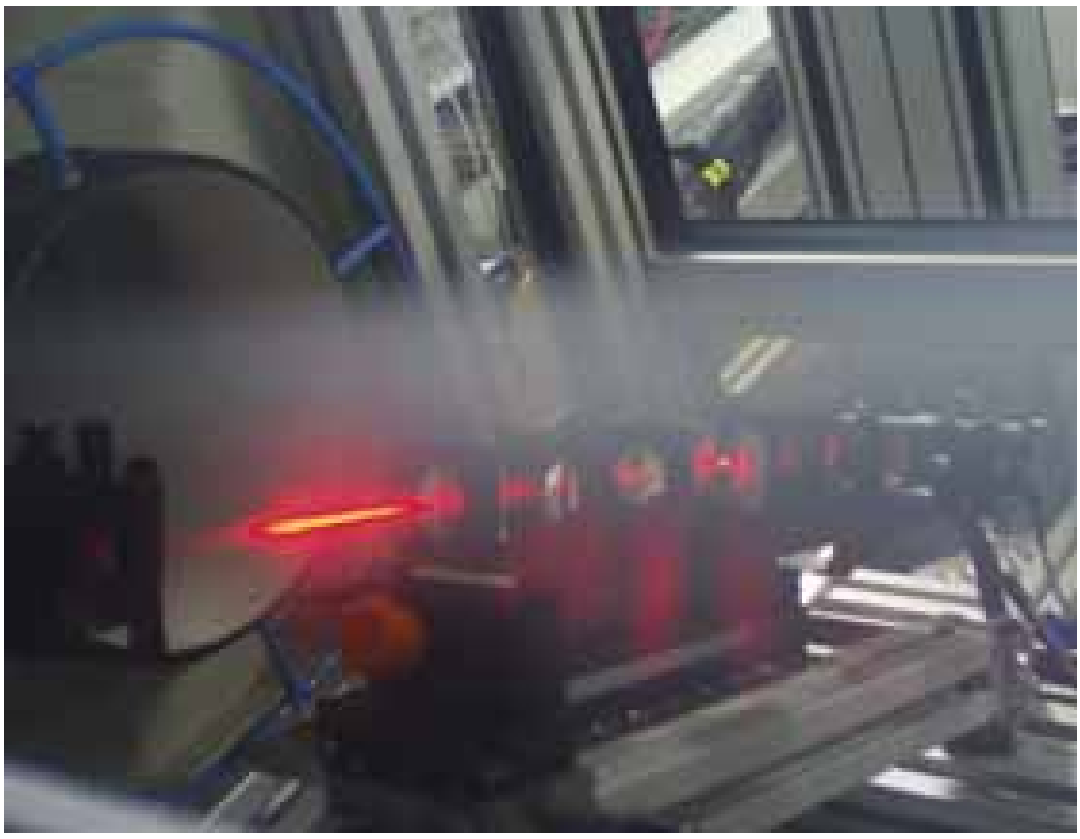
Lars Büttner

Untersuchung neuartiger Laser-Doppler-Verfahren zur hochauflösenden Geschwindigkeitsmessung



Cuvillier Verlag Göttingen

UNTERSUCHUNG NEUARTIGER LASER-DOPPLER-VERFAHREN ZUR HOCHAUFLÖSENDEN GESCHWINDIGKEITSMESSUNG

Dem Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN
– DR. RER. NAT. –

vorgelegte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Lars Büttner,

geboren am 27.09.1972 in Bad Gandersheim

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.ddb.de abrufbar.
1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2004
Zugl.: Hannover, Univ., Diss., 2004
ISBN 3-86537-074-8

Referent : Prof. Dr. W. Ertmer
Korreferent : Prof. Dr. K. Danzmann
Tag der Disputation : 05.02.2004

Vordere Umschlagseite: Photographie des Sensors im Windkanal. Die Laserstrahlen wurden mit Nebel sichtbar gemacht.

⊕ CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2004
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.
1. Auflage, 2004
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-074-8

Für meine Eltern

KURZFASSUNG

Die Umströmung von Körpern ist von besonderer Bedeutung für die Wissenschaft und Technik. Die Optimierung der Umströmung von Flugzeugtragflächen beispielsweise kann zu einer Reduzierung des Reibungswiderstandes und damit zu geringerem Treibstoffverbrauch und Schadstoffemissionen führen. In der Biomedizin sind Blutströmungen an künstlichen Herzklappen, implantierten Miniatur-Blutpumpen sowie durch enge Kapillaren für Lab-on-a-Chip-Anwendungen von großem Interesse. Auf dem neu aufkommenden Gebiet der Mikro- und Nanofluidik treten Strömungen auf kleinsten Skalen auf, wie z.B. bei Mikrodüsen zur Ausrichtung von Satelliten. In allen genannten Beispielen treten in der Strömung starke Änderungen der Geschwindigkeit über einen Bereich von wenigen Mikrometern auf, die teilweise durch numerische Simulationen nur schwer zu beschreiben sind. Diese Situation stellt an zukünftige Meßverfahren zur Charakterisierung des Strömungsfeldes höchste Anforderungen bezüglich Orts- und Zeitauflösung sowie der Meßunsicherheit der Geschwindigkeit.

Für Strömungsmessungen bieten sich laseroptische Meßverfahren an, da sie gegenüber mechanischen Verfahren wie der Hitzdraht-Anemometrie oder Pitot-Rohren den Vorteil haben, daß sie nicht-invasiv arbeiten. Ein etabliertes Meßverfahren ist die Laser-Doppler-Velozimetrie (LDV), die sich durch eine geringe Meßunsicherheit der Geschwindigkeit von 0,1% ... 1%, eine hohe Zeitauflösung und durch eine relativ hohe Ortsauflösung von 50 ... 200 µm auszeichnet. Ein LDV stellt prinzipbedingt ein Mach-Zehnder-Interferometer dar und unterliegt damit Beugungseffekten wie dem Abbe-Limit. Laser-Doppler-Velozimeter weisen daher eine Komplementarität auf zwischen hoher Ortsauflösung einerseits und geringer Meßunsicherheit der Geschwindigkeit andererseits.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit liegt in der Untersuchung des Interferenzstreifensystems eines Mach-Zehnder-Interferometers hinsichtlich der Einflüsse von Wellenfrontkrümmung sowie zeitlicher und örtlicher Kohärenz. Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse werden neuartige Geschwindigkeitsmeßverfahren vorgestellt, die sich durch eine deutlich höhere Ortsauflösung z.T. unter dem Abbe-Limit und geringen Meßfehlern der Geschwindigkeit auszeichnen.
Es wird gezeigt, wie sich aufgrund der geringen örtlichen Kohärenz der aus einer Multimode-Faser emittierten Strahlung ein hochauflösender Laser-Doppler-Sensor realisieren läßt. Das störende Speckle-Muster kann durch hohe Intermoden-Dispersion und der Verwendung von Hochleistungs-Laserdioden mit geringer zeitlicher Kohärenz wirkungsvoll unterdrückt werden.
Weiterhin werden Sensoren vorgestellt, deren Ortsauflösungen das Abbe-Limit unterschreiten. Ein Verfahren benutzt die definierte Verzerrung des Interferenzstreifensystems durch die hohe Dispersion einer diffraktiven Linse. Der daraus üblicherweise resultierende große Meßfehler wird durch eine Zweiwellen-Technik kompensiert, wodurch eine Positionsbestimmung innerhalb des LDV-Meßvolumens mit einer Ortsauflösung im sub-Mikrometerbereich erreicht wird. Strömungsgrenzschichten lassen sich so ohne mechanische Traversierung des Sensors vermessen. Mit den entwickelten Sensoren wurden Messungen an Grenzschichtströmungen durchgeführt und deren Übereinstimmung mit der Theorie gezeigt.

Es werden neuartige Prinzipien für Laser-Doppler-Sensoren untersucht, charakterisiert und eingesetzt, die eine hohe Ortsauflösung im sub-Mikrometerbereich bei gleichzeitiger geringer Meßunsicherheit der Geschwindigkeit ($<5\cdot10^{-4}$) besitzen. Sie weisen damit einen deutlichen Fortschritt gegenüber konventionellen LDA-Sensoren auf und bieten das Potential für präzise Strömungsuntersuchungen in der Mikro- und Nanofluidik.

Schlagworte: Laser-Doppler-Velozimetrie, Interferometrie, Strömungsmessungen, Ortsauflösung

ABSTRACT

The flow around rigid objects is of special interest in research as well as for technical developments. Optimisation of the flow around air craft wings e.g. leads to a smaller drag force and therefore to reduced fuel consumption and pollutant emission. In biomedicine flows through artificial heart valves, implanted blood pumps and narrow capillars for lab-on-a-chip applications are of special interest. On the oncoming field of micro- and nanofluidics flow structures occur on very small scales. An example is the flow from micro nozzles for steering satellites. All mentioned examples have in common that the flow exhibits strong changes of the velocity in a range of a few micrometers. Most of these flows are difficult to simulate numerically. This situation assigns highest requirements towards future flow field measurement techniques concerning temporal and spatial resolution as well as the uncertainty of the velocity.

For fluid flow measurements optical methods are preferred because they are superior to intrusive mechanical methods like hot-wire anemometry or Pitot tubes. One of the most established technique is laser-Doppler velocimetry (LDV), which offers a low uncertainty of the velocity measurement of 0.1% ... 1%, high temporal resolution and a relatively high spatial resolution of about 50 µm ... 200 µm. A LDV can be considered a Mach-Zehnder interferometer and is therefore restricted by diffraction effects like the Abbe limit. Laser-Doppler velocimeters exhibit a complementarity between high spatial resolution and low uncertainty of the velocity measurement.

The aim of the present work is to investigate the interference fringe system of a Mach-Zehnder interferometer with respect to wavefront curvature as well as temporal and spatial coherence. Based on the results novel principles for velocity measurements are presented which exhibit a lower uncertainty of the velocity and a significantly improved spatial resolution below the Abbe-Limit.
It is demonstrated how due to the poor spatial coherence of the light emitted from a multimode fibre a laser-Doppler sensor with high spatial resolution can be realised. The disturbing speckle pattern is sufficiently suppressed by a high inter-modal dispersion and the employment of high power laser diodes with short coherence lengths.
Furthermore, sensors are addressed whose spatial resolution subside the Abbe limit. A defined distortion of the interference fringe system is generated by means of a high-dispersive diffractive lens. The large measurement error which would usually result is compensated by a two-wavelength technique. It allows the determination of the position *inside* the measurement volume with a spatial resolution in the sub-micrometer range. Boundary layers in fluids can be measured without traversing the sensor mechanically. Measurements of boundary layers in wind tunnels were performed, which are in agreement with the theoretical prediction.

Novel principles for laser-Doppler sensors were investigated, characterised and applied, which offer a high spatial resolution in the sub-µm range combined with a low uncertainty of the velocity measurement ($<5 \cdot 10^{-4}$). The sensors exhibit a significant progress compared to conventional LDA sensors and offer the potential for precise fluid flow investigation in the field of micro- and nanofluidics.

Key words: Laser-Doppler velocimetry, interferometry, fluid flow measurement, spatial resolution

INHALTSVERZEICHNIS

1. KAPITEL. EINLEITUNG

1.1) Problemstellung und Motivation 1
1.2) Stand der Technik 3

2. KAPITEL. GRUNDLAGEN DER LASER-DOPPLER-TECHNIK

2.1) Die Laser-Doppler-Technik 6
2.1.1) Der Doppler-Effekt 6
2.1.2) Optischer Überlagerungsempfang 10
2.2) Das Interferenzstreifenmodell 11
2.3) Aufbau und Eigenschaften von Laser-Doppler-Velozimetern 13
2.3.1) Das LDA als Mach-Zehnder-Interferometer 13
2.3.2) Achromatisches LDA für die Mehrwellenlängennutzung 16

3. KAPITEL. EINFLUß VON WELLENFRONTKRÜMMUNG UND KOHÄRENZ AUF DAS INTERFERENZSTREIFENSYSTEM EINES MACH-ZEHNDER-INTERFEROMETERS

3.1) Eigenschaften des Gaußschen Strahls 20
3.2) Größe und Form des Interferenzstreifensystems 22
3.3) Einfluß der Wellenfrontkrümmung auf das Interferenzstreifensystem 23
3.4) Multimodige Lichtausbreitung 28
3.5) Einfluß der zeitlichen Kohärenz 30
3.6) Einfluß der örtlichen Kohärenz. Das MZI als „örtlicher Autokorrelator“ 32

4. KAPITEL. NEUARTIGE MEßPRINZIPIEN

4.1) Ausnutzung der Kohärenzeigenschaften: Multimode-LDA 35
4.1.1) Motivation 35
4.1.2) Einfluß der örtlichen Kohärenz bei einem Mach-Zehnder-Interferometer 36
4.1.3) Untersuchungen zum Speckle-Effekt 44
4.1.4) LDA mit Multimode-Strahlung 49
4.1.5) Zusammenfassung 51

4.2) Ausnutzung der Wellenfrontkrümmung: Divergenz-Profilsensor 52
4.2.1) Das Konzept des Geschwindigkeits-Profilsensors. Vorbetrachtungen 52
4.2.2) Das Prinzip 55
4.2.3) Aufbau und Charakterisierung des Sensors 57
4.2.4) Untersuchungen zur Meßunsicherheit 59
4.2.5) Verwendung diffraktiver Mikrooptik 61

