimalen Strahlform wird die Lichtleistung P_w auf der Wandoberfläche in Abhängigkeit der Ordnung h und der Spaltbreite b berechnet. Die Spaltbreite b wird hierbei beispielhaft entsprechend dem in [57] vorliegendem Wert von $900\ \mu\text{m}$ gewählt. Die ermittelte Leistung ist für verschiedene Spalllängen von $5\ \text{mm}$, $50\ \text{mm}$ und $500\ \text{mm}$ in Abbildung 4.9 dargestellt. Es zeigt sich, dass das globale Minimum der Lichtleistung unabhängig von der Spalllänge l bei $h = 2$ zu finden ist. Dies steht im Gegensatz zur ersten Vermutung, dass ein Super-Gauß'sches Strahlprofil von Vorteil ist, kann jedoch durch die höhere Divergenz des Strahls erklärt werden. Somit ist zur Optimierung des Strahlprofils lediglich der optimale Strahltaillenradius $w_{0,\text{opt}}$ in Abhängigkeit der Spalllänge zu ermitteln. Dieser ist in Abbildung 4.9 mittels eines Pfeils markiert.

Zur Verifizierung des numerisch ermittelten Resultats wird im Folgenden der optimale Strahltaillenradius $w_{0,\text{opt}}$ analytisch bestimmt. Es ergibt sich die Forderung, dass der Strahlradius w an den Spaltenden bei $|z| = l/2$ minimal sein muss. Somit folgt

$$\left. \frac{dw}{dw_0} \right|_{|z|=l/2} \stackrel{!}{=} 0. \quad (4.24)$$

Der Strahlradius ist dabei abhängig vom Abstand z zur Strahltaille bei $z_0 = 0$. Es gilt

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{M^2(z - z_0)}{z_r} \right)^2} \quad (4.25)$$

mit der Beugungsmaßzahl

$$M^2 = \frac{\theta w_0}{\lambda/\pi}, \quad (4.26)$$

der Rayleigh-Länge

$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (4.27)$$

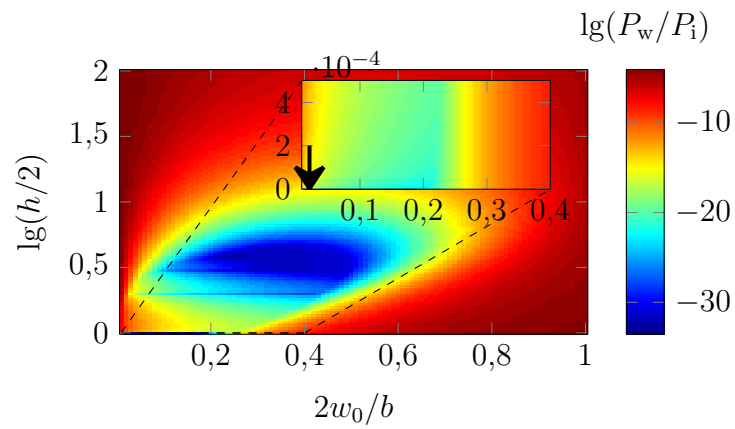
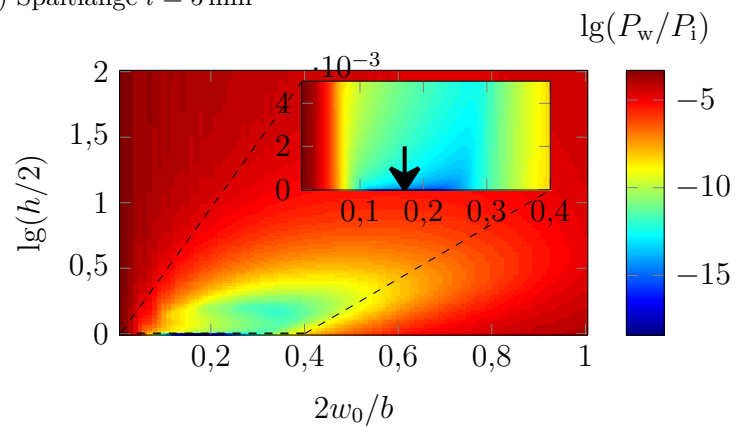
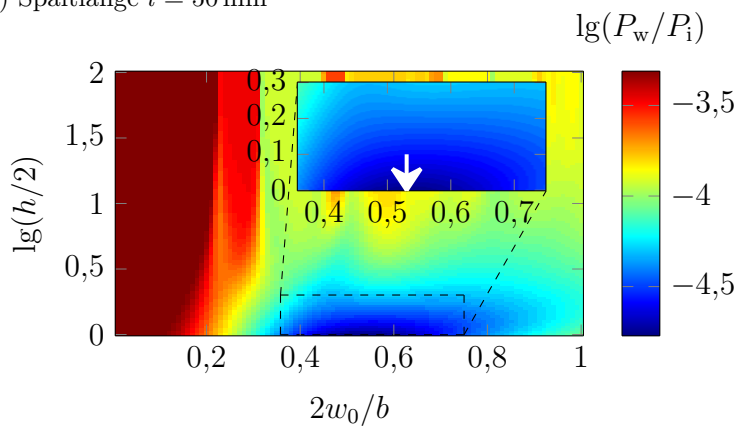
(a) Spaltlänge $l = 5$ mm(b) Spaltlänge $l = 50$ mm(c) Spaltlänge $l = 500$ mm

Abbildung 4.9: Simulation der Störlichtleistung P_w auf den angrenzenden Spaltwänden für verschiedene Ordnungen h des Super-Gauss und Strahlradien w_0 normalisiert auf die Spaltbreite $b = 900 \mu\text{m}$. Für jede Spaltlänge l von (a) 5 mm, (b) 50 mm und (c) und 500 mm liegt das globale Optimum bei $h = 2$ und $w_0 = w_{0,\text{min}}$ markiert mit einem Pfeil.

und dem Fernfelddivergenzwinkel θ [65]. Durch Einsetzen der Gleichungen (4.25) und (4.27) in Gleichung (4.24) folgt schließlich der optimale Strahltaillenradius $w_{0,\text{opt}}$ zu

$$w_{0,\text{opt}} = \sqrt{M^2 \cdot \frac{\lambda l}{2\pi}}. \quad (4.28)$$

Die mit Gleichung (4.28) bestimmten Werte stehen in Übereinstimmung mit den in Abbildung 4.9 abzulesenden optimalen Werten. Die Ergebnisse der numerischen Simulation konnten somit bestätigt werden.

Abschließend erfolgt eine Messung der tatsächlich vorliegenden Störlichtleistung bei Einsatz des optimierten Strahlprofils. Zum Vergleich wird das nicht optimierte Profil herangezogen, welches in [57] eingesetzt wurde. Als Messaufbau wird das in Abbildung 4.6 schematisch dargestellte Modell eines Blattspitzenspalts eingesetzt. Wie in Abbildung 4.10a zu erkennen, kann insbesondere an der Vorderkante (VK) der genutzten Rotorschaukel eine Verringerung der Störlichtleistung von bis zu Faktor 100 erreicht werden. Im Gegensatz dazu wird an der Hinterkante (HK) lediglich eine Reduktion um Faktor 2,5 erreicht. Innerhalb der Squealer-Vertiefung wird die Störlichtleistung durch das optimierte Strahlprofil um Faktor 10 gesenkt. In Abbildung 4.10b ist die Störlichtleistung in Abhängigkeit der radialen Strahlposition aufgetragen. Im Falle, dass der Strahl die Schaukelkante direkt trifft ($z = -0,45$ mm), ist keine Reduzierung der Störlichtleistung zu erkennen. Dieses Verhalten ist mit der direkten Reflektion des Laserstrahls bei gleichbleibender einfallender Lichtleistung P_i zu erklären. Die Reduktion der Störlichtleistung bei $y = 0$ ist konsistent zu dem in Abbildung 4.10a gemessenen Wert.

Obwohl durch die Optimierung des Strahlprofils eine deutliche Reduktion der Störlichtleistung erreicht werden konnte, liegt die Störlichtleistung weiterhin über der zu erwartenden Streulichtleistung P_p . Somit ist eine weitergehende Minimierung der Störlichtanteile notwendig. Dazu wird anschließend eine Reduzierung der Oberflächenreflektivität untersucht.

Reduzierung der Oberflächenreflektivität

Zur weiteren Reduktion der Störlichtleistung erfolgt nun eine Betrachtung verschiedener Oberflächenbehandlungen der Wand mit dem Ziel die Reflektivität R_w der Oberfläche für die verwendete Wellenlänge von 895 nm zu reduzieren. Zu diesem Zweck werden vier verschiedene Oberflächen untersucht:

- blankes Aluminium
- schwarz anodisiertes Aluminium
- blankes Aluminium beschichtet mit einem absorbierendem Lack
- schwarz anodisiertes Aluminium beschichtet mit Lack.

Das Absorptionsspektrum des gewählten Lacks Spectre340 der Firma Epolin ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Es zeigt ein Absorptionsmaximum von 90 % für die genutzte Wellenlänge von 895 nm und erscheint daher gut geeignet für die angestrebte Anwendung [66].

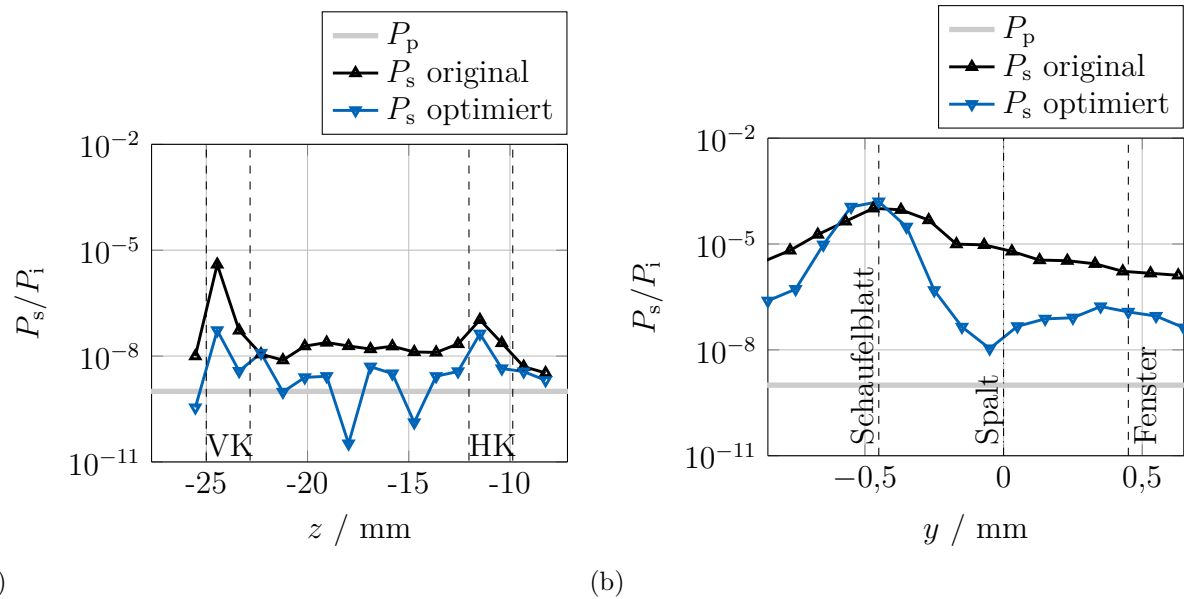


Abbildung 4.10: Messung der Störlichtleistung P_s normiert auf die einfallende Lichtleistung P_i entlang (a) der axialen Richtung z mit dem Strahl bei $y = 0$ und (b) der radialen Richtung y bei $z = -24$ mm für den optimierten und nicht optimierten Strahltaillenradius.

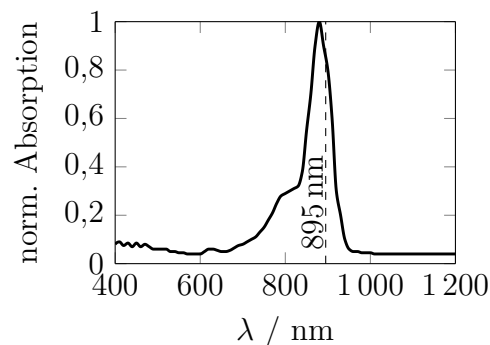


Abbildung 4.11: Absorptionsspektrum des gewählten absorbierenden Lacks Spectre340 der Firma Epolin.

Zur Vermessung der Störlichtleistung kommt das entsprechend der vorigen Ausführungen optimierte Strahlprofil zum Einsatz. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Es zeigt sich, dass innerhalb der Squealer-Vertiefung bei $z = -16$ mm durch die Lackbeschichtung eine Reduktion der Störlichtleistung um Faktor 2 im Vergleich zur blanken Aluminiumoberfläche erreicht werden kann. Durch die Anodisierung sinkt die Leistung jedoch um bis zu Faktor 35. An der VK und HK des Rotorblattes dreht sich dieses Verhalten um und die Störlichtleistung bei Einsatz der Lackbeschichtung ist um Faktor 30 geringer als bei Anodisierung. Daher ist ein kombinierter Einsatz beider Oberflächenbeschichtungen vorzuziehen, wodurch eine Reduktion der Störlichtleistung P_s unterhalb der Streulichtleistung P_p möglich ist.

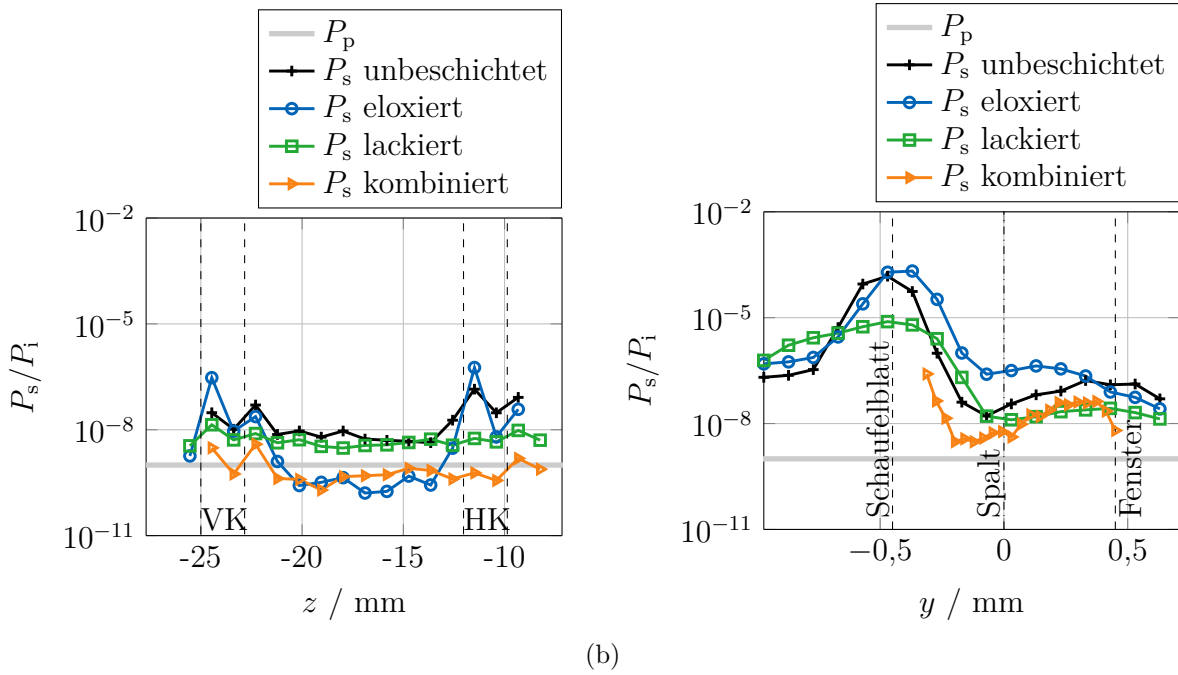


Abbildung 4.12: Messung der Störlichtleistung P_s normiert auf die einfallende Lichtleistung P_i entlang (a) der axialen Richtung z mit dem Strahl bei $y = 0$ und (b) der radialen Richtung y bei $z = -24$ mm für verschiedene Oberflächenbehandlungen.

4.2.3 Störungskorrektur

Für die Korrektur der auftretenden Störungen ist es grundlegend, den Einfluss der einzelnen Störlichtanteile auf die Strömungsgeschwindigkeitsmessung zu kennen. Aus Gleichung (4.17) ergibt sich hierfür durch Ausschreiben der einzelnen Störlichtanteile gemäß Gleichung (4.19)

$$v_{\vec{\sigma}, \vec{i}, \text{stoer}} = \frac{\lambda}{|\vec{\sigma} - \vec{i}|} \left(\frac{\sum_j f_{D,p,j} P_{p,j} + \sum_j f_{I,j} P_{I,j} + \sum_j f_{II,j} P_{II,j} + \sum_j f_{III,j} P_{III,j}}{\sum_j P_{p,j} + \sum_j P_{I,j} + \sum_j P_{II,j} + \sum_j P_{III,j}} \right) \quad (4.29)$$

mit den Doppler-Frequenzverschiebungen $f_{I,j}$, $f_{II,j}$ und $f_{III,j}$ und den Lichtleistungen $P_{I,j}$, $P_{II,j}$ und $P_{III,j}$ der Störlichtanteile entsprechend Abschnitt 4.2.1. Die zugehörigen Doppler-Frequenzverschiebungen der Störlichtanteile ergeben sich durch aufeinanderfolgende Betrachtung der einzelnen Streu- und Reflexionsvorgänge zu

$$f_{D,p,j} = \frac{(\vec{\sigma}_{p,1,j} - \vec{i}_{p,1,j}) \cdot \vec{v}_p}{\lambda} \quad (4.30a)$$

$$f_{I,j} = \frac{(\vec{\sigma}_{I,1,j} - \vec{i}_{I,1,j}) \cdot \vec{v}_w}{\lambda} \quad (4.30b)$$

$$f_{II,j} = \frac{(\vec{\sigma}_{II,1,j} - \vec{i}_{II,1,j}) \cdot \vec{v}_p + (\vec{\sigma}_{II,2,j} - \vec{i}_{II,2,j}) \cdot \vec{v}_w}{\lambda} \quad (4.30c)$$

$$f_{III,j} = \frac{(\vec{\sigma}_{III,1,j} - \vec{i}_{III,1,j}) \cdot \vec{v}_w + (\vec{\sigma}_{III,2,j} - \vec{i}_{III,2,j}) \cdot \vec{v}_p}{\lambda}. \quad (4.30d)$$

Hierbei beschreibt \vec{v}_w die Geschwindigkeit der Wandoberfläche. Eine schematische Darstellung des Strahlverlaufs der einzelnen Anteile ist in Abbildung 4.6 zu sehen.

Im Folgenden soll dieses allgemeine Modell beispielhaft auf die in [57] untersuchte Anwendung des Blattspitzenspalts angewendet werden. Um eine dreikomponentige Messung zu ermöglichen, erfolgte hierbei eine konsekutive Messung aus drei Beobachtungsrichtungen, welche innerhalb der x - y -Ebene um die Winkel β_m versetzt angeordnet waren. Hierbei indiziert m die entsprechende Beobachtungsrichtung. Aufgrund der kleinen numerischen Apertur von 0,07 kann für die verschiedenen Beobachtungsrichtungen die Vereinfachung

$$\vec{o}_m = \vec{o}_{p,1,j,m} = \vec{o}_{I,1,j,m} = \vec{o}_{II,1,j,m} = \vec{o}_{III,2,j,m} = (\sin \beta_m, \cos \beta_m, 0)^T \quad (4.31)$$

getroffen werden. Für die verschiedenen Beleuchtungsrichtungen gilt wegen der geringen Divergenz von $0,2^\circ$ des zur Beleuchtung genutzten Strahls zudem

$$\vec{i} = \vec{i}_{p,1,j} = \vec{i}_{I,1,j} = \vec{i}_{II,1,j} = \vec{i}_{III,1,j} = (0, 0, 1)^T. \quad (4.32)$$

Unter der Annahme, dass für den Störlichtanteil II nur direkte Reflexe detektiert werden, ergibt sich weiterhin:

$$\vec{o}_{II,1,j,m} = \vec{i}_{II,2,j,m} = (\sin \beta_m, -\cos \beta_m, 0)^T. \quad (4.33)$$

Weiterhin gilt für die Vektoren der Hintergrundbeleuchtung III aufgrund der näherungsweise oberflächenparallelen Einstrahlung

$$\vec{o}_{III,1,j} = \vec{i}_{III,2,j} \approx \vec{i}. \quad (4.34)$$

Zudem weist die Wandgeschwindigkeit \vec{v}_w lediglich eine Komponente in x -Richtung auf:

$$\vec{v}_w = (v_w, 0, 0)^T. \quad (4.35)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (4.30) bis (4.35) in Gleichung (4.29) folgt schließlich das Gleichungssystem

$$\vec{v}_{\text{DGV}} = \left(v_{\vec{o}_1, \vec{i}, \text{stoer}}, v_{\vec{o}_2, \vec{i}, \text{stoer}}, v_{\vec{o}_3, \vec{i}, \text{stoer}} \right)^T = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathcal{M} \vec{v}_p + \vec{w} v_w \quad (4.36)$$

mit

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} \sin(\beta_1) \frac{P_{p,1} + P_{II,1} + P_{III,1}}{P_{\text{ges},1}} & \cos(\beta_1) \frac{P_{p,1} - P_{II,1} + P_{III,1}}{P_{\text{ges},1}} & -\frac{P_{p,1} + P_{II,1} + P_{III,1}}{P_{\text{ges},1}} \\ \sin(\beta_2) \frac{P_{p,2} + P_{II,2} + P_{III,2}}{P_{\text{ges},2}} & \cos(\beta_2) \frac{P_{p,2} - P_{II,2} + P_{III,2}}{P_{\text{ges},2}} & -\frac{P_{p,2} + P_{II,2} + P_{III,2}}{P_{\text{ges},2}} \\ \sin(\beta_3) \frac{P_{p,3} + P_{II,3} + P_{III,3}}{P_{\text{ges},3}} & \cos(\beta_3) \frac{P_{p,3} - P_{II,3} + P_{III,3}}{P_{\text{ges},3}} & -\frac{P_{p,3} + P_{II,3} + P_{III,3}}{P_{\text{ges},3}} \end{pmatrix} \quad (4.37a)$$

$$\vec{w} = \begin{pmatrix} \sin(\beta_1) \frac{P_{I,1}}{P_{\text{ges},1}} \\ \sin(\beta_2) \frac{P_{I,2}}{P_{\text{ges},2}} \\ \sin(\beta_3) \frac{P_{I,3}}{P_{\text{ges},3}} \end{pmatrix} \quad (4.37b)$$

$$P_{\text{ges},m} = P_{p,m} + P_{I,m} + P_{II,m} + P_{III,m}. \quad (4.37c)$$

Um aus den gemessenen, verzerrten Geschwindigkeitswerten \vec{v}_{DGV} die um den Störlichtanteil

korrigierten, tatsächlich vorliegenden Geschwindigkeitswerte \vec{v}_p in kartesischen Koordinaten zu erhalten, wird Gleichung (4.36) umgestellt zu

$$\vec{v}_p = \mathcal{M}^{-1} \left(\sqrt{2}(\vec{v}_{\text{DGV}} - \vec{w}v_w) \right). \quad (4.38)$$

Wie aus Gleichung (4.37) abzulesen ist, müssen für die Anwendung des Korrekturalgorithmus die einzelnen Störlichtleistungen bekannt sein. Die Summe $P_{\text{ges},m}$ der einzelnen Lichtleistungen kann durch eine Messung mit Streupartikeln zuverlässig ermittelt werden. Die Lichtleistung P_I der direkten Reflexe I wird entsprechend durch eine Messung ohne Streupartikel bestimmt. Eine geeignete Methode zur Vermessung der Leistung P_{II} des reflektierten Partikelstreulichts II konnte nicht gefunden werden, daher wird hier $P_{II} = 0$ gesetzt. Da in Gleichung (4.37) die Leistung P_{III} der Hintergrundbeleuchtung III lediglich in Summe mit der Streulichtleistung enthalten ist, ist eine separate Bestimmung von P_{III} nicht notwendig und es gilt

$$P_p + P_{III} = P_{\text{ges}} - P_I. \quad (4.39)$$

Der hergeleitete Korrekturalgorithmus wird nun auf eine gestörte Geschwindigkeitsmessung aus [57] angewendet. In Abbildung 4.13a ist die unkorrigierte Strömungsmessung dargestellt. In dem markierten Bereich liegt eine systematische Messabweichung aufgrund störender Lichtanteile vor. Wie in Abbildung 4.13b gezeigt, kann die Messabweichung durch Anwendung des Korrekturalgorithmus um bis zu 85 % reduziert werden [59]. Extreme Störlichtleistungen wie im linken, oberen Bereich der Abbildungen 4.13 können jedoch nicht korrigiert werden. Die zugehörigen Geschwindigkeitswerte müssen folglich weiterhin als invalide verworfen werden. Falls die Störlichtanteile bekannt sind, kann die vorgestellte Auswertung aber einen Beitrag zur Reduzierung der Gesamtmessunsicherheit bei oberflächennahen Messungen leisten.

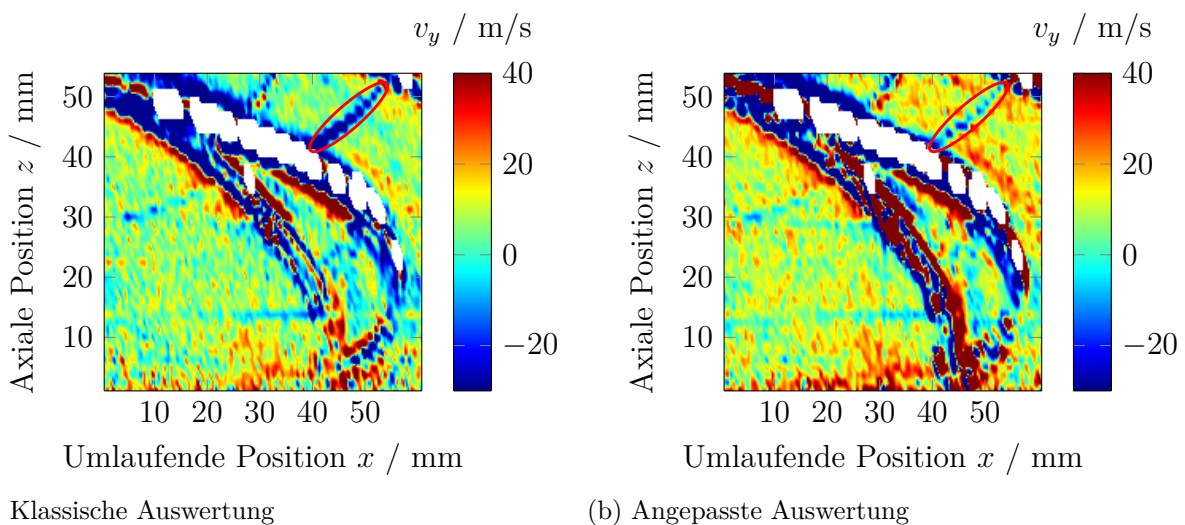


Abbildung 4.13: Vergleich der (a) klassischen Auswertung ohne Berücksichtigung der Störlichtanteile und (b) erweiterten Auswertung mit Korrektur der Störlichtanteile.

4.2.4 Fazit

In diesem Abschnitt wurde zum einen ein Verfahren zur Reduktion der bei oberflächennahen Strömungsmessungen auftretenden Störlichtleistungen mittels Strahlformung und Oberflächenbehandlung vorgestellt. Die Störlichtleistungen konnten dabei unter die zu erwartende Streulichtleistung reduziert werden, wodurch Messungen der Geschwindigkeit erst ermöglicht werden. Zum anderen wurde ein Korrekturalgorithmus diskutiert, welcher eine Reduktion der systematischen Messabweichungen aufgrund von Störlicht ermöglicht. Die vorgestellten Ansätze erweitern somit die Fähigkeit des FM-DGV-Systems oberflächennah zu messen und können zudem auf verschiedene Messobjekte wie die Hochdruck-Einspritzdüse und den Drallstrombrenner angewendet werden.

4.3 Einfluss von Brechungsindexfluktuationen

Im Folgenden wird der Einfluss von Brechungsindexfluktuationen im Beobachtungspfad auf die Messunsicherheit optischer Strömungsmessverfahren analysiert. Dazu werden zum einen optische Geschwindigkeitsmessungen unter dem Einfluss von Brechungsindexfluktuationen durchgeführt und die resultierende Messunsicherheit ausgewertet. Zum anderen erfolgt eine numerische Simulation mittels Raytracing zur Validierung und Verallgemeinerung der experimentellen Ergebnisse. Für beide Ansätze wird das in dieser Arbeit hauptsächlich angewendete FM-DGV-Prinzip untersucht. Zum Vergleich erfolgt eine Gegenüberstellung mit dem Standardmessverfahren der PIV.

4.3.1 Grundlagen

Eine generelle Voraussetzung für den Einsatz optischer Verfahren zur Strömungsgeschwindigkeitsmessung ist die optische Zugänglichkeit des Messvolumens. Insbesondere für Messungen in technischen Strömungsmaschinen ist dabei eine Realisierung des Zugangs mittels Freistrahl-optik meist nicht möglich und es kommen optische Fenster oder Endoskoptechniken zur Anwendung. Problematisch ist hierbei eine Verschmutzung der optischen Fenster, welche durch den Einsatz der im Allgemeinen zur optischen Messung notwendigen Tracerpartikel verursacht wird. Die Substanzen zur Erzeugung der Partikel wie Di-Ethyl-Hexa-Sebacat (DEHS) [67] oder Olivenöl [68] setzen sich als dünner Film oder kleine Tröpfchen an der Oberfläche der optischen Zugänge ab. Die dabei auftretende Verschmutzung führt zu Brechungsindexfluktuationen im Beobachtungspfad [69]. Zudem können Brechungsindexfluktuationen ebenso durch Temperatur- und Druckgradienten innerhalb der zu untersuchenden Strömung selbst verursacht werden.

Diese Fluktuationen führen zu Aberrationen, welche zum einen die Beleuchtung des Messvolumens stören und zum anderen die Qualität der optischen Abbildung reduzieren können. Im Allgemeinen folgt daraus eine Erhöhung der Messunsicherheit sowohl aufgrund unbekannter, systematischer als auch zufälliger Messabweichungen. In [70] wurden Störungen einer PIV-Messung aufgrund eines gekrümmten optischen Fensters diskutiert. Die deterministische Natur dieser Störung ermöglicht in diesem Fall eine Korrektur mittels einer Kalibrierung. Aufgrund der zufälligen und zeitveränderlichen Parameter der hier betrachteten Störungen

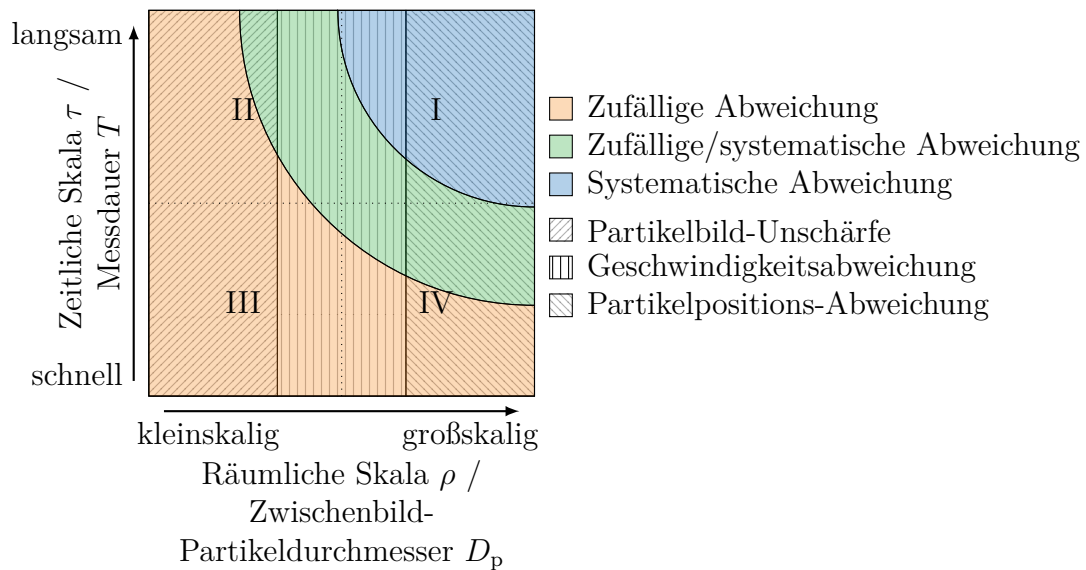


Abbildung 4.15: Kategorisierung der Brechungsindexfluktuationen und der daraus resultierenden Messunsicherheit.

einer FM-DGV-Messung können zudem Beiträge zur Messunsicherheit aufgrund eines unsicheren Beobachtungsvektors \vec{o} folgen (vgl. Abschnitt 4.1).

- Mittelskalige Fluktuationen: Brechungsindexfluktuationen mit einer mittleren räumlichen Ausdehnung führen zu einer lokalen Verzerrung des Partikelbildes. Somit ändert sich der Abbildungsmaßstab, wodurch im Falle der PIV eine direkte *Geschwindigkeitsabweichung* folgt. In Abhängigkeit der zeitlichen Skala kann dies sowohl zu zufälligen als auch systematischen Abweichungen führen. Es wird vermutet, dass die Messunsicherheit der FM-DGV nicht direkt beeinflusst wird. Jedoch kann es aufgrund einer Partikelpositions-Abweichung wie für großskalige Fluktuationen zu einer indirekten Erhöhung der Messunsicherheit kommen.
- Kleinskalige Fluktuationen: Die Abbildung der Partikel kann aufgrund von kleinskaligen Fluktuationen unscharf werden (*Partikelbild-Unschärfe*). Für die PIV folgt daraus eine Verbreiterung des Korrelations-Peaks und folglich ein Anstieg der zufälligen Messabweichung. Da die FM-DGV nicht auf eine Korrelation der Partikelbilder angewiesen ist, wird nur ein zu vernachlässigender Beitrag zu den zufälligen Messabweichungen durch moderate Bildunschärfe erwartet. Starke Brechungsindex-Fluktuationen führen hingegen zu einer räumlichen Mittelung über einen größeren Bereich und folglich zu einem Verlust an örtlicher Auflösung. Im Gegensatz dazu sollte die korrelationsbasierte Auswertung der PIV für starke Störungen keine verlässlichen Geschwindigkeitswerte mehr liefern.

Im Allgemeinen wird erwartet, dass die zufälligen Messabweichungen aufgrund von kleinskaligen Brechungsindexfluktuationen für die PIV höher sind als für die FM-DGV. Großskalige Fluktuationen hingegen sollten bei beiden Prinzipien zu einem vergleichbaren Anstieg der Unsicherheit führen. Diese Hypothesen werden im Folgenden mittels experimenteller und numerischer Untersuchungen bestätigt.

4.3.2 Messungen

Um die Auswirkungen von Brechungsindexfluktuationen auf die Messunsicherheit optischer Strömungsmessverfahren zu untersuchen, werden im Folgenden Messungen unter dem Einfluss dieser Fluktuationen durchgeführt.

Charakterisierung der Brechungsindexfluktuationen

Zur korrekten Einordnung der auftretenden Messunsicherheiten in die Kategorisierung in Abbildung 4.15 ist unter anderem die Kenntnis der Parameter der Brechungsindexfluktuationen notwendig. Hierbei soll jedoch lediglich eine qualitative Beurteilung der Störung erfolgen, da eine quantitative Charakterisierung zum einen nicht erforderlich und zum anderen mit enormem technischem Aufwand verbunden wäre.