4.3) Auswertung der Interferenzphase: Quadratur-Homodyn-LDA und Phasen-Profilsensor 66
4.3.1) Vorbetrachtungen 67
a) Anpassung der Streifenabstandsfunktionen 67
b) Phasenschiebung durch Materialdispersion 69
4.3.2) Homodyn-LDA zur Richtungssinnerkennung 71
a) Motivation 71
b) Das Prinzip 72
c) Aufbau und Charakterisierung des Sensors 73
d) Quadratur-Homodyn-LDA mit Multimode-Strahlung 77
4.3.3) Geschwindigkeitsprofilsensor für örtlich hochauflösende Messungen 80
a) Das Prinzip 80
b) Charakterisierung des Sensors 81
c) Bestimmung der Meßunsicherheit 83

4.4) Spektroskopische Auswertung der Doppler-Verschiebung: Doppler-Global-Velozimetrie (DGV) 86
4.4.1) Konventionelle Doppler-Global Velozimetrie 86
4.4.2) Vereinfachter Frequenzmodulations-DGV-Arraysensor 89
a) Das Prinzip 89
b) Der experimentelle Aufbau 90
c) Die Ergebnisse 91

5. KAPITEL. EXPERIMENTELLE METHODEN ZUR LDA-CHARAKTERISIERUNG

5.1) Vermessung von Strahlparametern 94
5.2) Vermessung des Interferenzstreifensystems 95

6. KAPITEL. QUALIFIZIERUNG VON NEUARTIGEN LASERN

6.1) Vorbetrachtungen 98
6.2) Scheibenlaser 100
6.3) Faserlaser 102
6.4) Breitstreifendioden 104
6.5) Zusammenfassung 109

7. KAPITEL. ANWENDUNG DER UNTERSUCHTEN SENSOREN

7.1) Fundamentalgleichungen der Strömungsmechanik 111
7.2) Rohrströmung 113
7.3) Laminare Grenzschichtströmung: Die Blasius-Grenzschicht 114
7.4) Strömungsmessungen mit dem Multimode-Faser-LDA 117
7.5) Strömungsmessungen mit dem Divergenz-Profilsensor 121
7.6) Strömungsmessungen mit dem Phasen-Profilsensor 125

8. KAPITEL. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

8.1) Zusammenfassung 128
8.2) Bewertung der untersuchten Sensoren. Ausblick 132

ANHANG

A: Zur Optimierung des Divergenz-Profilsensors 135

B: Formelzeichen- und Akronymverzeichnis 137

C: Literatur 139

D: Publikationen 147

E: Lebenslauf 151

Danksagung

1. KAPITEL. EINLEITUNG

1.1) Problemstellung und Motivation

Grenzschichtströmungen sind von besonderer Bedeutung sowohl für die Grundlagenforschung als auch für technologische Entwicklungen und werden deshalb mit großem Interesse und Nachdruck untersucht. Als Grenzschicht ist derjenige Teil einer Strömung definiert, der in unmittelbarer Nähe der Oberfläche des umströmten Körpers auftritt. Hier ändert sich die Geschwindigkeit i.A. von einem konstanten Wert weit entfernt von dem betrachteten Objekt, bis hin zu Null direkt auf der Oberfläche. Je nach Anwendungsfall liegt die Dicke der Grenzschicht im Bereich von Millimetern, kann aber insbesondere in der Mikrofluidik bis in den Mikrometerbereich hinab reichen.
Die rasche Entwicklung auf dem Gebiet der Computertechologie hat es in den letzten Jahrzehnten ermöglicht, immer komplexere, turbulente Strömungsfelder mit immer höherer Präzision zu simulieren [1]. Bei der Skalierung zu kleineren Dimensionen in der Mikro- und Nanofluidik treten jedoch Effekte auf, aufgrund derer die für Makroströmungen gültigen Modelle nicht mehr angewendet werden können. Simulationen werden dann ebenfalls für problemangepasste Modelle durchgeführt, die jedoch anschließend erst durch das Experiment verifiziert bzw. optimiert werden müssen [1]. Diese Aufgabe stellt höchste Anforderungen an zukünftige Sensoren zur Charakterisierung von Strömungsfeldern bezüglich Ortsauflösung, Zeitauflösung und Meßunsicherheit der Geschwindigkeit. Für die Untersuchung allgemeiner Probleme der Strömungsmechanik und besonders breiter Grenzschichten stehen eine Vielzahl von optischen Meßverfahren zur Verfügung [2,3], alle mit spezifischen Vor-, aber auch Nachteilen. Ein etabliertes Meßverfahren ist die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) [4,5], die sich aufgrund der quasi-punktförmigen Messung durch eine hohe Ortsauflösung von ca. 50..200 µm und hohe Zeitauflösung auszeichnet und deren Prinzip bereits vier Jahre nach Erfindung des Lasers erstmals experimentell gezeigt wurde [6]. Die Auflösung kommerzieller LDA-Geräte ist für viele Anwendungsfälle ausreichend, für die Lösung vieler Problemstellungen insbesondere aus der Mikro- und Nanofluidik werden jedoch deutlich höhere Ortsauflösungen gefordert. Im folgenden sollen einige konkrete Beispiele genannt werden, bei denen hochauflösende Messungen unabdingbar sind:

- **Flugzeugtragflächen.** Die Umströmung einer Tragfläche ist in Abb. (1.1) dargestellt. Im vorderen Teil ist die Grenzschichtströmung zunächst noch laminar, in einem bestimmten Bereich x_U tritt jedoch ein laminar-turbulenter Strömungsumschlag (Transition) auf. Da in turbulenten Grenzschichten ein deutlich höherer Reibungswiderstand auftritt, ist man bestrebt, die Grenzschicht über einen möglichst großen Bereich laminar zu halten. Durch eine Optimierung des Tragflächendesigns lassen sich so der cw-Wert und damit der Treibstoffverbrauch und Schadstoffausstoß verringern [7]. Ähnliche Betrachtungen gelten für die Umströmung von Schiffsrümpfen und Kraftfahrzeugkarosserien.

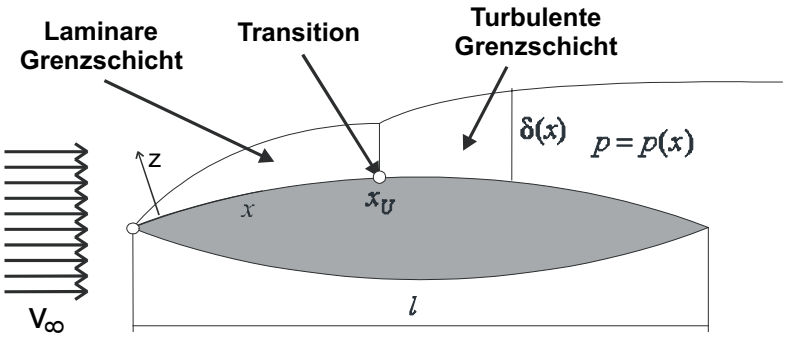


Abb. (1.1): Laminar-turbulenter Strömungsumschlag (Transition) an einer Flugzeugtragfläche. Der Reibungswiderstand kann verringert werden, indem die Strömung über einen möglichst großen Bereich laminar gehalten wird.

- **Flugzeugturbinen.** Der Wirkungsgrad eines Axialverdichters („Turbine“) hängt maßgeblich von der Spaltbreite zwischen den äußeren Schaufelblättern und dem Gehäuse ab, die in der Größenordnung von einem Millimeter liegt. Je kleiner der Spalt, umso besser ist der Wirkungsgrad. Der Abstand ist jedoch nicht konstant, sondern variiert aufgrund von Zentrifugalkräften und Abnutzung. Zur Optimierung des Axialverdichters ist die genaue Kenntnis der Spaltströmung notwendig.

- **Mikrofluidik.** Praktisch alle Elemente der Makrofluidik werden auch in der Mikrofluidik verfolgt, z.B. Mikroreaktoren, -mischer, -ventile, usw. Abb. (1.2) zeigt eine Mikrodüse, die für die Positionssteuerung von Satelliten entwickelt wurde [8]. Durch einen definierten Impulsübertrag durch den Rückstoß der Düse kann ein Satellit in Position gebracht bzw. gehalten werden. Die Abmessungen der Düse betragen ca. 35 µm x 200 µm. Die Strömung aus derart kleinen Strukturen kann nur schwer simuliert werden, da, wie oben bereits angedeutet, bestimmte Modellannahmen bei der Skalierung nicht mehr angewendet werden können. Beispielsweise kann die Kontinuumsannahme der für die Berechnungen zugrundeliegenden Navier-Stokes-Gleichungen nicht mehr erfüllt sein, da sich in einem Volumenelement der Simulation nur noch wenige (in einem Würfel von 10 nm Kantenlänge nur noch 30) Gasmoleküle befinden und somit Diskretisierungseffekte auftreten [3]. Eine experimentelle Verifikation mit hoher Ortsauflösung ist daher unerläßlich.

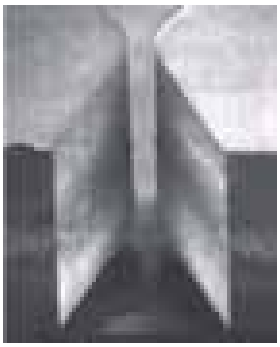


Abb. (1.2): Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer Miniatur-Düse, die für die Positionssteuerung von Satelliten entwickelt wurde. Die Abmessungen der durch anisotropes Ätzen von Si hergestellten Düse betragen ca. 35 µm x 200 µm. Entnommen aus [8].

- **Turbulenzforschung.** Turbulenz ist eines der letzten noch nicht komplett untersuchten Phänomene der klassischen Physik. Aktueller Forschungsgegenstand ist hier z.B. die Abhängigkeit der Energie-Dissipationsrate von der Reynoldszahl in turbulenten Grenzschichten [9,10]. Als Maß für die Feinstruktur der Turbulenz gilt die sog. „Kolmogorov-Länge“

[11], die anschaulich die minimale Wirbelgröße angibt. Je nach Randbedingungen kann diese bis in die Größenordnung von 10 µm hinabgehen. Geschwindigkeitssensoren müssen mindestens diese Länge auflösen können [9].

∉ **Biomedizin.** Auch in der Biomedizin besteht ein vielfältiger Bedarf an Strömungsmessungen, insbesondere an Blutströmungen. Beispiele sind hier Strömungsuntersuchungen an krankhaften Adererweiterungen (Aneurysma), an Bifurkationen der feinverästelten Bronchien in der Luftröhre, an Herzklappen und implantierten Blutpumpen. Hochaufgelöste Geschwindigkeitsmessungen in Arterien können einen Beitrag zum Verständnis der Entstehung von Arteriosklerose liefern [3]. Von grundlegendem Interesse ist die Strömung von Blut als nicht-Newtonsches Fluid. Für Newtonsche Fluide besteht ein direkter linearer Zusammenhang zwischen dem Geschwindigkeitsgradienten an einer Wandung und der auf die Wand wirkenden Schubspannung (Newtonsches Gesetz der Viskosität). Im Fall von Blut gilt diese Linearität bei kleinen Reynoldszahlen nicht mehr. Es kommt zu einer Entmischung der roten Blutkörperchen, wodurch die Viskosität abhängig wird vom Geschwindigkeitsgradienten.

Allen genannten Beispielen ist gemein, daß für eine meßtechnische Erfassung des Strömungsfeldes Sensoren mit hoher Ortsauflösung im µm-Bereich, geringen Meßunsicherheiten der Geschwindigkeit, sowie teilweise hoher zeitlicher Auflösung erforderlich sind. Im folgenden Abschnitt werden typische Strömungsmeßverfahren vorgestellt sowie deren Grenzen aufgezeigt.