Die Messungen erfolgen mit dem in Abbildung 4.16 schematisch dargestellten Aufbau. Hierbei wird die Ablenkung α und die Zerstreung eines kollimierten Laserstrahls im Abstand $s_{\text{cam}} = 50 \text{ cm}$ hinter der Störung mittels einer Kamera mit einer Bildrate von 20 Hz vermessen. Als Störungen kommen zum einen eine verschmutzte Glasplatte und zum anderen ein Gasbrenner zum Einsatz. Die Verschmutzung der Glasplatte erfolgte durch einen Tropfen DEHS, welcher anschließend flächig verteilt wurde. Als Brenner kommt ein einfacher Propan-Brenner mit einer abgeschätzten Leistung von 1 kW zum Einsatz. In Abbildung 4.17 sind die resultierenden Kamerabilder des kollimierten Strahls für jede Störung dargestellt.

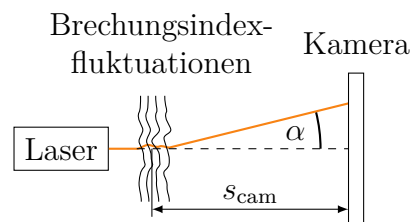
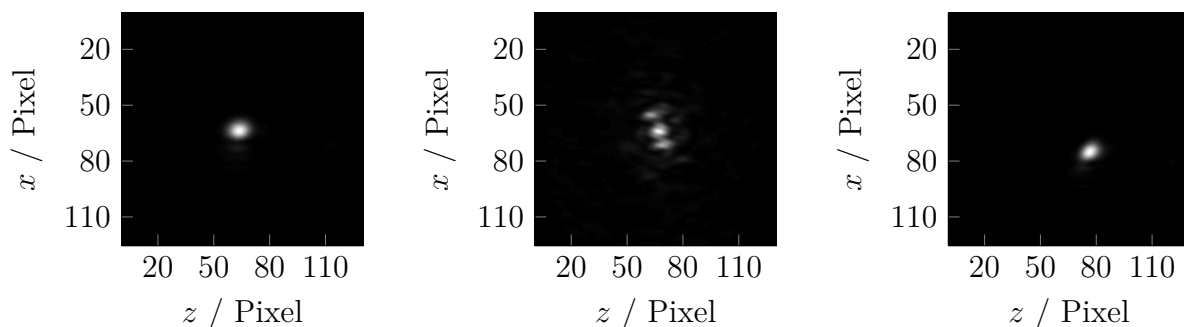


Abbildung 4.16: Zur Charakterisierung der Brechungsindexfluktuationen genutzter Messaufbau.



(a)

(b)

(c)

Abbildung 4.17: Momentaufnahme des Kamerabilds (a) des ungestörten kollimierten Strahls, (b) des kollimierten Strahls nach Durchgang durch ein kontaminiertes optisches Fenster und (c) nach Durchgang durch eine Flamme.

Stärke der Störung: Der Brechungsindex n_{DEHS} von DEHS beträgt 1,44 bei einer Wellenlänge von 830 nm und 1,45 für 532 nm [72]. Ausgehend von diesen Werten folgt durch Extrapolation ein Wert von 1,44 für die beim FM-DGV eingesetzte Wellenlänge von 895 nm. Der Brechungsindex des heißen Gases ist nicht bekannt, da Abschätzungen des Brechungsindex von Luft bei Raumtemperatur nicht auf höhere Temperaturen extrapoliert werden können [73].

Zeitliche Skala: Die Ablenkung des Strahls aufgrund der verschmutzten Scheibe ändert sich während einer Messung nicht. Die charakteristische Zeitkonstante τ ist daher deutlich größer als die Messdauer $T = 10$ s und die Störung wird als langsam angesehen. Im Gegensatz dazu ändert sich die Ablenkung durch die Flamme zufällig für zwei aufeinanderfolgende Kamerabilder. Die Zeitkonstante muss daher deutlich kleiner als die Zeitaufösung von 50 ms sein und die Störung wird als schnell betrachtet.

Örtliche Skala: Anders als die zeitliche Skala, kann die örtliche Skala mit dem genutzten Aufbau nicht direkt bestimmt werden. Daher erfolgt eine indirekte Beurteilung aufgrund der Ablenkung und Streuung des Strahls. Die Standardabweichung der Ablenkung für die Gasflamme beträgt 0,23 mrad. Da die Störung durch die verschmutzte Scheibe zeitlich konstant ist, wird die Scheibe manuell bewegt um die Ablenkung zu erfassen. Es ergibt sich ein Wert von 0,18 mrad. Es wird vermutet, dass der kleinere Wert für die Scheibe aus der geringeren räumlichen Ausdehnung der Störung entlang der Strahlausbreitungsrichtung folgt. Für die Störung durch DEHS ist zudem ein Speckle-Muster zu erkennen. Dies lässt auf eine kleinskalige Störung schließen, wodurch verschiedene Anteile des kollimierten Strahls unterschiedlich abgelenkt werden und schließlich auf der Kamera interferieren. Da für die Flamme kein Speckle-Muster auftritt, ist in diesem Fall von einer eher großskaligen Störung auszugehen.

Diese Folgerungen werden durch die in Abbildung 4.18 dargestellten gestörten Partikelbilder bestätigt. Abbildung 4.18a zeigt eine ungestörte Abbildung der Partikel als Referenz. In Abbildung 4.18b erfolgt die Beobachtung hingegen durch die verschmutzte Scheibe. Die Abbildung ist unscharf, einzelne Partikel sind kaum zu erkennen. Das Partikelbild in Abbildung 4.18c unter Einfluss der Flamme erscheint hingegen vergleichbar mit der Referenzabbildung, ein direkter Einfluss der Störung ist nicht zu erkennen.

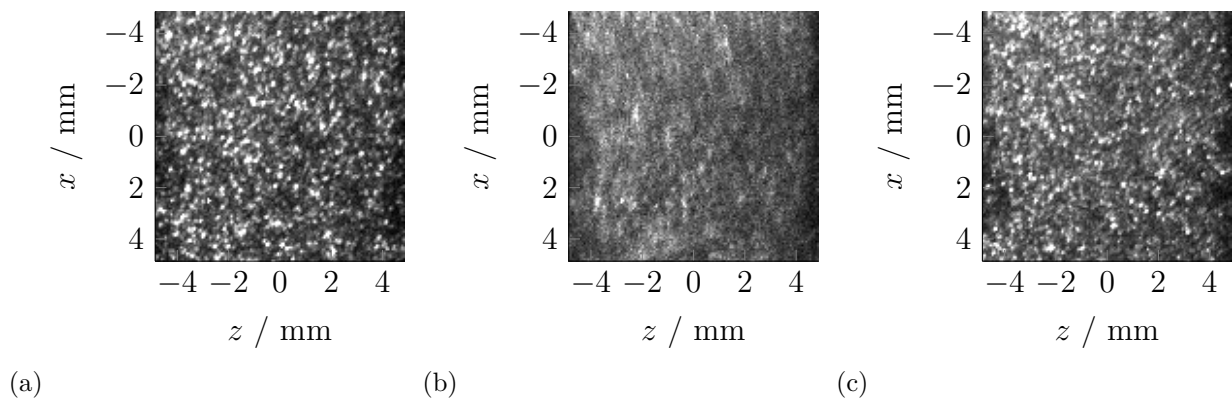


Abbildung 4.18: Unbearbeitetes Partikelbild (a) für den ungestörten Fall, (b) bei Beobachtung durch ein kontaminiertes optisches Fenster und (c) bei Beobachtung durch eine Flamme.

Abschließend lassen sich die Störungen somit in die Quadranten II (verschmutzte Glasplatte) und IV (Flamme) der Kategorisierung in Abbildung 4.15 einordnen.

Messaufbau

Die folgenden Messungen werden sowohl mittels PIV als auch mittels FM-DGV durchgeführt. Als Messobjekt kommt dabei ein Freistrahls welcher aus einer Düse mit 10 mm Durchmesser austritt zum Einsatz. Die Turbulenz des Strahls wird mit Hilfe eines Hitzdraht-Anemometers im Abstand von 20 mm zur Düse bei einer mittleren Geschwindigkeit von 60 m/s bestimmt. In der Mitte des Strahls ergibt sich ein Turbulenzgrad von 0,5 %, welcher im Abstand von 6 mm zur Mitte auf 8 % ansteigt. Die genutzten DEHS-Tracerpartikel werden durch einen Laskin-Düsen Seeding-Generator erzeugt. Die resultierenden Partikel haben eine mittlere Größe von 900 nm. Beide Messsysteme erfassen die Strömungsgeschwindigkeit parallel zur Hauptströmungsrichtung im Abstand von 25 mm zum Düsenaustritt.

Für die PIV-Messungen wird ein kommerzielles 2D-PIV-System der Firma ILA eingesetzt. Es besteht aus einer frequenzverdoppelten 120 mJ Doppel-Puls ND:YAG Laserquelle und einer PCO Sensicam QE als Photodetektor. Die maximal erreichbare Messrate beträgt 7 Hz bei einer Zeitauflösung von 10 μ s. Die zur Verfügung stehende Messdauer ist durch den Speicherplatz des zur Ansteuerung genutzten PCs auf etwa 24 s begrenzt. Während dieser Zeit erfolgt die Aufnahme von 170 Doppel-Bildern. Die Auswertung der Bilder wird mit der quelloffenen Software PIVlab durchgeführt [74, 75]. Hierbei erfolgen drei Durchläufe mit Abfragefenstern (engl.: interrogation window) mit einer Größe von 64×64 Pixel, 32×32 Pixel und 16×16 Pixel. Daraus folgt eine örtliche Auflösung von 650 μ m. Eine Filterung der ermittelten Geschwindigkeitswerte hinsichtlich der Korrelationsgüte oder oberer und unterer Grenzen der Geschwindigkeit erfolgt nicht. Jedoch prüft der PIV-Algorithmus die Plausibilität der berechneten Verschiebungsvektoren, wie z.B. ob der Verschiebungsvektor aus dem beobachteten Messvolumen heraus zeigt, und verwirft diese gegebenenfalls.

Für die FM-DGV-Messungen kommt das in Abschnitt 3.1.2 beschriebene System zum Einsatz. Die erreichbare Ortsauflösung ist mit 900 μ m vergleichbar mit der des PIV-Systems. Die Messdauer wurde zu 10 s gewählt, bei einer Zeitauflösung von 10 μ s und einer Messrate von 17 Hz.

Als Resultat ergibt sich für beide Systeme dieselbe Zeitauflösung und Messwertanzahl. Weiterhin sind die örtliche Auflösung und die Messrate vergleichbar. Diese Voraussetzungen schaffen die Grundlage für eine sinnvolle Vergleichbarkeit der mit den jeweiligen Systemen ermittelten Messdaten.

Messergebnisse

In Abbildung 4.19 sind die mit dem FM-DGV- und PIV-System ohne Störung und unter Einfluss der Brechungsindexfluktuationen gemessenen mittleren Geschwindigkeitswerte dargestellt. Beide Messsysteme sind in der Lage die Geschwindigkeit auch unter dem Einfluss einer Störung im Abbildungspfad korrekt zu erfassen. Jedoch zeigen sich Unterschiede im Verhalten der zufälligen und systematischen Abweichungen, welche im Folgenden diskutiert werden.

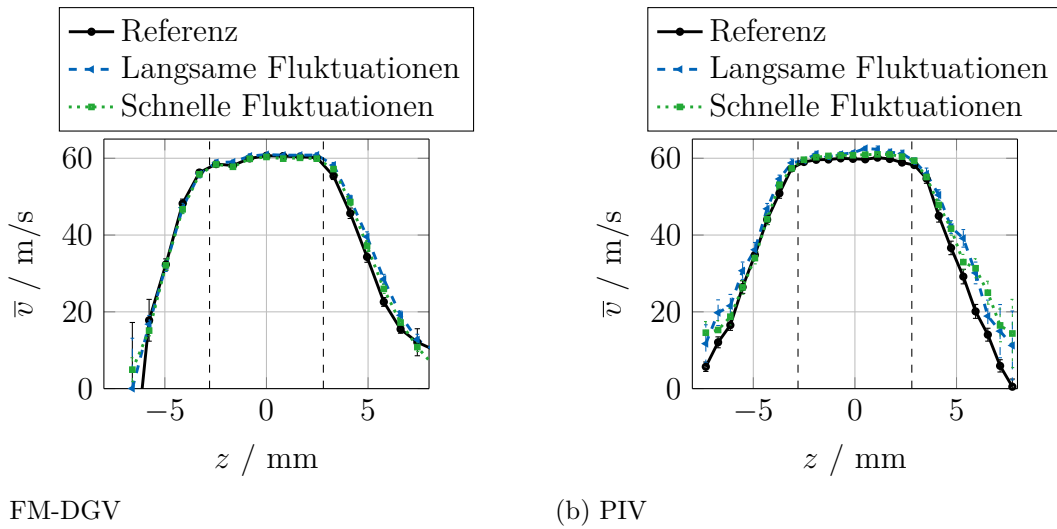


Abbildung 4.19: Mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{v} gemessen mit (a) FM-DGV und (b) PIV im ungestörten Fall und unter dem Einfluss von langsamen und schnellen Brechungsindexfluktuationen.

Die Standardabweichung σ_v der gemessenen Geschwindigkeit v ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Die Messunsicherheit der FM-DGV, dargestellt in Abbildung 4.20a, beträgt im Zentrum der Strömung etwa 0,3 m/s. Am Rand steigt die Unsicherheit aufgrund der Turbulenz um Faktor 3. Durch die ungenügende Streulichtleistung, welche auf eine zu geringe Seedingkonzentration zurückzuführen ist, erreicht die Unsicherheit für die äußeren Messkanäle Werte von mehr als 5 m/s. Diese Beobachtungen gelten zudem unabhängig von der eingebrachten Störung. Der Einfluss der betrachteten Brechungsindexfluktuationen kann für den verwendeten FM-DGV-Aufbau somit vernachlässigt werden.

Die Standardabweichung für die PIV-Messungen ist in Abbildung 4.20b zu sehen. Die Unsicherheit der Referenzmessung ist für PIV mit 0,2 m/s etwas geringer als für FM-DGV und steigt im Zentrum der Strömung auch unter dem Einfluss der schnellen und großskaligen Störungen nicht an. Für kleinskalige Störungen zeigt sich hingegen ein Anstieg um Faktor 5. Im Gegensatz dazu ist die Unsicherheit in der Scherschicht für beide Störungen etwa sechsfach höher als für die Referenzmessung. Wie in Abschnitt 4.3.1 postuliert, folgt aus der Unschärfe der Abbildung aufgrund kleinskaliger Störungen somit eine zufällige Abweichung der gemessenen Geschwindigkeitswerte auch ohne das Vorliegen eines Geschwindigkeitsgradienten. Im Falle, dass ein Geschwindigkeitsgradient vorliegt, führen zudem auch großskalige und schnelle Störungen zu einer signifikant erhöhten Unsicherheit.

Die Differenz zwischen Referenzmessung und gestörter Messung ist in Abbildung 4.21 als systematische Abweichung dargestellt und beträgt unabhängig von der Störung im Zentrum der Strömung bis zu 2 m/s für beide Messsysteme. Durch einen Vergleich mit der zufälligen Abweichung zeigt sich jedoch, dass die systematische Abweichung auch auf eine zufällige Abweichung zurückzuführen sein könnte, womit ein systematischer Effekt hier nicht belegt werden kann.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass kleinskalige Brechungsindexfluktuationen aufgrund eines verschmutzten optischen Zugangs die Unsicherheit für PIV erhöhen, jedoch keinen signifikanten Effekt im Falle von FM-DGV zeigen. Großskalige und schnelle Fluktuationen

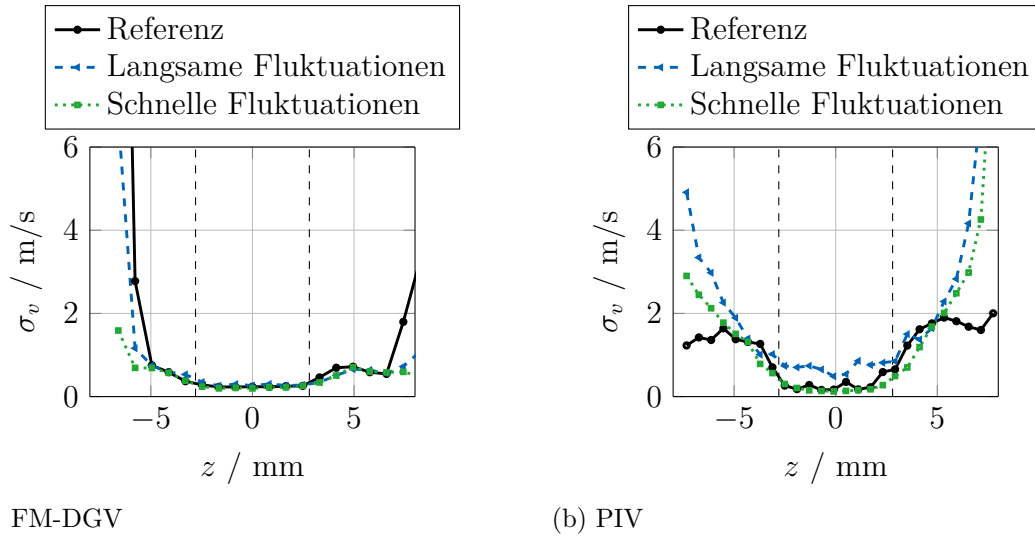


Abbildung 4.20: Standardabweichung σ_v der Geschwindigkeit v für (a) FM-DGV und (b) PIV.

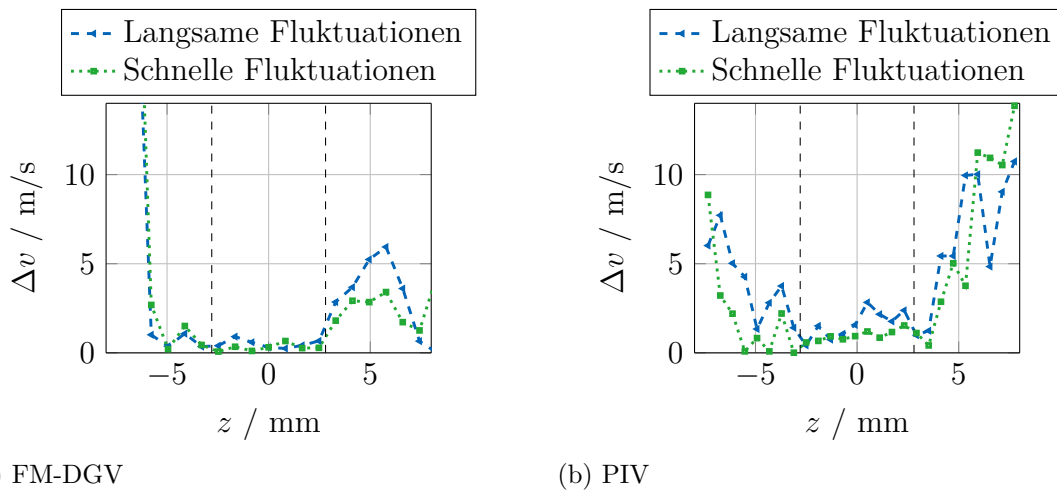


Abbildung 4.21: Systematische Abweichung der Strömungsgeschwindigkeit v für (a) FM-DGV und (b) PIV.

erhöhen die zufälligen Abweichungen zudem bei Vorliegen eines Geschwindigkeitsgradienten. Ein Anstieg der systematischen Fehler konnte nicht beobachtet werden. Diese Ergebnisse stimmen mit den in Abschnitt 4.3.1 vorgestellten Hypothesen überein.

4.3.3 Simulation

Zur Validierung der experimentellen Untersuchungen erfolgt eine numerische Simulation einer gestörten Messung mittels Raytracing. Die Simulation erlaubt zudem die Trennung des Einflusses von zeitlicher und örtlicher Skala und ermöglicht die Betrachtung einer höheren Anzahl an Parameterkombinationen.

Simulierter optischer Aufbau

Der simulierte optische Aufbau ist in Abbildung 4.14 dargestellt und orientiert sich an den real genutzten Messaufbauten. Er besteht aus zwei idealen Linsen mit einer Brennweite von 60 mm und 140 mm und einer freien Apertur von 25 mm, welche die Partikel von der Objektebene in die Bildebene abbilden. Eine 4 mm dicke Glasplatte zwischen Objektebene und erster Linse dient als optisches Fenster.

Als Brechungsindexfluktuationen dient eine auf dem optischen Fenster befindliche DEHS-Schicht mit zufälligem Muster, deren Parameter entsprechend der vier Quadranten in der Kategorisierung in Abbildung 4.15 gewählt werden. Hierbei werden 110 Parameterkombinationen in jeweils zwei Realisierungen simuliert. Die örtliche Skala ρ/D_p wird von 0,03 bis 0,53 variiert und ist normiert auf den Zwischenbild-Partikeldurchmesser $D_p = 8,3$ mm. Um den mittleren Gradienten des Brechungsindex für alle Parameterkombinationen konstant zu halten, wird zudem die maximale Dicke $d_{s,max}$ der DEHS-Schicht entsprechend angepasst. Es ergeben sich Werte von 5 μm für die kleinskaligen und 74 μm für die großskaligen Störungen. Die zeitliche Skala τ/T wird von 10^{-1} bis 10^2 variiert und ist auf die gewählte Messdauer $T = 10$ s normiert. Für langsame Fluktuationen bleibt das DEHS-Muster somit während der Simulation konstant, wohingegen es sich für schnelle Fluktuationen für jeden Messwert ändert. Für jede Parameterkombination wurden zehn Bildpaare simuliert und aus den berechneten Geschwindigkeitswerten die Standardabweichung und systematische Abweichung berechnet.

Simulationsalgorithmus

Die Simulation basiert auf den Prinzipien der geometrischen Optik und wurde in MATLAB realisiert. Zur Berechnung des Strahlenganges durch die deterministischen Grenzflächen der Linsen und der Glasplatte kommt das Snelliussche Brechungsgesetz zur Anwendung. Der Effekt der willkürlichen Grenzflächen der Störung wird mittels der Eikonal-Gleichung berechnet [76].

Die genutzten Partikelbilder werden numerisch generiert und haben entsprechend der experimentellen Messsysteme eine Auflösung von 192×128 Pixel. Als Partikelkonzentration wird ein experimentell üblicher Wert von 10^{10} m^{-3} gewählt [68]. Der Durchmesser der Partikel in der Simulation wurde so gewählt, dass er dem Durchmesser der Partikel auf der im Experiment genutzten Kamera entspricht. Ein Partikel beleuchtet bis zu drei Pixel, womit sich ein Durchmesser von 240 μm ergibt. Der Partikelversatz wurde entsprechend dem Geschwindigkeitsprofil in Abbildung 4.22 (vgl. Abbildung 4.19) ermittelt. Für jedes Pixel des Partikelbildes in der Objektebene werden acht Strahlen erzeugt, deren Richtung so gewählt wird, dass eine Gleichverteilung über die freie Apertur der ersten Linse erreicht wird. Die Intensität der Strahlen ergibt sich aus dem Helligkeitswert des Startpixels, die Doppler-Frequenz folgt aus der Geschwindigkeit des Partikels, von dem der Strahl ausgeht.

Anschließend erfolgt die Propagation der Strahlen durch den optischen Aufbau. Das Partikelbild in der Bildebene wird durch Mittelung der Intensitäten aller auf ein Pixel treffender

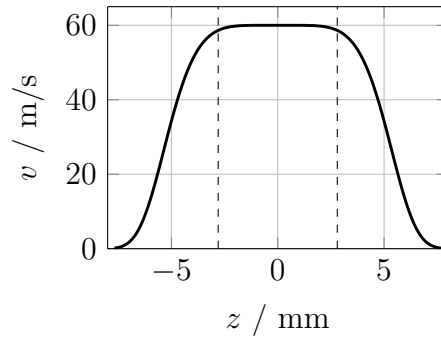


Abbildung 4.22: Zur Berechnung des Partikelversatzes genutztes simuliertes Profil der Strömungsgeschwindigkeit.

Strahlen berechnet, die Doppler-Frequenzen werden zudem entsprechend der Strahlintensitäten gewichtet gemittelt. Zur Berechnung der Geschwindigkeiten werden die gleichen Auswertelgorithmen wie für die experimentellen Messungen angewendet. Um für beide Messverfahren die gleiche örtliche Auflösung zu gewährleisten, erfolgt eine Zusammenfassung benachbarter Pixel (engl.: binning) zu Blöcken von 8×8 Pixel. Abschließend wird die mittlere Geschwindigkeit und deren Standardabweichung und systematische Abweichung berechnet.

Verifizierung und Validierung der Simulation

Zur Verifizierung der Simulation erfolgt der Vergleich mit der analytischen Lösung entsprechend der Prinzipien der geometrischen Optik. Dazu wird ein Linsensystem mit einem Abbildungsverhältnis von $-7/3$ simuliert und die Abbildung eines Partikelbildes berechnet. Die Abbildung entspricht der Erwartung bezüglich Vergrößerung und Partikelbild, womit die Simulation der ungestörten Messung als korrekt angesehen wird. Zur Verifizierung der korrekten Berechnung des gestörten Strahlverlaufs wird der Grenzfall eines Brechungsindexsprungs numerisch mittels der Eikonal-Gleichung berechnet und mit der analytischen Lösung mittels des Brechungsgesetzes verglichen. Die ermittelten Ergebnisse stimmen auf $\pm 1\%$ überein, womit auch die Simulation der Störungen als verifiziert erachtet wird.

Zur Validierung der Simulation werden die experimentell ohne Störung ermittelten Partikelbilder als Eingangswerte genutzt und die Auswirkung der Störungen auf die Partikelbilder ausgewertet. Die resultierenden Ergebnisse werden anschließend mit den experimentell ermittelten Werten verglichen. Diese Vorgehensweise kann jedoch nur für die PIV-Messungen angewendet werden, da für die FM-DGV-Messungen keine Kamera genutzt wurde und somit keine Partikelbilder zur Verfügung stehen. Zudem erfolgt nur der Vergleich mit der verschmutzten Glasscheibe, weil die Simulation des heißen Gases eine volumetrische Berechnung erfordert, deren Simulation die zur Verfügung stehende Rechenzeit überschreitet. Zur Simulation der DEHS-Schicht werden die folgenden Parameter genutzt: $\tau/T = 0,1$; $\rho/D_p = 0,03$; $d_{s,\max} = 5 \mu\text{m}$ und $n_{\text{DEHS}} = 1,44$.

Die resultierende Standardabweichung ist in Abbildung 4.23a dargestellt. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung von Experiment und Simulation mit einer Unsicherheit von 6 m/s im Zentrum der Strömung für beide Fälle. Wie zu erkennen ist, sind die gemessenen und simulierten Unsicherheiten im gestörten Fall deutlich höher als die Referenzunsicherheit, woraus

ein erheblicher Beitrag der Brechungsindexfluktuationen zum Messunsicherheitsbudget resultiert. Die systematischen Abweichungen in Abbildung 4.23b zeigen ebenfalls eine gute Übereinstimmung, jedoch ist die Aussagekraft dieses Ergebnisses aufgrund der hohen zufälligen Unsicherheit begrenzt. Zusammenfassend konnte die Simulation jedoch mittels eines Vergleichs mit dem Experiment erfolgreich validiert werden.

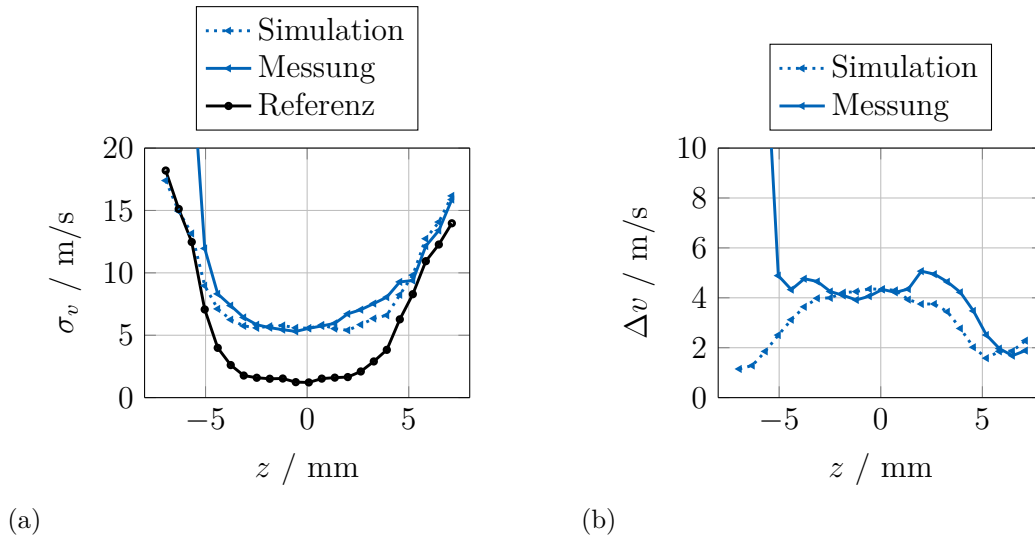


Abbildung 4.23: Vergleich zwischen Messung und Simulation für (a) zufällige Messabweichungen und (b) systematische Messabweichungen.

Um alle Parameter der Simulation genau bestimmen zu können, ist es notwendig, synthetische Partikelbilder zu nutzen. Diese Bilder können jedoch nicht in der Realität auftretende zusätzliche Unsicherheitsbeiträge erfassen, welche z.B. aufgrund unfokussierter Partikel für PIV, Lasermittelfrequenzschwankungen für FM-DGV oder der Turbulenz in der Scherschicht entstehen. Aus diesem Grund ist eine Vergleichbarkeit der absoluten Beträge der simulierten Unsicherheit mit dem Experiment nicht zwangsläufig gegeben. Die prinzipiellen Auswirkungen von Brechungsindexfluktuationen auf die Messunsicherheit der beiden Messsysteme kann jedoch zufriedenstellend untersucht werden.

Simulationsergebnisse

In den Abbildungen 4.24a und 4.25a sind beispielhaft die zur Simulation genutzten großskaligen und kleinskaligen Brechungsindexfluktuationen dargestellt. Aufgrund dieser Fluktuationen werden die in den zugehörigen Abbildungen 4.24b und 4.25b zu sehenden berechneten Partikelbilder unscharf abgebildet. Für die großskaligen Fluktuationen tritt zudem eine Verzerrung des Bildes auf. Diese Effekte führen zu systematischen und zufälligen Abweichungen, welche im Folgenden diskutiert werden. Die Darstellung der Abweichungen erfolgt hierbei normiert auf die zufälligen und systematischen Abweichungen der ungestörten Referenzsimulation, die zugehörigen Werte sind in Tabelle 4.3 notiert. Weiterhin werden die Abweichungen in Abhängigkeit der vorliegenden Geschwindigkeitsgradienten separat diskutiert, um den Einfluss der Bildverzerrung kenntlich zu machen.

Tabelle 4.3: Standardabweichung σ des Mittelwerts und systematische Abweichung Δv der Geschwindigkeit für die ungestörte Referenzsimulation, jeweils für FM-DGV und PIV. „Hoch“ und „gering“ indizieren dabei die jeweiligen Werte im Bereich eines hohen und geringen Geschwindigkeitsgradienten.

	$\sigma_{v_{\text{gering,ref}}} / \text{m/s}$	$\sigma_{v_{\text{hoch,ref}}} / \text{m/s}$	$\Delta v_{\text{gering,ref}} / \text{m/s}$	$\Delta v_{\text{hoch,ref}} / \text{m/s}$
FM-DGV	0,0003	0,300	0,002	0,311
PIV	0,039	0,249	0,177	1,629

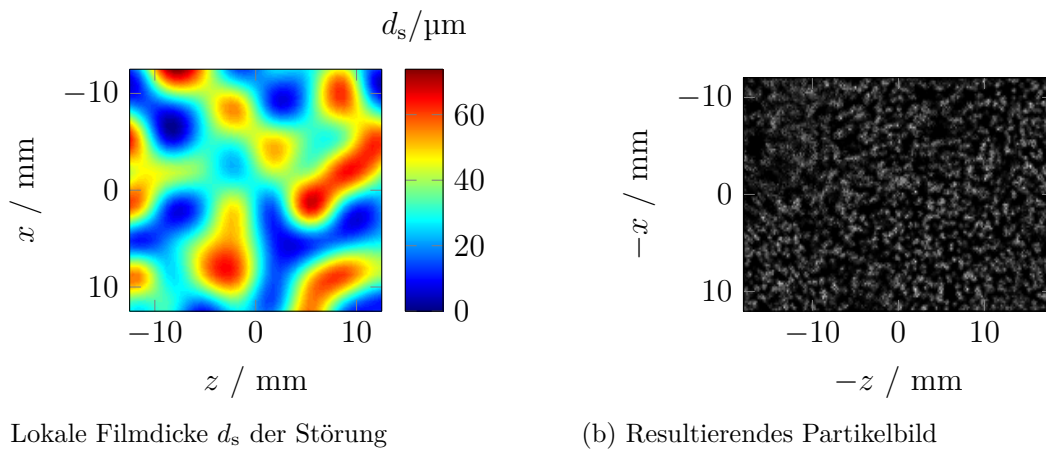


Abbildung 4.24: (a) Lokale Filmdicke d_s der simulierten großskaligen Störung und (b) resultierendes Partikelbild.

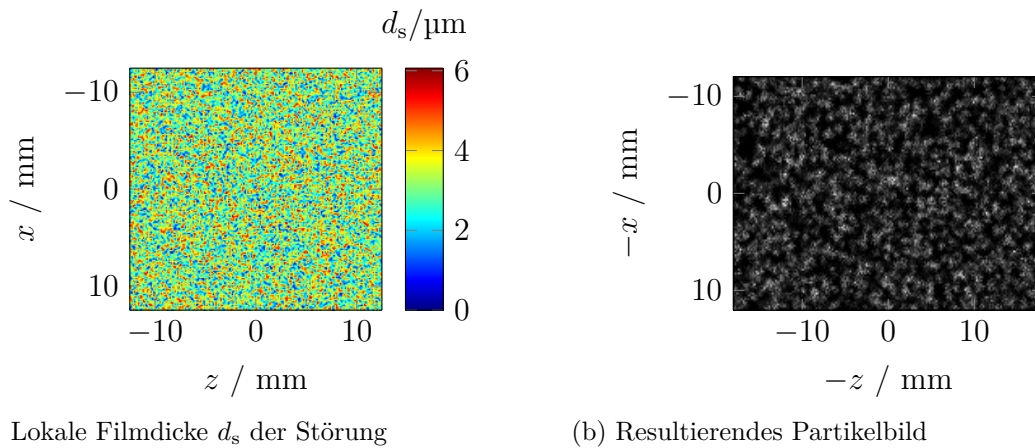


Abbildung 4.25: (a) Lokale Filmdicke d_s der simulierten kleinskaligen Störung und (b) resultierendes Partikelbild.

Zufällige Abweichungen: In den Abbildungen 4.26 und 4.27 sind die zufälligen Abweichungen für Bereiche mit geringen und hohen Geschwindigkeitsgradienten dargestellt. Im Falle von FM-DGV ist für großskalige und schnelle Fluktuationen ein relativer Anstieg der Unsicherheit von 20% zu beobachten. Dies ist sowohl für einen hohen als auch für einen geringen Geschwindigkeitsgradienten der Fall. Der beobachtete Anstieg ist auf eine Ablenkung der vom Objekt ausgehenden Strahlen zurückzuführen, welche zu einer zeitveränderlichen

Partikelpositions-Abweichung führt. Unter Berücksichtigung des Normierungsfaktors in Tabelle 4.3 zeigt sich jedoch erwartungsgemäß, dass der absolute Anstieg für geringe Gradienten um Faktor 1000 kleiner ist als für hohe Gradienten. Die PIV ist ebenfalls von einem Anstieg der Unsicherheit aufgrund der Partikelpositions-Abweichung betroffen, zusätzlich führen jedoch auch kleinskalige Fluktuationen unabhängig vom Vorliegen eines Geschwindigkeitsgradienten zu einem Anstieg der zufälligen Abweichungen um bis zu Faktor 8. Dies ist auf die bereits beobachtete Unschärfe der abgebildeten Partikel zurückzuführen. Der Anstieg der zufälligen Abweichungen durch langsame und großskalige Fluktuationen ist mit Faktor 4 dagegen deutlich geringer. Diese Ergebnisse bestätigen die in Abschnitt 4.3.1 betreffend der zufälligen Abweichungen aufgestellten Hypothesen.

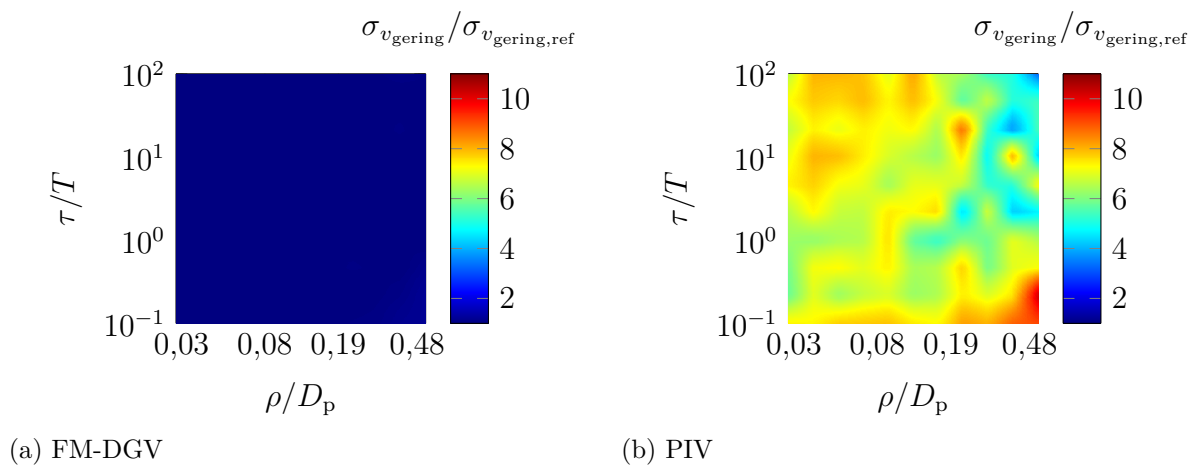


Abbildung 4.26: Normierte Standardabweichung $\sigma_{v_{\text{gering}}}/\sigma_{v_{\text{gering,ref}}}$ der Geschwindigkeit für (a) FM-DGV und (b) PIV im Falle eines geringen Geschwindigkeitsgradienten.

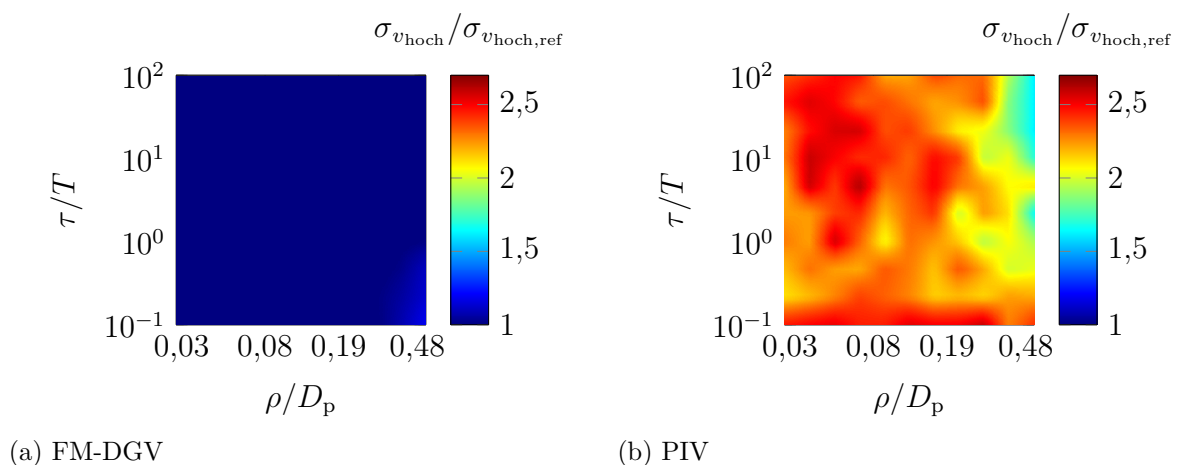


Abbildung 4.27: Normierte Standardabweichung $\sigma_{v_{\text{hoch}}}/\sigma_{v_{\text{hoch,ref}}}$ der Geschwindigkeit für (a) FM-DGV und (b) PIV im Falle eines hohen Geschwindigkeitsgradienten.

Systematische Abweichungen: Die systematischen Abweichungen im Bereich hoher und geringer Geschwindigkeitsgradienten sind in den Abbildungen 4.28 und 4.29 dargestellt. Da

insbesondere für langsame und großskalige Fluktuationen die Auswirkung auf die systematische Abweichung von der konkreten Realisierung der Fluktuation abhängt und hier lediglich zwei verschiedene Realisierungen simuliert wurden, ist der Verlauf der Abweichungen nicht gleichmäßig. Trotzdem kann eine Tendenz beobachtet werden. Für beide Messverfahren tritt eine Erhöhung der systematischen Abweichungen für großskalige und langsame Fluktuationen aufgrund der Partikelpositions-Abweichung auf. Wie erwartet ist der Anstieg für FM-DGV im Falle eines hohen Geschwindigkeitsgradienten größer als für einen geringen Gradienten. Im Gegensatz dazu zeigt die PIV einen stärkeren Anstieg der systematischen Abweichung für geringe Geschwindigkeitsgradienten. Dies ist auf die lokale Abweichung des Abbildungsmaßstabs durch die auftretenden Verzerrungen des Bildes zurückzuführen. Für große Geschwindigkeitsgradienten sollte jedoch ebenfalls ein Anstieg erkennbar sein, welcher hier aber nicht eindeutig beobachtet werden kann.

Zusammenfassend ist festzuhalten, dass die hier erzielten Simulationsergebnisse die Hypothesen aus Abschnitt 4.3.1 im Wesentlichen bestätigen. Systematische Abweichungen treten vorzugsweise für großskalige und langsame Fluktuationen auf, wohingegen sowohl schnelle als auch kleinskalige Fluktuationen zufällige Abweichungen zur Folge haben.

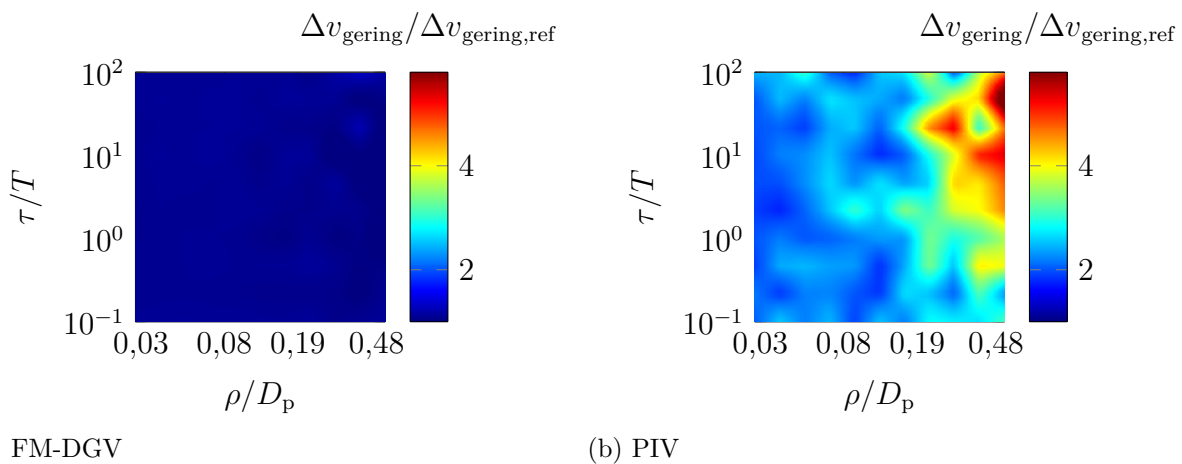


Abbildung 4.28: Normierte systematische Abweichung $\Delta v_{\text{gering}}/\Delta v_{\text{gering,ref}}$ der Geschwindigkeit für (a) FM-DGV und (b) PIV im Falle eines geringen Geschwindigkeitsgradienten.

4.3.4 Fazit

In diesem Abschnitt konnte belegt werden, dass Brechungsindexfluktuationen im Abbildungspfad einen wesentlichen Beitrag zum Messunsicherheitsbudget von FM-DGV und PIV liefern. Zudem wurde erstmals die verschiedene Herkunft der Unsicherheiten für ein Doppler- und Laufzeit-Messverfahren gezeigt.

Die Messunsicherheit der FM-DGV unter dem Einfluss von Brechungsindexfluktuationen steigt hauptsächlich im Bereich eines hohen Geschwindigkeitsgradienten signifikant an. Dies ist darauf zurückzuführen, dass lediglich die Messposition, nicht aber die Doppler-Frequenz gestört wird. Somit führen langsame und großskalige Fluktuationen zu systematischen, schnelle Fluktuationen jedoch zu zufälligen Abweichungen.

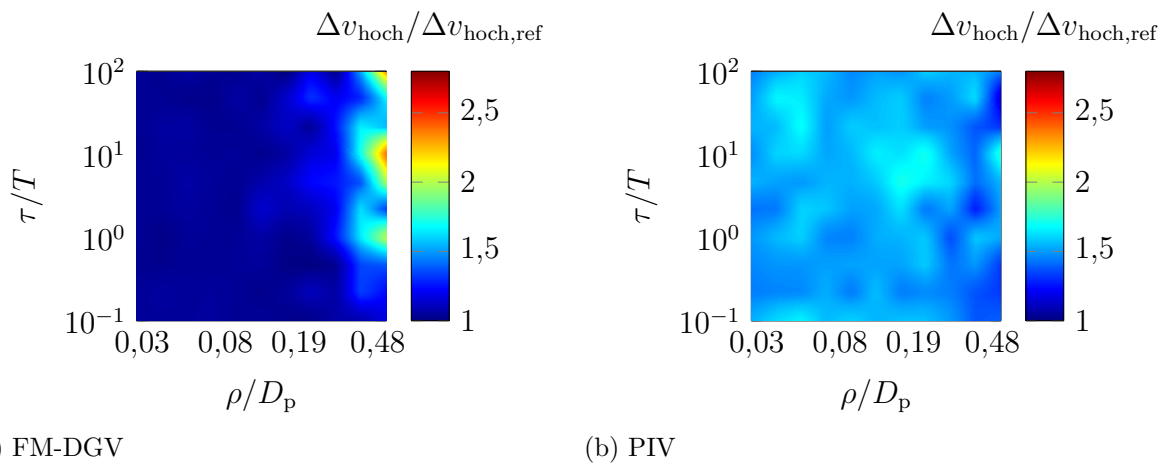


Abbildung 4.29: Normierte systematische Abweichung $\Delta v_{\text{hoch}}/\Delta v_{\text{hoch,ref}}$ der Geschwindigkeit für (a) FM-DGV und (b) PIV im Falle eines hohen Geschwindigkeitsgradienten.

Die Messunsicherheit der korrelationsbasierten PIV wird zusätzlich durch eine unscharfe Abbildung und die lokale Verzerrung des Abbildungsmaßstabes erhöht. Dieser Effekt ist durch die Prinzipien der PIV-Auswertung gegeben und tritt für die FM-DGV nicht auf. Es ergeben sich systematische Abweichungen für langsame und großskalige Fluktuationen unabhängig vom Vorliegen eines Geschwindigkeitsgradienten. Im Fall von kleinskaligen oder schnellen Fluktuationen treten zufällige Abweichungen auf. Diese Ergebnisse konnten sowohl anhand von Messungen als auch durch die numerische Simulation nachgewiesen werden.

Um die Messunsicherheit der untersuchten Messverfahren zu minimieren, ist daher darauf zu achten, Brechungsindexfluktuationen im Beobachtungspfad möglichst zu minimieren. Dies kann im Falle eines verschmutzten optischen Zugangs durch simples Reinigen erreicht werden. Falls dies wie im Fall von heißen Gasen nicht möglich ist, könnte zukünftig eine Korrektur der Störungen durch die Anwendung einer adaptiven Optik ermöglicht werden. Diese Perspektive wird momentan an der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik der Technischen Universität Dresden im Rahmen eines Reinhart-Koselleck-Projekts der Deutschen Forschungsgemeinschaft untersucht. Die hier präsentierten Ergebnisse zeigen somit zudem die Notwendigkeit weiterführender Untersuchungen in diesem Bereich auf.

4.4 Einfluss von Streulichtleistungs- und Geschwindigkeitsfluktuationen

Fluktuationen der Streulichtleistung oder der Geschwindigkeit können zu einem Anstieg der Geschwindigkeitsmessunsicherheit der FM-DGV führen. Diese Fluktuationen sind insbesondere bei der Vermessung schneller und instationärer Strömungen, wie beispielsweise dem Einspritzvorgang an einer Hochdruck-Einspritzung von Interesse. Ihre Auswirkungen auf die Messunsicherheit werden in diesem Abschnitt mittels einer Simulation untersucht.

4.4.1 Einführung

Das Messprinzip der FM-DGV basiert auf der Auswertung der Amplituden A_1 und A_2 der ersten und zweiten Harmonischen der gewählten Modulationsfrequenz f_m . Hierbei muss jedoch vorausgesetzt werden können, dass sowohl die Streulichtleistung P_p , als auch die zu messende Geschwindigkeit v während einer Modulationsperiode konstant sind. Für stationäre Strömungen ist dies üblicherweise in guter Näherung erfüllt und der Einfluss von Streulichtleistungs- und Geschwindigkeitsfluktuationen auf die Messunsicherheit kann für Geschwindigkeiten bis 60 m/s vernachlässigt werden [43]. Dies ist jedoch nicht zwangsläufig auch für schnelle oder transiente Strömungen der Fall:

- *Streulichtleistungsfluktuationen:* Im Fall geringer Partikelkonzentrationen kann allein die Bewegung der Partikel zu einer Variation der Streulichtleistung während einer Modulationsperiode führen. Hierbei bewegen sich die Partikel in das Messvolumen oder verlassen es, wodurch die Streulichtleistung aufgrund des sich ändernden Streuquerschnitts variiert.
- *Geschwindigkeitsfluktuationen:* Ändert sich die Geschwindigkeit in einer transienten Strömung innerhalb einer Modulationsperiode, beispielsweise zu Beginn einer Hochdruck-Einspritzung, kann dies zu einer indirekten Änderung der auf dem Detektor ankommenden Streulichtleistung führen. Durch die sich mit der Geschwindigkeit ändernde Doppler-Frequenz ändert sich gleichfalls die resultierende Transmission der Absorptionszelle und somit auch die Intensität des Detektorsignals.

In beiden Fällen kann ein zusätzlicher Beitrag zum Messunsicherheitsbudget auftreten, welcher im Folgenden anhand einer Simulation untersucht wird.

4.4.2 Simulation

Die Simulation beruht auf der Berechnung der mittels FM-DGV gemessenen Geschwindigkeit entsprechend dem Signalmodell in Abschnitt 2.1. Dazu wird der Einfluss der Streulichtleistung $P_p(t)$ und der Geschwindigkeit $v(t)$ auf das Detektorsignal $s(t)$ ermittelt. Aus dem Detektorsignal werden anschließend die Amplituden A_1 und A_2 und der Quotient q bestimmt. Mittels einer hier ebenfalls simulierten Kalibrierung kann abschließend die gemessene Geschwindigkeit v_{DGV} berechnet werden. Als wahrer Wert der im Messvolumen vorliegenden Geschwindigkeit \bar{v} wird der Mittelwert der Geschwindigkeit während einer Modulationsperiode herangezogen. Die systematische Abweichung Δv folgt schließlich zu

$$\Delta v = v_{\text{DGV}} - \bar{v}. \quad (4.40)$$

Zur Berechnung des Detektorsignals wird das unterschiedliche Verhalten der Detektion per APD und Kamera berücksichtigt, weil dies die Auswirkung der Fluktuationen auf die Messunsicherheit beeinflusst. Während bei der Detektion mittels APD das Intensitätssignal abgetastet wird, erfolgt bei der Messung mittels Kamera eine Mittelung der einfallenden Leistung über die Belichtungsdauer. Weiterhin zeigt sich, dass die Phasenlage der Störung zur Modulation der Laserfrequenz ebenfalls einen Einfluss auf die resultierende Unsicherheit hat.

Da die Phase der Störung im Allgemeinen unbekannt ist, erfolgt hier die Angabe der oberen Grenze der auftretenden unbekannt systematischen Abweichung. Die in der Praxis zu erwartende systematische Abweichung ist somit insbesondere bei Auswertung mehrerer Modulationsperioden geringer.

4.4.3 Ergebnisse

Die Auswirkung der Streulichtleistungs- und Geschwindigkeitsfluktuationen auf die Geschwindigkeitsmessunsicherheit hängt von den Parametern der betrachteten Fluktuationen ab. Zur sinnvollen Beschreibung der Fluktuationen müssen deren Parameter daher für das jeweils untersuchte Messobjekt passend gewählt werden. In diesem Abschnitt erfolgt eine Betrachtung der am drallstabilisierten Brenner und an der Hochdruck-Einspritzdüse auftretenden Fluktuationen.

Drallstabilisierte Flamme

Im Falle der drallstabilisierten Flamme treten harmonische Oszillationen der Strömungsgeschwindigkeit auf. Zudem liegen Streulichtleistungsfluktuationen aufgrund einer variierenden Streupartikelkonzentration im Messvolumen vor. Die Fluktuation der Streulichtleistung P_p und der Geschwindigkeit v wird mittels

$$P_p(t) = \bar{P}_p \cdot \left(1 + \tilde{\gamma}_{P_p} \cdot \cos\left(2\pi f_{P_p} \cdot t + \varphi_{P_p}\right)\right) \quad (4.41)$$

$$v(t) = \bar{v} \cdot \left(1 + \tilde{\gamma}_v \cdot \cos\left(2\pi f_v \cdot t + \varphi_v\right)\right) \quad (4.42)$$

modelliert. Hierbei beschreiben $\tilde{\gamma}_{P_p}$ und $\tilde{\gamma}_v$ die relativen Störampplituden, f_{P_p} und f_v die Frequenzen der Störungen und φ_{P_p} und φ_v ihre Phasenlagen. Für die Simulation werden die Parameter des realen 3C-FM-DGV genutzt. Die Modulationsfrequenz f_m beträgt 100 kHz und die Erfassung der Streulichtleistung erfolgt mit einer Abtastrate von 2 MHz durch eine APD.

In Abbildung 4.30 ist der Betrag der maximal auftretenden systematischen Abweichung bei Fluktuation der Streulichtleistung in Abhängigkeit der Frequenz und Amplitude der Störung dargestellt. Hierbei wurde eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit von 10 m/s angesetzt, wie sie in der drallstabilisierten Flamme maximal auftritt. Für eine relative Störampplitude von 50 % tritt ein maximaler systematischer Fehler von bis zu 40 m/s auf, falls die Frequenz der Störung der Modulationsfrequenz entspricht. In der realen Flamme liegen jedoch deutlich geringere Störungen von im Mittel 8 % bei zudem deutlich geringerer Frequenz von maximal 10 kHz vor. Wie in Abbildung 4.30b zu erkennen, folgt daraus eine maximale systematische Abweichung von 0,35 m/s.

Die systematische Abweichung bei Fluktuation der Geschwindigkeit ist in Abbildung 4.31 dargestellt. Bei Fluktuation der Strömungsgeschwindigkeit mit einer Frequenz, die dem doppelten der Modulationsfrequenz entspricht, tritt eine systematische Abweichung von maximal 2,5 m/s auf. Für die innerhalb der Flamme vorliegenden Oszillationen mit einer relativen Amplitude von 5 % und einer Frequenz von 2 kHz resultiert jedoch lediglich eine Abweichung von 1,7 mm/s.

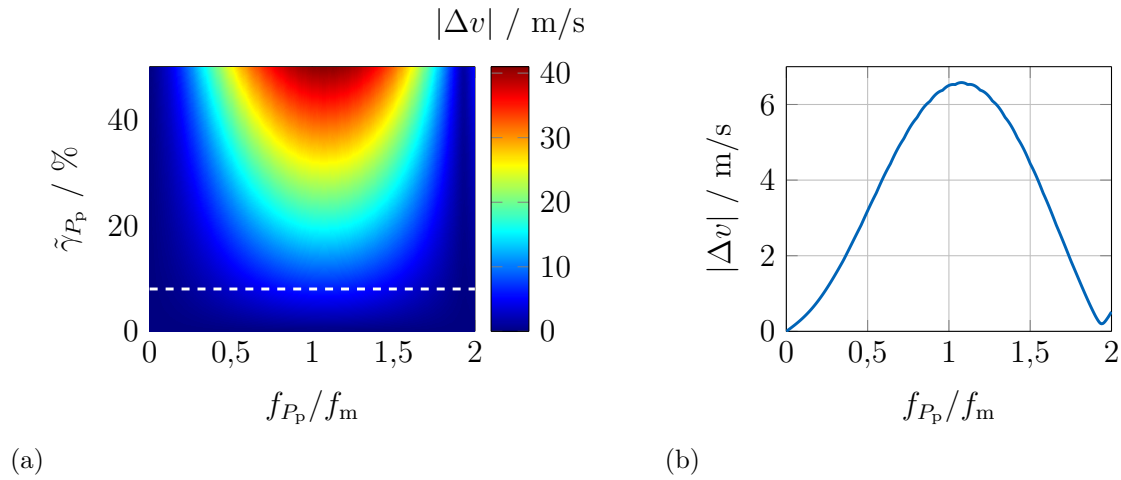


Abbildung 4.30: Maximal auftretende systematische Abweichung der Geschwindigkeit bei Fluktuation der Streulichtleistung für eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit $v = 10 \text{ m/s}$ und Detektion mittels APD (a) in Abhängigkeit der Frequenz f_{P_p} und Amplitude $\tilde{\gamma}_{P_p}$ der Fluktuation und (b) für eine innerhalb der Flamme auftretende Fluktuation mit einer Amplitude $\tilde{\gamma}_{P_p} = 8\%$ (gekennzeichnet durch die Strichlinie in Abbildung (a)).

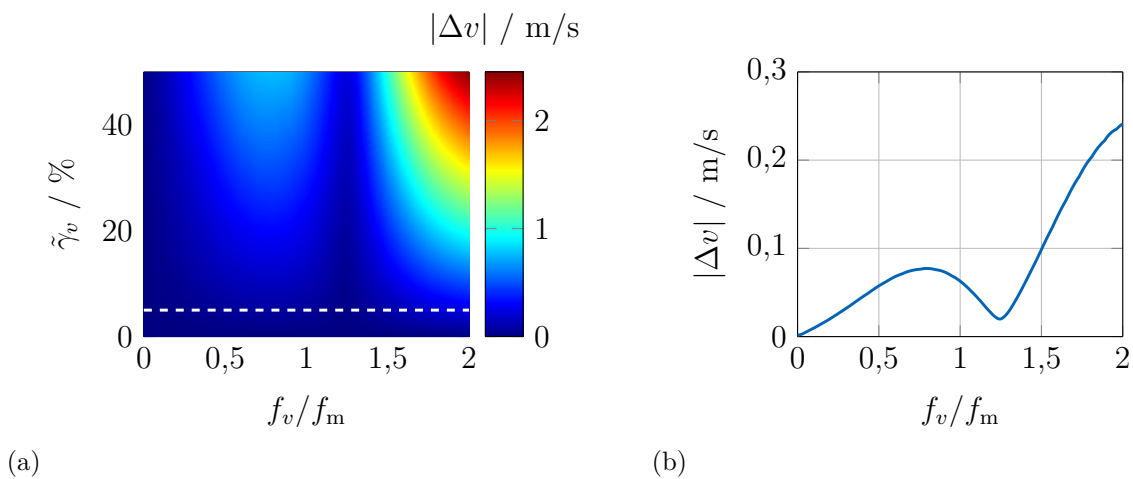


Abbildung 4.31: Maximal auftretende systematische Abweichung der Geschwindigkeit bei Fluktuation der Geschwindigkeit für eine mittlere Strömungsgeschwindigkeit $v = 10 \text{ m/s}$ und Detektion mittels APD (a) in Abhängigkeit der Frequenz f_v und Amplitude $\tilde{\gamma}_v$ der Fluktuation und (b) für eine innerhalb der Flamme auftretende Fluktuation mit einer Amplitude $\tilde{\gamma}_v = 5\%$ (gekennzeichnet durch die Strichlinie in Abbildung (a)).

Die für eine Modulationsperiode maximal auftretende unbekannte systematische Abweichung von 0,35 m/s wird hier als akzeptabel eingeschätzt, da bei Auswertung mehrerer Modulationsperioden eine Mittelung der systematischen Abweichungen auftritt und sich die totale Abweichung entsprechend reduziert. Insgesamt werden die innerhalb der Flamme durch Fluktuation der Streulichtleistung und der Geschwindigkeit auftretenden systematischen Abweichungen somit als vernachlässigbar erachtet.

Hochdruck-Diesel-Einspritzung

Im Gegensatz zur drallstabilisierten Flamme liegt bei der Hochdruck-Einspritzung keine harmonische Oszillation, sondern ein linearer Verlauf als Störung vor. Die Fluktuation der Streulichtleistung wird hierbei als relative Änderung modelliert, für den Anstieg der Geschwindigkeit wird ein absoluter Wert a_v angesetzt. Somit ergibt sich

$$P_p(t) = \bar{P}_p \cdot \left(1 + \tilde{\delta}_{P_p} \cdot \left(t - \frac{\Delta t}{2} \right) \right) \quad (4.43)$$

$$v(t) = \bar{v} + a_v \cdot \left(t - \frac{\Delta t}{2} \right) \quad (4.44)$$

mit der Zeitaufösung Δt (entspricht der Dauer einer Modulationsperiode). Um einen ausreichenden Messbereich zu realisieren, wird die Simulation mit der tatsächlich genutzten Ausrichtung von Einspritzdüse und Beobachtungs- und Beleuchtungsrichtung durchgeführt. Die Modulationsfrequenz f_m beträgt 200 kHz und die Erfassung der Streulichtleistung erfolgt mittels der Hochgeschwindigkeitskamera bei einer Bildrate von 1 MHz und einer Belichtungsdauer von 0,452 μ s.

Die systematische Abweichung bei fluktuierender Streulichtleistung ist in Abbildung 4.32 in Abhängigkeit der relativen Änderung $\tilde{\delta}_{P_p}$ der Streulichtleistung und der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} dargestellt. Es tritt eine maximale Abweichung von 59 m/s bei einem relativen Anstieg der Streulichtleistung von 50 % und einem Arbeitspunkt von 260 m/s auf. Für die in der Einspritzung vorliegende Änderung der Streulichtleistung erscheint ein Wert von 20 % je Modulationsperiode als plausibel. In diesem Fall resultiert eine Abweichung von 23 m/s bei einer mittleren Geschwindigkeit von 300 m/s.

In Abbildung 4.33 ist die systematische Abweichung bei Fluktuation der Geschwindigkeit in Abhängigkeit des Geschwindigkeitsanstieges a_v/f_m pro Modulationsperiode und der mittleren Geschwindigkeit \bar{v} gezeigt. Maximal treten hier Abweichungen von etwa 30 m/s für sehr hohe Geschwindigkeitsänderungen von 150 m/s pro Modulationsperiode auf. Für den bei Beginn der Einspritzung auftretenden Anstieg von 6,25 m/s ergibt sich jedoch lediglich eine systematische Abweichung von 1,2 m/s bei einem Arbeitspunkt von 150 m/s, was einer relativen Abweichung von weniger als 1 % entspricht.

Die systematische Abweichung der Geschwindigkeit an der Hochdruck-Einspritzdüse aufgrund von Fluktuationen der Streulichtleistung und Geschwindigkeit beträgt maximal etwa 23 m/s bei einem Arbeitspunkt von 300 m/s. Für die erstmalige Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit im düsen nahen Bereich wird diese Messunsicherheit als akzeptabel erachtet. Durch eine Steigerung der Modulationsfrequenz und somit der Messrate kann diese Abweichung zukünftig reduziert werden.

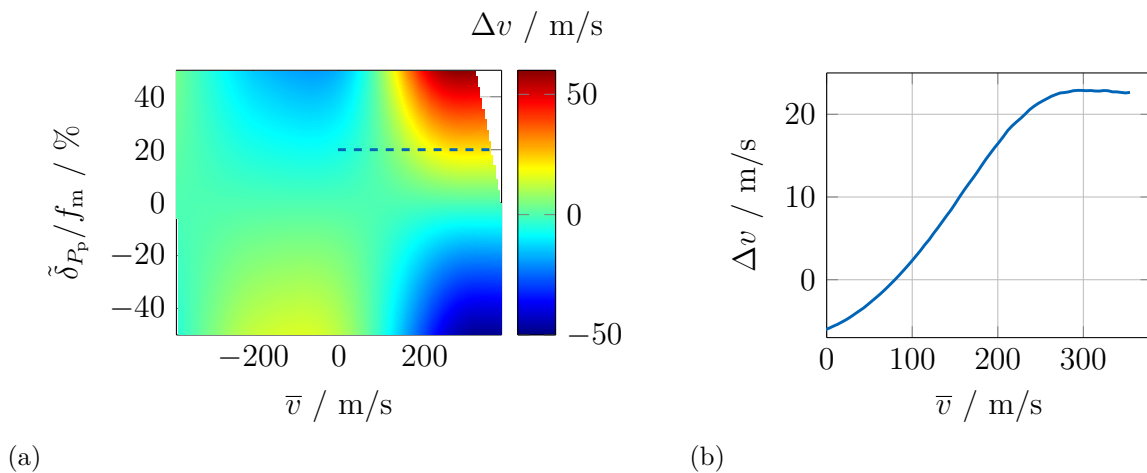


Abbildung 4.32: Systematische Abweichung Δv der gemessenen Geschwindigkeit (a) in Abhängigkeit der relativen Änderung $\tilde{\delta}_{P_p}/f_m$ der Streulichtleistung während einer Modulationsperiode und des Arbeitspunktes \bar{v} und (b) für eine relative Änderung $\tilde{\delta}_{P_p}/f_m$ der Streulichtleistung von 20 %, wie sie bei einer Hochdruck-Einspritzung auftreten kann (gekennzeichnet durch die Strichlinie in Abbildung (a)).

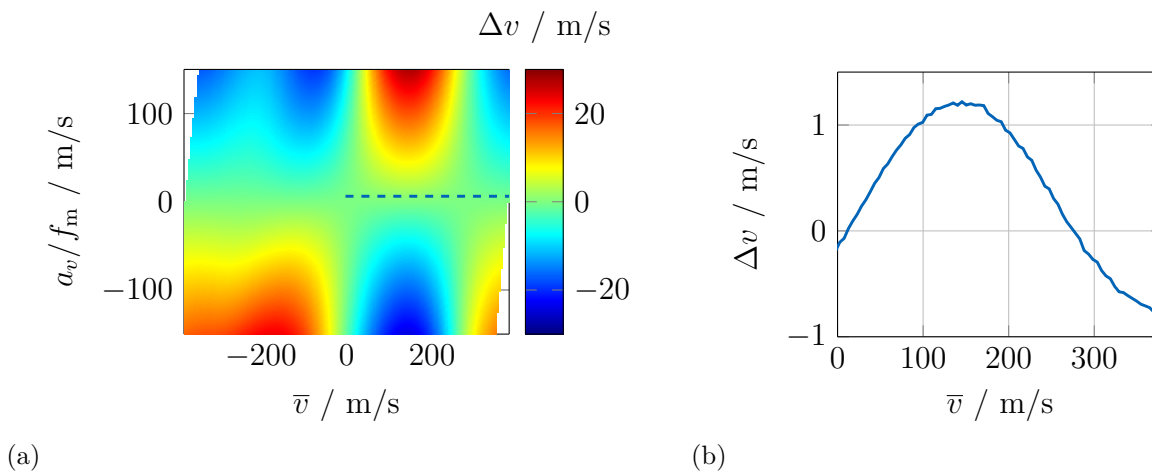


Abbildung 4.33: Systematische Abweichung Δv der gemessenen Geschwindigkeit (a) in Abhängigkeit der Änderung a_v/f_m der Geschwindigkeit während einer Modulationsperiode und des Arbeitspunktes \bar{v} und (b) für einen Anstieg a_v/f_m der Geschwindigkeit von 6,25 m/s, wie er bei einer Hochdruck-Einspritzung vorliegt (gekennzeichnet durch die Strichlinie in Abbildung (a)).

4.4.4 Fazit

In diesem Abschnitt wurde die maximal auftretende systematische Abweichung der gemessenen Geschwindigkeit aufgrund von Fluktuationen der Streulichtleistung und der Geschwindigkeit untersucht. Wie zu erwarten, zeigt sich eine Abhängigkeit der resultierenden Abweichung von der Oszillationsfrequenz und der Amplitude der Störung. Insbesondere wenn die Frequenz ein ganzzahliges Vielfaches der genutzten Modulationsfrequenz beträgt, wird die Abweichung maximal. Zudem konnte eine Abhängigkeit von der Phasenlage der Störung

nachgewiesen werden.

Die hier berechneten systematischen Abweichungen bei der Messung am drallstabilisierten Gasbrenner und der Hochdruck-Einspritzdüse werden als akzeptabel erachtet. Zukünftig kann zudem eine Reduktion der Messunsicherheit durch Steigerung der Modulationsfrequenz erreicht werden. Weiterhin stellen die hier diskutierten Werte lediglich die maximal zu erwartenden Abweichungen dar. Die realen Abweichungen dürften deutlich unter den abgeschätzten Werten liegen, da eine Mittelung über mehrere Modulationsperioden zu einer Reduktion der resultierenden Messunsicherheit führt.

4.5 Zusammenfassung

Mit Hilfe der in diesem Abschnitt diskutierten Abschätzungen der verschiedenen Beiträge zum Messunsicherheitsbudget kann die Messunsicherheit für unterschiedliche Anwendungsfälle bestimmt werden. Im Falle einer ungestörten Messung mit optimaler Streulichtleistung wird die Unsicherheit für Messdauern kleiner als $19\ \mu\text{s}$ von der zufälligen Unsicherheit aufgrund von Rauschprozessen der Detektion dominiert. Für längere Messdauern ergibt sich jedoch ein höherer Beitrag durch systematische Abweichungen aufgrund der Unsicherheit des Kalibriervorgangs. Somit muss, je nachdem ob eine zeitaufgelöste oder zeitgemittelte Größe erfasst werden soll, insbesondere auf eine hohe Streulichtleistung oder eine hohe Güte der Kalibrierung Wert gelegt werden.

Für oberflächennahe Messungen kann eine Erhöhung der Messunsicherheit aufgrund einer indirekten Beleuchtung des Messvolumens auftreten. Zur Reduktion der Unsicherheit kann die störende Lichtleistung durch Strahlformung oder eine Schwärzung der Oberfläche reduziert werden. Falls die Störlichtleistung bekannt ist, ist zudem eine nachträgliche Korrektur der Störung möglich.

Im Falle von Brechungsindexfluktuationen im Beobachtungspfad können sowohl systematische als auch zufällige Abweichungen der gemessenen Geschwindigkeit auftreten. Bei der Simulation des Einflusses auf die Messunsicherheit hat sich jedoch gezeigt, dass die FM-DGV aufgrund der Auswertung der Doppler-Frequenz weniger anfällig für diese Art von Störungen ist als die korrelationsbasierte PIV. Daher erscheint insbesondere für die PIV eine adaptive Korrektur der Brechungsindexfluktuationen während der Messung als sinnvoll.