1.2) Stand der Technik

Experimentelle Untersuchungen an Strömungsfeldern können mit „klassischen“ Methoden durchgeführt werden wie z.B. dem Pitot-Rohr, bei welchem von dem Staudruck auf die Geschwindigkeit geschlossen wird. Bei Hitzdraht-Anemometern wird die Geschwindigkeit durch pro Zeiteinheit abtransportierte Wärmemenge bestimmt. Solche mechanischen Verfahren sind jedoch invasiv, d.h. durch ihre Anwesenheit verändern sie selbst das zu untersuchende Strömungsfeld. Hitzdraht-Anemometer leiden zudem an systematischen Fehlern, sobald in der Nähe von Körpern gemessen wird, die eine signifikante Wärmeleitung aufweisen [12].
Ultraschall-Velozimeter arbeiten berührungslos und nicht-invasiv, bieten aber nur eine geringe Ortsauflösung und eine mäßige Genauigkeit der Geschwindigkeit von ca. 0,2%-2% [3].
Aus diesen Gründen werden heutzutage laseroptische Meßverfahren bevorzugt, die ebenfalls nicht-invasiv sind, aber aufgrund der kürzeren Wellenlänge eine deutlich höhere Ortsauflösung besitzen. Da Fluide i.A. homogen sind, führt man der Strömung in definierter Weise kleine Teilchen zu („seeding“), deren Streulicht die Meßinformation liefert. Eine detaillierte Übersicht zu laseroptischen Meßmethoden findet sich in z.B. [2,3].
Als ein etabliertes Ganzfeld-Meßverfahren ist zunächst die Particle-Image-Velocimetry (PIV)-Technik zu nennen, die mit zwei intensiven Laserpulsen in einem definierten Zeitabstand das Strömungsfeld beleuchtet und als Kamerabilder aufzeichnet. Durch eine Korrelation der beiden Bilder kann auf die Geschwindigkeitsverteilung geschlossen werden. Die erreich-

bare Ortsauflösung hängt von vielen Faktoren ab, u.a. der Dichte der Seeding-Teilchen, der Größe des Auswertefensters bei der Korrelation oder dem Abbildungsmaßstab der Optik. Meinhart et al. [13] haben ein PIV-System mit einer Ortsauflösung von wenigen Mikrometern entwickelt („µ-PIV"). Mit Seeding-Teilchen von 200 nm Durchmesser wurden Geschwindigkeitsmessungen in einer lediglich 20 µm breiten Grenzschicht durchgeführt. Die Technik ist jedoch durch das Abbesche Beugungslimit auf eine Ortsauflösung im Mikrometerbereich beschränkt, was mit der Verwendung von hochaperturigen Abbildungsobjektiven und geringen Arbeitsabständen verbunden ist. Ferner verhindert die relativ hohe Auslesezeit der verwendeten CCD-Kameras eine hohe Zeitauflösung.
Ein auf dem Doppler-Effekt basierendes, etabliertes Meßverfahren ist die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) [2,4,5], die sich durch eine hohe Orts- und Zeitauflösung auszeichnet. Hier wird die Mie-Streuung an einem System aus nahezu parallelen Interferenzstreifen genutzt, das sich im Schnittvolumen zweier sich kreuzender, kohärenter Laserstrahlen ausbildet. Die Geschwindigkeit ergibt sich aus dem Produkt des Interferenzstreifenabstandes und der aus dem Streulichtsignal ermittelten Dopplerfrequenz. Ein LDA ist ein quasi-puntkförmiger Sensor, der für die Vermessung eines kompletten Geschwindigkeitsfeldes mechanisch traversiert werden muß. Die Ortsauflösung wird durch die Größe des Meßvolumens, d.h. des Schnittvolumens der Laserstrahlen, bestimmt, die üblicherweise in der Größenordnung von $0{,}1 \cdot 0{,}1 \cdot 1$ mm^3 liegt. Diese ist ausreichend für viele Anwendungen, jedoch werden für die Vermessung von schmalen Grenzschichten insbesondere für die Mikro- und Nanofluidik und für die Turbulenzforschung deutlich höhere Ortsauflösungen gefordert. Eine Steigerung der Ortsauflösung kann üblicherweise durch folgende Methoden erreicht werden:

- Verringerung des Detektionsvolumens (Modifikation der Empfangsoptik)
- Verkleinerung des Meßvolumens (Modifikation der Sendeoptik)

Im ersten Fall werden meistens eine konfokale Abbildungen und Lochblenden vor dem Detektor verwendet [14], die den Detektionsbereich einschränken und so die Ortsauflösung verbessern. Diese Methode schneidet jedoch Teile des Signals weg, so daß z.B. weniger Signalperioden für die Frequenzmessung zur Verfügung stehen, was auf Kosten der Meßunsicherheit der Geschwindigkeit geht.
Der zweite Fall kann durch die Verwendung einer kurzbrennweitigen Linse zur Strahlfokussierung realisiert werden [15,16]. Dieses führt einerseits zu einer Vergrößerung des Schnittwinkels und zu einer Reduzierung des Strahldurchmessers, so daß insgesamt die Meßvolumengröße reduziert wird. Andererseits wird die Anzahl der Interferenzstreifen reduziert und die von der Wellenfrontkrümmung des verwendeten Gaußschen Strahls verursachte Variation des Streifenabstandes erhöht, was zu einer größeren Meßunsicherheit der Geschwindigkeit führt. Es kann in der Tat gezeigt werden, daß eine Komplementarität besteht zwischen hoher Ortsauflösung einerseits und geringem Meßfehler der Geschwindigkeit andererseits (siehe dazu Kap. 3). Grund dafür sind Beugungseffekte wie das Abbe-Limit.

Dieser Sachverhalt bildet die Motivation für die vorliegende Arbeit. Ein LDA entspricht in seinem Aufbau einem Mach-Zehnder-Interferometer (MZI), das durch Strahlteilung, Führung der beiden Teilstrahlen auf unterschiedlichen optischen Wegen und anschließender Strahlvereinigung charakterisiert ist. Das Ziel dieser Arbeit liegt in der Untersuchung der Einflüsse von

Wellenfrontkrümmung sowie zeitlicher und örtlicher Kohärenz auf das Interferenzstreifensystem eines Mach-Zehnder-Interferometers. Aus den daraus gewonnenen Erkenntnissen werden neuartige Prinzipien für Laser-Doppler-Sensoren abgeleitet, charakterisiert und eingesetzt, die sich durch eine hohe Ortsauflösung im Submikrometerbereich bei gleichzeitig geringer Meßunsicherheit der Geschwindigkeit auszeichnen.
Es wird ein Laser-Doppler-Sensor vorgestellt, der auf der Verwendung von Hochleistungs-Laserdioden und Multimode-Fasern basiert. Dazu wird die aus einer Multimode-Faser emittierte Strahlung hinsichtlich der örtlichen Kohärenz und des störenden Speckle-Musters untersucht. Es wird gezeigt, wie der Speckle-Effekt wirkungsvoll unterdrückt werden kann und wie sich mit Multimode-Strahlung ein hochauflösender und präziser Laser-Doppler-Sensor realisieren läßt.
Weiterhin werden zwei Sensoren basierend auf einer Zweiwellenlängen-Technik vorgestellt, deren Ortsauflösungen das Abbe-Limit unterschreiten. Diese Verfahren ermöglichen eine Positionsbestimmung *innerhalb* des LDV-Meßvolumens, so daß Ortsauflösungen im Submikrometerbereich erreicht werden.
Sie weisen damit einen deutlichen Fortschritt gegenüber konventionellen LDA-Sensoren auf und bieten das Potential für vielfältige Anwendungen in der Mikro- und Nanofluidik.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

- In **Kapitel 2** werden kurz die Grundlagen der Laser-Doppler-Anemometrie behandelt. Die Beschreibung des Doppler-Effektes erfolgt sowohl über die Frequenzverschiebung und optischen Überlagerungsempfang als auch alternativ durch das Interferenzstreifenmodell. Das LDA wird hier noch mit idealisierten Eigenschaften behandelt und seine Analogie zum Mach-Zehnder-Interferometer aufgezeigt.
- In **Kapitel 3** werden die Idealisierungen aufgehoben. Es wird gezeigt, wie Wellenfrontkrümmung und Kohärenz das Interferenzstreifensystem eines Mach-Zehnder-Interferometers beeinflussen.
- **Kapitel 4** beschreibt die Entwicklung neuartiger Laser-Doppler-Sensoren mit hoher Ortsauflösung, deren Prinzipien auf den in Kap. 3 gewonnenen Erkenntnissen beruhen. Dieses Kapitel bildet den Hauptteil der vorliegenden Arbeit.
- In **Kapitel 5** werden kurz experimentelle Methoden zur Charakterisierung des Interferenzstreifensystems behandelt.
- **Kapitel 6** beschreibt den Einsatz neuartiger Laserquellen für die LDA-Technik. Es wird ein Überblick über die Anforderungen von Lichtquellen für die Meßtechnik gegeben. Als neue Lichtquellen werden Scheibenlaser, Faserlaser sowie Breitstreifen-Laserdioden vorgestellt.
- **Kapitel 7** beschreibt die Anwendung der entwickelten Sensoren für hochauflösende Strömungsgeschwindigkeitsmessungen. Dazu werden zunächst die Grundgleichungen der Strömungsmechanik rekapituliert und Rohrströmungen und wandnahe Grenzschichtströmungen diskutiert. Es werden Messungen an Grenzschichtströmungen vorgestellt und deren Übereinstimmung mit der Theorie gezeigt.
- **Kapitel 8** faßt die Ergebnisse zusammen.

2. KAPITEL. GRUNDLAGEN DER LASER-DOPPLER-TECHNIK

Dieses Kapitel behandelt die theoretischen Beschreibungen der Laser-Doppler-Technik in idealisierter Form. Es wird kurz auf die Referenz- und die Differenz-LDA Anordnung eingegangen und gezeigt, wie sich die Doppler-Frequenzverschiebung als elektrisches Schwebungssignal von zwei Lichtstrahlen erhalten läßt. Ferner wird eine alternative Beschreibung eingeführt, die auf der Entstehung der Dopplerfrequenz aus der Streuung an einem Interferenzstreifensystem basiert. Diese Beschreibung wird dann konsequent für die restliche Arbeit benutzt.

2.1) Die Laser-Doppler-Technik

2.1.1) Der Doppler-Effekt

Die in dieser Arbeit entwickelten Sensoren zur Geschwindigkeitsmessung basieren auf dem Doppler-Effekt, der von Johann Christian Doppler (1803-1853) im Jahre 1842 formuliert wurde [17]. Er beschreibt allgemein die Änderung der von einem Empfänger registrierten Schwingungsfrequenz durch eine Relativbewegung zwischen einem Sender und einem Empfänger.

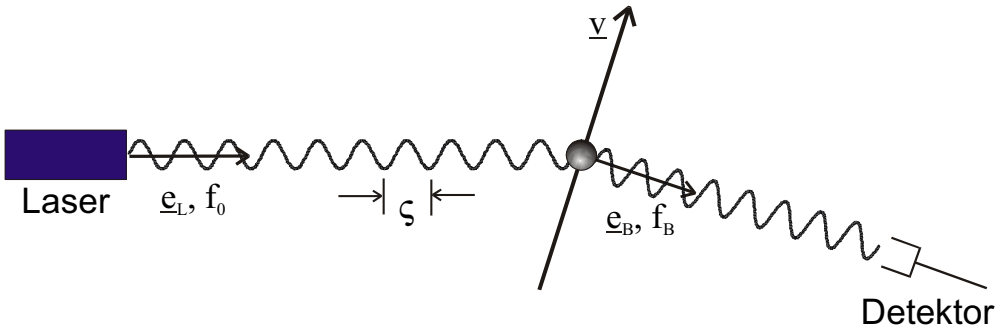


Abb. (2.1): Frequenzverschiebung des an einem bewegten Teilchen gestreuten Laserlichtes: Doppler-Effekt.

Die Bestimmung der Geschwindigkeit von Strömungen geschieht bei der Laser-Doppler-Technik indirekt durch Inhomogenitäten innerhalb der Strömung, die als Streuzentren fungieren und deren Streulicht die eigentliche Meßinformation enthält. Streupartikel („tracer particles“, „tracers“, „seeding“) werden meist künstlich in definierter Form der Strömung zugeführt, wobei allerdings sicher gestellt werden muß, daß sich die Streuteilchen schlupffrei bezüglich der Strömung bewegen. Dieses ist bei kleinen Tracerteilchen mit Durchmessern im Mikrometerbereich bei nicht zu stark turbulenten Strömungen gewährleistet. Der Doppler-Effekt tritt bei der Streuung zweifach auf: Zum einen „sieht“ das sich mit der Geschwindigkeit $\underline{v}$ bewegende Streuteilchen das dopplerverschobene Laserlicht der Frequenz f_0, zum anderen bewegt sich das Streuzentrum ebenfalls relativ zum Beobachter. Für nicht-relativistische

Teilchenbewegungen, d.h. für Geschwindigkeiten, die geringer als die Lichtgeschwindigkeit c sind ($|\underline{v}|<<c$), ergibt sich für die Frequenz f_B des von einem Beobachter registrierten Streulichtes [4,5]:

$$f_B \approx f_0 + f_0 \frac{\underline{v} \cdot (\underline{e}_L - \underline{e}_B)}{c} \approx f_0 + \frac{\underline{v} \cdot (\underline{e}_L - \underline{e}_B)}{\lambda} \tag{2.1}$$

Dabei kennzeichnen $\underline{e}_L$ und $\underline{e}_B$ Einheitsvektoren, die die Richtung des Laserstrahls und die Richtung vom Streuteilchen zum Beobachter vorgeben, sowie $\lambda = c/f_0$ die Laserwellenlänge. Eine Doppler-Frequenzverschiebung tritt offenbar immer dann auf, wenn sich die Richtung, unter der das Streulicht beobachtet wird, von der des einfallenden Laserstrahls unterscheidet. Bei typischen Anwendungen der Strömungsmeßtechnik treten je nach Geschwindigkeit Doppler-Frequenzverschiebungen bis zu einigen 100 MHz auf, die jedoch vernachläßigbar klein gegenüber der eigentlichen Lichtfrequenz von etwa f_0= 455 THz (für rotes Licht) sind. Eine direkte Detektion über dispersive Elemente wie z.B. Prismen oder Gitter, ist daher wegen deren begrenzter Auflösung unmöglich. Für technische Anwendungen wird der Überlagerungsempfang (Heterodyn-Empfang) genutzt, bei dem das Doppler-frequenzverschobene Streulicht mit einem kohärenten Laserstrahl vergleichbarer Frequenz überlagert wird. Die entstehende Schwebungsfrequenz wird damit der Messung zugänglich. Auf den optischen Überlagerungsempfang wird in Abschnitt 2.1.2) näher eingegangen. Für dieses Verfahren sind zwei Konfigurationen einsetzbar:

a) Die Referenzstrahl-Technik

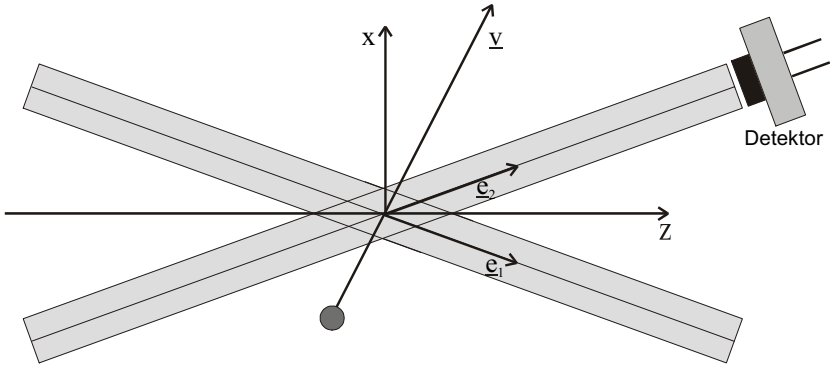


Abb. (2.2): Laser-Doppler-Velozimeter in Referenzstrahl-Anordnung

Bei der Referenz-Doppler-Technik wird das Doppler-frequenzverschobene Streulicht mit dem nicht-frequenzverschobenen Laserlicht überlagert. In der in Abb. (2.2) dargestellten Anordnung registriert der Detektor einerseits das dopplerverschobene Streulicht vom Strahl $\underline{e}_1$, andererseits das direkte Laserlicht vom Strahl $\underline{e}_2$, das wegen der Parallelität von Beobachtungs- und Einstrahlrichtung nicht dopplerverschoben ist. Auf den Detektor treffen also folgende zwei Frequenzen:

$$f_1 = f_0 + \frac{\underline{v}\cdot(\underline{e}_1 - \underline{e}_B)}{\lambda} \quad , \quad f_2 = f_0 + \frac{\underline{v}\cdot(\underline{e}_2 - \underline{e}_B)}{\lambda} = f_0 \tag{2.2}$$