Einen weiteren Beitrag zum Messunsicherheitsbudget liefern Fluktuationen der Streulichtleistung und der Geschwindigkeit. Die genaue Auswirkung der Störung ist hier von den Parametern der Fluktuation abhängig, wobei insbesondere die Frequenz der Fluktuation von Interesse ist. Für die Messungen an der drallstabilisierten Flamme ergibt sich eine maximale Abweichung von $0,2\ \text{m/s}$, welche jedoch bei Auswertung mehrerer Modulationsperioden durch Mittelung reduziert wird und daher für die betrachtete mittlere Geschwindigkeit von $10\ \text{m/s}$ als vernachlässigbar erachtet wird. Demgegenüber steht eine maximale Abweichung von etwa $23\ \text{m/s}$ bei der Erfassung von Strömungsgeschwindigkeiten von $300\ \text{m/s}$ an der Hochdruck-Einspritzdüse. Da mittels des 2D-FM-DGV jedoch erstmals überhaupt eine Messung im düsennahen Bereich der Hochdruck-Einspritzdüse ermöglicht wird, erscheint

eine maximale Messabweichung im Bereich von 8% als akzeptabel. Zudem kann die Unsicherheit zukünftig durch Steigerung der Modulationsfrequenz und Messrate weiter gesenkt werden.

Kapitel 5

Anwendung der Messsysteme

In diesem Kapitel erfolgt die Anwendung der entwickelten Messsysteme für die mehrkomponentige und mehrdimensionale Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit. Besonderes Augenmerk liegt dabei auf der Untersuchung der komplexen Strömungsphänomene an einem drallstabilisierten Gasbrenner in Abschnitt 5.1 und der instationären Vorgänge in einer Hochdruck-Diesel-Einspritzung in Abschnitt 5.3. Zur Anwendung kommen hierfür das 3C-FM-DGV-System und das 2D-FM-DGV-System in Variante 2. Das 3C-System wird zudem in Abschnitt 5.2 für die Analyse der Schalldämpfungseigenschaften an einem Bias-Flow-Liner (BFL) eingesetzt. Abschließend werden in Abschnitt 5.4 erstmals volumetrische Geschwindigkeitsmessungen mittels 3D-FM-DGV präsentiert.

5.1 Strömungszosillationen in einer drallstabilisierten Flamme

Im Folgenden wird die Eignung des in Abschnitt 3.1 vorgestellten 3C-FM-DGV-Systems für die Erfassung von Strömungszosillationen in reaktiven Fluiden nachgewiesen. Zu diesem Zweck erfolgen Messungen der Strömungsgeschwindigkeit an einem drallstabilisierten Gasbrenner und deren Analyse hinsichtlich einer thermo-akustischen Wechselwirkung zwischen der Wärmefreisetzungsrate und den Strömungszosillationen.

5.1.1 Einführung

Zur Reduktion der von modernen Gasbrennern emittierten Stickoxide (NO_x) und Kohlenstoffmonoxide (CO) werden diese Brenner durch die Reduktion des Verhältnisses von Brennstoff zu Luft (mageres Gemisch) bei niedrigen Temperaturen betrieben. Die reduzierte Brennstoffzufuhr kann jedoch zu Flammeninstabilitäten führen, welche sich durch Fluktuationen der Wärmefreisetzungsrate und der Strömungsgeschwindigkeit manifestieren [4–6]. Diese Fluktuationen reduzieren die Effizienz des Gesamtsystems und können zudem aufgrund von mechanischen Vibrationen den Brenner selbst beschädigen. Daher ist ein tieferes Verständnis der hierbei auftretenden thermo-akustischen Wechselwirkung zwischen Wärmefreisetzungsrate und Strömungszosillationen notwendig. Hierfür kann die 3C-FM-DGV einen Beitrag leisten, was im Folgenden mittels simultan dreikomponentiger Messungen an einem drallstabilisierten Gasbrenner belegt wird. Durch Kombination der mittels FM-DGV aufgenommenen Geschwindigkeitsdaten im Nahfeld der Flamme mit Messungen des Schalldrucks

im Fernfeld kann die Herkunft der Schallemissionen örtlich bestimmt werden. Die gleichzeitige Erfassung der Chemilumineszenz der Flamme ermöglicht weiterhin Rückschlüsse auf die Wärmefreisetzungsrates der Flamme.

5.1.2 Messaufbau

Messobjekt

Als Messobjekt kommt ein drallstabilisierter Brenner zum Einsatz, welcher in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt ist. Seine Auslegung ist abgeleitet von dem in [40, 77] vorgestellten Brenner mit variabler Geometrie. Der Brenner besteht im Wesentlichen aus vier Teilen: einem unteren (1) und oberen Gehäuse (2), einem beweglichen Kolben (3) und einer inneren Hülse (4). Die Luft und das als Brennstoff genutzte Propangas werden über acht Anschlüsse am oberen Gehäuseteil in den Brenner geleitet. Durch vier tangentielle Bohrungen in der inneren Hülse strömt das Gasgemisch anschließend in das Zentrum des Brenners, wodurch der Strömung ein Drall aufgeprägt wird. Die Strömung tritt abschließend durch eine Düse mit einem Radius R von 7,5 mm aus dem Brenner aus. Durch axiales Verschieben des Kolbens kann die Querschnittsfläche des Austritts und somit auch die Austrittsgeschwindigkeit des Gases variiert werden. Zusätzlich erfolgt eine Regelung des tangentialen Luftmassenstroms mittels eines Massenstromreglers des Typs 8626 der Firma Bürkert.

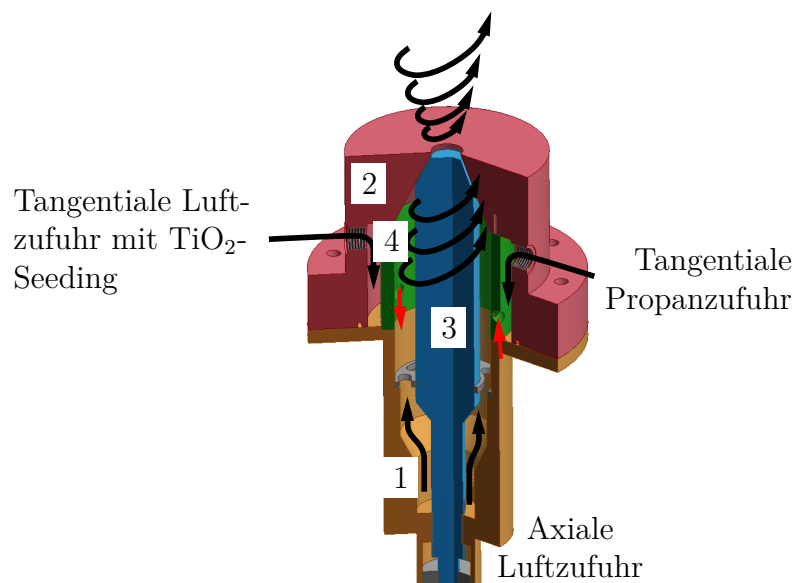


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des drallstabilisierten Brenners mit vorgemischter Flamme.

Für die hier vorgestellten Messungen wird der Brenner in zwei Betriebspunkten betrieben: ein Betriebspunkt mit mäßigen Schalldruckoszillationen („Auslegungspunkt“) und ein Betriebspunkt mit starken Schalldruckoszillationen („Laute Flamme“). Für beide Betriebszustände wird ein Propan-Massenstrom von 37 g/h gewählt. Dies resultiert in einer thermischen Leistung des Brenners von etwa 700 W. Der Massenstrom der tangentialen Luft beträgt 1,6 kg/h für den Auslegungspunkt und 1,8 kg/h für den lauten Zustand. Das entsprechende Äquivalenzverhältnis des Brennstoff-Luft-Gemisches beträgt 0,71 und 0,64. Als Kennzahl für die

Drallstärke der Strömung wird die Drallzahl D des Brenners entsprechend der Ausführungen in [5] mittels

$$D = \frac{\int_0^\infty v_z v_y r^2 dr}{R \cdot \int_0^\infty v_z^2 r dr} \quad (5.1)$$

berechnet. Die Parameter v_z und v_y beschreiben die axiale und tangentielle Strömungsgeschwindigkeit, welche mit dem 3C-FM-DGV-System vermessen wurde, das Symbol r gibt den Abstand von der Brennerachse an. Es ergeben sich Werte von 0,38 und 0,47 für die Drallstärke, beide Flammen sind daher als Niedrig-Drall-Flamme (engl.: low swirl flame) zu betrachten. Die genannten charakteristischen Parameter des Brenners sind in Tabelle 5.1 zusammenfassend gelistet.

Tabelle 5.1: Gewählte Parameter der Betriebspunkte des Drallstrombrenners.

Betriebspunkt	“Auslegungspunkt”	“Laute Flamme”
Äquivalenzverhältnis	0,71	0,64
Austrittsgeschwindigkeit / m/s	8,3	9,3
Drallzahl D	0,38	0,47
thermische Leistung / W	700	700
Luftmassenstrom / kg/h	1,6	1,8

Messung der Strömungsgeschwindigkeit

Zur simultan dreikomponentigen Messung der Strömungsgeschwindigkeit kommt das in Abschnitt 3.1 vorgestellte 3C-FM-DGV-System zum Einsatz. Die genutzte Ausrichtung der Beobachtungs- und Beleuchtungsvektoren ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Vektoren \vec{o}_1 und \vec{o}_2 liegen in gegensätzlicher Richtung innerhalb der y - z -Ebene senkrecht zum Beleuchtungsvektor \vec{i} . Der dritte Beobachtungsvektor ist um $\beta = 35^\circ$ zur x - y -Ebene verkippt. Die resultierenden Empfindlichkeitsvektoren $\vec{o}_m - \vec{i}$ bilden somit die erforderliche Basis des Geschwindigkeitsvektorraumes.

Die zur Verfügung stehenden acht Messpunkte sind entlang einer Linie in der x -Richtung angeordnet. Um die Geschwindigkeit innerhalb der gesamten x - z -Ebene zu Erfassen, wird der Brenner in x - und z -Richtung in Schritten von 7,2 mm und 900 μm verfahren. Dies ermöglicht eine 2D3C-Messung, indem eine simultane Messung der drei Geschwindigkeitskomponenten und eine sukzessive Messung in zwei Raumdimensionen durchgeführt wird.

Pro Messposition erfolgen zehn Einzelmessungen mit einer Messdauer von jeweils 1 s. Daraus folgt eine Gesamtmessdauer von 10 s. Es kommt eine Modulationsfrequenz f_m von 100 kHz zum Einsatz, dies entspricht gleichfalls der Messrate. Zur Datenreduktion erfolgt eine Mittelung von jeweils 10 Messwerten, wodurch eine effektive Messrate von 10 kHz resultiert. Wie später zu sehen, ist diese jedoch weiterhin zur Auflösung der vorliegenden Strömungsszillationen ausreichend.

Als Tracerpartikel kommen Titandioxid-Partikel (TiO_2) mit einem mittleren Durchmesser von 0,4 μm zum Einsatz. Aufgrund von Konglomeration innerhalb des Partikel-Generators

beträgt die effektive Partikelgröße im Messvolumen etwa $0,5 \mu\text{m}$ bis $1 \mu\text{m}$ [40]. Um das von der Flamme und den Partikel emittierte Licht vom Laserlicht des Messsystems zu trennen, wird ein Interferenz-Bandpass-Filter mit einer zentralen Wellenlänge von 895 nm und einer Bandbreite von 10 nm eingesetzt. Somit kann eine Sättigung der Photodetektoren vermieden werden. Im Bereich von 895 nm ist eine Trennung von Laserlicht und Flammenleuchten jedoch nicht möglich. Da die Fluktuation der Intensität des Flammenleuchtens während einer Periode der Laserfrequenzmodulation vernachlässigbar ist, folgt daraus aber keine systematische Abweichung der Geschwindigkeit [40]. Das Messunsicherheitsbudget ergibt sich folglich entsprechend der Ausführungen in Abschnitt 4.1.

Zur Betrachtung der Messunsicherheit $\sigma_{\vec{v}_p}$ der Geschwindigkeit in kartesischen Koordinaten ist entsprechend der Ausführungen in Abschnitt 4.1.3 die Kenntnis der Transformationsmatrix \mathcal{M} notwendig. Diese lautet für den genutzten Aufbau

$$\mathcal{M} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} -1 & 1 & 0 \\ -1 & -1 & 0 \\ -1 & -\cos \beta & \sin \beta \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \mathcal{M}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} -1 & -1 & 0 \\ 1 & -1 & 0 \\ \frac{\cos \beta - 1}{\sin \beta} & \frac{-\cos \beta - 1}{\sin \beta} & \frac{2}{\sin \beta} \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

Da für die hier hauptsächlich untersuchten Oszillationen der Strömungsgeschwindigkeit nur die zufälligen Abweichungen der Geschwindigkeit von Interesse sind, werden systematische Beiträge zur Messunsicherheit vernachlässigt. Es gilt damit nach Gleichung (4.2)

$$\sigma_{\vec{v}_p} = \left(\sigma_{v_{p,x}}, \sigma_{v_{p,y}}, \sigma_{v_{p,z}} \right)^T = \sigma_{\vec{v}_p, \text{zuf}}. \quad (5.3)$$

Die Gesamtmessunsicherheit der Geschwindigkeit in kartesischen Koordinaten kann schließlich entsprechend Gleichung (4.9) berechnet werden. Es ergibt sich

$$\sigma_{v_{p,x}} = \sqrt{0,5 \cdot \sigma_{v_{\sigma_1, \vec{i}, \text{zuf}}}^2 + 0,5 \cdot \sigma_{v_{\sigma_2, \vec{i}, \text{zuf}}}^2} \quad (5.4)$$

$$\sigma_{v_{p,y}} = \sqrt{0,5 \cdot \sigma_{v_{\sigma_1, \vec{i}, \text{zuf}}}^2 + 0,5 \cdot \sigma_{v_{\sigma_2, \vec{i}, \text{zuf}}}^2} \quad (5.5)$$

$$\sigma_{v_{p,z}} = \sqrt{0,050 \cdot \sigma_{v_{\sigma_1, \vec{i}, \text{zuf}}}^2 + 5,030 \cdot \sigma_{v_{\sigma_2, \vec{i}, \text{zuf}}}^2 + 6,079 \cdot \sigma_{v_{\sigma_3, \vec{i}, \text{zuf}}}^2} \quad (5.6)$$

Abschließend folgt für die Messunsicherheit der Geschwindigkeitskomponenten $\sigma_{v_{p,x}} = \sigma_{v_{p,y}} = \sigma_{v_{\sigma_m, \vec{i}, \text{zuf}}}$ und $\sigma_{v_{p,z}} = 3,341 \cdot \sigma_{v_{\sigma_m, \vec{i}, \text{zuf}}}$. Der quantitative Wert von $\sigma_{v_{\sigma_m, \vec{i}, \text{zuf}}}$ kann in Abhängigkeit der gewählten Messdauer T aus Abbildung 4.2 abgelesen werden und es gilt $\sigma_{v_{\sigma_m, \vec{i}, \text{zuf}}} \cdot \sqrt{T} = 1,8 \times 10^{-3} \text{ m}/\sqrt{\text{s}}$ bis $2 \times 10^{-2} \text{ m}/\sqrt{\text{s}}$ für die hier als valide betrachteten Streulichtleistungen größer als $0,2 \text{ nW}$. Man beachte, dass weitere Unsicherheitsbeiträge, z.B. aufgrund der Strömungsturbulenz, vernachlässigt werden und eine gleiche Streulichtleistung für jede Beobachtungsrichtung vorausgesetzt wird.

Chemilumineszenzmessung

Die Chemilumineszenz-Emissionen angeregter CH^* - und OH^* -Moleküle werden mittels zwei verschiedener Ansätze erfasst: zum einen erfolgt eine zeitaufgelöste, aber örtlich gemittelte Messung der OH^* -Emissionen und zum anderen wird eine örtlich aufgelöste, aber zeitliche gemittelte Erfassung der CH^* -Emissionen durchgeführt.

Zur CH*-Messung kommt eine Kamera vom Typ Theta System SIS1-s285, welche mit einem Bandpassfilter FGB25S der Firma Thorlabs ausgerüstet ist, zum Einsatz. Dadurch erfolgt die Aufnahme der integralen Emission entlang der optischen Achse. Unter Voraussetzung der Rotationssymmetrie der Flamme, wird die lokale CH*-Emission in der x - z -Ebene bei $y = 0$ mittels der inversen Abel-Transformation aus der integralen Aufnahme berechnet.

Die Messung der OH*-Emissionen erfolgt mit einem Photomultiplier PMM01 der Firma Thorlabs, welcher mit einem Bandpassfilter der Firma Edmund Optics mit einer zentralen Wellenlänge von (310 ± 3) nm und einer Halbwertsbreite von (10 ± 2) nm ausgerüstet ist. Das Signal wird durch eine Messkarte mit einer Messrate von 2 MHz abgetastet, wodurch eine zeitliche Analyse möglich wird.

Schalldruckmessung

Die Schalldruckmessung erfolgt im Fernfeld mittels eines kalibrierten Kondensatormikrofons des Typs G.R.A.S 40BP-S1. Zur Datenerfassung wird die Messkarte des PCs genutzt. Das Mikrofon ist in Bezug zum Brennerauslass ortsfest im Abstand von etwa 20 cm montiert und wird mit dem Brenner traversiert. Somit ist keine Änderung des Schallfeldes am Mikrofon durch die Bewegung des Brenners zu erwarten.

5.1.3 Messergebnisse

Im Folgenden werden die mittels 3C-FM-DGV ermittelten Messdaten hinsichtlich der mittleren Geschwindigkeit und der Geschwindigkeitsspektren ausgewertet. Weiterhin erfolgt ein Vergleich mit den Schall- und Chemilumineszenzspektren und die phasengemittelte Geschwindigkeit und Wirbelstärke wird untersucht.

Mittlere Geschwindigkeit

Zur Berechnung der Drallzahlen der Flammenzustände sind die mittleren Geschwindigkeiten der Strömung notwendig. Diese sind in Abbildung 5.2 für alle drei Geschwindigkeitskomponenten innerhalb der x - z -Ebene dargestellt. Die Komponenten v_x und v_z werden dabei durch die Vektoren, die Komponente v_y durch die Farbe veranschaulicht. Im äußeren Bereich der Flamme ergeben sich für die zufällige Messabweichung der Geschwindigkeit bei einer Messdauer von 10 s entsprechend der Ausführungen in Abschnitt 5.1.2 Werte von $0,63 \times 10^{-2}$ m/s für die x - und y -Komponenten und $2,11 \times 10^{-2}$ m/s für die z -Komponente. Aufgrund der höheren Streulichtleistung sinkt die Unsicherheit im inneren Bereich der Flamme um 90 %. Die relative zufällige Messunsicherheit kann für beide Bereiche vernachlässigt werden und es sind keine Abweichungen oder Artefakte der Geschwindigkeitsmessung zu erkennen.

Beide Flammenzustände zeigen eine sehr ähnliche Form, wobei der laute Arbeitspunkt etwas stärker in x -Richtung ausgedehnt ist. Weiterhin ist in beiden Fällen direkt über dem Brennerauslass eine ins Zentrum des Brenners gerichtete Strömung zu erkennen. Die Austrittsgeschwindigkeiten liegen bei etwa 8,3 m/s und 9,3 m/s. Wie für Niedrig-Drall-Flammen üblich tritt zudem keine Rückströmung auf [78].

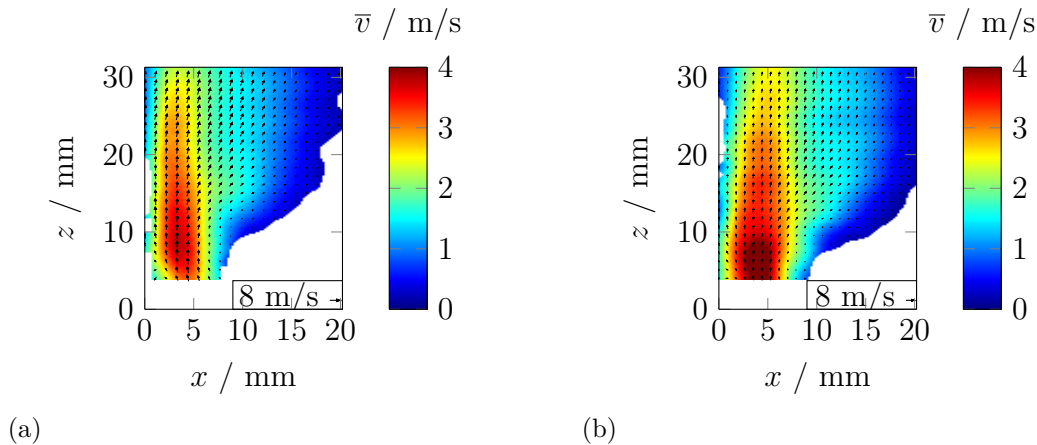


Abbildung 5.2: Mittlere Strömungsgeschwindigkeit in der x - z -Ebene für (a) den Auslegungspunkt und (b) den lauten Arbeitspunkt bei einer Messdauer von 10s. Die Vektoren zeigen die Komponenten v_x und v_z innerhalb der Bildebene, die Hintergrundfarbe zeigt die Komponente v_y .

Geschwindigkeits-, Schall- und Chemilumineszenzspektren

Um die Kopplung zwischen den lokalen Geschwindigkeitsoszillationen im Nahfeld und den Schalldruckschwankungen im Fernfeld zu belegen, wird die spektrale Leistungsdichte $S(f)$ der Geschwindigkeit, des Schalldrucks und der OH*-Emissionen untersucht. Dafür werden die einseitigen Leistungsdichtespektren (LDS) der drei Geschwindigkeitskomponenten und der Schall- und OH*-Emissionen berechnet. Diese sind jeweils für den Messpunkt mit den höchsten Oszillationsamplituden in den Abbildungen 5.3a-c für den Auslegungspunkt und in Abbildung 5.4a-c für den lauten Arbeitspunkt dargestellt. Die zugehörigen normierten LDS der Schalldruck- und OH*-Emissionen sind in den Abbildungen 5.3d und 5.4d zu sehen. Aufgrund der zufälligen Messabweichungen der Geschwindigkeitsmessung folgt für die spektrale Leistungsdichte sowohl eine systematische als auch zufällige Messabweichung. Zur Abschätzung der Unsicherheit wird hier Gauß'sches weißes Rauschen vorausgesetzt, womit eine nicht-zentrale Chi-Quadrat Verteilung für die Summe der quadrierten Fourier-Koeffizienten folgt [79]. Die systematische Abweichung ΔS der spektralen Leistungsdichte bei einer Messrate von 10 kHz wird mittels

$$\Delta S = \frac{\sigma_{v_{p,x}}^2}{2B} \quad (5.7)$$

zu $2 \times 10^{-4} \text{ (m/s)}^2/\text{Hz}$ berechnet, wobei $B = 10 \text{ kHz}$ die Bandbreite der Messung angibt. Die Betrachtung gilt für die Messunsicherheit $\sigma_{v_{p,x}}$ des Einzelwertes mit einer Messdauer von $T = 100 \mu\text{s}$. Die untere Grenze der zufälligen Unsicherheit ergibt sich zu $2 \times 10^{-4} \text{ (m/s)}^2/\text{Hz}$ [80]. Im Vergleich zu den auftretenden Geschwindigkeitsoszillationen von bis zu $0,8 \text{ (m/s)}^2/\text{Hz}$ können die Unsicherheiten somit vernachlässigt werden.

Für den Auslegungspunkt treten nur schwache Oszillationen der radialen Komponente der Strömungsgeschwindigkeit mit einer Amplitude von $6 \times 10^{-2} \text{ (m/s)}^2/\text{Hz}$ in einem Frequenzbereich um 708 Hz auf. Andere Maxima sind im Spektrum nicht erkennbar und auch die tangentielle und axiale Strömungsgeschwindigkeit zeigt keine Oszillationen. Die Schalldruck- und OH*-Emissionen weisen jedoch ebenfalls ein Maximum bei 708 Hz auf.

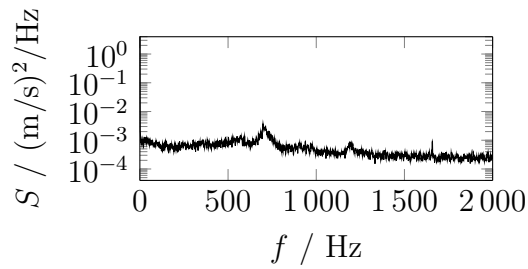
Deutlich stärkere Oszillationen mit einer Reihe verschiedener Frequenzen sind für den lauten Arbeitspunkt ersichtlich. Die stärkste Oszillation mit einer Amplitude von $0,8 \text{ (m/s)}^2/\text{Hz}$ tritt wiederum bei einer Frequenz von 708 Hz für die radiale Komponente auf, diese ist um Faktor 13 höher als für den Auslegungspunkt. Weitere Maxima sind bei 226 Hz, 482 Hz, 708 Hz, 934 Hz, 1190 Hz, 1416 Hz, 1642 Hz und 1898 Hz vorhanden. Aufgrund der Differenzfrequenzen erscheint hier eine Frequenzmischung zwischen den beiden Grundmoden 226 Hz und 708 Hz und ihrer zweiten Harmonischen bei 1416 Hz wahrscheinlich. Diese Maxima treten zudem auch für die tangentielle und axiale Komponente auf, jedoch sind hier die Amplituden um den Faktor 10 geringer. Weiterhin sind die Maxima auch deutlich in den Schalldruck- und OH*-Emissionsspektren erkennbar.

Da diese Geschwindigkeitsoszillationen lediglich bei gezündeter Flamme, jedoch nicht bei bloßer Durchströmung des Brenners mit demselben Luftmassenstrom auftreten, liegt ihre Entstehung in einer Wechselwirkung zwischen der Verbrennung und dem Druck innerhalb der Flamme begründet. Die lokale Wärmefreisetzungsrate ist sensitiv gegenüber Fluktuationen des Strömungsfeldes oder des lokalen Mischungsverhältnisses der Reaktanten, welche durch Druckoszillationen hervorgerufen werden können [81, 82]. Zudem können lokale Strömungsgeschwindigkeitsoszillationen im Nahfeld Schalldruckoszillationen im Fernfeld anregen [44].

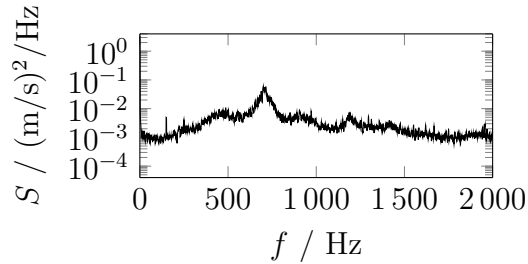
Um nun die örtliche Herkunft der Oszillationen zu bestimmen, wird die mittlere Amplitude der Geschwindigkeitsoszillationen im Frequenzbereich von 700 Hz bis 720 Hz in den Abbildungen 5.5a-c für den Auslegungspunkt und in den Abbildungen 5.6a-c für den lauten Arbeitspunkt dargestellt. Für die radiale Komponente sind die höchsten Amplituden dabei in einem Bereich von etwa 7 mm von der Brennerachse zu finden (markiert mit einer roten Ellipse). Im Speziellen für die axiale Komponente treten zudem nahe der Brennerachse weitere Maxima auf. Aufgrund der spektralen Übereinstimmung mit den Schalldruckspektren ist somit davon auszugehen, dass die Quelle der Schalldruckoszillationen in diesen Flammenbereichen zu finden ist. Anhand eines Vergleiches mit den CH*-Emissionen in Abbildung 5.7 wird zudem ersichtlich, dass die stärksten Oszillationen am äußeren Rand der Flammenfront auftreten. Somit erscheint eine thermo-akustische Kopplung zwischen der Fluktuation der Wärmefreisetzungsrate und dadurch erzeugten Druckänderungen als wahrscheinlichste Ursache für die Geschwindigkeitsfluktuationen im Nahfeld und die Schalldruckoszillationen im Fernfeld.

Phasengemittelte Geschwindigkeit

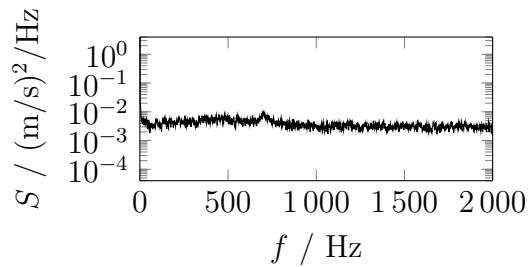
Um die Phasenlage der Geschwindigkeitsoszillationen für verschiedene Orte innerhalb der Flamme zu untersuchen, erfolgt eine phasenrichtige Mittelung, wobei die Phasenlage der Schalldruckoszillationen mit einer Frequenz von 708 Hz als Referenz genutzt wird. Es werden hierbei 16 Phasenslots gewählt und die zugehörigen Geschwindigkeitswerte gemittelt. Um die Oszillationen hervorzuheben, wird zudem der Mittelwert der Geschwindigkeit subtrahiert. Durch die Nutzung von 16 Slots folgt eine Reduktion der effektiven Messdauer pro Slot auf 0,625 s und somit ein Anstieg der Messunsicherheit auf $0,2 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ für die x - und y -Komponenten und $0,8 \times 10^{-2} \text{ m/s}$ für die z -Komponente der Geschwindigkeit im Inneren der Flamme. Es ergeben sich die in Abbildung 5.8 und 5.9 für eine Phasenlage von 0° und 180° dargestellten Ergebnisse. In Übereinstimmung mit den vorherigen Ergebnissen zeigen sich die stärksten Oszillationen wiederum im gleichen Bereich der Flamme (markiert durch



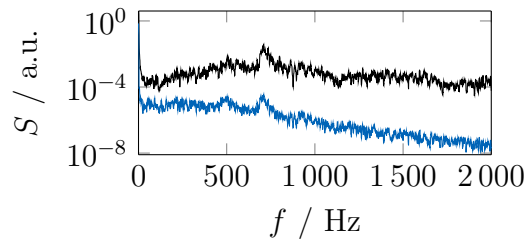
(a) tangentielle Komponente



(b) radiale Komponente

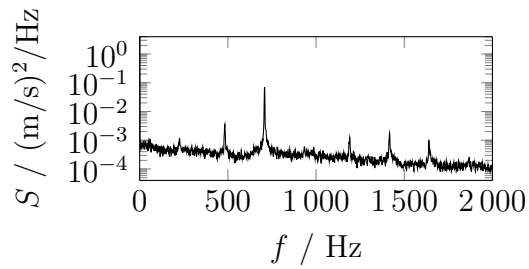


(c) axiale Komponente

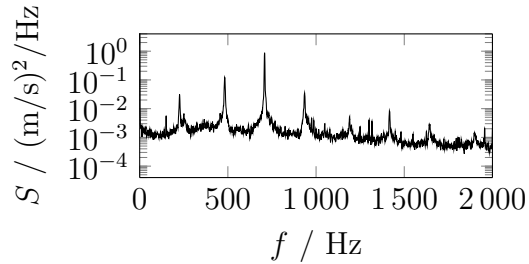


(d)

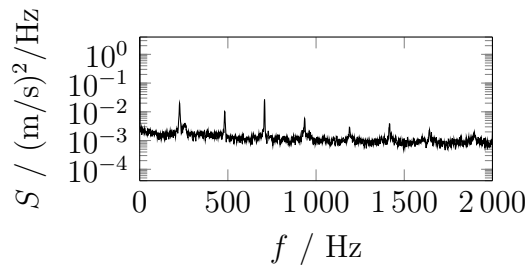
Abbildung 5.3: Spektrale Leistungsdichte S der (a) tangentialen, (b) radialen und (c) axialen Geschwindigkeitskomponente und (d) der normalisierten Schall- (schwarz) und OH*-Emission (blau) für den Auslegungspunkt.



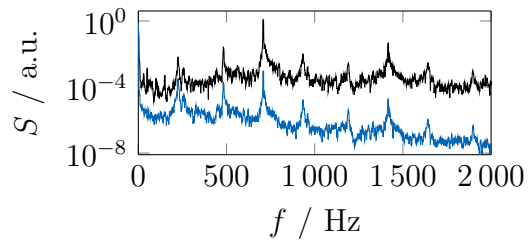
(a) tangentielle Komponente



(b) radiale Komponente

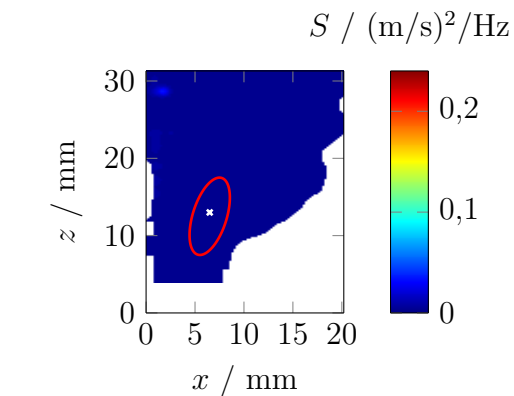


(c) axiale Komponente

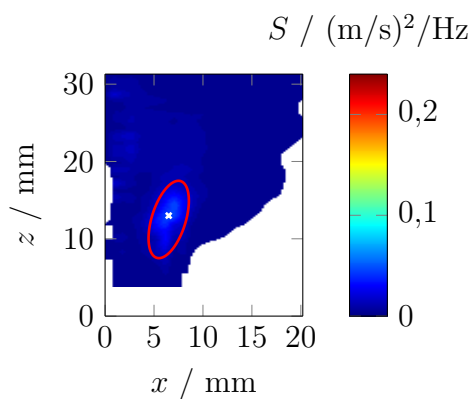


(d)

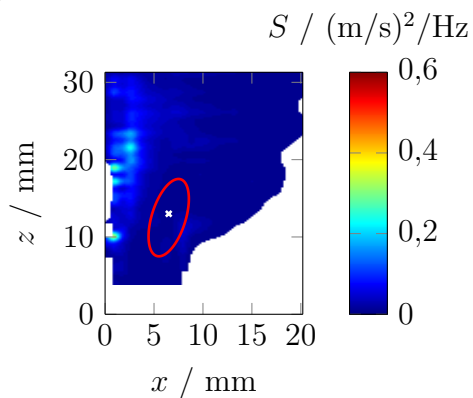
Abbildung 5.4: Spektrale Leistungsdichte S der (a) tangentialen, (b) radialen und (c) axialen Geschwindigkeitskomponente und (d) der normalisierten Schall- (schwarz) und OH*-Emission (blau) für den lauten Arbeitspunkt.



(a)

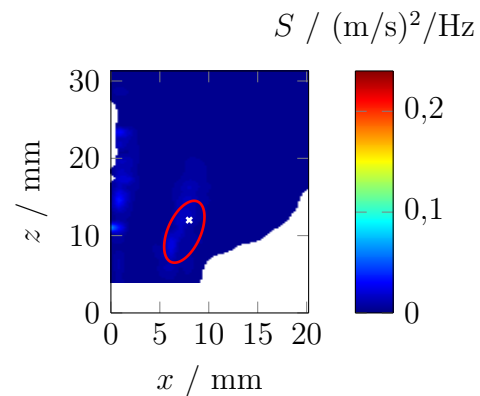


(b)

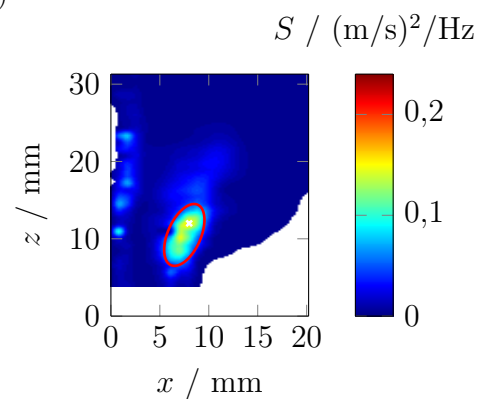


(c)

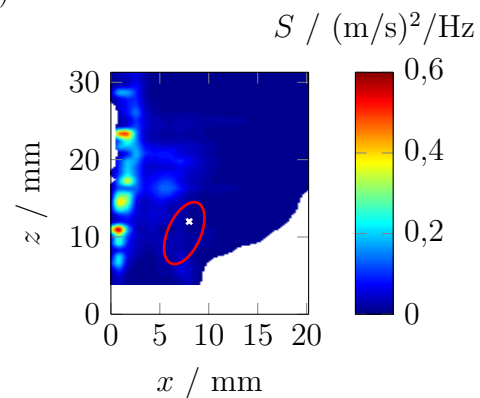
Abbildung 5.5: Mittelwert der spektralen Leistungsdichte im Bereich von 700 Hz bis 720 Hz für (a) die tangentielle, (b) die radiale und (c) die axiale Komponente der Geschwindigkeit für den Auslegungspunkt.



(a)



(b)



(c)

Abbildung 5.6: Mittelwert der spektralen Leistungsdichte im Bereich von 700 Hz bis 720 Hz für (a) die tangentielle, (b) die radiale und (c) die axiale Komponente der Geschwindigkeit für den lauten Arbeitspunkt.

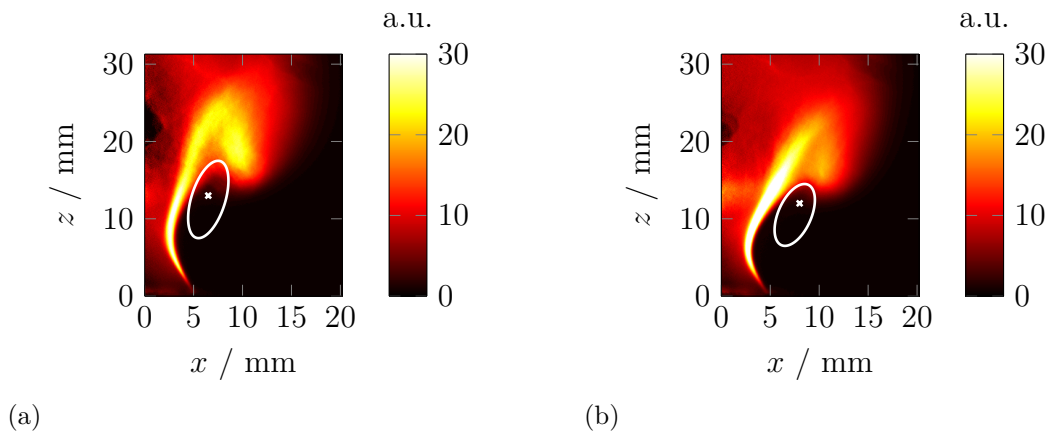


Abbildung 5.7: Zeitgemittelte Gesamtintensität der CH*-Emission für (a) den Auslegungspunkt und (b) den lauten Arbeitspunkt.

eine rote Ellipse). Außerdem sind für den lauten Arbeitspunkt Wirbelstrukturen zu erkennen, welche sich mit der Geschwindigkeit der Strömung in Hauptströmungsrichtung bewegen. Zum quantitativen Nachweis der Wirbel wird daher im Folgenden abschließend die Wirbelstärke berechnet.

Wirbelstärke

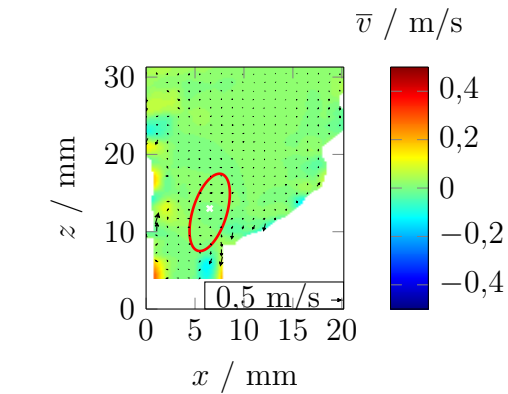
Die Wirbelstärke $\vec{\omega}$ (engl.: vorticity) einer Strömung mit der Strömungsgeschwindigkeit \vec{v} ist definiert als

$$\vec{\omega} = \begin{pmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{pmatrix} = \vec{\nabla} \times \vec{v} = \begin{pmatrix} \frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z} \\ \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x} \\ \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y} \end{pmatrix}. \quad (5.8)$$

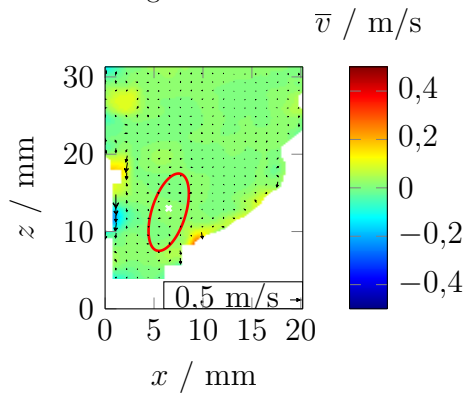
Wie aus Gleichung (5.8) zu erkennen, ist zu ihrer Berechnung die Ableitung der Geschwindigkeit nach dem Ort durchzuführen. Da hier lediglich eine 2D3C-Messung innerhalb der x - z -Ebene durchgeführt wurde, kann nur die Komponente ω_y bestimmt werden. Diese ist in Abbildung 5.10 und 5.11 phasengemittelt für eine Phasenlage von 0° und 180° dargestellt. Wie bereits bei der Berechnung der phasengemittelten Geschwindigkeit wird die Phasenlage der Schalldruckoszillationen mit einer Frequenz von 708 Hz als Referenz genutzt. Wie zu erwarten, zeigt sich für den Auslegungspunkt lediglich eine geringe Wirbelstärke von etwa 90 an der Position der stärksten Oszillationen. Im Gegensatz dazu treten für den lauten Arbeitspunkt Wirbelstärken von bis zu 500 auf. Zudem zeigt sich eine Ausbreitung der Wirbel bis in eine Höhe von 25 mm über dem Brennerauslass.

5.1.4 Fazit

Anhand der hier vorgestellten Messungen wurde die Eignung des 3C-FM-DGV-Systems für die Untersuchung der Flammendynamik an drallstabilisierten Brennern mittels simultan dreikomponentiger Strömungsgeschwindigkeitsmessungen nachgewiesen. Zudem konnte in Übereinstimmung mit der Literatur die Schalldruckoszillation im Fernfeld auf eine

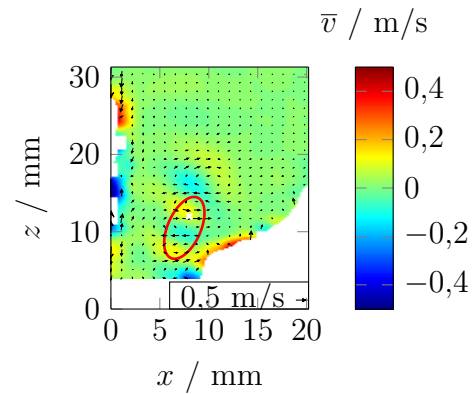


(a) 0° Phasenlage

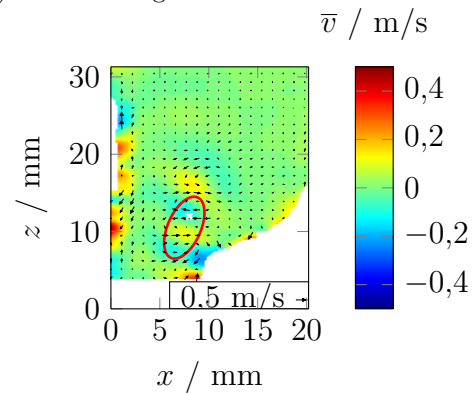


(b) 180° Phasenlage

Abbildung 5.8: Phasengemittelte Geschwindigkeit für einen Phasenwinkel von (a) 0° und (b) 180° bezogen auf die Phasenlage der Schalldruckoszillationen mit einer Frequenz von 708 Hz für den Auslegungspunkt.



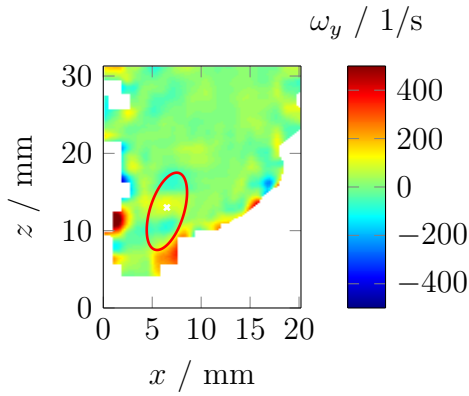
(a) 0° Phasenlage



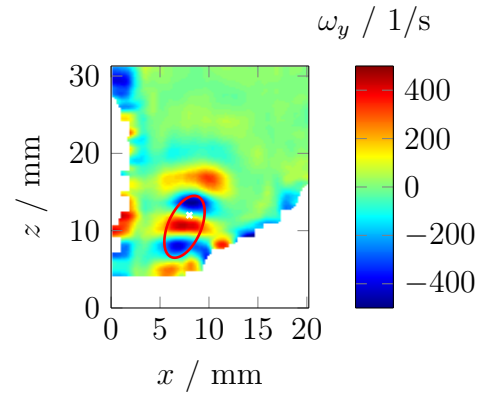
(b) 180° Phasenlage

Abbildung 5.9: Phasengemittelte Geschwindigkeit für einen Phasenwinkel von (a) 0° und (b) 180° bezogen auf die Phasenlage der Schalldruckoszillationen mit einer Frequenz von 708 Hz für den lauten Arbeitspunkt.

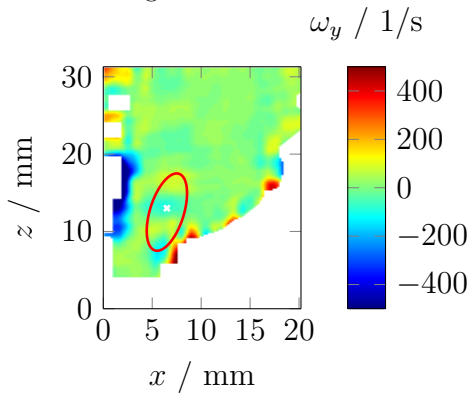
thermo-akustische Wechselwirkung zwischen Wärmefreisetzungsrates und Druck und eine daraus folgende Geschwindigkeitsoszillation der Strömung zurückgeführt werden [81]. Das 3C-FM-DGV-System stellt somit ein wertvolles Werkzeug für weitere Untersuchungen im Bereich der Verbrennungsforschung dar. Weiterhin ermöglicht die hohe Messrate und die simultane Erfassung aller drei Geschwindigkeitskomponenten weiterführende Untersuchungen instationärer Phänomene wie des Zündvorganges der Verbrennung. Zudem können aufgrund der gegebenen Kompatibilität mit endoskopischer Beobachtung auch technische Prozesse mit limitiertem optischem Zugang vermessen werden.



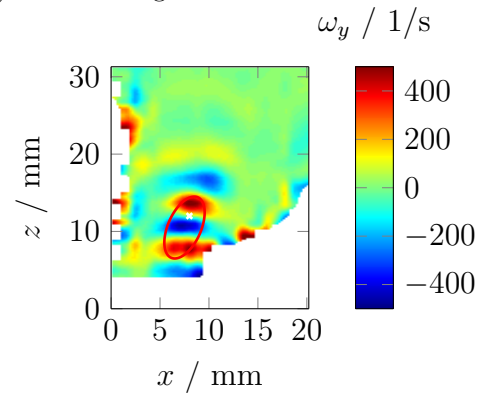
(a) 0° Phasenlage



(a) 0° Phasenlage



(b) 180° Phasenlage



(b) 180° Phasenlage

Abbildung 5.10: Phasengemittelte Wirbelstärke ω_y für einen Phasenwinkel von (a) 0° und (b) 180° bezogen auf die Phasenlage der Schalldruckoszillationen mit einer Frequenz von 708 Hz für den Auslegungspunkt.

Abbildung 5.11: Phasengemittelte Wirbelstärke ω_y für einen Phasenwinkel von (a) 0° und (b) 180° bezogen auf die Phasenlage der Schalldruckoszillationen mit einer Frequenz von 708 Hz für den lauten Arbeitspunkt.

5.2 Untersuchung der Dämpfungseigenschaften eines Bias-Flow-Liners

5.2.1 Einführung

Die in diesem Abschnitt diskutierten Messungen und Ergebnisse wurden von Haufe et. al. erzielt und sind in [83] publiziert. Für die dort vorgestellten Messungen kam das in Abschnitt 3.1 vorgestellte 3C-FM-DGV-System zum Einsatz. Dieses ermöglichte die simultan dreikomponentige Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit an einem Bias-Flow-Liner (BFL). Mit Hilfe der so erfassten Geschwindigkeitsdaten konnte erstmals das LDS der Strömungsgeschwindigkeit berechnet und darauf aufbauend der breitbandige Energietransfer der aus der Schallanregung stammenden akustischen Energie hin zur thermischen Energie der Strömung untersucht werden. Daher werden die Ergebnisse im Folgenden vorgestellt.

Wie in Abschnitt 1.1 dargelegt, ist es gewünscht, die Lärm- und Schadstoffemission technischer Prozesse zu reduzieren. Bei der Anwendung in Flugzeugtriebwerken und stationären Gasturbinen kommen hierfür BFL zum Einsatz, welche als Auskleidung der durchströmten Bauteile genutzt werden [84]. BFL bestehen aus einer perforierten Deckschicht mit einer darunter liegenden Kavität, durch welche ein zusätzlicher Luftstrom eingebracht wird. Diese schützt die eingesetzten Bauteile zum einen vor einer zu hohen thermischen Belastung, zum anderen führt sie auch zu einer Dämpfung der Schall- und Strömungszillationen und somit potentiell zu einem leiseren Betrieb. Weiterhin können BFL auch zu einer Dämpfung der insbesondere beim mageren Verbrennungsbetrieb auftretenden Flammenoszillationen eingesetzt werden und ermöglichen damit eine stabilere Verbrennung [85]. Zur weiteren Optimierung der BFL ist ein tieferes Verständnis der auftretenden Schalldämpfungsmechanismen notwendig, wofür das Strömungs- und Schallfeld über dem BFL messtechnisch erfasst werden muss [86].

5.2.2 Messaufbau

Der als Messobjekt genutzte BFL ist in einem Kanal (DUCT-R) mit einer rechteckigen Querschnittsfläche von $80\text{ mm} \times 60\text{ mm}$ montiert, woraus sich eine untere Grenzfrequenz für das auftreten höherer akustischer Moden von $2,1\text{ kHz}$ ergibt [83]. Der optische Zugang zum Messvolumen wird über Glasscheiben an drei Seiten des Kanals gewährleistet. Wie in Abbildung 5.12 zu sehen, besteht der Liner aus einer 1 mm dicken, perforierten Deckschicht, welche mit 53 regelmäßig angeordneten, kreisförmigen Perforationen mit einem Durchmesser von jeweils $2,5\text{ mm}$ versehen ist. Unterhalb dieser Platte befindet sich eine Kavität mit einem Volumen von $60\text{ mm} \times 49\text{ mm} \times 72\text{ mm}$, durch welche die Zufuhr der mit DEHS-Seedingpartikeln versetzten Durchströmung des Liners mit einem Massenstrom von 5 kg/h erfolgt. Die akusti-

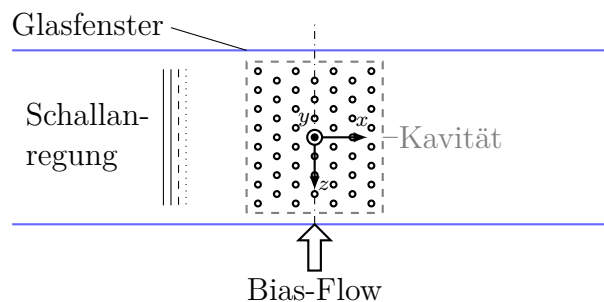


Abbildung 5.12: Skizze des Messaufbaus mit BFL.

sche Anregung der Schallwelle erfolgt mittels eines Lautsprechers des Typs Monacor KU-516 bei einer Frequenz von 1122 Hz . Der maximal im Kanal vorliegende Schalldruckpegel beträgt bis zu 120 dB . Die Messungen werden bei Umgebungsbedingungen durchgeführt.

Zur Vermessung der Geschwindigkeitsfelder kommt das 3C-FM-DGV-System entsprechend der Realisierung in Abschnitt 3.1.2 zum Einsatz. Um eine sequenziell volumetrische Messung zu erreichen, erfolgt eine Traversierung der acht in y -Richtung ausgerichteten Messpositionen. Hierbei werden sowohl in x - als auch in z -Richtung jeweils acht Positionen angefahren, sodass insgesamt $8^3 = 512$ Messpunkte erfasst werden. Die genutzte Messdauer beträgt 80 s .

5.2.3 Messergebnisse

Zur Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Strömung und Schall wird die hier aufgrund der Interaktion von Strömung und Schall auftretende Oszillationsgeschwindigkeit \vec{v}_{osc} betrachtet. Der phasenaufgelöste Betrag v_{osc} dieser Geschwindigkeit bei einer Schallanregungsfrequenz von 1122 Hz ist in Abbildung 5.13 für verschiedene Phasenwinkel φ dargestellt. Die Messung erfolgte innerhalb der x - y -Ebene in der Nähe der zentralen Perforation am Ort $z = 0$. Die höchsten Amplituden der Oszillationsgeschwindigkeit treten oberhalb des Randes der Perforation auf, wobei Werte von bis zu 2 m/s erreicht werden. Die beobachtete Oszillation wird mutmaßlich von einer akustisch induzierten Strömung dominiert [86, 87].

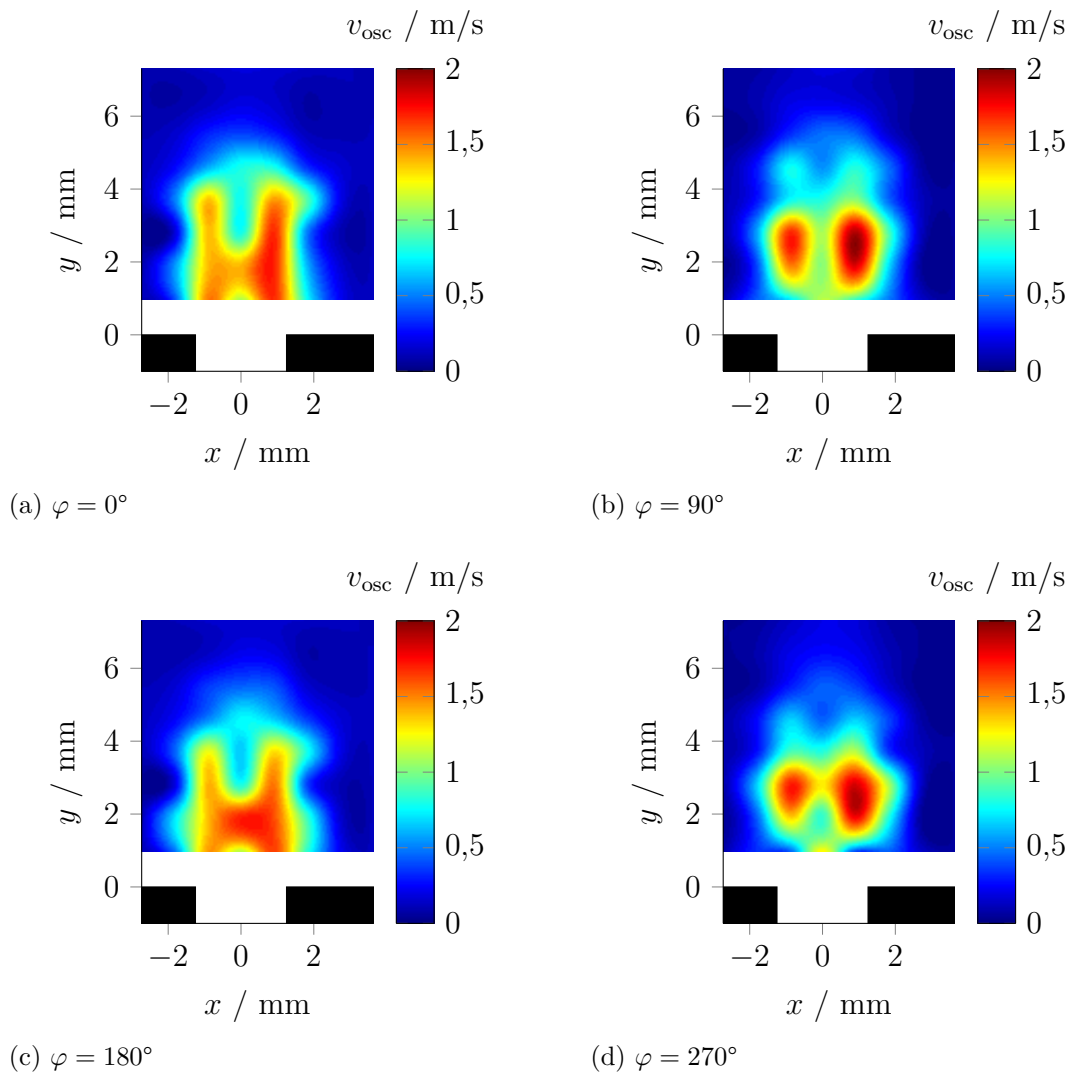


Abbildung 5.13: Phasenaufgelöste Darstellung der Oszillationsgeschwindigkeit $v_{\text{osc}}(\varphi)$ am Ort $z = 0$ für verschiedene Phasenwinkel φ gemessen mit dem 3C-FM-DGV-System, nach [83]. Die Perforation des Liners ist in schwarz angedeutet.

In [88] wurde gezeigt, dass die Strömung oberhalb der Perforation akustisch induzierte Wirbel aufweist, welche ohne Schallanregung nicht auftreten. Die in den Wirbeln enthaltene kinetische Energie stammt daher aus der akustischen Anregung. Nach [89] zerfallen diese Wirbel,

wobei ein Energietransfer ihrer kinetischen Energie hin zur thermischen Energie der Strömung auftritt. Zur quantitativen Untersuchung dieses breitbandigen Energietransfers erfolgt eine spektrale Analyse der Geschwindigkeit. Hierfür wird das LDS der gemessenen Geschwindigkeit \vec{v} berechnet, was hier erstmals durch die simultan dreikomponentige Messung mittels 3C-FM-DGV ermöglicht wird. Die resultierende Leistungsdichte S ist in Abbildung 5.14 für die Messposition $(x; y; z) = (-1,8; 2,8; 0)$ mm in Abhängigkeit der Frequenz f dargestellt. Im Vergleich zur Messung ohne Schallanregung zeigt sich ein breitbandiger Anstieg der Leistungsdichte. Zusätzlich sind lokale Maxima bei der Frequenz der Schallanregung und ihrer Harmonischen zu beobachten. Dieses nichtlineare Phänomen ist mutmaßlich auf das Dämpfungsverhalten des Liners oder die Verzerrung durch den Lautsprecher zurückzuführen. Die genaue Ursache ist jedoch noch nicht abschließend geklärt. Weiterhin ist ebenfalls ein Anstieg der Leistungsdichte in unmittelbarer Nähe der Anregungsfrequenzen zu beobachten. Es wird vermutet, dass dieser Anstieg durch die Erzeugung von Strömungsstrukturen mit verschiedenen Längenskalen verursacht wird, welche durch die Wechselwirkung zwischen Schall und Strömung entstehen. Vergleichbare Experimente legen nahe, dass es einen Zusammenhang zwischen dem Dissipationsgrad des Liners und dem Ansteigen der Leistungsdichte der Geschwindigkeit gibt [90].

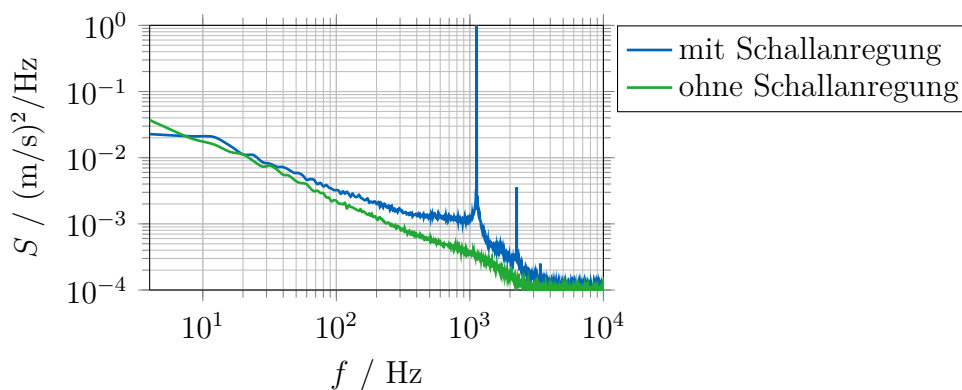


Abbildung 5.14: Spektrale Leistungsdichte S der Geschwindigkeit an der Position $(x; y; z) = (-1,8; 2,8; 0)$ mm, nach [83].

5.2.4 Fazit

Die in [83] vorgestellten Messergebnisse verdeutlichen die Vorteile der simultan mehrkomponentigen Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit mittels 3C-FM-DGV zur Untersuchung der Dämpfungseigenschaften von BFL. Die simultane Messung ermöglichte erstmals die Untersuchung des LDS der Strömungsgeschwindigkeit. Von Haufe et al. konnte hierbei ein breitbandiger Anstieg der Leistungsdichte im Frequenzbereich um die anregende Schallfrequenz nachgewiesen werden. Diese Ergebnisse unterstützen die Hypothese dass die Erzeugung von Strömungswirbeln aufgrund der Wechselwirkung zwischen Schall und Strömung die Dämpfungseigenschaften von BFL maßgeblich bestimmt [83].

5.3 Nichtstationäre Phänomene in einer Hochdruck-Diesel-Einspritzung

5.3.1 Einführung

In modernen Diesel-Motoren beeinflusst die Einspritzung des Kraftstoffs in den Brennraum maßgeblich den Kraftstoffverbrauch und die Emission von Schall und Abgasen. Um eine Optimierung des Motors hinsichtlich dieser Kennzahlen zu ermöglichen, muss die Auswirkung veränderter Parameter auf den Einspritzvorgang bekannt sein. Hierfür ist eine kontinuierliche und zeitaufgelöste Vermessung des gesamten Verlaufs der Strömungsgeschwindigkeit einzelner Einspritzvorgänge notwendig, um auch instationäre Phänomene erfassen zu können.

Insbesondere die Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit in der düsenahen Sprayformungs-Region (engl.: near-nozzle spray formation region) stellt hierbei eine große Herausforderung an die Messtechnik dar [3]. Weil typischerweise Einspritzdauern im niedrigen Millisekundenbereich zum Einsatz kommen, sind dazu Messraten von 100 kHz und mehr bei Zeitauflösungen $< 10 \mu\text{s}$ notwendig. Um außerdem einen Vergleich zwischen verschiedenen Einspritzungen zu ermöglichen, wird eine kontinuierliche Erfassung mehrerer Einspritzungen angestrebt. Dies erfordert bei typischen Einspritzfrequenzen von 10 Hz eine Messdauer von mehreren Sekunden. Weiterhin steigt die Geschwindigkeit aufgrund der hohen Einspritzdrücke von bis zu 2000 bar [1, 2] innerhalb von weniger als $100 \mu\text{s}$ auf Werte von bis zu 300 m/s. Daher sind sowohl ein hoher Dynamikumfang als auch ein ausreichender Messbereich notwendig (vergleiche Tabelle 1.1). Insbesondere im düsenahen Bereich ist zudem damit zu rechnen, dass eine Zerstäubung des eingespritzten Flüssigkeitsfilm noch nicht erfolgt ist und daher keine einzelnen Tröpfchen zur Verfügung stehen. Wie in Abschnitt 5.3.3 demonstriert wird, erschwert dies die Anwendung korrelationsbasierter Messverfahren deutlich.

Zusammenfassend zeigt sich, dass bisher kein Messsystem zur Verfügung steht, welches eine bildgebende, kontinuierliche, zeit- und orts aufgelöste Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit einzelner Einspritzvorgänge in der düsenahen Sprayformungs-Region ermöglicht. Diese Beschränkung kann durch das in dieser Arbeit realisierte 2D-FM-DGV-System mit planarer Beobachtung (siehe Abschnitt 3.2.2) überwunden werden [23, 91]. Im Folgenden wird die Eignung des Systems zur Untersuchung instationärer Phänomene an einer Hochdruck-Diesel-Einspritzdüse demonstriert.

5.3.2 Messaufbau

In Abbildung 5.15 ist der Versuchsaufbau zur Geschwindigkeitsmessung mit dem 2D-FM-DGV-System an der Hochdruck-Einspritzdüse schematisch dargestellt. Im Folgenden werden der FM-DGV-Aufbau und das Einspritzsystem jeweils separat vorgestellt.

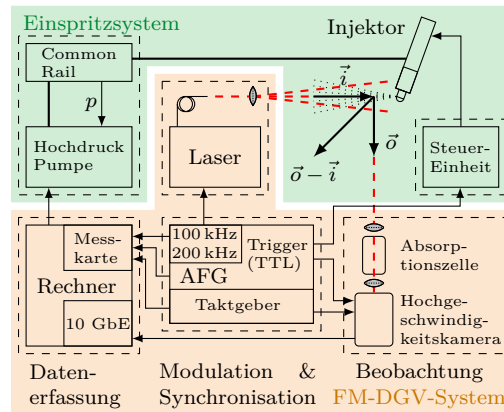


Abbildung 5.15: Schema des Messaufbaus für die Einspritzmessungen. Das FM-DGV-System ist orange, das Einspritzsystem grün hinterlegt.

Hochdruck-Diesel-Einspritzsystem

Die hier vorgestellten Messungen werden an einem Hochdruck-Diesel-Einspritzsystem durchgeführt, welches bei einem Umgebungsdruck von etwa 1 bar und Raumtemperatur (20 °C) betrieben wird. Das Einspritzsystem ist in Abbildung 5.15 grün hinterlegt dargestellt. Es besteht aus einer Hochdruck-Pumpe, welche Drücke von bis zu 1400 bar erzeugt, dem Diesel-Injektor mit der mit einem Drucksensor ausgestatteten gemeinsamen Kraftstoffleitung (engl.: common rail) und einer Steuereinheit, welche die zur Kontrolle des magnetischen Ventils des Injektors notwendigen Ströme bereitstellt. Die Steuereinheit wird ihrerseits mittels eines Transistor-Transistor-Logik-Signals (TTL-Signals) mit einer Frequenz von 10 Hz angesprochen. Der genutzte Injektor ist vom Typ 445 110 177 und wurde von der Firma Bosch gefertigt. Er verfügt über sieben Einspritz-Düsen, welche kreisförmig an der Injektorspitze angeordnet sind. Die Steuereinheit kontrolliert den Zeitpunkt der Einspritzung sowie die Haltedauer. Die Haltedauer beschreibt die Zeit, während der das Ventil geöffnet ist. Soweit nicht anders angegeben, kommt hier eine typischerweise genutzte Haltedauer von 1 ms zur Anwendung [92]. Um den Einsatz von Diesel-Kraftstoff im Labor und die damit einhergehende Gesundheitsgefährdung zu vermeiden, kommt hier ein Prüföl vom Typ Divinol CAF mit zu Dieselkraftstoff vergleichbarer Viskosität und Dichte zum Einsatz [93].

Planares Doppler-Global-Velozimeter

Der schematische Aufbau des eingesetzten 2D-FM-DGV-Systems ist in Abbildung 5.15 orange hinterlegt dargestellt. Zur Beobachtung des Messvolumens wird eine Kamera genutzt, zu deren Steuerung ein mit einer Messkarte ausgestatteter Rechner verwendet wird. Die Messkarte gestattet hierbei die Erfassung des Modulationssignals des Lasers, des Taktgebersignals für die Synchronisation der Kamera und der Datenerfassung und des TTL-Signals zur Auslösung des Einspritzvorganges und der Kameraaufnahme. Somit kann ein zeitlicher Bezug zwischen dem Zeitpunkt der Auslösung der Einspritzung bei $t_0 = 0$ und den gemessenen Geschwindigkeitswerten hergestellt werden.

Aus den aufgenommenen Kamerasignalen wird entsprechend der in Abschnitt 2.1.2 vorgestellten Auswertung für jeden Bildpunkt der Quotient q ermittelt. Zur Umrechnung des Quo-

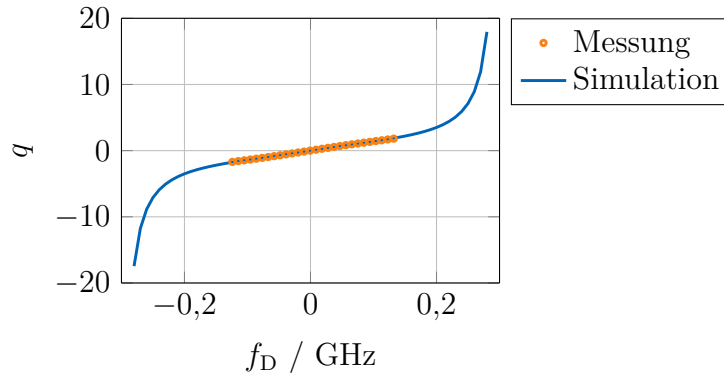


Abbildung 5.16: Gemessene Kalibrierkennlinie und simulierter Verlauf.

tienten in die Doppler-Frequenz f_D wird die in Abbildung 5.16 dargestellte Kalibrierkennlinie genutzt. Die in orange gezeigten Werte wurden mittels einer Kalibrierscheibe experimentell bestimmt [48, 94]. Dabei ist die erreichbare Doppler-Frequenz von maximal 125 MHz durch die maximal zulässige Geschwindigkeit des Kalibrierobjekts limitiert. Daher erfolgt außerhalb dieses Bereichs eine Berechnung der Kalibrierkennlinie entsprechend dem Signalmodell aus Abschnitt 2.1.2 unter Nutzung einer experimentell bestimmten Transmissionskennlinie der verwendeten Cäsium-Absorptionszelle.

Zur Berechnung der Geschwindigkeit \vec{v}_p des eingespritzten Fluids wird angenommen, dass $\vec{v}_p = (v_p, 0, 0)^T$ gilt. Dies ist in guter Näherung erfüllt, was durch Messungen mit dem 3C-FM-DGV-System in Abschnitt 5.3.3 bestätigt wird. Der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit ergibt sich somit gemäß

$$|\vec{v}_p| = \frac{v_{\vec{\sigma}, \vec{i}}}{\cos \gamma} = \frac{\lambda f_D}{|\vec{\sigma} - \vec{i}| \cdot \cos \gamma} \quad (5.9)$$

mit dem Winkel γ zwischen Empfindlichkeitsvektor $(\vec{\sigma} - \vec{i})$ und Fluidgeschwindigkeit \vec{v}_p .

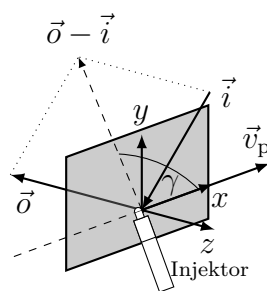


Abbildung 5.17: Schema der Ausrichtung von Beleuchtungsrichtung \vec{i} (innerhalb der x - y -Ebene), Beobachtungsrichtung $\vec{\sigma}$ (in negativer z -Richtung) und der Hauptrichtung der Einspritzung mit der Fluidgeschwindigkeit \vec{v}_p (in x -Richtung).

Die zur Messung gewählte Ausrichtung der Einspritzdüse und der Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Die Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen sind zueinander senkrecht angeordnet, wodurch eine flächenhafte Ausleuchtung der Bildebene erreicht wird. Es gilt somit $|\vec{\sigma} - \vec{i}| = \sqrt{2}$. Die Hauptströmungsrichtung der Einspritzung liegt innerhalb der Bildebene der Kamera ($\vec{\sigma} \perp \vec{v}_p$) und als Koordinatenursprung wird die zu vermessende Einspritzdüsenöffnung gewählt.