Gemessen wird dann die Schwebungsfrequenz f_1-f_0 der beiden Anteile, die im folgenden als Doppler-Frequenz f_D bezeichnet wird:

$$f_D = f_1 - f_0 = \frac{\underline{v}\cdot(\underline{e}_1 - \underline{e}_B)}{\lambda} \tag{2.3}$$

Die Referenzstrahl-Technik leidet jedoch an zwei entscheidenden Nachteilen:

- Die Dopplerfrequenz ist von der Position des Detektors abhängig. Eine fehlerhafte Bestimmung des Detektorwinkels resultiert in einem systematischen Meßfehler. Weiterhin tritt eine Verbreiterung der Dopplerfrequenz auf, wenn zur Erhöhung der Streulichtleistung über einen großen Winkelbereich (numerische Apertur) das Streulicht gesammelt wird.
- Die Intensität des Streulichtes ist i. A. deutlich geringer als die des Referenzstrahls. Durch Teilchen unterschiedlicher Größe ist die Streulichtintensität auch starken Schwankungen unterworfen, so daß sich fast nie eine gleiche Intensität der sich überlagernden Strahlen einstellen läßt. Damit erhält man nur Streulichtsignale mit einem hohen Gleichanteil, was die Auswertung erschwert, siehe auch Abschnitt 2.1.2).

Die genannten Nachteile führen dazu, daß die Referenzstrahl-Technik nur selten Verwendung findet. Viel häufiger wird dagegen folgende Methode genutzt, die auch in kommerziellen Geräten zum Einsatz kommt:

b) Die Differenzstrahl-Technik

Bei der Differenz-Doppler-Technik bzw. Kreuzstrahl-Technik werden zwei unterschiedlich Doppler-frequenzverschobene Streulichtanteile zur Überlagerung gebracht, wofür zwei Laserstrahlen verwendet werden, die aus zwei unterschiedlichen Richtungen $\underline{e}_1$ und $\underline{e}_2$ auf das Streuteilchen einfallen, siehe Abb. (2.3).

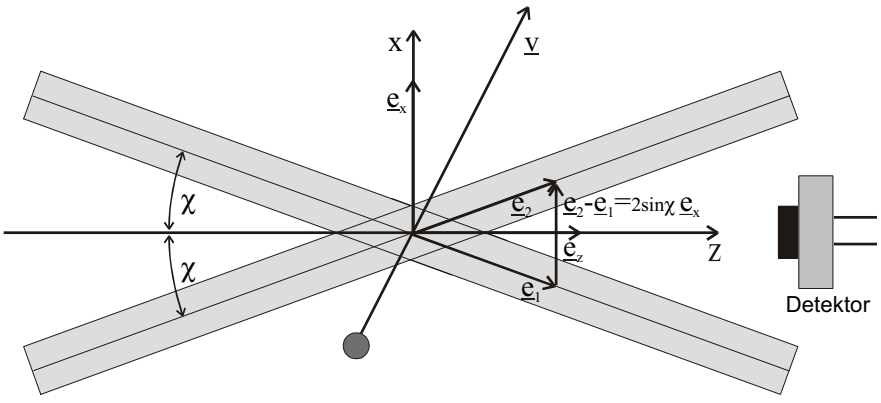


Abb. (2.3): Laser-Doppler-Velozimeter in Differenzstrahl-Anordnung

Ein Beobachter in Richtung $\underline{e}_B$ registriert folglich zwei unterschiedliche Streulichtanteile:

$$f_1 = f_0 \, 2 \, \frac{\underline{v} \cdot (\underline{e}_1 - \underline{e}_B)}{\lambda} \quad , \quad f_2 = f_0 \, 2 \, \frac{\underline{v} \cdot (\underline{e}_2 - \underline{e}_B)}{\lambda} \tag{2.4}$$

Die Dopplerfrequenz f_D ergibt sich dann wieder aus der Schwebungsfrequenz zwischen beiden Frequenzen f_2 und f_1:

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{\underline{v} \cdot (\underline{e}_2 - \underline{e}_1)}{\lambda} \tag{2.5}$$

Drückt man den Differenzvektor $\underline{e}_1$-$\underline{e}_2$ durch den Normalenvektor ihrer Winkelhalbierenden $\underline{e}_x$ und den Winkel χ aus, den die Teilstrahlen mit der Winkelhalbierenden bilden, so läßt sich die Dopplerfrequenz schreiben als:

$$f_D = \frac{2 \sin \chi}{\lambda} \underline{v} \cdot \underline{e}_x \tag{2.6}$$

Die Konfiguration als Differenz-Doppler-Technik besitzt damit folgende Eigenschaften:

- Die Dopplerfrequenz ist unabhängig von der Beobachterposition. Eine Vergrößerung der Empfangsapertur führt nicht zu einer Verbreiterung der Dopplerfrequenz und kann daher für eine Erhöhung der Streulichtintensität genutzt werden.
- Die Streulichtintensitäten der beiden Teilstrahlen sind annähernd gleich groß. Abb. (2.4) zeigt die Streulichtverteilung an einem sphärischen Teilchen. Zwar ist die Streulichtintensität in Rückwärtsstreuung um etwa zwei Größenordnungen geringer als in direkter Vorwärtsstreuung, jedoch sind die in der Laser-Doppler-Anemometrie verwendeten Kreuzungswinkel relativ klein (i. A. 5°-10°), so daß vergleichbare Streulichtintensitäten für beide Teilstrahlen auftreten. Dies begünstigt den Überlagerungsempfang.
- Der Einheitsvektor $\underline{e}_x$ in Gl. (2.6) stellt aufgrund der Eigenschaft des Skalarproduktes $\underline{v} \cdot \underline{e}_x$ einen Empfindlichkeitsvektor dar. Die Anordnung registriert die Projektion des Geschwindigkeitsvektors auf den Einheitsvektor $\underline{e}_x$, d.h. die Normalkomponente zur optischen Achse, die von der Winkelhalbierenden der Teilstrahlen gebildet wird.
- Wie im Fall der Referenzstrahl-Technik kann nur der Absolutbetrag der Frequenzverschiebung und damit der Geschwindigkeit gemessen werden. Eine Richtungssinnerkennung, die zwischen paralleler und antiparalleler Bewegungsrichtung bezüglich $\underline{e}_x$ unterscheidet, ist nicht möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wird eine Methode vorgestellt, die auf der Basis einer Zweiwellenlängentechnik eine rein optische, d.h. passive Richtungssinnerkennung, erlaubt, siehe Abschnitt 4.3.2).
- Durch die direkte Proportionalität zwischen der Dopplerfrequenz und der Partikelgeschwindigkeit wird eine absolute, lineare und in erster Näherung kalibrationsfreie Geschwindigkeitsmessung erhalten. Der Proportionalitätsfaktor hängt nur von sensorintrinsischen Parametern (Kreuzungswinkel und Wellenlänge) ab und hat die Dimension einer reziproken Länge. Schreibt man Gl. (2.6) als $f_D = v/d$, so kann die Modulation des Streulichtsignals durch die Streuung an einer periodischen Intensitätsverteilung mit der Perio-

dizitätskonstanten d=ς/(2sinχ) anschaulich interpretiert werden. Dieses führt auf das Interferenzstreifenmodell, das in Abschnitt 2.2) eingeführt wird.

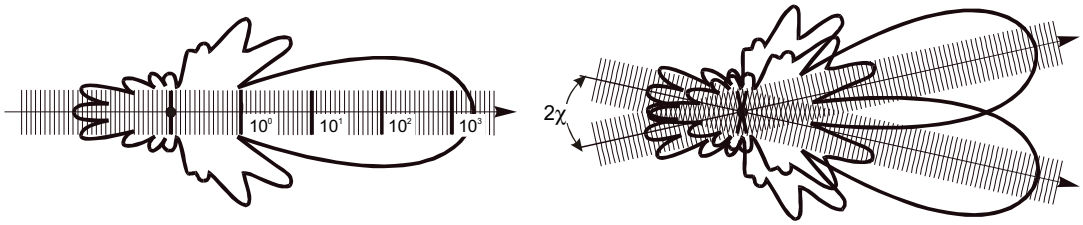


Abb. (2.4): Streulichtintensitätsverteilung für Mie-Streuung. Links für Streuung an einen einzelnen Strahl, rechts für den Fall der Differenz-LDA-Anordnung.

2.1.2) Optischer Überlagerungsempfang

Der optische Überlagerungsempfang ist ein aus der Elektrotechnik bekanntes Verfahren, bei der zwei periodische Signale überlagert werden und anschließend ein nichtlineares Element passieren [4]. Das resultierende "gemischte" Signal enthält dann u.a. die Differenzfrequenz. Im Fall der Überlagerung zweier kohärenter Laserstrahlen addieren sich die einzelnen Feldstärken:

$$\underline{E}_1(t) = \underline{e}_0 E_1 \exp\{i(\omega_1 t + \pi_1)\} \tag{2.7a}$$

$$\underline{E}_2(t) = \underline{e}_0 E_2 \exp\{i(\omega_2 t + \pi_2)\} \tag{2.7b}$$

$$\underline{E}_{ges}(t) = \underline{E}_1(t) + \underline{E}_2(t) \tag{2.7c}$$

Dabei sind ω_1 und ω_2 die Frequenzen und π_1 und π_2 die individuellen Phasenlagen der Wellen, $\underline{e}_0$ der hier zur Vereinfachung als gleich angenommener Polarisationsvektor, sowie E_1 und E_2, die Feldstärkeamplituden. Der Photodetektor stellt dabei das nichtlineare Element dar, da dieser nicht die Feldstärke, sondern die zum Quadrat der Feldstärke proportionale Intensität registriert [5]:

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{1}{2}\kappa_0\kappa_r c\left|\underline{E}_{ges}\right|^2 = \frac{1}{2}\kappa_0\kappa_r c\,(\underline{E}_1 + \underline{E}_2)(\underline{E}_1 + \underline{E}_2)^* = \\ &= \frac{1}{2}\kappa_0\kappa_r c\left\{|\underline{E}_1|^2 + |\underline{E}_2|^2 + \underline{E}_1\,\underline{E}_2^* + \underline{E}_1^*\,\underline{E}_2\right\} \end{aligned} \tag{2.8}$$

Dabei sind c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und κ_0 die absolute und κ_r die relative Dielektrizitätskonstante. Im folgenden wird dafür $\kappa=\kappa_0\kappa_r$ als Abkürzung verwendet. Ausmultiplizieren liefert:

$$I(t) = \frac{1}{2}\kappa c\left\{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos[(\omega_2 - \omega_1)t + \pi_2 - \pi_1]\right\} \tag{2.9}$$

Das Photodetektorsignal enthält also einen Anteil, der mit der Differenzfrequenz (auch Schwebungsfrequenz oder Beatfrequenz genannt) oszilliert. Im Fall der Überlagerung dopplerverschobener Wellen wird diese als die Dopplerfrequenz bezeichnet. Führt man folgende Abkürzungen ein:

$$I_0 := \frac{1}{2}\kappa c(E_1^2 + E_2^2) \quad \text{und} \quad V := \frac{2E_1E_2}{E_1^2 + E_2^2} \tag{2.10a,b}$$

so schreibt sich Gl. (2.9) als:

$$I(t) = I_0\left(1 + V\cos\left((\omega_2 - \omega_1)t + \varphi_2 - \varphi_1\right)\right) \tag{2.11}$$

Der Term V wird als Interferenzkontrast bezeichnet und liegt immer im Intervall [0;1]. Er stellt hier einen Modulationsgrad dar, d.h. das Verhältnis des Wechselanteils zum Gleichanteil. Der Modulationsgrad ist nur für exakt identische Amplituden 1, für unterschiedliche Amplituden ist er entsprechend kleiner. Für präzise Frequenzmessungen mit einem hohen Signal-zu-Rausch-Verhältnis sollten daher die überlagerten Teilstrahlen möglichst gleiche Amplituden aufweisen, damit ein maximaler Modulationsgrad auftritt. Damit ist nachträglich erklärt, warum die Differenz-Doppler-Technik der Referenz-Doppler-Technik vorzuziehen ist.

Dieses Modell der Laser-Doppler-Technik beschreibt jedoch die tatsächlichen Verhältnisse nur unzureichend. Insbesondere sind hierbei physikalische Aspekte der Laserstrahlen, wie Kohärenzgrad und Wellenfrontkrümmung, nicht berücksichtigt. Diese Effekte bestimmen jedoch maßgeblich die Eigenschaften von Laser-Doppler-Velozimetern und bilden die Basis der in dieser Arbeit entwickelten Sensoren.
Im folgenden Abschnitt wird daher das Interferenzstreifenmodell eingeführt, das als alternative Formulierung des bis hierher beschriebenen Doppler-Effektes einschließlich des Überlagerungsempfangs angesehen werden kann. Da dieses Modell zusätzlich die Effekte, die auf physikalischen Eigenschaften der Laserstrahlen wie Kohärenz und Wellenfrontkrümmung beruhen, anschaulich zu erklären vermag, wird im folgenden hauptsächlich das Interferenzstreifenmodell verwendet.

2.2) Das Interferenzstreifenmodell

Das Interferenzstreifenmodell basiert auf der Beschreibung der Intensitätsverteilung im Überschneidungsbereich zweier Laserstrahlen. Dabei wird zunächst zur Vereinfachung von ebenen Wellen mit idealen Kohärenzeigenschaften ausgegangen und deren Interferenz betrachtet. Die durch Wellenfrontkrümmungen und Kohärenzeigenschaften des Laserstrahls hervorgerufenen Effekte werden später separat diskutiert.
Eine ebene Welle kann allgemein durch ihre elektrische Feldstärkeverteilung beschrieben werden:

$$\underline{E}(\underline{r},t) = \underline{e}_0 E_0 \exp\left(i(\omega t - \underline{k}\,\underline{r} + \pi)\right) \tag{2.12}$$

mit $\underline{e}_0$: Polarisationsvektor, E_0: Amplitude des elektrischen Feldes, $\underline{k}$: Wellenvektor mit $k=|\underline{k}|=2\pi/\lambda$, λ: Wellenlänge, $\omega=kc$: Kreisfrequenz und π als Phase bei $t=0$ und $\underline{r}=\underline{0}$. Betrachtet man die im vorigen Abschnitt eingeführte Anordnung der Differenz-Doppler-Technik, so lassen sich die einzelnen LDA-Partialstrahlen formulieren als:

$$\underline{E}_1(\underline{r},t) = \underline{e}_1 E_1 \exp\left(i(\omega t - k(x\sin\chi - z\cos\chi) - \pi_1)\right) \tag{2.13a}$$
$$\underline{E}_2(\underline{r},t) = \underline{e}_2 E_2 \exp\left(i(\omega t - k(-x\sin\chi - z\cos\chi) - \pi_2)\right) \tag{2.13b}$$

Dabei kennzeichnet z die optische Achse, die die Winkelhalbierende der Teilstrahlen bildet. Die Ausdrücke für die Ortsabhängigkeiten erhält man aus einer Koordinatentransformation für eine Drehung um den halben Schnittwinkel χ. Die Verteilung der elektrischen Feldstärke im Überschneidungsbereich der Partialstrahlen ergibt sich aus der Summe der Einzelbeiträge: $\underline{E}_{ges}(\underline{r},t)=\underline{E}_1(\underline{r},t)+\underline{E}_2(\underline{r},t)$. Die Intensitätsverteilung ist dann gegeben durch:

$$I(\underline{r}) = \frac{1}{2}\kappa_0\kappa_r c\left|\underline{E}_{ges}\right|^2 = \frac{1}{2}\kappa_0\kappa_r c\left|\underline{E}_1 + \underline{E}_2\right|^2 \tag{2.14}$$

Einsetzen von (2.13a,b) liefert:

$$I(\underline{r}) = \frac{1}{2}\kappa c\left(E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos(2kx\sin\chi + \pi_1 - \pi_2)\right) \tag{2.15}$$

Sind die individuellen Phasen gleich, etwa wenn beide Teilstrahlen nach Strahlteilung aus einem Ursprungsstrahl gleiche optische Weglängen durchlaufen haben, so ergibt sich:

$$I(\underline{r}) = I_0\left(1 + V\cos(2kx\sin\chi)\right) \tag{2.16}$$

wobei

$$I_0 := \frac{1}{2}\kappa c(E_1^2 + E_2^2) \quad \text{und} \quad V := \frac{2E_1E_2}{E_1^2 + E_2^2} \tag{2.17a,b}$$

als Abkürzungen gesetzt wurden. Der Term V wird als Sichtbarkeit des Interferenzbildes oder als Interferenzkontrast bezeichnet. Die Intensitätsverteilung hat also die Form eines Streifensystems in x-Richtung, d.h. die Streifen verlaufen parallel zur optischen Achse und senkrecht zu der Ebene, die von den Partialstrahlen aufgespannt wird. Anschaulich betrachtet sind die z-Komponenten der beiden Partialstrahlen parallel, d.h. es ergibt sich eine in z-Richtung ausbreitende Welle, während die x-Komponenten gegenläufig sind und damit eine stehende Welle, das Interferenzstreifensystem, erzeugen. Der Abstand der Interferenzstreifen ergibt sich zu:

$$d = \frac{\lambda}{2\sin\chi} \tag{2.18}$$

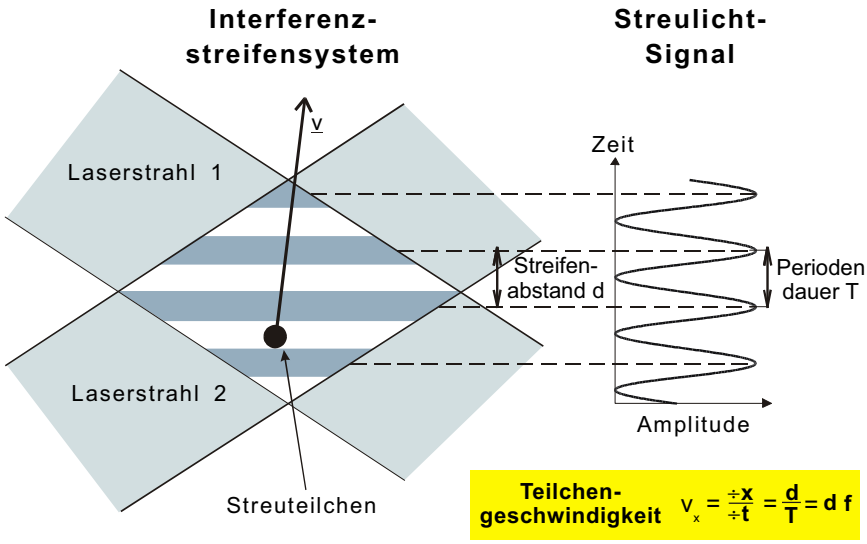


Abb. (2.5): Interferenzstreifensystem im Kreuzungsbereich zweier kohärenter Laserstrahlen und Zeitverlauf der Streulichtintensität eines passierenden Teilchens.

Durchfliegt nun ein Partikel, dessen Durchmesser d_P deutlich kleiner als der Streifenabstand d ist: $d_P << d$, das Streifensystem mit einer Geschwindigkeit v und der Geschwindigkeitskomponente $v_x = \underline{v} \cdot \underline{e}_x$, so streut es an den Streifen konstruktiver Interferenz Licht und "scannt" so die Intensitätsverteilung ab, siehe Abb. (2.5). Ein Detektor, der das Streulicht auffängt, liefert folglich ein sinusförmig moduliertes Signal, dessen Periodendauer durch die Flugzeit zwischen zwei Interferenzstreifen gegeben ist: T=d/v. Die Signalfrequenz f=1/T ist dementsprechend:

$$f = \frac{2\sin\chi}{\lambda} v_x \tag{2.19}$$

Dieser Ausdruck ist identisch zu dem im Abschnitt 2.1.1) hergeleiteten Ausdruck der Dopplerfrequenz f_D, siehe Gl. (2.6). Damit wird deutlich, daß bis zu diesem Punkt die Frequenzverschiebung durch den Doppler-Effekt und das Modell des Interferenzstreifensystems als alternative Beschreibungen desselben physikalischen Effektes zu verstehen sind.

2.3) Aufbau und Eigenschaften von Laser-Doppler-Velozimetern

2.3.1) Das LDA als Mach-Zehnder-Interferometer

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, wie zwei kohärente Teilstrahlen für die Geschwindigkeitsmessung mittels des Doppler-Effektes genutzt werden können. Ein entsprechender Aufbau, der die beiden Strahlen durch Teilung eines kohärenten Laserstrahls und deren anschließender Überlagerung benutzt, wird als Laser-Doppler-Anemometer (LDA) oder -Velozimeter (LDV) bezeichnet. Das LDA-Prinzip wurde bereits 1964, rund vier Jahre nach Erfindung des Lasers, demonstriert [6]. Abb. (2.6) zeigt ein LDA in seiner einfachsten Form. Ein kollimierter Laserstrahl wird durch einen Strahlteiler in zwei kohärente Teilstrahlen auf-

geteilt. Dazu wird meist ein spezielles Prisma verwendet, aus dem zwei parallele Teilstrahlen austreten und das hinsichtlich der optischen Weglängen im Prisma abgeglichen ist. Die Teilstrahlen passieren eine gemeinsame Linse, die diese zur Überschneidung bringen und so das Meßvolumen des LDA erzeugen, welches durch das Schnittvolumen der Teilstrahlen definiert ist.

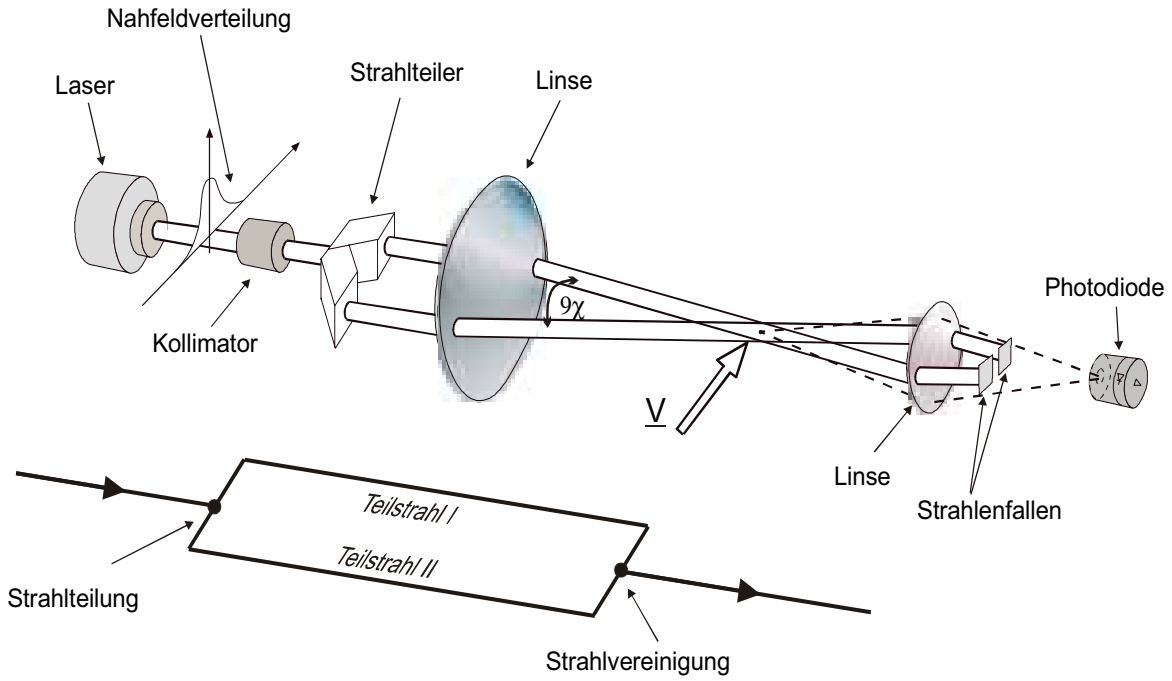


Abb. (2.6): Schematischer Aufbau eines LDAs [2] und seine Analogie zum Mach-Zehnder-Interferometer.

Durchfliegen kleine Partikel das Interferenzgebiet, so streuen sie an den Flächen konstruktiver Interferenz Licht. Das Streulicht wird über einen Photodetektor aufgenommen, wobei meist zusätzlich eine Linse zur Vergrößerung der numerischen Apertur und damit zur Erhöhung der registrierten Streulichtleistung verwendet wird. Das photoelektrische Signal ist mit der Dopplerfrequenz moduliert und weist eine gaußförmige Einhüllende auf, die von der gaußförmigen Intensitätsverteilung des Laserstrahls herrührt, siehe dazu das nächste Kapitel. Aufgrund dieser Pulsform werden die Laser-Doppler-Signale meist als „Burstsignale“ oder kurz als „Bursts“ bezeichnet. In Abb. (2.7) sind Burstsignale aus verschieden Bereichen des Meßvolumens dargestellt.
Die Geschwindigkeit eines das Meßvolumen durchquerenden Partikels ergibt sich dann direkt aus der gemessenen Dopplerfrequenz f und dem Interferenzstreifenabstand d gemäß Gl. (2.19):

$$v = f \cdot d \tag{2.20}$$

Bei einem LDA handelt es sich folglich um einen absolutmessenden und im Prinzip kalibrationsfreien Geschwindigkeitssensor. Für die Bestimmung der Dopplerfrequenz aus dem Burst-

Burstsignal stehen eine Reihe von Frequenzschätzern zur Verfügung [2], die sich prinzipiell in Zeitbereichs- und Frequenzbereichsauswertung einteilen lassen. Als eine häufige Zeitbereichsauswertung wird der Nullstellen-Zähler (Counter) eingesetzt, der anhand der Nulldurchgänge des Burstsignals die Periodendauer T und damit die Dopplerfrequenz bestimmt. Das Verfahren arbeitet schnell und robust, versagt jedoch bei zu geringem Signal-zu-Rauschabstand (SNR). Eine Frequenzbereichsauswertung wird mittels der Fourier-Transformation erhalten, die mit optimierten und schnellen Algorithmen als FFT („Fast-Fourier-Transformation“) zum Einsatz kommt. Die Identifikation des Doppler-Peaks auf der Frequenzskala führt direkt auf die Doppler-Frequenz. Die FFT arbeitet auch bei geringem SNR schnell und robust und ist vermutlich der am häufigsten eingesetzte Frequenzschätzer. Begrenzungen entstehen, wenn im Signal nur wenige Perioden vorhanden sind.