Um einen für die Erfassung der auftretenden Geschwindigkeiten von bis zu bis 300 m/s ausreichenden Messbereich zu ermöglichen, erfolgt die Beleuchtung des Messvolumens unter einem Winkel von 45° . Somit resultiert $\gamma = 60^\circ$. Durch Einsetzen der maximal messbaren Doppler-Frequenz $f_{D,\max} = 300$ MHz (siehe [46]) in Gleichung (5.9) ergibt sich ein Messbereich von ± 380 m/s. Zusätzlich wird durch die Verkippung der Beleuchtung die Extinktion des genutzten Laserlichts an den Treibstofftröpfchen reduziert, womit eine maximale Lichtleistung im Messvolumen erreicht wird.

Um eine für die Einspritzvorgänge notwendige Messrate von 100 kHz oder mehr zu erreichen, wird der auszuwertende Bildausschnitt der Kamera reduziert. Bei einer Auflösung von 128×16 Pixel steht laut Datenblatt eine Bildrate von 1 Mfps zur Verfügung, bei einer Auflösung von 128×64 Pixel werden noch 0,5 Mfps erreicht. Entsprechend dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem kann somit eine Frequenz von kleiner als 500 kHz beziehungsweise 250 kHz aufgelöst werden. Da für die FM-DGV die Erfassung der zweiten Harmonischen der Modulationsfrequenz f_m notwendig ist, wird die maximal wählbare Modulationsfrequenz daher durch die Bildrate der Kamera auf weniger als 250 kHz und 125 kHz beschränkt. Für die hier vorgestellten Messungen wird eine Modulationsfrequenz von 200 kHz und 100 kHz gewählt, dies resultiert in einer Zeitauflösung von $5 \mu\text{s}$ und $10 \mu\text{s}$. Die maximale Messdauer ist durch den internen Kameraspeicher begrenzt und beträgt bei den gewählten Einstellungen etwa 6 s. Somit können bis zu 60 aufeinanderfolgende Einspritzungen vermessen werden.

Die örtliche Auflösung des Systems ergibt sich aus der Auslegung der zur Beleuchtung und Beobachtung gewählten Optik. Um eine planare Messung zu ermöglichen, wird das Messvolumen mit einem Lichtschnitt beleuchtet. Dieser wird mittels einer Zylinderlinse mit einer Brennweite von 12,5 mm im Abstand von 90 mm vom Messvolumen erzeugt. Die Höhe des Lichtschnittes beträgt 20 mm bei einer Dicke von $500 \mu\text{m}$. Da eine Messung nur innerhalb des Lichtschnittes erfolgt und darüber hinaus keine Begrenzung durch die Schärfentiefe der Abbildungsoptik vorliegt, folgt somit auch eine axiale Auflösung von $500 \mu\text{m}$. Die laterale Auflösung ergibt sich aus der Pixelgröße von $28 \mu\text{m} \times 28 \mu\text{m}$ geteilt durch den vorliegenden Abbildungsmaßstab. Aufgrund der zur Abbildung des Messvolumens gewählten achromatischen Doublet-Linsen mit einer Brennweite von 75 mm (bildseitig) und 150 mm (objektseitig) beträgt dieser 1:2. Somit folgt eine laterale Auflösung von $56 \mu\text{m} \times 56 \mu\text{m}$.

Die Standardmessunsicherheit der Geschwindigkeit eines FM-DGV-Systems mit Hochgeschwindigkeitskamera wurde in [50] abgeschätzt zu $\frac{30 \text{ mm/s}}{\sqrt{\Delta t/\text{s}}}$ mit der Zeitauflösung Δt . Für die hier verwendete Messrate von 200 kHz und der daraus folgenden Auflösung $\Delta t = 5 \mu\text{s}$ resultiert somit eine zufällige Messabweichung der Einzelmessung von 13 m/s. Dieser Wert gilt jedoch nur für ein Spray mit einer geringen Geschwindigkeit von etwa 40 m/s. Für die hier vermessene Einspritzdüse können durch die hohe Geschwindigkeit von bis zu 300 m/s zusätzliche Unsicherheitsbeiträge aufgrund von Streulichtleistungsfluktuationen auftreten. Entsprechend den Ausführungen in Abschnitt 4.4 ergibt sich somit ein zusätzlicher Unsicherheitsbeitrag von etwa 23 m/s bei einer Geschwindigkeit von 300 m/s. Die Gesamtmessunsicherheit des Einzelwertes beträgt damit 18,6 m/s und wird von den Streulichtleistungsfluktuationen dominiert. Dies entspricht einer relativen Abweichung von etwa 6 % und wird für die erstmalige Messung der Strömungsgeschwindigkeit an der Hochdruck-Einspritzdüse als akzeptabel erachtet.

5.3.3 Validierungsmessungen

Da das hier angewendete 2D-FM-DGV-System erstmals zur Vermessung einer Einspritzdüse zum Einsatz kommt, soll im Folgenden eine Validierung des Messsystems erfolgen. Als problematisch erweist sich dabei, dass kein Referenzmesssystem existiert, welches alle in Tabelle 1.1 gestellten Anforderungen erfüllt. Eine Validierung kann daher nur für die Bereiche erfolgen, in denen die Funktionsfähigkeit der zum Vergleich genutzten Systeme gegeben ist. Zum Einsatz kommen hierfür das 3C-FM-DGV-System und ein Hochgeschwindigkeits-PIV-System. Dieser Ansatz ermöglicht eine Bestätigung der gemessenen Geschwindigkeitswerte und des vorliegenden Messbereichs. Zudem werden durch die Gegenüberstellung mit dem PIV-System die Vorteile des FM-DGV-Ansatzes bei hoher Partikeldichte insbesondere in Düsennähe dargelegt. Weiterhin wird durch die Vermessung zweier schnell aufeinanderfolgender Einspritzungen der hohe Dynamikbereich und die Fähigkeit zur Detektion instationärer Phänomene demonstriert.

Das Hochgeschwindigkeits-PIV besteht aus einem Coherent VERDI V5 Nd:YAG Lasersystem mit einer Ausgangsleistung von 5 W bei einer Wellenlänge von 532 nm. Als Photodetektor kommt hier ebenfalls die Phantom v1610 Kamera zum Einsatz. Um die Unschärfe der Partikelbilder aufgrund der Partikelbewegung zu minimieren, wird die minimal mögliche Belichtungsdauer von 0,452 μs verwendet, wodurch zudem keine gepulste Beleuchtung notwendig ist. Die Bildrate beträgt 1 MHz und die Auswertung erfolgt mit der in Abschnitt 4.3 genutzten Software PIVlab.

In Abbildung 5.18 ist die mit den drei verschiedenen Systemen gemessene Strömungsgeschwindigkeit in x -Richtung in einem Abstand von 5,28 mm von der Düse und in Düsennähe bei 0,88 mm gezeigt. Der Einspritzdruck beträgt 700 bar bei einer Haltedauer von 1 ms. Um den Einfluss instationärer Phänomene auf die Ergebnisse zu reduzieren, wird hier der Median aus 50 Einspritzvorgängen verwendet. Dies ermöglicht einen Vergleich zwischen den Ergebnissen der verschiedenen Messsysteme. Zur Unsicherheitsabschätzung wird für jeden Messwert einer einzelnen Einspritzung die Standardabweichung aus den 15 vorherigen und 15 folgenden Messwerten berechnet. Der Medianwert der so berechneten Standardabweichungen ist wiederum als Unsicherheitsband in Abbildung 5.18 dargestellt. Geschwindigkeitswerte mit einer zugeordneten Unsicherheit größer als 40 m/s werden als invalide verworfen und nicht dargestellt.

Die Geschwindigkeitsverläufe am Messort $(x; y) = (5,28; 0)$ mm sind in Abbildung 5.18a dargestellt. An dieser Stelle ermitteln alle Messsysteme valide Geschwindigkeitsdaten und die ermittelten Messwerte stimmen im Wesentlichen im Rahmen der Unsicherheit überein. Der charakteristische Einbruch der Geschwindigkeit bei $t = 10$ s und die Geschwindigkeitsverläufe für höhere Einspritzdrücke (hier nicht dargestellt) werden jedoch nur vom 2D-FM-DGV-System erfasst.

In Abbildung 5.18b sind die Verläufe am Ort $(x; y) = (0,88; 0)$ mm zu sehen. Die PIV ist in der Lage, sowohl am Start als auch zum Ende der Einspritzung valide Werte zu generieren. Da in der Mitte der Einspritzung ab $t = 1,1$ ms jedoch keine korrelierbaren Strukturen einzelner Partikel im düsennahen Bereich mehr zur Verfügung stehen, ist die Funktionsfähigkeit der PIV-Auswertung nicht mehr gegeben. Die FM-DGV-Auswertung ist von dieser Problematik hingegen nicht betroffen, es können somit während der gesamten Einspritzung

valide Geschwindigkeitswerte ermittelt werden. Im Falle des 3C-FM-DGV-Systems steigt die Unsicherheit für $t > 1$ ms jedoch über den gewählten Grenzwert von 40 m/s. Die geringsten Unsicherheiten werden von der 2D-FM-DGV mit 19 m/s erreicht, dieser Wert liegt zudem sehr nah an der theoretischen Abschätzung von etwa 18,6 m/s aus Abschnitt 5.3.2. Aufgrund der abnehmenden Partikelkonzentration und Streulichtleistung steigt die Unsicherheit des 2D-FM-DGV-Systems nach Ende der Einspritzung ebenfalls über 40 m/s. Während des Einspritzvorganges können jedoch alle Werte als valide betrachtet werden.

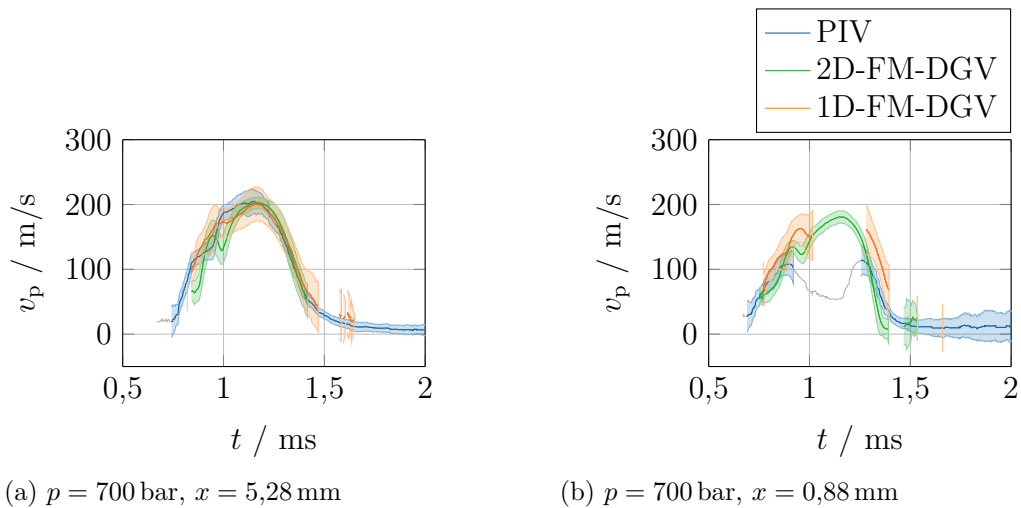


Abbildung 5.18: Vergleich des mittels PIV, 1D-FM-DGV und 2D-FM-DGV gemessenen Geschwindigkeitsverlaufes in einem Abstand von (b) $x = 0,88$ mm und (a) $x = 5,28$ mm vom Düsenausgang bei einem Druck von 700 bar.

Die zur Demonstration des hohen Dynamikbereiches genutzte doppelte Einspritzung ist in Abbildung 5.19 dargestellt. Wie anhand des zur Ansteuerung genutzten TTL-Signals in Abbildung 5.19a zu sehen ist, weisen die Einspritzungen dabei jeweils eine Haltedauer von 1 ms und 1,3 ms bei einem Abstand von 0,6 ms auf. Der Einspritzdruck liegt bei 700 bar. Der mittels 2D-FM-DGV gemessene Geschwindigkeitsverlauf an der Position $(x; y) = (5,28; 0)$ mm ist in Abbildung 5.19b dargestellt. Hierbei wurde lediglich ein einzelner Durchgang vermessen und es erfolgt keine Mittelung. Das Unsicherheitsband zeigt die gleitende Standardabweichung von jeweils 30 aufeinanderfolgenden Messwerten. Es ist möglich, beide Einspritzungen separat aufzulösen. Auch ist die unterschiedliche Charakteristik des Geschwindigkeitsverlaufes aufgrund der verschiedenen Haltedauer gut zu erkennen. Die gemessene Verzögerung zwischen Ansteuerung des Systems und tatsächlichem Start der Einspritzung ist vermutlich auf die Trägheit des magnetischen Ventils der Düse zurückzuführen.

Abschließend ist festzuhalten, dass das 2D-FM-DGV-System erfolgreich validiert wurde. Es erfüllt alle in Tabelle 1.1 gestellten Anforderungen und ist in der Lage, auch Einspritzvorgänge bei Drücken von 1400 bar (hier nicht gezeigt) zeitlich und örtlich aufzulösen. Im Folgenden erfolgt daher die Untersuchung der Einspritzdüse auf instationäre Phänomene bei unterschiedlichen Drücken.

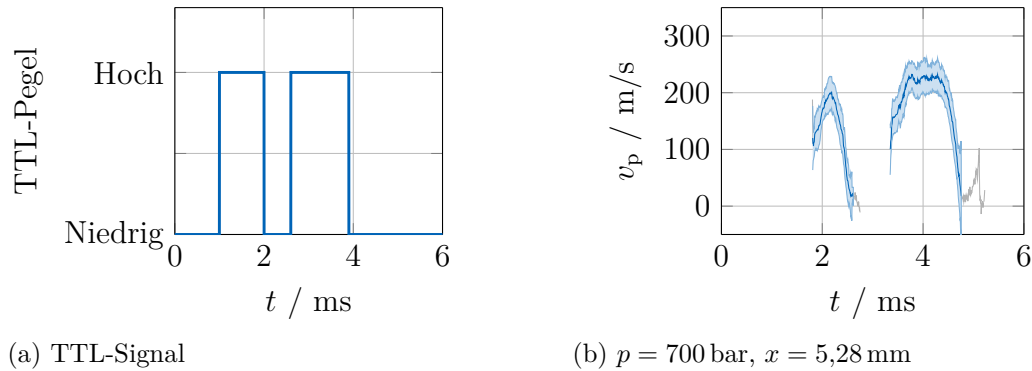


Abbildung 5.19: (a) Trigger-Signal der Doppel-Einspritzung mit einer Haltedauer von 1 ms und 1,3 ms und (b) daraus resultierender Geschwindigkeitsverlauf der Doppel-Einspritzung in einem Abstand von $x = 5,28$ mm vom Düsenausgang für einen Druck von 700 bar.

5.3.4 Messergebnisse

Mit Hilfe der 2D-FM-DGV wird nun die Strömungsgeschwindigkeit des Dieselkraftstoffes in der düsennahen Sprayformungs-Region für mehrere aufeinanderfolgende Einspritzungen kontinuierlich vermessen. Aufgrund der hohen Messrate von bis zu 200 kHz kann hierbei der zeitliche Verlauf jedes Einspritzvorganges aufgelöst und separat untersucht werden. Zum Einsatz kommen im Folgenden Einspritzdrücke von 700 bar, 900 bar, 1100 bar und 1400 bar.

Räumliches Verhalten

Um das räumliche Verhalten der Strömung zu untersuchen und darauf aufbauend die Orte der höchsten Geschwindigkeit und die Öffnungswinkel der Einspritzungen zu ermitteln, erfolgt als erstes eine bildgebende Darstellung der Geschwindigkeit. Hierfür wird eine Bildrate von 0,5 Mfps und eine Modulationsfrequenz von 100 kHz gewählt, um ein möglichst großes Bildfeld von $7,2 \text{ mm} \times 3,6 \text{ mm}$ zu erreichen. Die Geschwindigkeitsverläufe sind in den Abbildungen 5.20 bis 5.23 für drei verschiedene Zeitpunkte $t_1 = 0,81 \text{ ms}$, $t_2 = 0,99 \text{ ms}$ und $t_3 = 1,29 \text{ ms}$ dargestellt. Hierbei kommt weder eine räumliche noch zeitliche Mittelung zum Einsatz, so dass eine Zeitauflösung von $10 \mu\text{s}$ erreicht wird und jedes Kamerapixel einen Messwert erzeugt. Messwerte mit einer zugeordneten Streulichtleistung von weniger als 50 pW werden verworfen, die entsprechenden Regionen sind in weiß dargestellt.

Im Allgemeinen zeigen die Geschwindigkeitsverläufe für alle Einspritzdrücke ein ähnliches Verhalten, indem sich ein Einspritzkegel bildet. Die Strömungsgeschwindigkeit des Kegels zeigt jedoch eine deutliche Abhängigkeit vom vorliegenden Druck. Dies führt unter anderem dazu, dass sich für die beiden niedrigen Drücke von 700 bar und 900 bar zum Zeitpunkt t_1 noch kein klarer Kegel gebildet hat. Aus diesem Grund kann hier auch keine Bestimmung des Öffnungswinkels erfolgen. Wie in Abbildung 5.20a zu sehen, hat der Dieselkraftstoff für 700 bar zu diesem Zeitpunkt zudem lediglich eine Strecke von etwa 3 mm zurückgelegt. Der Öffnungswinkel des Einspritzkegels ist hier definiert als der Winkel zwischen den Linien, welche die Halbwertsbreite des Geschwindigkeitsprofils markieren. Die ermittelten Winkel

sind in Tabelle 5.2 notiert. Eine Abhängigkeit der Öffnungswinkel vom Einspritzdruck ist nicht zu beobachten, jedoch reduziert sich der Winkel im Verlauf einer Einspritzung.

Die höchste Geschwindigkeit der Strömung tritt für alle Drücke im Abstand $x < 1$ mm vom Düsenausgang auf. Es ergeben sich Werte von 200 m/s, 230 m/s, 270 m/s und 320 m/s für die vier Drücke. Die entsprechenden Werte sind in Tabelle 5.2 gelistet. Entgegen der Erwartung ist jedoch für die Pixel mit dem geringsten Abstand zur Düse eine Reduktion der Geschwindigkeit zu erkennen. Dies kann zum einen auf einen Lichtschnitt zurückgeführt werden, welcher nicht exakt mittig auf der Achse des Einspritzkegels ausgerichtet ist. Zum anderen kann dieser Effekt auch durch nicht Doppler-verschobenes Streulicht verursacht werden, welches vom Injektor in das Messvolumen reflektiert wird (siehe Abschnitt 4.2).

Weiterhin zeigt sich, dass die Strömungsgeschwindigkeit nicht monoton entlang der Ausbreitungsrichtung x abnimmt. Stattdessen sind räumliche Fluktuationen der Geschwindigkeit zu beobachten, bei denen sich Bereiche hoher Geschwindigkeiten mit Bereichen niedriger Geschwindigkeit abwechseln (siehe Abbildungen 5.20a und 5.23c). Für den Fall, dass geringere Zeitaufösungen zum Einsatz kommen, können diese Fluktuationen aufgrund der zeitlichen Mittelung nicht beobachtet werden. Dies zeigt die Notwendigkeit hoher Messraten zur Untersuchung instationärer Phänomene.

Tabelle 5.2: Öffnungswinkel $\Theta(t)$ und maximale Geschwindigkeit für verschiedene Einspritzdrücke p und Zeitpunkte t .

p	700 bar	900 bar	1100 bar	1400 bar
$\Theta(t_1)$	–	–	27°	28°
$\Theta(t_3)$	14°	17°	15°	16°
Höchstgeschwindigkeit	200 m/s	230 m/s	270 m/s	320 m/s

Im Verlauf einer Einspritzung können Asymmetrien im Geschwindigkeitsfeld bezogen auf die Hauptachse der Einspritzung auftreten. In Abbildung 5.20b ist eine von diesem Effekt betroffene Einspritzung dargestellt. Hierbei ist die Geschwindigkeit im unteren Bereich $y < 0$ mm deutlich höher als im oberen Bereich $y > 0$ mm der Strömung. Dank der hohen Messrate von 100 kHz kann die Entstehung der Asymmetrie beobachtet werden. Die entsprechende Bildsequenz im Zeitraum von 60 μ s vor dem Auftritt der Abweichung ist in Abbildung 5.24 dargestellt. Es zeigt sich, dass eine asymmetrische Geschwindigkeitsverteilung in Düsennähe in Abbildung 5.24a zur Asymmetrie in Abbildung 5.20b führt.

Festzuhalten ist, dass alle hier gezeigten Ergebnisse jeweils mittels einer einzigen kontinuierlichen Messung ermittelt wurden. Dies belegt die Eignung des 2D-FM-DGV-Systems, sowohl die zeitlichen als auch die räumlichen Verläufe der Strömungsgeschwindigkeit hochauflösend zu erfassen.

Zeitliches Verhalten

Zur genaueren Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Strömungsgeschwindigkeit erfolgt nun eine Reduktion der Bildauflösung auf 128×16 Pixel, wodurch eine Bildrate von 1 Mfps ermöglicht und eine höhere Messrate von 200 kHz erreicht wird. Der zeitliche Verlauf ist

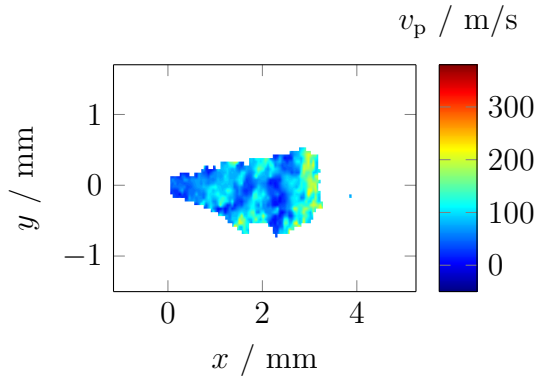
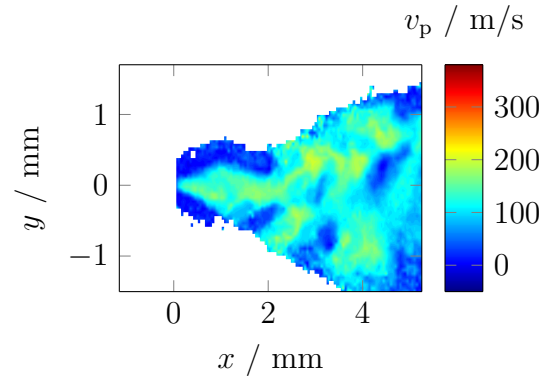
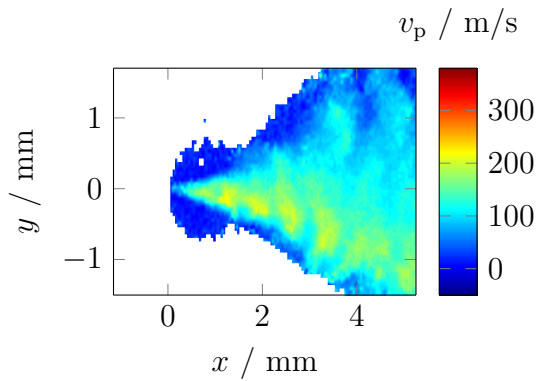
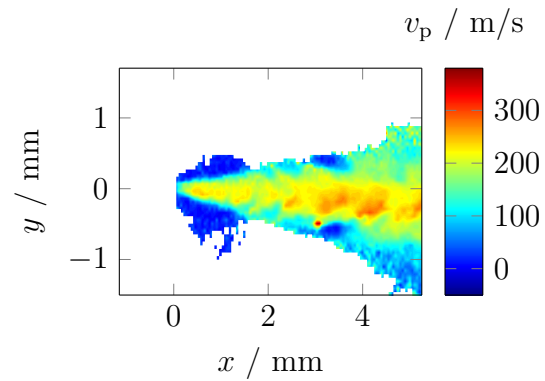
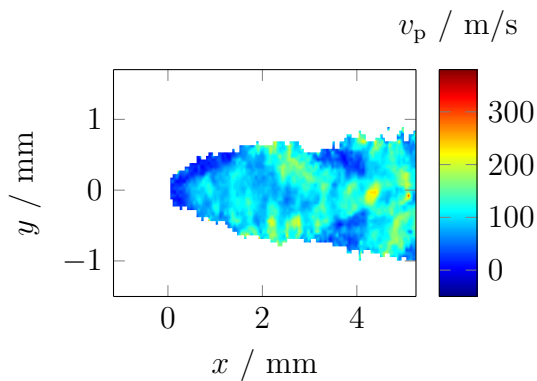
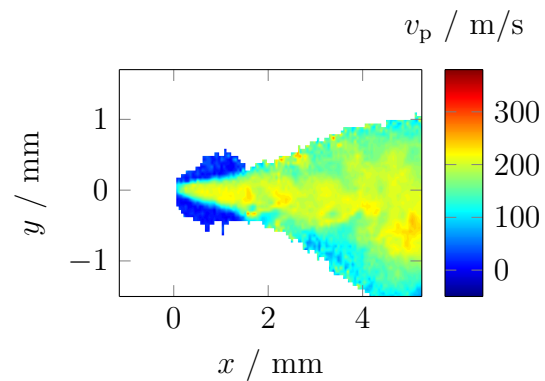
(a) $p = 700$ bar, $t_1 = 0,81$ ms(a) $p = 900$ bar, $t_1 = 0,81$ ms(b) $p = 700$ bar, $t_2 = 0,99$ ms(b) $p = 900$ bar, $t_2 = 0,99$ ms(c) $p = 700$ bar, $t_3 = 1,29$ ms(c) $p = 900$ bar, $t_3 = 1,29$ ms

Abbildung 5.20: Geschwindigkeitsfeld für drei verschiedene Zeitpunkte bei einem Druck von 700 bar.

Abbildung 5.21: Geschwindigkeitsfeld für drei verschiedene Zeitpunkte bei einem Druck von 900 bar.

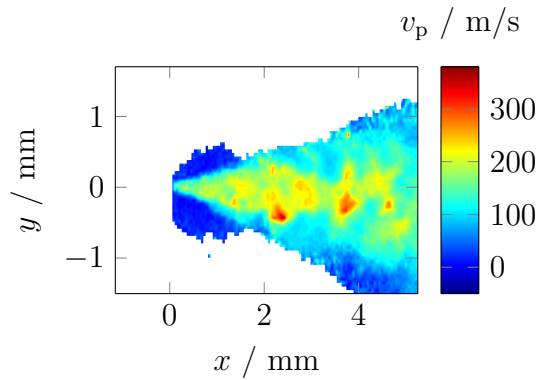
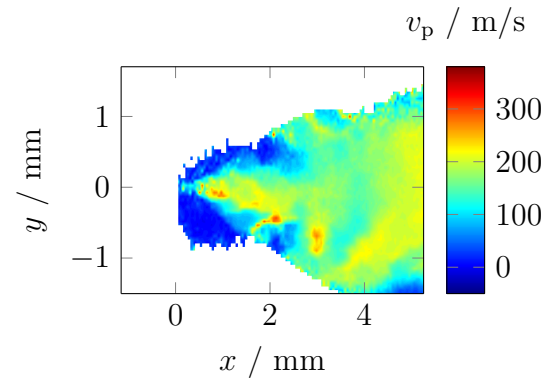
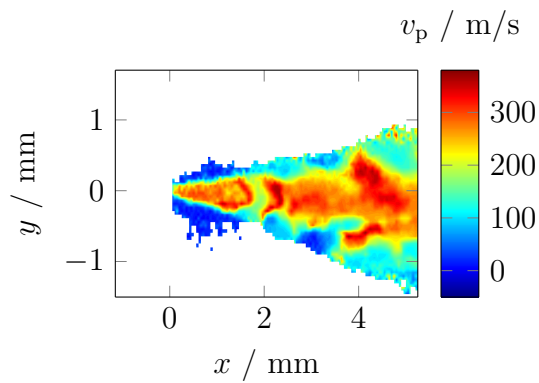
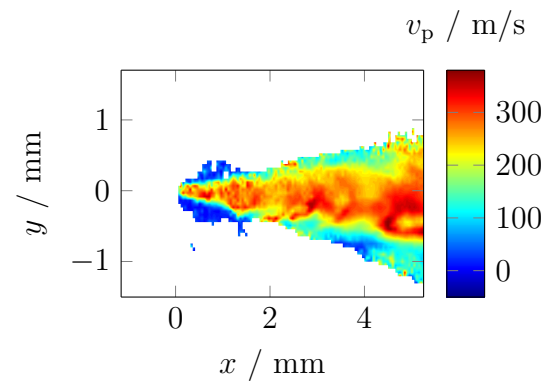
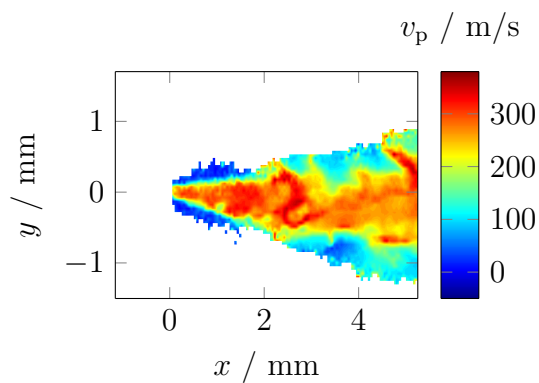
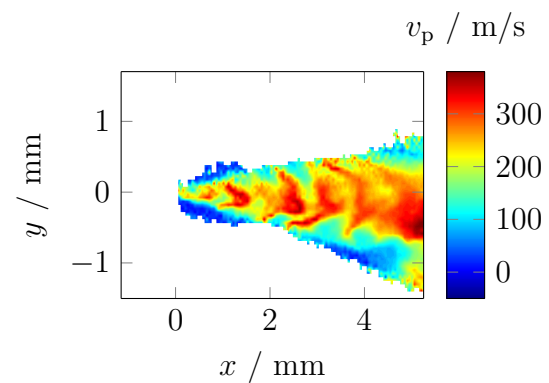
(a) $p = 1100$ bar, $t_1 = 0,81$ ms(a) $p = 1400$ bar, $t_1 = 0,81$ ms(b) $p = 1100$ bar, $t_2 = 0,99$ ms(b) $p = 1400$ bar, $t_2 = 0,99$ ms(c) $p = 1100$ bar, $t_3 = 1,29$ ms(c) $p = 1400$ bar, $t_3 = 1,29$ ms

Abbildung 5.22: Geschwindigkeitsfeld für drei verschiedene Zeitpunkte bei einem Druck von 1100 bar.

Abbildung 5.23: Geschwindigkeitsfeld für drei verschiedene Zeitpunkte bei einem Druck von 1400 bar.

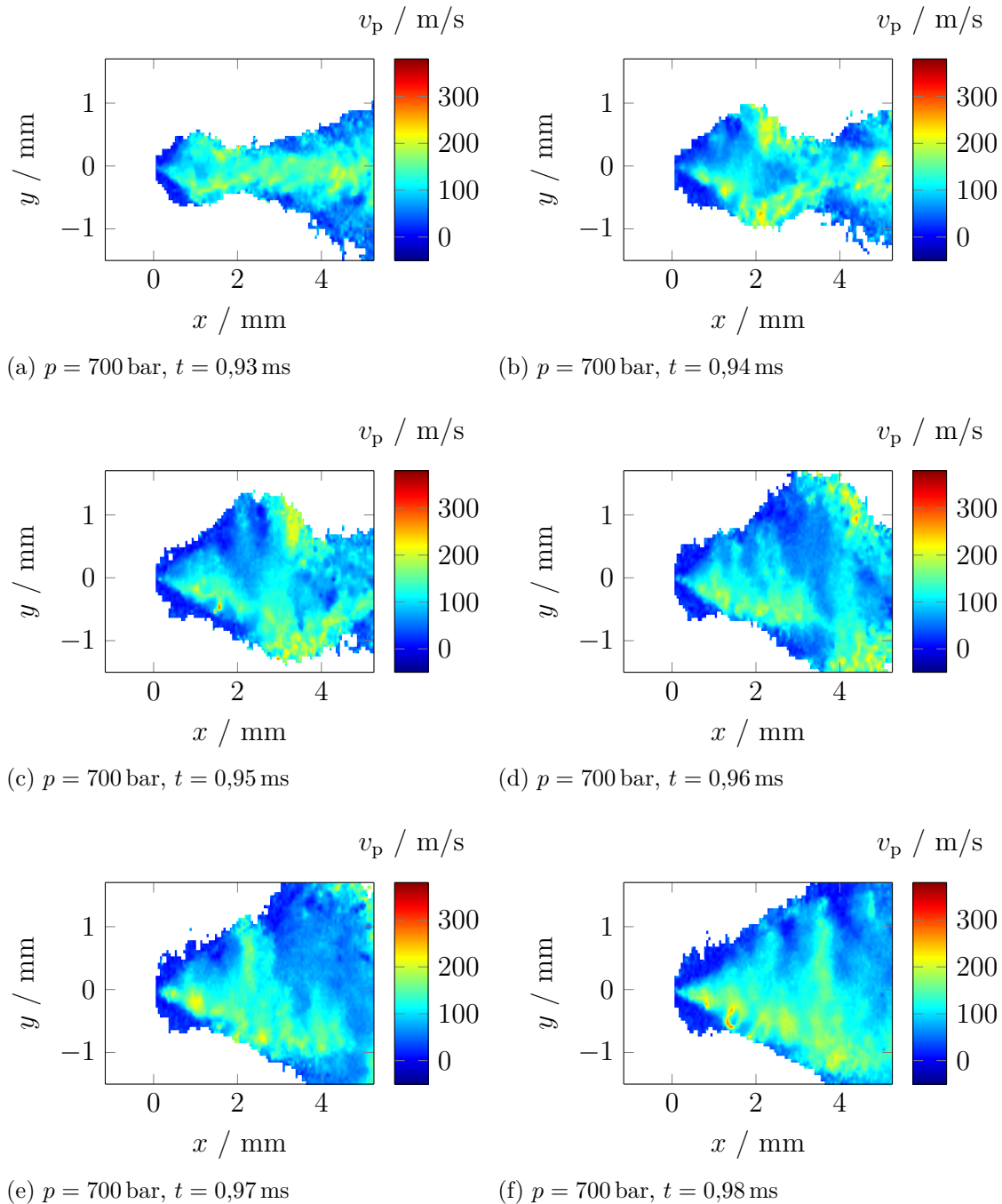


Abbildung 5.24: Sequenz des Geschwindigkeitsfeldes bei einem Druck von 700 bar. Die Sequenz zeigt $60 \mu\text{s}$ vor Entstehung des asymmetrischen Geschwindigkeitsfeldes in Abbildung 5.20b.

in Abbildung 5.25 für die vier Drücke 700 bar, 900 bar, 1100 bar und 1400 bar in einem Abstand von $(x; y) = (5,28; 0)$ mm vom Düsenausgang dargestellt. Die dunkelblaue Linie zeigt den gleitenden Mittelwert zehn aufeinanderfolgender Messwerte, die Messunsicherheit wird mittels der gleitenden Standardabweichung dieser Werte berechnet und durch das hellblaue Unsicherheitsband veranschaulicht. Somit ergibt sich eine effektive Zeitaufösung von $50 \mu\text{s}$. Eine örtliche Mittelung wird nicht angewendet und es erfolgt die Auswertung von lediglich einem Kamerapixel.

Wie in Abbildung 5.25a zu sehen, werden in Übereinstimmung mit den vorherigen Ergebnissen an der Messposition bei einem Druck von 700 bar erste Geschwindigkeitswerte zum Zeitpunkt $t = 0,8$ ms nach Auslösen der Injektion ermittelt. Dies ist zum einen auf die Trägheit des magnetischen Ventils und zum anderen auf den Abstand des Messortes vom Düsenausgang zurückzuführen. Die Geschwindigkeit der Strömung zum Start der Einspritzung beträgt etwa 40 m/s und steigt dann innerhalb von $0,4$ ms auf bis zu 200 m/s an. Abschließend fällt die Geschwindigkeit auf 10 m/s zum Zeitpunkt $t = 1,5$ ms. Die Gesamtdauer der Einspritzung beträgt damit lediglich $0,7$ ms und ist somit kürzer als die Haltedauer von 1 ms. Für die höheren Drücke in den Abbildungen 5.25b bis 5.25d steigt die Dauer jedoch auf bis zu 1 ms bei einem Druck von 1400 bar. Zudem treten in Übereinstimmung mit dem vorherigen Abschnitt höhere Höchstgeschwindigkeiten auf, welche bis zu $0,4$ ms lang gehalten werden.

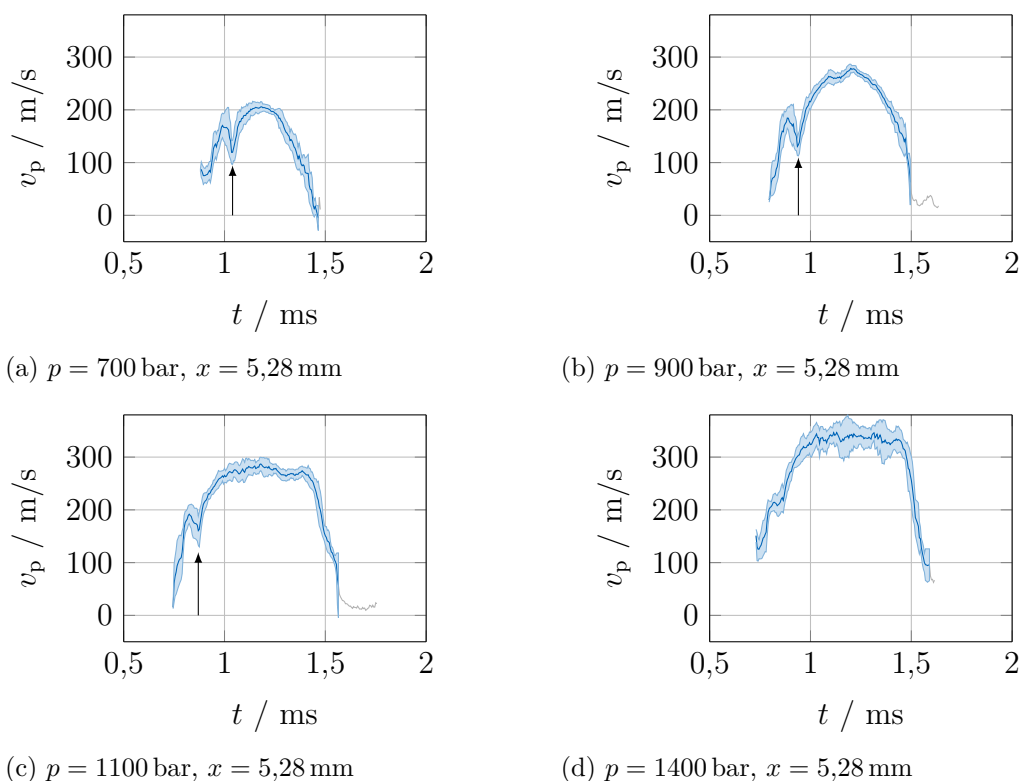


Abbildung 5.25: Zeitlicher Verlauf der Geschwindigkeit in einem Abstand von $x = 5,28$ mm vom Düsenausgang für einen Druck von 700 bar, 900 bar, 1100 bar und 1400 bar.

Weiterhin kann ein instationärer Geschwindigkeitsabfall beobachtet werden, welcher hinsichtlich seiner Stärke und zeitlichen Position variiert. Dieser tritt bei einem Druck von 700 bar bei $t \approx 1$ ms auf und ist in Abbildung 5.25 mit einem Pfeil markiert. Vergleichbare

Abfälle können auch für höhere Drücke beobachtet werden. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist, dass der Druck innerhalb des Injektors und somit auch die Strömungsgeschwindigkeit unmittelbar nach Öffnung des Ventils sinkt und wieder ansteigt, nachdem die Hochdruckpumpe den ausgetretenen Kraftstoff nachgeliefert hat.

Um abschließend die instationäre Natur der Einspritzungen zu zeigen, sind in Abbildung 5.26 drei verschiedene Einspritzvorgänge mit denselben Parametern dargestellt. Die Einspritzungen unterscheiden sich sowohl hinsichtlich ihrer Maximalgeschwindigkeit als auch bezüglich ihres generellen Verlaufs und der Stärke des Geschwindigkeitsabfalls. Zudem kann beispielsweise bei 5.26a beobachtet werden, dass bereits vor dem Geschwindigkeitsabfall nahezu die Maximalgeschwindigkeit erreicht wurde. Hiermit konnte gezeigt werden, dass die 2D-FM-DGV in der Lage ist, instationäre Phänomene zu erfassen. Somit ist es erstmals möglich, einzelne Einspritzungen in Düsennähe hinsichtlich ihres zeitlichen Verlaufs zu untersuchen.

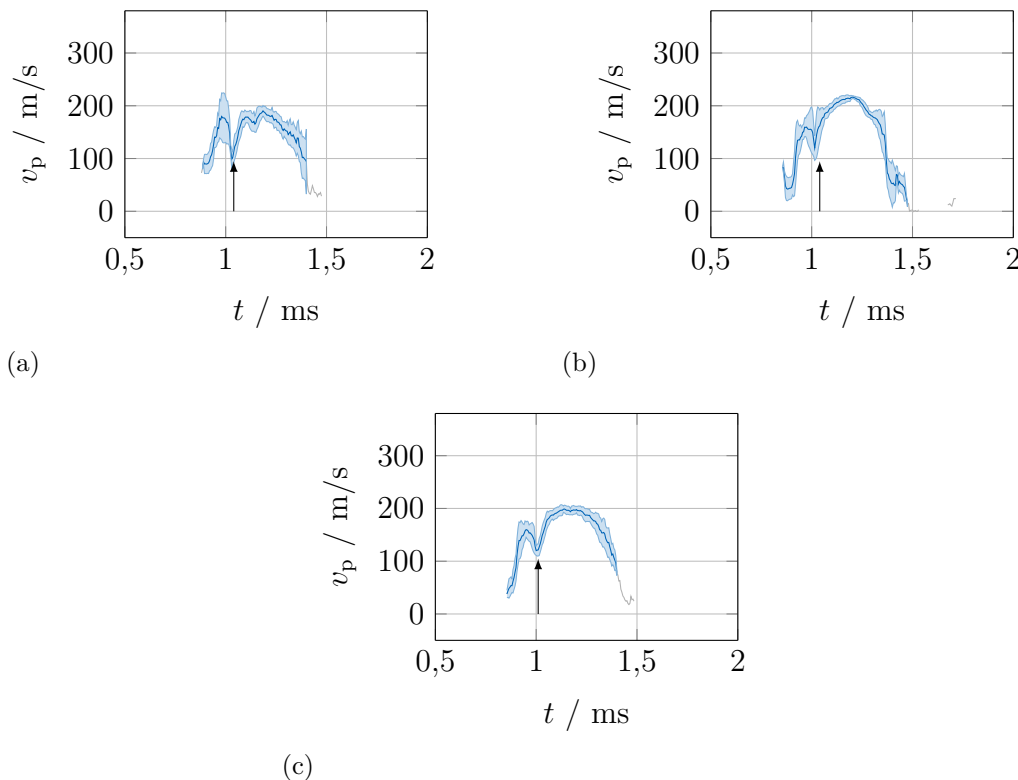


Abbildung 5.26: Vergleich des zeitlichen Geschwindigkeitsverlaufes in einem Abstand von $x = 5,28$ mm vom Düsenausgang für verschiedene Einspritzvorgänge bei einem Druck von 700 bar.

5.3.5 Fazit

Die in diesem Abschnitt präsentierten Messungen belegen die Eignung des 2D-FM-DGV-Systems mit planarer Beobachtung zur zeitlich und örtlich aufgelösten Erfassung des Geschwindigkeitsfeldes in der düsennahen Sprayformungs-Region einer Hochdruck-Einspritzdüse. Es ist somit erstmals möglich, den zeitlichen Verlauf der Strömungsgeschwindigkeit einzelner Einspritzvorgänge kontinuierlich und bildgebend zu erfassen. Dies bietet enorme

Vorteile für die Untersuchung instationärer Phänomene und kann genutzt werden, um den Treibstoffverbrauch und die Schadstoffemissionen von Dieselmotoren durch eine Optimierung des Einspritzvorganges zu reduzieren.

5.4 Volumetrische Vermessung eines Sprays

Im Folgenden wird die volumetrische Vermessung eines Freistrahls und eines Sprays mittels des in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten 3D-FM-DGV mit gescannter Beleuchtung und planarer Beobachtung demonstriert.

5.4.1 Einführung

Zur vollständigen Erfassung instationärer Phänomene in einer Strömung ist eine Erweiterung der planaren Erfassung (2D) hin zu volumetrischen Messungen (3D) vorteilhaft [1]. Zur Umsetzung einer volumetrischen Messung mittels FM-DGV erfolgt ein Tiefenscan des zur Beleuchtung genutzten Lichtschnittes mittels eines oszillierenden Spiegels und die planare Erfassung des Messvolumens mit einer Kamera [52]. Im Vergleich zu stereoskopischen oder tomographischen Techniken bietet der Tiefenscan dabei den Vorteil, dass nur eine einzelne Kamera erforderlich und zudem eine Kombination mit endoskopischen Techniken möglich ist.

5.4.2 Messaufbau

Der genutzte Messaufbau ist in Abbildung 5.27 schematisch dargestellt und entspricht dem in Abschnitt 3.2.2 vorgestellten Aufbau. Die eingesetzte Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ Phantom v1610 wird mit einer Bildrate von 250 kHz bei einer Bildauflösung von 256×128 Pixel betrieben. Die Modulationsfrequenz wurde zu 25 kHz gewählt. Die momentane Position des Lichtschnittes wird mittels eines optischen Positionssensors (OPS) vermessen, sodass eine Synchronisation der Kamera und des Spiegels möglich ist. Dies gestattet nach Gleichung (3.5) die Tiefenauflösung von 25 Ebenen. Die laterale Auflösung ergibt sich aus der gewählten Auflösung der Kamera und dem Abbildungsmaßstab von 1:2 zu $56 \mu\text{m} \times 56 \mu\text{m}$. Zur Erhöhung des Signal-Rausch-Verhältnisses (SNR) wird die laterale Auflösung jedoch durch ein Pixelbinning von 8×8 Pixel entsprechend reduziert. Die axiale Auflösung in x -Richtung folgt aus der Lichtschnittdicke von $560 \mu\text{m}$ und der Bewegung des Lichtschnittes während einer Modulationsperiode aufgrund des Scanvorgangs. Durch die sinusförmige Auslenkung des Lichtschnittes schwankt die Änderung der Position während einer Modulationsperiode in Abhängigkeit der momentanen Phase zwischen $0 \mu\text{m}$ und $820 \mu\text{m}$. Somit ergibt sich eine axiale Auflösung von $560 \mu\text{m}$ bis $1,38 \text{ mm}$. Die erreichte Messrate und Auflösung ist ausreichend, um den instationären Sprayvorgang eines Deodorant-Sprays aufzulösen.

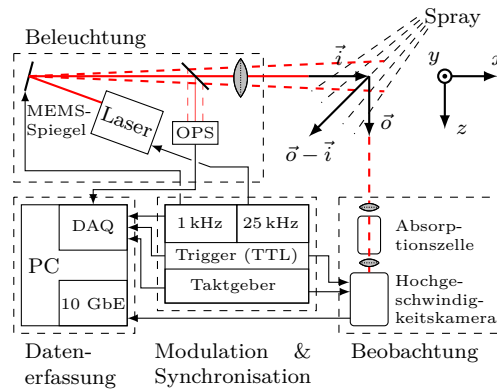


Abbildung 5.27: Schema des Messaufbaus zur volumetrischen Vermessung eines Sprays.

5.4.3 Messergebnisse

Freistrahl

Zur Demonstration der volumetrischen Messung erfolgt die Erfassung eines Freistrahls, welcher aus einer Düse mit einem Durchmesser von 1 cm austritt. Als Seeding-Partikel kommen hierbei DEHS-Partikel mit einem mittleren Durchmesser von $1\ \mu\text{m}$ zum Einsatz. Die mittlere Geschwindigkeit der Strömung bei einer Messdauer von 1 s ist in Abbildung 5.28 dargestellt und stimmt bis auf $\pm 1\ \text{m/s}$ mit der aus Druckmessungen unter Ausnutzung des Venturi-Effektes bestimmten Geschwindigkeit überein. Zudem können die Aufweitung der Strömung mit zunehmender Entfernung vom Düsenausgang und die Ausrichtung der Strömung beobachtet werden. Zur Erfassung instationärer Phänomene ist jedoch vor allem die Messunsicherheit aufgrund zufälliger Messabweichungen von Interesse, diese beträgt bei einer Messrate von 1 kHz hier $4,5\ \text{m/s}$ [52].

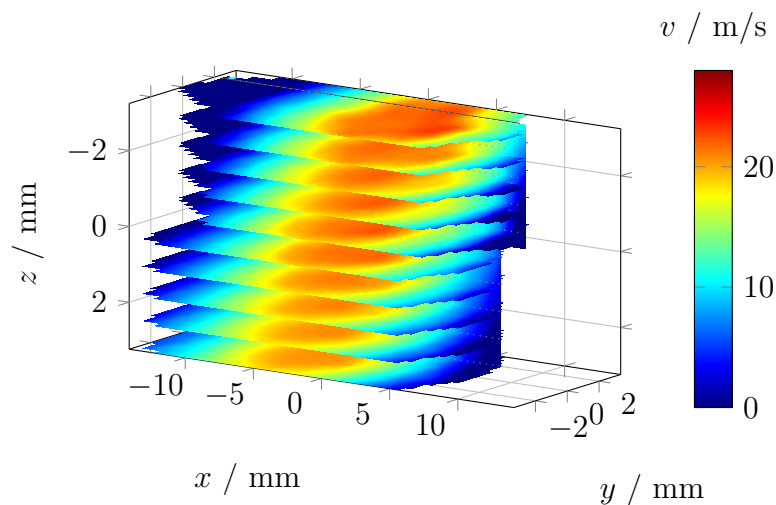


Abbildung 5.28: Gemessenes mittleres Strömungsgeschwindigkeitsfeld eines Freistrahls bei einer Messdauer von 1 s.

Deodorant-Spray

In Abbildung 5.29a ist die Strömungsgeschwindigkeit eines Deodorant-Sprays bei einer Messdauer von 500 ms dargestellt. Als Seedingpartikel werden hierbei die Spraytröpfchen selbst genutzt, zusätzliches Seeding wird nicht zugeführt. Der Durchmesser des Sprays ist deutlich geringer als der des Freistrahls, zudem fällt die Geschwindigkeit zeitlich schneller ab. Bei einer Messdauer von 1 ms in Abbildung 5.29b werden örtliche Fluktuationen der Geschwindigkeit deutlich, welche bei Betrachtung eines festen Orts indirekt zu zeitlichen Fluktuationen der Geschwindigkeit führen.

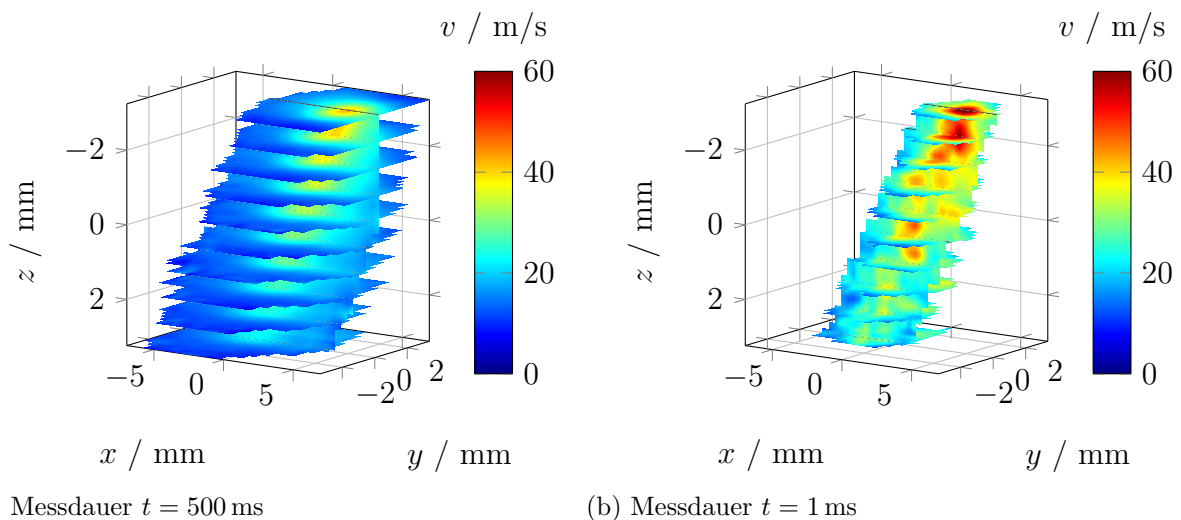


Abbildung 5.29: Gemessenes Geschwindigkeitsfeld eines Deodorant-Sprays bei einer Messdauer von (a) 500 ms und (b) 1 ms.

In Abbildung 5.30 ist das Abklingen des Sprays nach Ende der Sprayaktuation für verschiedene Zeitpunkte volumetrisch dargestellt. Die volumetrische Erfassung des Sprays mit hoher Messrate erlaubt hier die Untersuchung verschiedener Regionen des Sprays auf charakteristische Oszillationsfrequenzen. Für die Darstellung eines solchen Spektrums, aufgenommen mit dem hier präsentierten Messsystem, sei jedoch auf [52] verwiesen.

5.4.4 Fazit

Die hier demonstrierten Messungen belegen die Eignung des 3D-FM-DGV für die volumetrische Erfassung instationärer Phänomene in Sprays. Es konnten sowohl das transiente Abklingen des Sprays als auch örtliche und zeitliche Fluktuationen nachgewiesen werden. Zur Anwendung an der Hochdruck-Einspritzdüse ist die erzielte Messrate allerdings nicht ausreichend. Diese Limitierung ist jedoch keine prinzipielle Beschränkung aufgrund des Messprinzips, sondern der Limitierung der Scanfrequenz des Spiegels und der Bildrate der Kamera geschuldet. Bei Verfügbarkeit schnellerer Komponenten kann die Messrate zukünftig gesteigert werden, womit auch die volumetrische Erfassung schnellerer Strömungsphänomene möglich wird.

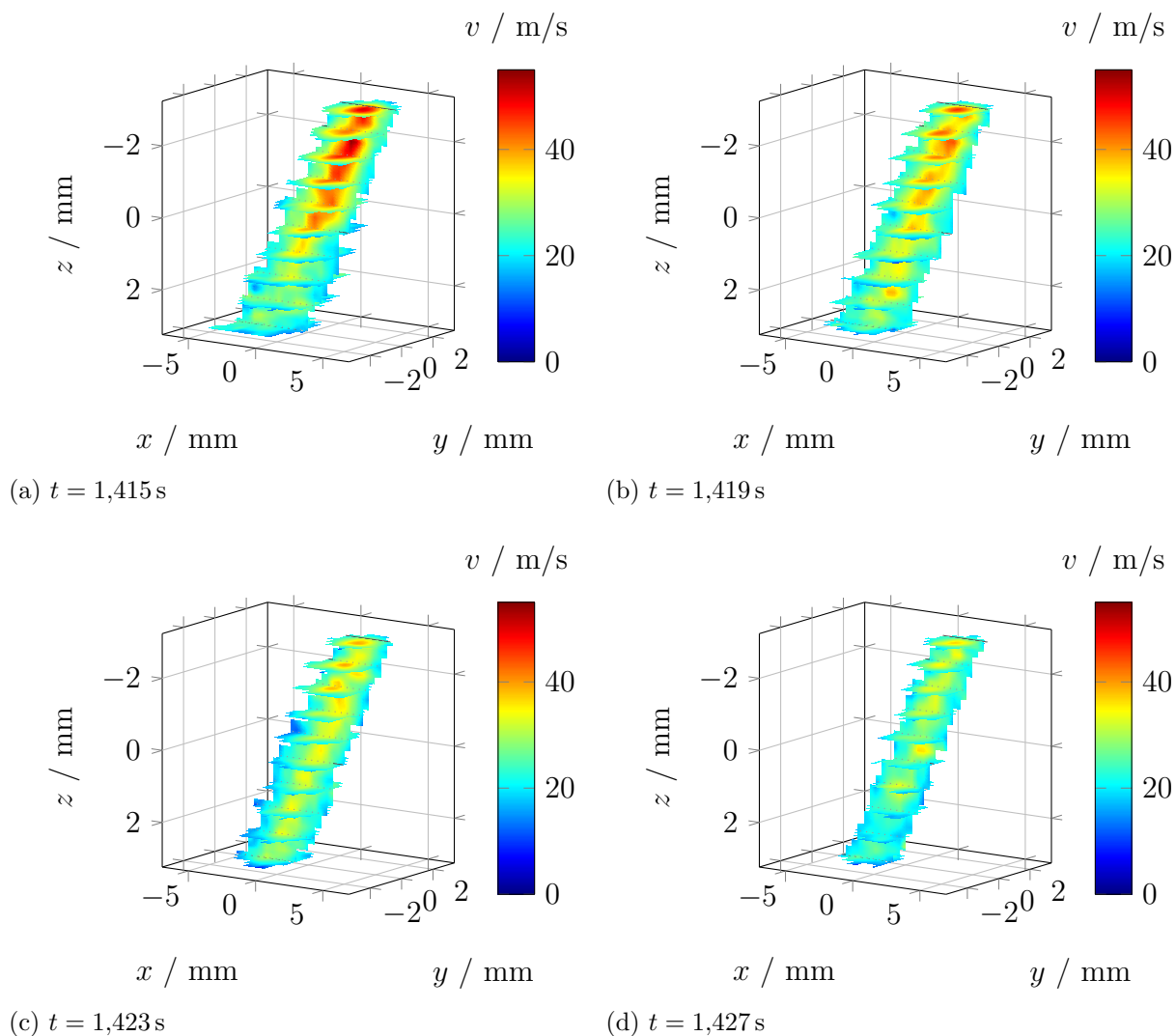


Abbildung 5.30: Volumetrische Darstellung der Strömungsgeschwindigkeit für verschiedene Zeitpunkte während des Abklingens des Sprays. Die Zeitauflösung beträgt 4 ms.

5.5 Fazit

In diesem Kapitel wurde anhand von Untersuchungen an ausgewählten Messobjekten gezeigt, dass die realisierten Messsysteme die gestellten Anforderungen aus Abschnitt 1.1 vollständig erfüllen. Die hierbei weiterhin erzielten Erkenntnisse über das Verhalten der untersuchten Strömungen fördern das Verständnis der auftretenden Phänomene und sind daher ein wertvolles Hilfsmittel bei der weiteren Optimierung der Strömungssysteme.

Das 3C-FM-DGV-System ermöglicht die simultane Erfassung aller drei Geschwindigkeitskomponenten mit einer hohen Messrate von bis zu 100 kHz. Zudem bietet das Messprinzip der DGV Vorteile für Messungen in reaktiven und heißen Fluiden, da es unempfindlich gegenüber Fluktuationen des Brechungsindex im Beobachtungspfad ist (siehe Abschnitt 4.3). In Abschnitt 5.1 konnten somit Messungen der Strömungsozillationen an einem drallstabilisierten Gasbrenner durchgeführt werden. Dabei wurde gezeigt, dass diese Oszillationen vermutlich auf eine Wechselwirkung zwischen Druckschwankungen aufgrund von lokalen Fluktuationen

der Wärmefreisetzungsrates und der Strömung selbst zurückzuführen sind. Auch sind diese Oszillationen im Nahfeld der Flamme die Ursache für die gemessene Schallemission im Fernfeld. Weiterhin konnten mit Hilfe des 3C-FM-DGV-Systems in Abschnitt 5.2 von Haufe et. al. Erkenntnisse zu den Dissipationsvorgängen an BFL gewonnen werden. Es wurde gezeigt, dass die an den Linerperforationen entstehenden torusförmigen Wirbelstrukturen die Dämpfungseigenschaften der BFL maßgeblich mitbestimmen. Das 3C-FM-DGV-System gestattet somit weitere Untersuchungen für die Optimierung von mageren, drallstabilisierten Verbrennungsprozessen und der Dämpfungseigenschaften von BFL. Beide Ansätze ermöglichen perspektivisch die Reduzierung des Ressourcenverbrauchs und der Emissionen von Flugzeugtriebwerken und Gasturbinen.

Die Erweiterung der FM-DGV hin zu planaren und volumetrischen Messungen erlaubt die bildgebende Erfassung der Strömungsgeschwindigkeit mit hoher Messrate von bis zu 200 kHz und einer entsprechenden Zeitauflösung von 5 μ s. Die genutzte Auswertung der Doppler-Frequenz gestattet zudem eine valide Messung auch bei sehr hohen Partikeldichten. Mit Hilfe des 2D-FM-DGV-Systems war es daher erstmals möglich, eine planare und zeitaufgelöste Messung der Strömungsgeschwindigkeit einzelner Einspritzungen im düsen nahen Bereich einer Hochdruck-Einspritzdüse durchzuführen. Hierbei wurden instationäre Phänomene wie die Ausbildung asymmetrischer Geschwindigkeitsprofile oder der Einbruch der Strömungsgeschwindigkeit kurz nach Beginn der Einspritzung beobachtet. Weiterhin konnte eine volumetrische Vermessung eines Sprays mit dem 3D-FM-DGV-Aufbau demonstriert werden. Diese Fortschritte ermöglichen potentiell die Optimierung des Einspritzvorgangs in Verbrennungsmotoren und somit wiederum eine Reduktion des Treibstoffverbrauchs und der Emissionen.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Zur Reduktion des Ressourcenverbrauchs und der Lärm- und Schadstoffemissionen von Verbrennungsprozessen ist unter anderem ein tieferes Verständnis der dabei auftretenden Strömungsphänomene erforderlich. Zur Charakterisierung der Strömungen ist ihre messtechnische Erfassung unabdingbar, wobei insbesondere die Strömungsgeschwindigkeit von hohem Interesse ist. Jedoch stellt vor allem die Erfassung von Strömungsgeschwindigkeitsoszillationen in reaktiven, heißen Gasen und die Geschwindigkeitsmessung bei hohen Partikeldichten eine große Herausforderung für die etablierten Messtechniken dar. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war daher die Entwicklung geeigneter, simultan mehrkomponentiger und bildgebender Strömungsmessverfahren und deren Qualifizierung für die angestrebten Messungen am drallstabilisierten Gasbrenner und an der Hochdruck-Einspritzdüse.

6.1 Ergebnisse & Fortschritt für die Wissenschaft

Entwicklung

Ausgehend von der eindimensionalen Erfassung einer einzelnen Komponente der Strömungsgeschwindigkeit mittels Doppler-Global-Velozimetrie mit Laserfrequenzmodulation (FM-DGV) erfolgte in dieser Arbeit die Erweiterung des Messsystems einerseits hin zur simultanen Vermessung aller drei Geschwindigkeitskomponenten (3C) und andererseits hin zur bildgebenden und volumetrischen Messung (3D).

Die simultane Erfassung aller drei Geschwindigkeitskomponenten in einer Dimension mittels der 3C-FM-DGV wird mit Hilfe dreier Beobachtungsrichtungen realisiert. Dabei wird eine hohe Messrate von bis zu 100 kHz erreicht, womit eine spektrale Analyse der Strömungszillationen in kartesischen Koordinaten durchgeführt werden kann.

Zur planaren Erfassung einer Geschwindigkeitskomponente durch das 2D-FM-DGV-System kommt erstmals eine Hochgeschwindigkeitskamera in Verbindung mit dem Prinzip der FM-DGV zum Einsatz, wobei eine Messrate von 200 kHz erreicht wird. In Kombination mit einer mittels eines schnellen Mikrospiegel gescannten Beleuchtung wird zudem eine volumetrische Messung ermöglicht. Somit können auch instationäre Phänomene mehrdimensional erfasst werden.

Charakterisierung

Um die Eignung der realisierten Messsysteme für die angestrebten Messungen zu untersuchen, erfolgte die Charakterisierung der Systeme hinsichtlich ihrer zu erreichenden Messunsicherheit. Dabei konnten die folgenden Erkenntnisse gewonnen werden:

- Die Messunsicherheit aufgrund systematischer Abweichungen ergibt sich für eine ungestörte Messung ausschließlich aus der Unsicherheit der Kalibrierung. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgte daher erstmals eine Betrachtung des Kalibriervorgangs der 3C-FM-DGV. Es zeigt sich, dass die systematischen Abweichungen im Wesentlichen durch die Unsicherheit der Ausrichtung der Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen während der Kalibrierung und der Messung dominiert werden. Die systematische Abweichung steigt hierbei mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit an und beträgt beispielhaft 2,3 m/s bei einer mittleren Geschwindigkeit von 40 m/s. Zur Minimierung der Unsicherheit muss insbesondere auf eine genaue Ausrichtung der Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtungen geachtet werden. Bei der Untersuchung von Strömungsszillationen können systematische Abweichungen jedoch vernachlässigt werden.
- Die Messunsicherheit aufgrund zufälliger Abweichungen resultiert aus der Unsicherheit der Laserfrequenzstabilisierung und aus von der Streulichtleistung abhängigen Rauschprozessen der Detektion. Eine ausführliche Betrachtung der Unsicherheit erfolgte bereits in [43] für das 1D1C-FM-DGV, welche auch für die hier erweiterten Systeme ihre Gültigkeit behält. Die zufälligen Abweichungen zeigen eine indirekt proportionale Abhängigkeit von der Streulichtleistung und erreichen einen minimalen Wert von $1,8 \times 10^{-3}$ m/s bei einer Messdauer von 1 s und einer Streulichtleistung von 10 nW. Zur Minimierung der Unsicherheit ist daher möglichst auf eine ausreichende Streulichtleistung > 10 nW zu achten.
- Eine indirekte Beleuchtung des Messvolumens durch an nahen Oberflächen reflektiertes Störlicht kann durch eine abweichende Doppler-Frequenzverschiebung zu einer systematischen Abweichung der Geschwindigkeit führen. Die resultierenden Abweichungen sind abhängig von der Doppler-Frequenzverschiebung des Störlichts und proportional zur Störlichtleistung. Zur Reduktion dieses Messunsicherheitsbeitrages ist daher eine Minimierung der vorliegenden Störlichtleistung notwendig. Dies kann sowohl durch eine Optimierung des Strahlprofils der Beleuchtung als auch durch eine Reduktion der Reflektivität (Schwärzung) der angrenzenden Oberflächen erreicht werden. Bei genauer Kenntnis des Störlichteinflusses ist zudem eine Korrektur der resultierenden Abweichungen möglich. Für die hier untersuchten Anwendungen des drallstabilisierten Gasbrenners und der Hochdruck-Einspritzdüse kann die Messunsicherheit aufgrund von Störlichteinflüssen vernachlässigt werden.
- Fluktuationen des Brechungsindex im Beobachtungspfad können in Abhängigkeit des vorliegenden Strömungsgeschwindigkeitsprofils sowohl zu systematischen als auch zufälligen Abweichungen der gemessenen Geschwindigkeit führen. Hierbei können großskalige, aber langsame Fluktuationen bei einer Messung mittels FM-DGV durch eine Verschiebung der Messposition zu systematischen Abweichungen der Geschwindigkeit führen. Für die an den hier untersuchten Messobjekten vorliegenden Fluktuationen kann der Einfluss jedoch vernachlässigt werden. Im Vergleich mit dem Messprinzip der

Particle Image Velocimetry (PIV) zeigt sich zudem ein deutlich geringerer Einfluss der Brechungsindexfluktuationen auf die Unsicherheit der FM-DGV, womit die FM-DGV insbesondere auch für Messungen in heißen Gasen und reaktiven Strömungen prädestiniert erscheint. Bei einer Messung mittels PIV sollten Brechungsindexfluktuationen im Beobachtungspfad jedoch vermieden werden. Falls dies aufgrund der Eigenschaften des zu untersuchenden Messobjektes selbst nicht möglich ist (beispielsweise bei einer Messung in heißen Gasen), sollte eine Korrektur der Fluktuationen durch den Einsatz einer adaptiven Optik angestrebt werden.

- Falls eine Schwankung der Streulichtleistung oder der Geschwindigkeit während einer Modulationsperiode vorliegt, kann eine Erhöhung der Messunsicherheit resultieren. Dies ist insbesondere für Streulichtleistungsfluktuationen mit einer Frequenz im Bereich der Modulationsfrequenz der Fall. Für die Messungen an der Flamme werden die Einflüsse als vernachlässigbar erachtet, da die Auswertung mehrerer Modulationsperioden zu einer Reduktion der Abweichung führt. Bei der Erfassung der Geschwindigkeit an der Hochdruck-Einspritzdüse ist dies jedoch nicht der Fall und es ergibt sich eine Abweichung von 11 m/s bei einer Geschwindigkeit von 300 m/s. Da hier jedoch erstmals eine bildgebende Geschwindigkeitsmessung im düsennahen Bereich ermöglicht wird, erscheint eine relative Abweichung von etwa 4% als akzeptabel. Zur Reduktion des Einflusses der Störung kann zukünftig zudem eine weitere Steigerung der Modulationsfrequenz umgesetzt werden.

Anhand der durchgeführten Charakterisierung der Messsysteme zeigte sich deren Eignung für die angestrebten Untersuchungen von Strömungszillationen in reaktiven Fluiden, für die Analyse von Schalldämpfungseigenschaften und für die Erfassung instationärer Phänomene in schnellen Strömungen.

Anwendung

Die Eignung der entwickelten Systeme für die angestrebten Untersuchungen wurde durch Messungen an einem drallstabilisierten Gasbrenner, einem Bias-Flow-Liner (BFL) und einer Hochdruck-Einspritzdüse bestätigt. Hierdurch wurden zusätzlich wertvolle Erkenntnisse über die untersuchten Messobjekte erzielt.

Am drallstabilisierten Gasbrenner erfolgte die Untersuchung und Lokalisation von Strömungsgeschwindigkeitsoszillationen innerhalb der Flamme mittels 3C-FM-DGV. Hierbei wurde eine Wechselwirkung zwischen der Strömungsgeschwindigkeit und Druckschwankungen aufgrund lokaler Änderungen der Wärmefreisetzungsrate nachgewiesen. Diese induziert eine Oszillation der Strömungsgeschwindigkeit und führt zu einer Schallemission im Fernfeld der Flamme. Von Haufe et. al. wurde das 3C-FM-DGV zudem für Messungen an BFL eingesetzt. Es zeigte sich, dass der Zerfall von Wirbelstrukturen über der Linerperforation maßgeblich die Dämpfungseigenschaften der BFL mit beeinflusst.

Als Fortschritt für die Wissenschaft ist hier insbesondere die simultane Erfassung aller drei Geschwindigkeitskomponenten mit hoher Messrate zu nennen. Dies ermöglichte erstmals die Bestimmung des breitbandigen Leistungsdichtespektrums der Geschwindigkeit in kartesischen Koordinaten. Die damit ermöglichten Messungen am BFL und am drallstabilisierten Gasbrenner erlauben ein tieferes Verständnis der Dämpfungseigenschaften am BFL und

der Flammeninstabilitäten bei einer mageren Verbrennung. Dies gestattet zukünftig eine gezielte Optimierung der BFL für eine Senkung der Lärmpegel von Flugzeugtriebwerken und eine Optimierung der Verbrennungsprozesse in Gasbrennern hinsichtlich einer stabilen Verbrennung auch bei mageren Gemischen zur Reduktion der Stickstoffoxid- (NO_x) und Kohlenstoffmonoxidemissionen (CO).

Mit Hilfe des 2D-FM-DGV konnte erstmals eine bildgebende, orts- und zeitaufgelöste Vermessung einzelner Einspritzvorgänge im düsenahen Bereich einer Hochdruck-Diesel-Einspritzdüse umgesetzt werden. Somit war eine Untersuchung der Einspritzungen auf instationäre Phänomene und asymmetrische Geschwindigkeitsprofile hin möglich. Dies erlaubt perspektivisch die Optimierung der Einspritzung hinsichtlich einer gleichmäßigeren Verteilung des Kraftstoffes und damit einhergehend einer Reduktion des Treibstoffverbrauchs und der Schadstoffemissionen.