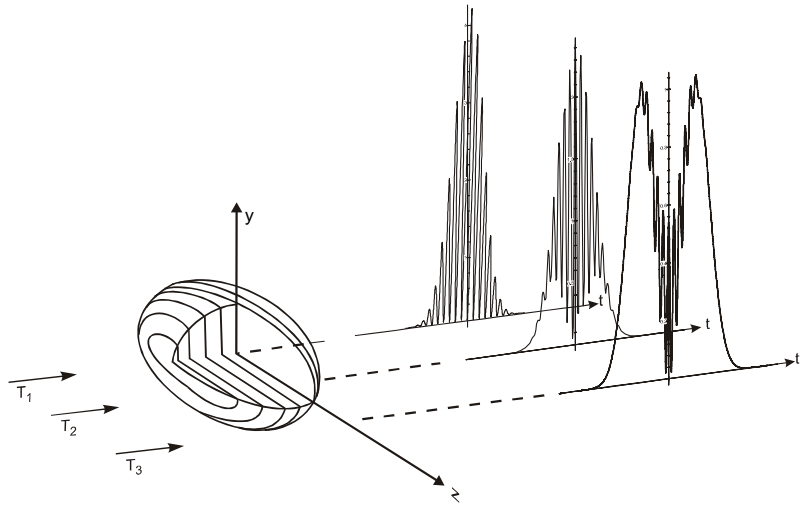


Abb.(2.7): Streulichtsignale bei verschiedenen Trajektorien T_1, T_2, T_3 durch das Interferenzstreifensystem [2].

Die Meßunsicherheit der Geschwindigkeit ergibt sich aus Gl. (2.20) gemäß dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung:

$$\frac{\text{qv}}{\text{v}} \mid \quad \left|\frac{\div f}{f}\right| 2 \left|\frac{\div d}{d}\right| \tag{2.21}$$

Der relative Meßfehler der Dopplerfrequenz hängt im wesentlichen von der Anzahl der Signalperioden im Burstsignal, d.h. von der Anzahl der Interferenzstreifen im Meßvolumen, und der Signalverarbeitung ab. Für Standardsysteme liegt die erreichbare Genauigkeit im Bereich $\div$f/f– $10^{-3}..10^{-4}$. Wesentlich schwerer wiegt dagegen der zweite Anteil, der von der Variation des Interferenzstreifenabstandes im Meßvolumen herrührt. Dieses ist auf die Wellenfrontkrümmung der Laserstrahlen zurückzuführen und wird im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert. Für Standardsysteme liegt dieser Anteil im Bereich $\div$d/d– $10^{-2}..10^{-3}$. Da die normierte Standardabweichung der Geschwindigkeit den Turbulenzgrad (oder Turbulenzintensität) einer Strömung angibt, wird dieser Effekt als „virtuelle Turbulenz“ bezeichnet. Er limitiert den minimal meßbaren Turbulenzgrad [1].

Ein LDA entspricht damit in seinem Aufbau einem Mach-Zehnder-Interferometer (MZI), das durch Strahlteilung, Propagation der beiden Teilstrahlen auf unterschiedlichen optischen Wegen und anschließender Strahlvereinigung charakterisiert ist, siehe Abb. (2.6). Hier wird deutlich, daß die Eigenschaften eines LDA´s maßgeblich durch Eigenschaften der Laserstrahlung wie Kohärenz und Wellenfrontkrümmung bestimmt werden. Deren Einflüsse bzw. die gezielte Nutzung der darauf basierenden Effekte sind Gegenstand dieser Arbeit.

2.3.2) Achromatisches LDA für die Mehrwellenlängennutzung

Wie bereits gezeigt, hängt der Interferenzstreifenabstand von der verwendeten Laserwellenlänge ab. Dieses ist nachteilig, wenn breitbandige Laser wie z.B. Faserlaser, oder Laserdioden, bei denen Modensprünge auftreten können, eingesetzt werden sollen, da in diesen Fällen der Interferenzkontrast im Meßvolumen reduziert werden kann. Einige der in dieser Arbeit vorgestellten Sensoren benutzen eine Zweiwellenlängentechnik, um zusätzliche Meßinformation zu bekommen (z.B. Ort, Richtungssinn). Insbesondere für diese Prinzipien ist ein LDA-Aufbau erforderlich, dessen Interferenzstreifenabstand unabhängig von der Wellenlänge ist. Als freier Parameter steht hier der Kreuzungswinkel der Teilstrahlen zur Verfügung. Um einen gleichen Interferenzstreifenabstand zu erzeugen, müssen die Kreuzungswinkel zweier verschiedener Wellenlängen die folgende Verhältnisgleichung erfüllen:

$$\frac{\varsigma_1}{\sin\chi_1} \quad | \quad \frac{\varsigma_2}{\sin\chi_2} \tag{2.22}$$

Eine solche Eigenschaft, die einen Winkel linear mit der Wellenlänge verknüpft, ist bei einem Beugungsgitter gegeben. Die Beugungswinkel sind dabei gegeben durch:

$$\sin Z_m \; 4 \sin Z_i \quad | \quad m \; \frac{\varsigma}{g} \tag{2.23}$$

wobei m die Beugungsordnung, g die Gitterkonstante, Z_i den Inzidenzwinkel und Z_m den Beugungswinkel der m-ten Ordnung kennzeichnet. In den entwickelten Sensoren werden die m= +1. und m= –1. Beugungsordnung als die LDA-Teilstrahlen genutzt, da dadurch einerseits ein symmetrischer Strahlverlauf im optischen System vorliegt und so die optischen Weglängen abgeglichen sind, anderseits sich damit eine hohe Beugungseffizienz (von ca. 80% bei einem Phasen-Transmissionsgitter mit rechteckförmiger Struktur) erreichen läßt. Die auseinanderlaufenden Beugungsordnungen müssen durch eine Optik wieder zur Überschneidung gebracht werden. Der Kreuzungswinkel wird dann durch den Beugungswinkel Z und den Abbildungsmaßstab η bestimmt, wobei dieser durch den Abbeschen Sinussatz gegeben ist:

$$\eta \; | \; \frac{\sin Z}{\sin\chi} \tag{2.24}$$

Setzt man nun Gl. (2.23) für senkrechte Inzidenz $Z_i=0$ und Gl. (2.24) in die Gleichung (2.18) für den Streifenabstand ein, so ergibt sich:

$$d = \frac{\varsigma}{2\sin\chi} = \eta \frac{g}{2} \tag{2.25}$$

Da sich die Winkelabhängigkeiten des Interferenzstreifensystems und des Beugungsgitters kompensieren, ist der Streifenabstand in erster Näherung unabhängig von der Wellenlänge (in Abschnitt 4.3.1) a) wird dieser Punkt noch detaillierter behandelt). Ein solcher Aufbau wird daher als *achromatisch* bezeichnet. Das Interferenzstreifensystem kann anschaulich als Abbildung des Beugungsgitters betrachtet werden (bis auf den Faktor ½, der von der Ausblendung der nullten Beugungsordnung herrührt). Damit lassen sich breitbandige Lichtquellen und Mehrwellenlängentechniken einsetzen.
Ein Beugungsgitter hat weiterhin den Vorteil, daß das Intensitätsverhältnis der gebeugten Teilstrahlen unabhängig von der Polarisation ist, was bei Prismenstrahlteilern üblicherweise nicht der Fall ist. Auf eine definierte Ausrichtung des Lasers bezüglich der Polarisation oder die Verwendung von Halbwellenplatten zur Polarisationsdrehung kann daher verzichtet werden. Ferner bilden die +1. und die –1. Beugungsordnung denselben Winkel mit der optischen Achse, so daß bei der weiteren Abbildung durch ein optisches System stets gleiche optische Wege auftreten. Weglängenunterschiede, die bei kleinen Kohärenzlängen den Interferenzkontrast mindern können, sind daher vernachlässigbar.

Bei der optischen Abbildung ist zu beachten, wie sich die Strahltaille des Gaußschen Laserstrahls relativ zum Kreuzungspunkt der Teilstrahlen durch das optische System transformiert. Der Kreuzungspunkt ist dabei die Abbildung des Quellpunktes der Beugungsordnungen auf dem Beugungsgitter und es gilt hier die klassische Abbildungsgleichung für eine Einzellinse:

$$\frac{1}{b} = \frac{1}{f} 4 \frac{1}{g} \tag{2.26a}$$

Dabei bedeuten f: die Linsenbrennweite, b: die Gegenstandsweite (=Abstand Beugungsgitter – Linse) und b: Bildweite (Abstand Linse – Kreuzungspunkt). Gibt man die Abstände nicht relativ zur Linse, sondern relativ zu deren Brennebenen an, z_g=g-f, z_b=b-f, so schreibt sich die Linsengleichung wie folgt:

$$z_b = \frac{f^2}{z_g} \tag{2.26b}$$

Für die Abbildung der Strahltaille eines Gaußschen Strahls gelten hingegen folgende Gleichungen:

$$z\Re = \frac{z_w f^2}{z_w^2 2 z_R^2} \tag{2.27a}$$

$$w_0' = \frac{w_0 f}{\sqrt{z_w^2 + z_R^2}} \tag{2.27b}$$

mit z_w und z_w' als Positionen der Strahltaille und w_0 und w_0' als Strahltaillenradien vor und hinter der Linse. Der zusätzliche Term $z_R = \pi w_0^2/\lambda$ ist eine für den Gaußschen Strahl charakteristische Größe, die aus der Selbstbeugung resultiert und im wesentlichen die Divergenz des Strahls beschreibt. Vergleicht man Gl. (2.26b) mit Gl. (2.27a) so stellt man fest, daß, da z_R immer einen endlichen und von Null verschiedenen Wert besitzt, der Kreuzungspunkt und die Strahltaille unterschiedlich transformiert werden. Fielen vor der Abbildung Kreuzungspunkt und Strahltaille zusammen, so sind diese hinter der Optik getrennt und es tritt, wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, eine nachteilige Verzerrung des Interferenzstreifensystems auf. Eine Einzellinse ist offensichtlich für die Abbildung ungeeignet. Für die in dieser Arbeit entwickelten LDA-Sensoren werden stattdessen Kepler-Teleskope verwendet. Ein solches System besteht aus zwei konvexen Linsen mit Brennweiten f_1 und f_2, deren Abstand gleich der Summe der Brennweiten ist. Aus Gl. (2.28) wird ersichtlich, daß die Strahltaille sich zunächst in die gemeinsame Brennebene zwischen den Linsen und danach in die Brennebene der zweiten Linse transformiert, in der sich auch die Teilstrahlen kreuzen. (Anmerkung: Zwischen den Linsen des Kepler-Teleskops tritt der Unterschied zwischen geometrischer Optik und Gaußscher Strahlenoptik besonders deutlich zutage: Während die einzelnen Teilstrahlen parallel verlaufen, tritt in jedem einzelnen Strahl in der gemeinsamen Brennebene eine Strahltaille auf, d.h. der Strahl ist zunächst konvergent und nach der wellenbedingten Selbstbeugung divergent.) Das Kepler-Teleskop bildet also Strahltaille und Kreuzungspunkt in demselben Punkt ab, wenn diese auch vor der Abbildung zusammen gelegen haben und vermeidet folglich den unerwünschten Versatz. Der Abbildungsmaßstab des Kepler-Teleskops ist gegeben durch das Verhältnis der Linsenbrennweiten:

$$\eta = \frac{f_2}{f_1} \tag{2.28}$$

Dieser Abbildungsmaßstab gilt auch für den Strahltaillenradius des Gaußschen Strahls, wovon man sich leicht überzeugen kann, indem man Gl. (2.27b) mit $z_w=0$ zweimal anwendet. Die Strahltaille wird wie nach den Gesetzen der geometrischen Optik abgebildet.
Das Kepler-Teleskop besitzt also die physikalisch interessante Eigenschaft, daß sich ein Gaußscher Strahl hinsichtlich Größe und Lage wie ein klassisch-geometrisches Objekt abbildet. Während bei einer Einzellinsenabbildung die Größen z_w' und w_0' über die Rayleigh-Länge z_R vom bildseitigen Strahltaillenradius und der Wellenlänge abhängen, ist dieses bei einem Kepler-Teleskop (mit ideal achromatischen Linsen) nicht der Fall. Das Kepler-Teleskop ist folglich in dieser Hinsicht achromatisch.

Abb. (2.8) zeigt den für die in dieser Arbeit entwickelten Sensoren zugrunde liegenden achromatischen Aufbau, bestehend aus einem ersten Kepler-Teleskop, einem Beugungsgitter als Strahlteiler und einem zweiten Kepler-Teleskop. Der Arbeitsabstand des Sensors, definiert als Abstand zwischen Meßvolumen und Sensor, wird im wesentlichen durch die Brennweite der zweiten Linse des zweiten Kepler-Teleskops, bestimmt.

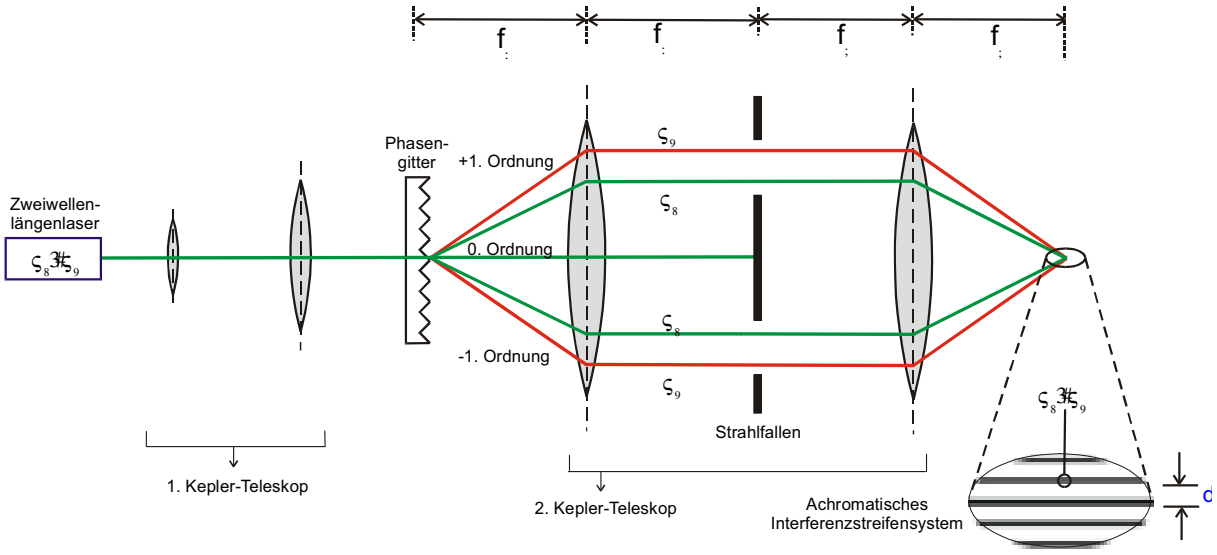


Abb. (2.8): Achromatisches LDA für die Mehrwellenlängennutzung unter Einsatz eines Beugungsgitters zur Strahlteilung und eines Kepler-Teleskops zur Abbildung.

3. KAPITEL. EINFLUß VON WELLENFRONTKRÜMMUNG UND KOHÄRENZ AUF DAS INTERFERENZSTREIFENSYSTEM EINES MACH-ZEHNDER-INTERFEROMETERS

In den bisherigen Betrachtungen wurde das Laser-Doppler-Velozimeter als ein Mach-Zehnder-Interferometer (MZI) mit ideal kohärenten und unendlich ausgedehnten Lichtstrahlen mit ebenen Wellenfronten eingeführt. In diesem Abschnitt sollen nun die Idealisierungen fallengelassen und ein detaillierterer Blick auf den Einfluß von Wellenfrontkrümmung und Kohärenzeigenschaften auf das Interferenzstreifensystem geworfen werden. Dazu werden zunächst die Eigenschaften des Gaußschen Strahls und daraus folgend deren Einflüsse auf Größe und Form des Interferenzstreifensystems diskutiert. Es werden kurz die Eigenschaften multimodiger Laserstrahlung, insbesondere aus Wellenleitern, dargestellt, deren Eignung für die LDV-Technik in dieser Arbeit untersucht wurde. Die letzten beiden Abschnitte dieses Kapitels beschreiben die Auswirkungen von zeitlich und örtlich partiell kohärenter Strahlung auf ein MZI.

3.1) Eigenschaften des Gaußschen Strahls

Zur vollständigen Beschreibung des aus einem Laser emittierten Strahlungsfelds muß auf die Maxwell-Gleichungen zurückgegriffen werden, aus denen sich die allgemeinen Wellengleichungen für das elektrische Feld $\underline{E}(\underline{r},t)$ und das magnetische Feld $\underline{H}(\underline{r},t)$ herleiten lassen. Für viele Fälle genügt es, anstatt des Vektorfeldes $\underline{E}(\underline{r},t)$ das skalare Feld $E(\underline{r},t)$ zu betrachten. Die Wellengleichung für das elektrische Feld ist durch folgende lineare Differentialgleichung gegeben:

$$\underline{\nabla}^2 E(\underline{r},t) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E(\underline{r},t)}{\partial t^2} = 0 \qquad (3.1)$$

mit $\underline{\nabla} = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)^T$: Nabla-Operator, $\underline{r} = (x,y,z)^T$: Ortsvektor und c: Vakuum-Lichtgeschwindigkeit. Wendet man den Ansatz: $E(\underline{r},t)=E(\underline{r})\exp\{i\omega t\}$ auf die Wellengleichung an, so führt dieses auf eine neue Differentialgleichung, die sog. Helmholtz-Gleichung:

$$\left(\underline{\nabla}^2 + k^2\right) E(\underline{r}) = 0 \qquad (3.2)$$

Dabei wurde $k = |\underline{k}| = 2\pi/\lambda$ als Betrag des Wellenvektors eingeführt. Die Differentialgleichung läßt sich weiter vereinfachen, indem nur Strahlen betrachtet werden, deren Wellenfrontnormalen nur kleine Winkel mit der optischen Achse einschließen, was auf die sog. paraxiale Helmholtz-Gleichung führt [18]. Als fundamentale Lösung dieser Gleichungen erhält man den transversalen TEM_{00}-Grundmode, der auch als „Gaußscher Strahl“ bezeichnet wird. Er wird von der Großzahl kommerziell verfügbarer Laser emittiert und daher hauptsächlich in der

LDV-Technik verwendet. Der Gaußsche Strahl kann durch den Betrag seiner elektr. Feldstärkeverteilung bei Propagation in z-Richtung folgendermaßen dargestellt werden [18]:

$$E(\underline{r}) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \right] \exp\left[-i\left(kz - \arctan\frac{z}{z_R} + \frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)} \right) \right] \qquad (3.3)$$

mit E_0: Amplitude der elektr. Feldstärke. Ferner ist:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \qquad (3.4)$$

die Radiusfunktion entlang der optischen Achse („Kaustik“ des Laserstrahls), mit w_0: Strahltaillenradius. Die Größe

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \qquad (3.5)$$

heißt „Rayleigh-Länge“ und ist eine charakteristische Größe für die Divergenz des Strahls bzw. für die Schärfentiefe der Strahltaille. Im Bereich der Rayleigh-Länge ist der Strahlradius auf das $\sqrt{2}$-fache des Strahltaillenradius angestiegen.
Wellenfronten sind allgemein definiert als Flächen gleicher Phase, die eine für den Strahl charakteristische Krümmung aufweisen. Im Fall des Gaußschen Strahls sind die Radien der Wellenfronten gegeben durch:

$$R(z) = z\left(1 + \left[\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right]^2 \right) = z_R\left(\frac{z}{z_R} + \frac{z_R}{z} \right) \qquad (3.6)$$

Der Einfluß der Wellenfrontkrümmung auf das Interferenzstreifensystem wird in Abschnitt 3.3) diskutiert.
Die Intensitätsverteilung eines Gaußschen Strahls ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$I(\underline{r}) = \frac{1}{2} \varepsilon c \left| \underline{E}(\underline{r}) \right|^2 = I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp\left[-2\frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \right] \qquad (3.7)$$

Sie ist in transversaler Richtung an jeder Position z der optischen Achse (sowohl im Fernfeld als auch im Nahfeld) eine Gauß-Funktion, die dem Strahl den Namen gibt. Der Strahlradius w(z) kennzeichnet dabei den Radius, gemessen an den $1/e^2$-Punkten der Intensitätsverteilung. Abb. (3.1) zeigt eine schematische Darstellung des Gaußschen Strahls anhand der Intensitätsverteilung und des Verlaufs von Strahlradius und Radius der Wellenfronten.
Die im Strahl transportierte optische Leistung ergibt sich durch Aufintegration der Intensität, Gl. (3.7), in einer beliebigen Ebene senkrecht zur optischen Achse:

$$P = \iint I(\underline{r})\,dxdy = \frac{I_0}{2}\pi w_0^2 \qquad (3.8)$$

Sie ist, wie zu erwarten, unabhängig von z und gleich der halben Spitzenintensität in der Strahltaille multipliziert mit der Strahlfläche πw_0^2, die mit dem $1/e^2$-Strahlradius gebildet wird.
Mit diesen Ausdrücken lassen sich gezielt die Eigenschaften eines LDAs mit Gaußschen Strahlen herleiten.

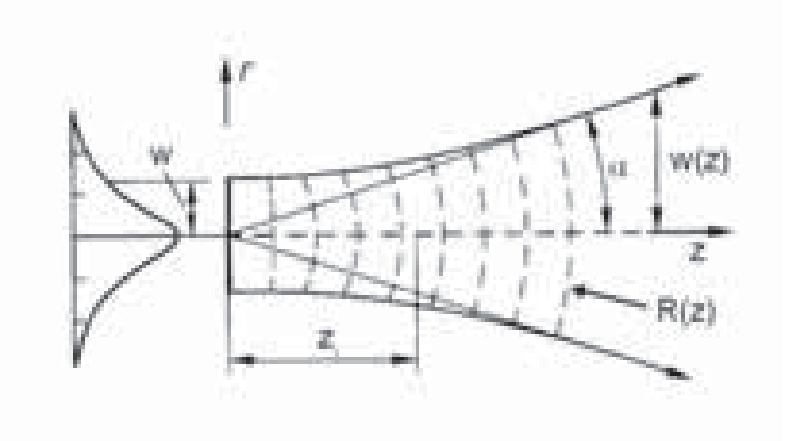


Abb. (3.1): Darstellung des Gaußschen Strahls und der wichtigsten Kenngrößen: Strahlradiusfunktion w(z), Radiusfunktion R(z) der Wellenfronten, Fernfeld-Divergenzwinkel ζ und Rayleigh-Länge z_R.

3.2) Größe und Form des Interferenzstreifensystems

Setzt man nun den obigen Ausdruck für den Gaußschen Strahl, Gl. (3.3) in Gl. (2.14) ein, so tritt in den Mischtermen $\underline{E}_1\underline{E}_2^*$ und $\underline{E}_1^*\underline{E}_2$, die die Interferenz beschreiben, neben dem Phasenfaktor ein weiterer, reeller Faktor auf:

$$E_1 E_2^1 \sim \exp\left[4\,\frac{2\pi x^2 \cos^2\chi + 2\,y^2 + 2\,z^2 \sin^2\chi}{w_0^2} \right] \qquad (3.9)$$

Wegen der endlichen Ausdehnung der Laserstrahlen ist das Gebiet, in dem Interferenz auftritt, auf den Überschneidungsbereich der Teilstrahlen begrenzt. Dieses Schnittvolumen definiert den eigentlichen Meßbereich eines LDA, das sog. „Meßvolumen". Zur Angabe einer Ausdehnung eines Gaußschen Strahls bzw. des Meßvolumens ist ein Bruchteil zu definieren, bis zu dem die Intensität bzw. deren Wechselanteil einen bestimmten Wert nicht unterschreitet. Üblicherweise wird hier wie beim Gaußschen Strahl $1/e^2$– 13,5% verwendet. Damit ergibt sich aus obiger Formel für das Meßvolumen die normierte Gleichung eines Ellipsoids:

$$\left(\frac{x\cos\chi}{w_0}\right)^2 + 2\left(\frac{y}{w_0}\right)^2 + 2\left(\frac{z\sin\chi}{w_0}\right)^2 = 1 \qquad (3.10)$$

Die Linearabmessungen des Meßvolumens sind dann durch die Halbachsen l_x, l_y, l_y des Ellipsoids gegeben:

$$l_x \mid \frac{w_0}{\cos\chi}, \quad l_y \mid w_0, \quad l_z \mid \frac{w_0}{\sin\chi} \tag{3.11}$$

Die Form des Meßvolumens hängt offensichtlich vom Kreuzungswinkel χ ab und kann über die folgende Verhältnisgleichung charakterisiert werden:

$$\frac{l_x}{l_z} \mid \tan\chi \tag{3.12}$$

Aufgrund der oft benötigten großen Arbeitsabstände und der begrenzten numerischen Aperturen der Optiken liegen meist kleine Kreuzungswinkel (−5° ... 10°) vor, so daß die beiden lateralen Durchmesser etwa gleich sind (−50 µm ... 200 µm), der Durchmesser entlang der optischen Achse jedoch wesentlich größer (einige mm) ist.
Anmerkung: Die Gleichungen (3.11) und (3.12) sind nur gültig für den Fall, daß sich der Strahlradius im Bereich des Meßvolumens nicht wesentlich ändert. Bei stark divergenten Strahlen oder in Fällen, bei denen sich die Strahltaille außerhalb des Meßvolumens befindet, weicht die tatsächliche Ausdehnung des Meßvolumens von diesen Werten ab.