Der Fortschritt für die Wissenschaft liegt hier speziell in der planaren Messungen der Strömungsgeschwindigkeit mit einer hohen Messrate von 200 kHz bei einer Zeitauflösung von 5 μs . Zu betonen ist die Unabhängigkeit der Messung von der vorliegenden Partikeldichte, wodurch Messungen bei hoher Partikeldichte im düsenahen Bereich der Einspritzdüse realisierbar sind. Zudem kann durch die hohe Messrate der zeitliche Verlauf der Geschwindigkeit einzelner Einspritzvorgänge erfasst werden und es entfällt die Notwendigkeit einer phasenstarrten Messung mehrerer Einspritzungen.

6.2 Ausblick

Die zur Verfügung stehende hohe Messrate des 3C-FM-DGV ermöglicht auch die Erfassung transienter Vorgänge in Flammen. Somit könnten zukünftige Untersuchungen des Zündvorgangs oder des Erlöschens einer Flamme (engl.: flame blowoff) weitere Erkenntnisse zum stabilen Betrieb einer drallstabilisierten Flamme mit magerem Gemisch liefern.

Im Projekt Cz 55/33-1 der Deutschen Forschungsgemeinschaft erfolgt an der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik in Kooperation mit der Technischen Universität Graz zudem der Aufbau eines flächenhaft messenden Laser-Vibrometers zur Erfassung der Fluktuationen der Dichte und der Wärmefreisetzungsrate in Flammen. Erfolgt hier zusätzlich eine gleichzeitige Messung der Strömungsgeschwindigkeitsoszillationen mittels 3C-FM-DGV oder Korrelation der Dichteschwankungen, könnte erstmals eine ortsaufgelöste Bestimmung der Flammentransferfunktion (FTF) erfolgen. Dies verspricht ebenfalls ein tieferes Verständnis der Verbrennungsinstabilitäten.

Für die zukünftige Untersuchung von Hochdruck-Einspritzprozessen ist eine weitere Steigerung der Messrate der planaren und volumetrischen Messungen von Interesse. Dies könnte zum einen durch den Einsatz des Messprinzips der Doppler-Global-Velozimetrie mit Frequenzumtastung (FSK-DGV) erreicht werden, bei dem eine Anpassung der Frequenzmodulation des Lasers an die Bildaufnahme mittels Kamera erfolgt. Zum anderen verspricht auch der zu erwartende Fortschritt hinsichtlich der Eigenschaften der verwendeten Mikrospiegel und Kameras eine weitere Steigerung der Messrate.

Weiterhin sollten alternative Ansätze zur volumetrischen Messung mittels gescannter Beleuchtung beispielsweise durch die Kombination des plenoptischen Prinzips mit der FM-DGV zur Steigerung der Datenrate weiter verfolgt werden. Erste Untersuchungen hinsichtlich dieser Fragestellung erfolgten bereits in [95, 96] und bestätigten die prinzipielle Umsetzbarkeit.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit zeigte sich auch der störende Einfluss von Brechungsindexfluktuationen im Beobachtungspfad auf die Messunsicherheit optischer Strömungsmessverfahren und insbesondere der PIV. Hier sollte die Möglichkeit einer Korrektur dieser Fluktuationen durch Einsatz einer adaptiven Optik weiter untersucht werden.

Literaturverzeichnis

- [1] Z.-M. Cao, K. Nishino, S. Mizuno und K. Torii. „PIV measurement of internal structure of Diesel fuel spray“. In: *Experiments In Fluids* 29.1 (2000), S. 211–219.
- [2] Z. Wu, Z. Zhu und Z. Huang. „An experimental study on the spray structure of oxygenated fuel using laser-based visualization and particle image velocimetry“. In: *Fuel* 85 (2006), S. 1458–1464.
- [3] T. D. Fansler und S. E. Parrish. „Spray measurement technology: a review“. In: *Measurement Science and Technology* 26.1 (2015), S. 012002.
- [4] S. Alavandi und A. Agrawal. „Lean premixed combustion of carbon-monoxide-hydrogen-methane fuel mixtures using porous inert media“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2005*. GT2005-68586. Reno-Tahoe, Nevada, USA, 2005.
- [5] S. Candel, D. Durox, T. Schuller, J.-F. Bourgouin und J. P. Moeck. „Dynamics of Swirling Flames“. In: *Annu. Rev. Fluid Mech* 46 (2014), S. 147–173.
- [6] G. Richards, M. McMillian, R. Gemmen, W. Rogers und S. Cully. „Issues for low-emission, fuel-flexible power systems“. In: *Progress in Energy and Combustion Science* 27 (2001), S. 141–169.
- [7] F. Giuliani, T. Leitgeb, A. Lang und J. Woisetschläger. „Mapping the density fluctuations in a pulsed air-methane flame using laser-vibrometry“. In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 132.3 (2010), S. 031603.
- [8] D. Haufe, A. Fischer, J. Czarske, A. Schulz, F. Bake und L. Enghardt. „Multi-scale measurement of acoustic particle velocity and flow velocity for liner investigations“. In: *Experiments In Fluids* 54 (2013), S. 1569.
- [9] R. J. Adrian. „Twenty years of particle image velocimetry“. In: *Experiments in Fluids* 39 (2 2005), S. 159–169.
- [10] N. Syred. „40 years with swirl, vortex, cyclonic flows, and combustion“. In: *Aerospace Sciences Meetings*. American Institute of Aeronautics und Astronautics, 2011.
- [11] J. G. Lee und D. A. Santavicca. „Experimental diagnostics for the study of combustion instabilities in lean premixed combustors“. In: *Journal of Propulsion and Power* 19.5 (2003), S. 735–750.
- [12] M. P. Wernet. „Temporally resolved PIV for space–time correlations in both cold and hot jet flows“. In: *Measurement Science and Technology* 18.5 (2007), S. 1387–1403.
- [13] M. Zhang, M. Xu und D. L. S. Hung. „Simultaneous two-phase flow measurement of spray mixing process by means of high-speed two-color PIV“. In: *Measurement Science and Technology* 25.9 (2014), S. 095204.
- [14] J. Zhu, O. A. Kuti und K. Nishida. „An investigation of the effects of fuel injection pressure, ambient gas density and nozzle hole diameter on surrounding gas flow of a single Diesel spray by the laser-induced fluorescence–particle image velocimetry technique“. In: *International Journal of Engine Research* 14.6 (2012), S. 630–645.

- [15] J. Meadows und A. K. Agrawal. „Time-resolved PIV measurements of non-reacting flow field in a swirl-stabilized combustor without and with porous inserts for acoustic control“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2014: Turbine Technical Conference and Exposition*. GT2014-27203. Düsseldorf, Germany, 2014.
- [16] I. Boxx, C. M. Arndt, C. D. Carter und W. Meier. „High-speed laser diagnostics for the study of flame dynamics in a lean premixed gas turbine model combustor“. In: *Experiments In Fluids* 52.3 (2012), S. 555–567.
- [17] I. Boxx, C. D. Carter, M. Stöhr und W. Meier. „Study of the mechanisms for flame stabilization in gas turbine model combustors using kHz laser diagnostics“. In: *Experiments in Fluids* 54.5, 1532 (2013), S. 1532.
- [18] M. Stöhr, I. Boxx, C. D. Carter und W. Meier. „Experimental study of vortex-flame interaction in a gas turbine model combustor“. In: *Combustion and Flame* 159.8 (2012), S. 2636–2649.
- [19] C. Brücker, D. Hess und J. Kitzhofer. „Single-view volumetric PIV via high-resolution scanning, isotropic voxel restructuring and 3D least-squares matching (3D-LSM)“. In: *Measurement Science and Technology* 24.2 (2013), S. 024001.
- [20] A. Schröder, R. Geisler, G. E. Elsinga, F. Scarano und U. Dierksheide. „Investigation of a turbulent spot and a tripped turbulent boundary layer flow using time-resolved tomographic PIV“. In: *Experiments in Fluids* 44.2 (2008), S. 305–316.
- [21] L. David, T. Jardin, P. Braud und A. Farcy. „Time-resolved scanning tomography PIV measurements around a flapping wing“. In: *Experiments in Fluids* 52.4 (2012), S. 857–864.
- [22] R. Schlüßler, J. Czarske und A. Fischer. „Uncertainty of flow velocity measurements due to refractive index fluctuations“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 54 (2014), S. 93–104.
- [23] R. Schlüßler, J. Gürtler, J. Czarske und A. Fischer. „Planar near-nozzle velocity measurements during a single high-pressure fuel injection“. In: *Experiments In Fluids* 56.9 (2015), S. 176.
- [24] F. Durst, A. Melling und J. Whitelaw. *Principles and practice of laser-Doppler anemometry*. Academic Press, 1976.
- [25] G. Wigley, M. Goodwin, G. Pitcher und D. Blondel. „Imaging and PDA analysis of a GDI spray in the near-nozzle region“. In: *Experiments In Fluids* 36 (2004), S. 565–574.
- [26] V. Bodoc, C. Laurent, Y. Biscos und G. Lavergne. „Advanced Measurement Techniques for Spray Investigations“. In: *Optical Diagnostics of Flows* 1 (2009), S. 1–15.
- [27] S. A. Self und J. H. Whitelaw. „Laser anemometry for combustion research“. In: *Combustion Science and Technology* 13.1-6 (1976), S. 171–197.
- [28] R. Baker, P. Hutchinson, E. Khalil und J. Whitelaw. „Measurements of three velocity components in a model furnace with and without combustion“. In: *Fifteenth Symposium (International) on Combustion* 15.1 (1975), S. 553–559.
- [29] A. H. Meier und T. Roesgen. „Imaging laser Doppler velocimetry“. In: *Experiments in Fluids* 52.4 (2012), S. 1017–1026.

- [30] K. T. Lowe. „Design and application of a novel Laser-Doppler Velocimeter for turbulence structural measurements in turbulent boundary layers“. Diss. Virginia Polytechnic Institute und State University, 2006.
- [31] M. Fischer, J. Heinze, K. Matthias und I. Röhle. „Doppler global velocimetry in flames using a newly developed, frequency stabilized, tunable, long pulse Nd:YAG laser“. In: *10th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 2000.
- [32] I. Röhle. „Three-dimensional Doppler global velocimetry in the flow of a fuel spray nozzle and in the wake region of a car“. In: *Flow Meas. Instrum.* 7.3/4 (1996), S. 287–294.
- [33] H. Komine, A. L. S.J. Brosnan und E. Stappaerts. „Real-Time, Doppler global velocimetry“. In: *AIAA 29th Aerospace Sciences Meeting*. AIAA-91-0337. Reno, Nevada, 1991.
- [34] J. F. Meyers. „Development of Doppler global velocimetry as a flow diagnostics tool“. In: *Measurement Science and Technology* 6.6 (1995), S. 769–783.
- [35] I. Röhle und C. E. Willert. „Extension of Doppler global velocimetry to periodic flows“. In: *Measurement Science and Technology* 12.4 (2001), S. 420–431.
- [36] T. O. H. Charrett und R. P. Tatam. „Single camera three component planar velocity measurements using two-frequency planar Doppler velocimetry (2ν -PDV)“. In: *Measurement Science and Technology* 17.5 (2006), S. 1194–1206.
- [37] A. Fischer, L. Büttner und J. Czarske. „Simultaneous measurements of multiple flow velocity components using frequency modulated lasers and a single molecular absorption cell“. In: *Optics Communications* 284.12 (2011), S. 3060–3064.
- [38] A. Fischer, L. Büttner, J. Czarske, M. Eggert, G. Grosche und H. Müller. „Investigation of time-resolved single detector Doppler global velocimetry using sinusoidal laser frequency modulation“. In: *Measurement, Science and Technology* 18.8 (2007), S. 2529–2545.
- [39] A. Fischer, L. Büttner, J. Czarske, M. Eggert und H. Müller. „Measurement uncertainty and temporal resolution of Doppler global velocimetry using laser frequency modulation“. In: *Applied Optics* 47.21 (2008), S. 3941–3953.
- [40] A. Fischer, J. König, J. Czarske, J. Peterleithner, J. Woisetschläger und T. Leitgeb. „Analysis of flow and density oscillations in a swirl-stabilized flame employing highly resolving optical measurement techniques“. In: *Experiments in Fluids* 54.12 (2013), S. 1622.
- [41] H. Komine. „System for measuring velocity field of fluid flow utilizing a laser-Doppler spectral image converter“. In: *U.S. patent 4,919,536* (1990).
- [42] H. Müller, T. Lehmacher und G. Grosche. „Profile sensor based on Doppler Global Velocimetry“. In: *Laser Advanced and Applications, Proceedings of the 8th International Conference, University of Rome, "La Sapienza"*. Hrsg. von A. Cenedese und D. Pietrogiamomi. Rome, Italy, 1999, S. 475–482.
- [43] A. Fischer. „Beiträge zur Doppler-Global-Velozimetrie mit Laserfrequenzmodulation – Präzise Messung von Geschwindigkeitsfeldern in turbulenten Strömungen mit hoher Zeitauflösung“. Diss. Technische Universität Dresden, 2009.

- [44] R. Schlüßler, M. Bermuske, J. Czarske und A. Fischer. „Simultaneous three component velocity measurements in a swirl-stabilized flame“. In: *Experiments In Fluids* 56.10 (2015), S. 183.
- [45] T. O. H. Charrett, D. S. Nobes und R. P. Tatam. „Investigation into the selection of viewing configurations for three-component planar Doppler velocimetry measurements“. In: *Applied Optics* 46.19 (2007), S. 4102–4116.
- [46] A. Fischer, U. Wilke, R. Schlüßler, D. Haufe, T. Sandner und J. Czarske. „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.
- [47] J. Gürtler. „Aufbau, Charakterisierung und Einsatz von Cäsium-Absorptionszellen mit hoher numerischer Apertur für mehrkomponentige Strömungsgeschwindigkeitsmessungen“. Studienarbeit. Technische Universität Dresden, 2013.
- [48] A. Fischer, J. König, D. Haufe, R. Schlüßler, L. Büttner und J. Czarske. „Optical multi-point measurements of the sound particle velocity with frequency modulated Doppler global velocimetry“. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 134.2 (2013), S. 1102–1111.
- [49] K. Lee, C. Lee und Y. Joo. „Application technique of particle image velocimetry and entropy analysis to investigate spray structure for gasoline direct injection injector“. In: *Measurement Science and Technology* 14.7 (2003), S. 953–964.
- [50] A. Fischer, U. Wilke, R. Schlüßler, D. Haufe, T. Sandner und J. Czarske. „Extension of frequency modulated Doppler global velocimetry for the investigation of unsteady spray flows“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 63 (2014), S. 1–10.
- [51] J. Gürtler. „Untersuchung der Strömungsphänomene an einer Hochdruckeinspritzdüse“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, 2015.
- [52] A. Fischer, R. Schlüßler, D. Haufe und J. Czarske. „Lock-in spectroscopy employing a high-speed camera and a micro-scanner for volumetric investigations of unsteady flows“. In: *Optics Letters* 39.17 (2014), S. 5082–5085.
- [53] U. Wilke. „Einsatz einer Kamera für optische, multidimensionale Strömungsmessungen“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, 2013.
- [54] H. Schenk, T. Sandner, C. Drabe, T. Klose und H. Conrad. „Single crystal silicon micro mirrors“. In: *physica status solidi (c)* 6.3 (2009), S. 728–735.
- [55] *Evaluation of measurement data — Guide to the expression of uncertainty in measurement*. Working Group 1 of the Joint Committee for Guides in Metrology. 2008.
- [56] A. Fischer, J. König und J. Czarske. „Speckle noise influence on measuring turbulence spectra using time-resolved Doppler global velocimetry with laser frequency modulation“. In: *Measurement, Science and Technology* 19.12 (2008), S. 125402.
- [57] A. Fischer, J. König, J. Czarske, C. Rakenius, G. Schmid und H.-P. Schiffer. „Investigation of the tip leakage flow at turbine rotor blades with squealer cavity“. In: *Experiments In Fluids* 54 (2013), S. 1462.
- [58] D. Haufe. „Charakterisierung und Reduzierung der Störeinflüsse von Mehrfachstreuung und Hintergrundstrahlung bei der optischen Strömungsmesstechnik“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, 2011.

- [59] R. Schlüßler, C. Blechschmidt, J. Czarske und A. Fischer. „Optimizations for optical velocity measurements in narrow gaps“. In: *Optical Engineering* 52.9 (2013), S. 094101.
- [60] R. Schlüßler, C. Blechschmidt, A. Fischer und J. Czarske. „Optimization of the illumination optics for gap flow velocity measurements in turbo machines“. In: *OPTO 2013, Photonic Metrology, the 11th International Conference on Optical Technologies for Sensing and Measurement*. Nürnberg, 2013.
- [61] A. Fischer, J. König, L. Büttner, J. Czarske, C. Rakenius und H.-P. Schiffer. „Tip clearance flow field measurements at a turbine rotor with squealers“. In: *16th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 2012.
- [62] F. M. Dickey und S. C. Holswade, Hrsg. *Laser Beam Shaping: Theory and Techniques*. Marcel Dekker, New York, 2000.
- [63] J. A. Hoffnagle und C. M. Jefferson. „Design and performance of a refractive optical system that converts a Gaussian to a flattop beam“. In: *Applied Optics* 39.30 (2000), S. 5488–5499.
- [64] T.-C. Poon und T. Kim. *Engineering optics with MATLAB*. World Scientific, 2006.
- [65] H.-E. Albrecht, N. Damaschke, M. Borys und C. Tropea. *Laser Doppler and phase Doppler measurement techniques*. Springer, 2003, S. 608.
- [66] EPOLIN. *Spectre340 infrared absorbing ink*. Techn. Ber. Epolin Inc., 2011.
- [67] A. Lehr und A. Böls. „Application of a Particle Image Velocimetry (PIV) System to the Periodic Unsteady Flow Around an Isolated Compressor Blade“. In: *15th Biannual Symposium on Measurement Techniques in Transonic and Supersonic Flow in Cascades and Turbomachines, University of Florence*. 2000.
- [68] A. Melling. „Tracer particles and seeding for particle image velocimetry“. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), S. 1406–1416.
- [69] C. Willert und M. Jarius. „Planar flow field measurements in atmospheric and pressurized combustion chambers“. In: *Experiments In Fluids* 33 (2001), S. 931–939.
- [70] D. L. Reuss, M. Megerle und V. Sick. „Particle-image velocimetry measurement errors when imaging through a transparent engine cylinder“. In: *Measurement Science and Technology* 13 (2002), S. 1029–1035.
- [71] G. E. Elsinga, B. W. van Oudheusden und F. Scarano. „Evaluation of aero-optical distortion effects in PIV“. In: *Experiments In Fluids* 39.2 (2005), S. 246–256.
- [72] J. Rheims, J. Köser und T. Wriedt. „Refractive-index measurements in the near-IR using an Abbe refractometer“. In: *Measurement Science and Technology* 8 (1997), S. 601–605.
- [73] G. Hubner und A. R. Jones. „Refractive index of flames in the far infrared“. In: *J. Phys D: Appl. Phys.* 6 (1973), S. 774–780.
- [74] W. Thielicke und E. Stamhuis. „PIVlab – time-resolved digital particle image velocimetry tool for MATLAB“. In: (2012).
- [75] W. Thielicke und E. J. Stamhuis. „PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB“. In: *Journal of Open Research Software* 2.1 (2014).

- [76] M. Born und E. Wolf. *Principles of Optics*. 6. Aufl. Pergamon Press, 1993.
- [77] F. Giuliani, J. Woisetschläger und T. Leitgeb. „Design and validation of a burner with variable geometry for extended combustion range“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2012: Turbine Technical Conference and Exposition*. GT2012-68236. Copenhagen, Denmark, 2012.
- [78] R. K. Cheng. „Velocity and scalar characteristics of premixed turbulent flames stabilized by weak swirl“. In: *Combustion and Flame* 101 (1995), S. 1–14.
- [79] P. Händel. „Amplitude estimation using IEEE-STD-1057 three-parameter sine wave fit: statistical distribution, bias and variance“. In: *Measurement* 43.6 (2010), S. 766–770.
- [80] A. Fischer. „Messbarkeitsgrenzen optischer Strömungsmessverfahren: Theorie und Anwendung“. Habilitation. Technische Universität Dresden, 2013.
- [81] V. Caux-Brisebois, A. M. Steinberg, C. M. Arndt und W. Meier. „Thermo-acoustic velocity coupling in a swirl stabilized gas turbine model combustor“. In: *Combustion and Flame* 161.12 (2014), S. 3166–3180.
- [82] A. Steinberg, I. Boxx, M. Stöhr, C. Carter und W. Meier. „Flow-flame interactions causing acoustically coupled heat release fluctuations in a thermo-acoustically unstable gas turbine model combustor“. In: *Combustion and Flame* 157.12 (2010), S. 2250–2266.
- [83] D. Haufe, A. Döring, A. Schulz, F. Bake, L. Enghardt, J. Czarske und A. Fischer. „High-Speed Measurement of Sound-Flow Interaction at Perforated Liners with Bias Flow“. In: *DAGA 2015 – 41. Deutsche Jahrestagung für Akustik*. Nürnberg, 2015, S. 1562–1565.
- [84] J. D. Eldredge und A. P. Dowling. „The absorption of axial acoustic waves by a perforated liner with bias flow“. In: *Journal of Fluid Mechanics* 485 (2003), S. 307–335.
- [85] C. Heuwinkel, L. Enghardt und I. Röhle. „Experimental investigation of the acoustic damping of perforated liners with bias flow“. In: *13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (28th AIAA Aeroacoustics Conference)*. 2007.
- [86] D. Haufe. „Untersuchung optischer Verfahren zur gleichzeitigen Messung von Strömungs- und Schallfeldern an aeroakustischen Schalldämpfern“. Dissertation. Technische Universität Dresden, 2015.
- [87] C. Heuwinkel, E. Piot, F. Micheli, A. Fischer, L. Enghardt, F. Bake und I. Röhle. „Characterization of a Perforated Liner by Acoustic and Optical Measurements“. In: *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*. Stockholm, Schweden, 2010, S. 2010–3765.
- [88] J. Rupp, J. Carrotte und A. Spencer. „Interaction Between the Acoustic Pressure Fluctuations and the Unsteady Flow Field Through Circular Holes“. In: *J. Eng. Gas Turbines Power* 132.6 (2010), S. 061501–061509.
- [89] D. W. Bechert. „Sound absorption caused by vorticity shedding, demonstrated with a jet flow“. In: *Journal of Sound Vibration* 70 (1980), S. 389–405.

- [90] D. Haufe, A. Schulz, F. Bake, L. Enghardt, J. Czarske und A. Fischer. „Spectral analysis of the flow sound interaction at a bias flow liner“. In: *Applied Acoustics* 81 (2014), S. 47–49.
- [91] R. Schlüßler, J. Gürtler, J. Czarske und A. Fischer. „Planar fuel velocity measurements in the near-nozzle region of a high pressure Diesel injection nozzle“. In: *18th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 2016.
- [92] J. Kostas, D. Honnery und J. Soria. „Time resolved measurements of the initial stages of fuel spray penetration“. In: *Fuel* 88.11 (2009), S. 2225–2237.
- [93] Zeller+Gmelin. *Technical Data Sheet Divinol CAF*. Techn. Ber. 2013.
- [94] W. Nitsche und C. Dobriloff, Hrsg. *Imaging Measurement Methods for Flow Analysis*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
- [95] A. Fischer, C. Kupsch, J. Gürtler und J. Czarske. „High-speed light field camera and frequency division multiplexing for fast multi-plane velocity measurements“. In: *Opt. Express* 23.19 (2015), S. 24910–24922.
- [96] A. Fischer, C. Kupsch, J. Gürtler und J. Czarske. „Volumetrische Strömungsmessungen mittels plenoptischer Hochgeschwindigkeitskamera“. In: *Technisches Messen* 83.1 (2016), S. 9–15.
- [97] J. Gürtler, R. Schlüßler, A. Fischer und J. Czarske. „High-speed non-intrusive measurements of fuel velocity fields at high-pressure injectors“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 90 (2017), S. 91–100.
- [98] L. Büttner, R. Schlüßler, A. Fischer und J. Czarske. „Multipoint velocity measurements in flows using a Fabry-Pérot interferometer“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 51.3 (2013), S. 325–333.
- [99] D. Haufe, R. Schlüßler, A. Fischer, L. Büttner und J. Czarske. „Optical multi-point measurement of the acoustic particle velocity in a superposed flow using a spectroscopic laser technique“. In: *Measurement Science and Technology* 23.8 (2012), S. 085306.
- [100] D. Haufe, R. Schlüßler, A. Fischer, L. Büttner und J. Czarske. „Optische Mehrpunkt-messungen der Schallschnelle mit neuartigem Lasermessverfahren“. In: *Technisches Messen* 79.6 (2012), S. 318–323.
- [101] J. Peterleithner, R. Basso, F. Heitmeir, J. Woisetschläger, R. Schlüßler, J. Czarske und A. Fischer. „Comparison of flame transfer functions acquired by chemiluminescence and density fluctuations“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: Turbine Technical Conference and Exposition*. GT2016-57485. Seoul, South Korea, 2016.
- [102] R. Schlüßler, J. Czarske und A. Fischer. „Simultaneous, three component flow measurements for acquiring the velocity spectra of a swirl burner“. In: *17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 2014.
- [103] R. Schlüßler, A. Fischer, L. Büttner und J. Czarske. „Application of a Fabry-Pérot interferometer for multi-point flow measurements“. In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik DGaO Proceedings*. Eindhoven, Niederlande, 2012.

- [104] J. Gürtler, R. Schlüßler, A. Fischer und J. Czarske. „Untersuchung von instationären Strömungsphänomenen während einer einzelnen Hochdruck-Einspritzung“. In: *23th symposium of the German Association for Laser Anemometry GALA "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik"*. Dresden, 2015.
- [105] R. Schlüßler, M. Bermuske, D. Haufe, A. Fischer und J. Czarske. „Laser measurement system with high-speed detector array enabling thermo-acoustic investigations in flames“. In: *Strömungstechnische Tagung 2014*. Dresden: Jochen Fröhlich, Stefan Odenbach und Konrad Vogeler, 2014.
- [106] A. Fischer, R. Schlüßler, D. Haufe und J. Czarske. „Volumetrische High-Speed-FM-DGV-Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (1 Mfps) zur Analyse instationärer Sprays“. In: *22th symposium of the German Association for Laser Anemometry GALA "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik"*. Karlsruhe, 2014.
- [107] R. Schlüßler, A. Fischer, L. Büttner und J. Czarske. „Optische Schallschnellemessung mittels Doppler-Global-Velozimeter mit Laserfrequenzmodulation“. In: *19th symposium of the German Association for Laser Anemometry GALA "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik"*. Ilmenau, 2011.
- [108] R. Schlüßler, J. Czarske, A. Fischer und D. Haufe. „Laser-basierte Spaltströmungs- und Schallmessungen in Strahltriebwerken“. In: *Industriepartner-Symposium Dresden*. 2012.
- [109] A. Fischer, D. Haufe, J. Gürtler, R. Schlüßler und J. Czarske. „Aeroakustische Untersuchungen mittels frequenzmodulierter Doppler-Global-Velozimetrie (FM-DGV)“. In: *Workshop "Licht und Schall"*. invited by Prof. E. Sarradj. Bad Honnef, 15. - 16.10.2015.
- [110] S. Valten. „Aufbau und Einsatz von Lasermesssystemen zur Untersuchung der Fluid-Struktur-Wechselwirkung an einem Axial-Verdichter“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, 2015.
- [111] M. Bermuske. „Charakterisierung der Strömungsphänomene an einem drallstabilisierten Gasbrenner mittels optischer Messtechnik“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, 2014.
- [112] C. Blechschmidt. „Untersuchungen zur Minimierung der Störung von Wandreflexen bei optischen Spaltströmungsmessungen“. Masterarbeit. Technische Universität Dresden, 2012.
- [113] J. E. Kunz. „Implementierung und Charakterisierung einer CCD-Zeilenkamera für die Strömungsgeschwindigkeitsmessung“. Studienarbeit. Technische Universität Dresden, 2014.
- [114] M. Bermuske. „Entwurf, Aufbau und Charakterisierung eines Drallströmungsbrenner-Versuchsstandes für optische Strömungsgeschwindigkeitsmessungen“. Studienarbeit. Technische Universität Dresden, 2013.

Publikationsverzeichnis

Teilergebnisse dieser Dissertation wurden aus Gründen der Priorität bereits publiziert.

Zeitschriftenartikel

J. Gürtler, R. Schlüßler, A. Fischer und J. Czarske. „High-speed non-intrusive measurements of fuel velocity fields at high-pressure injectors“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 90 (2017), S. 91–100

R. Schlüßler, M. Bermuske, J. Czarske und A. Fischer. „Simultaneous three component velocity measurements in a swirl-stabilized flame“. In: *Experiments In Fluids* 56.10 (2015), S. 183

R. Schlüßler, J. Gürtler, J. Czarske und A. Fischer. „Planar near-nozzle velocity measurements during a single high-pressure fuel injection“. In: *Experiments In Fluids* 56.9 (2015), S. 176

A. Fischer, R. Schlüßler, D. Haufe und J. Czarske. „Lock-in spectroscopy employing a high-speed camera and a micro-scanner for volumetric investigations of unsteady flows“. In: *Optics Letters* 39.17 (2014), S. 5082–5085

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

R. Schlüßler, J. Czarske und A. Fischer. „Uncertainty of flow velocity measurements due to refractive index fluctuations“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 54 (2014), S. 93–104

R. Schlüßler, C. Blechschmidt, J. Czarske und A. Fischer. „Optimizations for optical velocity measurements in narrow gaps“. In: *Optical Engineering* 52.9 (2013), S. 094101

A. Fischer, J. König, D. Haufe, R. Schlüßler, L. Büttner und J. Czarske. „Optical multi-point measurements of the sound particle velocity with frequency modulated Doppler global velocimetry“. In: *Journal of the Acoustical Society of America* 134.2 (2013), S. 1102–1111

L. Büttner, R. Schlüßler, A. Fischer und J. Czarske. „Multipoint velocity measurements in flows using a Fabry-Pérot interferometer“. In: *Optics and Lasers in Engineering* 51.3 (2013), S. 325–333

D. Haufe, R. Schlüßler, A. Fischer, L. Büttner und J. Czarske. „Optical multi-point measurement of the acoustic particle velocity in a superposed flow using a spectroscopic laser technique“. In: *Measurement Science and Technology* 23.8 (2012), S. 085306

D. Haufe, R. Schlüßler, A. Fischer, L. Büttner und J. Czarske. „Optische Mehrpunktmesungen der Schallschnelle mit neuartigem Lasermessverfahren“. In: *Technisches Messen* 79.6 (2012), S. 318–323

Beiträge bei internationalen Tagungen

R. Schlüßler, J. Gürtler, J. Czarske und A. Fischer. „Planar fuel velocity measurements in the near-nozzle region of a high pressure Diesel injection nozzle“. In: *18th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 2016

J. Peterleithner, R. Basso, F. Heitmeir, J. Woisetschläger, R. Schlüßler, J. Czarske und A. Fischer. „Comparison of flame transfer functions acquired by chemiluminescence and density fluctuations“. In: *Proceedings of ASME Turbo Expo 2016: Turbine Technical Conference and Exposition*. GT2016-57485. Seoul, South Korea, 2016

R. Schlüßler, J. Czarske und A. Fischer. „Simultaneous, three component flow measurements for acquiring the velocity spectra of a swirl burner“. In: *17th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. Lisbon, Portugal, 2014

A. Fischer, U. Wilke, R. Schlüßler, D. Haufe, T. Sandner und J. Czarske. „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

R. Schlüßler, C. Blechschmidt, A. Fischer und J. Czarske. „Optimization of the illumination optics for gap flow velocity measurements in turbo machines“. In: *OPTO 2013, Photonic Metrology, the 11th International Conference on Optical Technologies for Sensing and Measurement*. Nürnberg, 2013

R. Schlüßler, A. Fischer, L. Büttner und J. Czarske. „Application of a Fabry-Pérot interferometer for multi-point flow measurements“. In: *Deutsche Gesellschaft für angewandte Optik DGaO Proceedings*. Eindhoven, Niederlande, 2012

Beiträge bei nationalen Tagungen

J. Gürtler, R. Schlüßler, A. Fischer und J. Czarske. „Untersuchung von instationären Strömungsphänomenen während einer einzelnen Hochdruck-Einspritzung“. In: *23th symposium of the German Association for Laser Anemometry GALA "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik"*. Dresden, 2015

R. Schlüßler, M. Bermuske, D. Haufe, A. Fischer und J. Czarske. „Laser measurement system with high-speed detector array enabling thermo-acoustic investigations in flames“. In: *Strömungstechnische Tagung 2014*. Dresden: Jochen Fröhlich, Stefan Odenbach und Konrad Vogeler, 2014

A. Fischer, R. Schlüßler, D. Haufe und J. Czarske. „Volumetrische High-Speed-FM-DGV-Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (1 Mfps) zur Analyse instationärer Sprays“. In: *22th symposium of the German Association for Laser Anemometry GALA "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik"*. Karlsruhe, 2014

R. Schlüßler, A. Fischer, L. Büttner und J. Czarske. „Optische Schallschnellemessung mittels Doppler-Global-Velozimeter mit Laserfrequenzmodulation“. In: *19th symposium of the*

German Association for Laser Anemometry GALA "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik". Ilmenau, 2011

Vorträge auf Workshops

R. Schlüßler, J. Czarske, A. Fischer und D. Haufe. „Laser-basierte Spaltströmungs- und Schallmessungen in Strahltriebwerken“. In: *Industriepartner-Symposium Dresden*. 2012

A. Fischer, D. Haufe, J. Gürtler, R. Schlüßler und J. Czarske. „Aeroakustische Untersuchungen mittels frequenzmodulierter Doppler-Global-Velozimetrie (FM-DGV)“. In: *Workshop "Licht und Schall"*. invited by Prof. E. Sarradj. Bad Honnef, 15. - 16.10.2015

Abschlussarbeiten

Die hier aufgeführten Diplom- und Studienarbeiten entstanden an der Professur für Mess- und Sensorsystemtechnik der Technischen Universität Dresden.

Diplomarbeiten

S. Valten. „Aufbau und Einsatz von Lasermesssystemen zur Untersuchung der Fluid-Struktur-Wechselwirkung an einem Axial-Verdichter“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, 2015

J. Gürtler. „Untersuchung der Strömungsphänomene an einer Hochdruckeinspritzdüse“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, 2015, Ausgezeichnet mit dem Franz-Stolze-Preis 2015

M. Bermuske. „Charakterisierung der Strömungsphänomene an einem drallstabilisierten Gasbrenner mittels optischer Messtechnik“. Diplomarbeit. Technische Universität Dresden, 2014

Masterarbeiten

C. Blechschmidt. „Untersuchungen zur Minimierung der Störung von Wandreflexen bei optischen Spaltströmungsmessungen“. Masterarbeit. Technische Universität Dresden, 2012, Ausgezeichnet mit dem Hans-Pundt-Preis 2012 des VDE-Bezirksvereins Dresden

Studienarbeiten

J. E. Kunz. „Implementierung und Charakterisierung einer CCD-Zeilenkamera für die Strömungsgeschwindigkeitsmessung“. Studienarbeit. Technische Universität Dresden, 2014

J. Gürtler. „Aufbau, Charakterisierung und Einsatz von Cäsium-Absorptionszellen mit hoher numerischer Apertur für mehrkomponentige Strömungsgeschwindigkeitsmessungen“. Studienarbeit. Technische Universität Dresden, 2013

M. Bermuske. „Entwurf, Aufbau und Charakterisierung eines Drallströmungsbrenner-Versuchsstandes für optische Strömungsgeschwindigkeitsmessungen“. Studienarbeit. Technische Universität Dresden, 2013