3.3) Einfluß der Wellenfrontkrümmung auf das Interferenzstreifensystem

Abb. (3.2) zeigt den Krümmungsradius der Wellenfronten eines Gaußschen Strahls entlang der optischen Achse. In der Strahltaille ist der Radius unendlich, d.h. hier liegen ebene Wellenfronten vor. Im Bereich der Rayleigh-Länge durchläuft der Radiusbetrag ein Minimum und die Wellenfrontkrümmung ist maximal. Dieser Bereich wird später für den entwickelten LDA-Divergenz-Profilsensor von Interesse sein. Für sehr große Entfernungen von der Strahltaille gleichen die Wellenfronten immer mehr denen einer sphärischen Welle. Hier wird offensichtlich, daß der Gaußsche Strahl ein deutlich anderes Verhalten zeigt als die bisher betrachtete ebene Welle. Aus diesem Grund muß für das Interferenzstreifensystem eine detailliertere Betrachtung verwendet werden.

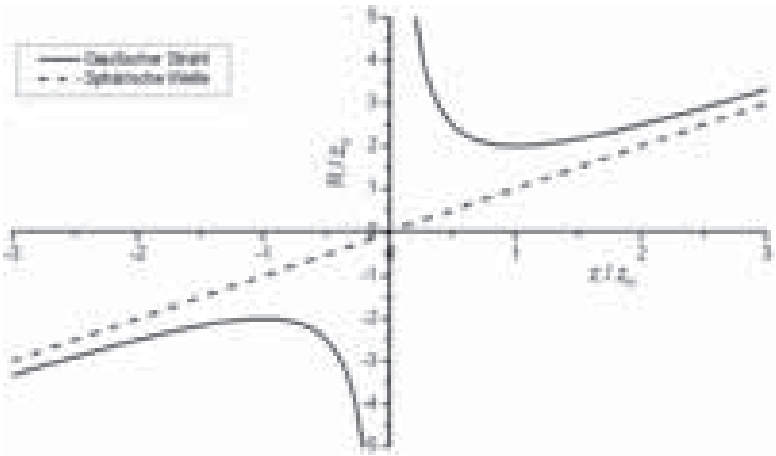


Abb. (3.2): Radius der Wellenfronten R(z) eines Gaußschen Strahls (durchgezogen) und einer sphärischen Welle (gestrichelt).

Allgemein sind die einzelnen Interferenzstreifen Flächen gleicher Phasendifferenz zwischen den beiden Teilstrahlen. Interferenzstreifen, d.h. Flächen konstruktiver Interferenz treten auf, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$\div\pi(\underline{r}) \sum\pi_2(\underline{r}) 4\ \pi_1(\underline{r}) \quad | \quad m\ \hat{2}\phi \tag{3.13}$$

wobei π_1 und π_2 die einzelnen Phasen der Teilstrahlen am Ort $\underline{r}$ kennzeichnen und m eine ganze Zahl ist, die anschaulich die Interferenzstreifen durchnumeriert. Die Phase des Gaußschen Strahls war gegeben durch:

$$\pi_{1,2}(\underline{r}_{1,2}) | \quad kz_{1,2} 4 \arctan\frac{z_{1,2}}{z_{R1,2}} 2 \frac{k(x_{1,2}^2\ 2\ y_{1,2}^2)}{2R(z_{1,2})} \tag{3.14}$$

mit

$$\underline{r}_{1,2} | \begin{matrix}\text{®}x_{1,2}\ \text{¬}\\ \text{©}y_{1,2}\ \text{©}\\ \text{©}z_{1,2}\ \text{©}\end{matrix} | \begin{pmatrix}\cos\chi & 0 & \partial\sin\chi\\ 0 & 1 & 0\\ @\sin\chi & 0 & \cos\chi\end{pmatrix} \begin{matrix}\text{®}\\ \text{©}\\ \text{©}\end{matrix} \begin{matrix}x\ \text{¬}\\ y\ \text{©}\\ z 4 z_{w1,2}\ \text{©}\end{matrix} \tag{3.15}$$

wobei die Indizes die einzelnen Teilstrahlen kennzeichnen. Der letzte Ausdruck beschreibt eine Koordinatentransformation, die durch eine Verschiebung der Strahltaille entlang der optischen Achse und eine Drehung in der x-z-Ebene um den halben Kreuzungswinkel χ gegeben ist. Die Verschiebung der Strahltaille $z_{w1,2}$ relativ zum Kreuzungspunkt kann dabei für beide Teilstrahlen unterschiedlich sein (allgemeiner Fall). Der Interferenzstreifenabstand ergibt sich aus durch Ableitung der Phasendifferenz nach der x-Koordinate (nur in dieser Richtung kann der Interferenzstreifenabstand definiert werden):

$$d(\underline{r}) | \quad 2\phi\left(\frac{\mathrm{d}\div\pi(\underline{r})}{\mathrm{dx}}\right\}^{41} \tag{3.16}$$

Diese implizit definierte Funktion d($\underline{r}$) beschreibt vollständig das dreidimensionale Interferenzfeld, welches das LDA-Meßvolumen darstellt. Durch den nichtlinearen Charakter der Phase einerseits und durch die Koordinatentransformationen andererseits läßt sich eine analytische Lösung für die Topographie der Flächen gleicher Phasendifferenz, d.h. die Interferenzstreifen, nicht angeben.
Li und Tieu [19] haben das Problem numerisch gelöst und festgestellt, daß selbst im ideal justierten Fall, bei dem sich die Strahltaille im Kreuzungspunkt befindet, die Interferenzstreifen die Form einer Sattelfläche haben. Als eine direkte Folge der Wellenfrontkrümmung ergibt sich damit ein variierender Interferenzstreifenabstand im Meßvolumen.
Abb. (3.3) zeigt numerische Lösungen von Gl. (3.13), die mit dem Mathematik-Programm Maple durchgeführt wurden. Gezeigt sind dabei die 11 zentralen Interferenzstreifen (m⊂[-5;5]) in der Ebene y= 0. Die Simulationsparameter sind: ς= 660 nm, χ= 5° und $w_{01}=w_{02}$= 20 µm. In Abb. (3.3a) fallen die Strahltaillen mit dem Kreuzungspunkt zusammen, $z_{w1}=z_{w2}$= 0. Da in diesem Fall die geringste Variation des Streifenabstandes auftritt, ist dieses

für konventionelle LDA als der ideal justierte Fall anzusehen. In Abb. (3.3b) befinden sind die Strahltaillen um den Betrag der Rayleigh-Länge $z_{w1}=z_{w2}=z_R= -1903$ µm aus dem Meßvolumen heraus nach links verschoben. Dieser dejustierte Fall kann auftreten, wenn z.B. durch dicke Glasscheiben hindurch gemessen wird, die eine relative Verschiebung zwischen Strahltaille und Kreuzungspunkt hervorrufen.

a) b)

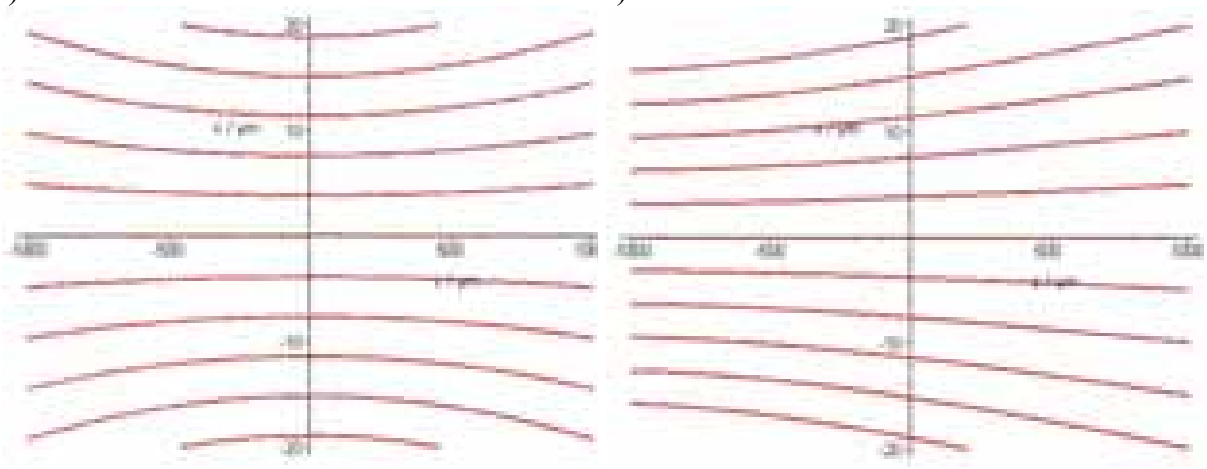


Abb. (3.3): Numerische Simulation des Interferenzstreifensystems unter Berücksichtigung der Wellenfrontkrümmung des Gaußschen Strahls. Simulationsparameter: ς= 660 nm, w_0= 20 µm, χ= 5°, d(z=0)= 3,786 µm. a) Die Strahltaillen befinden sich im Kreuzungspunkt (ideal justierter Fall). b) Die Strahltaillen sind um den Betrag der Rayleigh-Länge z_R − 1900 µm vor das Meßvolumen verschoben (dejustierter Fall).

Miles und Witze [20] haben für Spezialfälle Näherungsformeln für den Verlauf des Streifenabstandes hergeleitet. Dabei stellte sich heraus, daß die Variation senkrecht zur optischen Achse deutlich geringer ist als entlang der optischen Achse. So wurde z.B. für den Fall, daß die Strahlen identisch sind ($w_{01}=w_{02}$) und sich die Strahltaillen an derselben Position auf der optischen Achse $z_{w1}=z_{w2}$ befinden, folgender Ausdruck für die z-Abhängigkeit gefunden:

$$d(z) \mid \quad \frac{\varsigma}{2\sin\chi}\left(1 2 \frac{z\cos^2\chi\,(z\cos^2\chi 4\, z_w)}{z_R^2\cos^2\chi 4\, z_w(z\cos^2\chi 4\, z_w)}\right\} \tag{3.17}$$

Der erste Term ist der bekannte Ausdruck (Gl. (2.18)) des Interferenzstreifenabstandes, während der Korrekturterm die Wellenfrontkrümmung berücksichtigt. Es fällt auf, daß der Korrekturterm bei z=0 verschwindet. In der zentralen Kreuzungsebene tritt daher immer der „klassische“ Interferenzstreifenabstand auf $d=\varsigma/2\sin\chi$ auf, der für die idealisierten Bedingungen in Kapitel 2 hergeleitet wurde. Außerhalb der zentralen Kreuzungsebene macht sich dann die Wellenfrontkrümmung bemerkbar, und der Streifenabstand weicht von diesem klassischen Wert ab, siehe auch Abb. (3.3). Abb. (3.4) zeigt den Verlauf für unterschiedliche Positionen der Strahltaille. Die geringste Variation des Interferenzstreifenabstandes tritt offenbar dann auf, wenn sich die Strahltaille im Kreuzungspunkt befindet, d.h. $z_w= 0$.

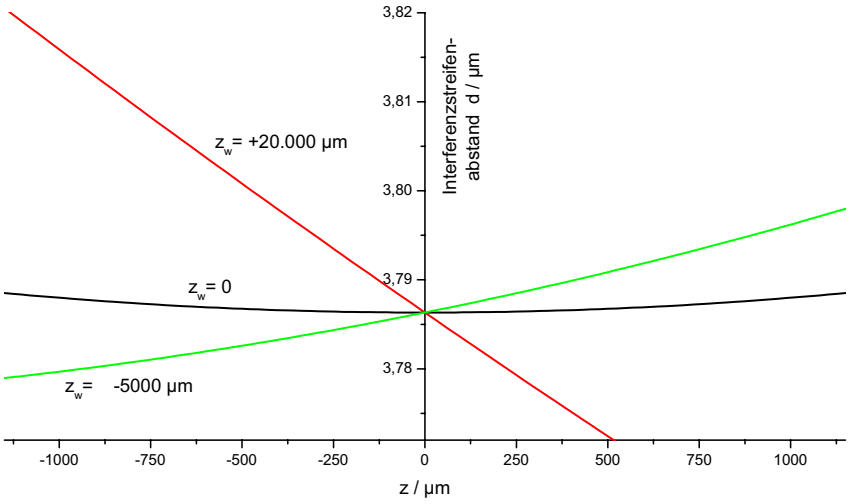


Abb (3.4): Berechneter Verlauf des Streifenabstandes im Meßvolumen. Dargestellt sind die Fälle, bei denen sich die Strahltaille 5 mm vor, im oder 20 mm hinter dem Kreuzungspunkt bei z=0 befindet. Die geringste Variation des Streifenabstandes und damit des Meßfehlers der Geschwindigkeit tritt für z_w= 0 auf. Dies ist der bei kommerziellen LDA-Geräten angestrebte Fall. Simulationsparameter: ς= 660 nm, w_0= 100 µm, z_R= 47.600 µm, χ= 5°.

Dieses ist sofort verständlich, wenn man bedenkt, daß die Wellenfronten in der Strahltaille näherungsweise eben sind. In diesem Fall vereinfacht sich Gl. (3.17) zu:

$$d(z) \mid \quad \frac{\varsigma}{2\sin\chi}\left(1\,2\,\frac{z^2\cos^2\chi}{z_R^2}\right\} \tag{3.18}$$

Die gesamte Streifenabstandsvariation im Meßvolumen ist dann die Differenz zwischen Streifenabstand in der Mitte z=0 und am „Rand“ des Meßvolumens z=∂l_z, der hier durch die 1/e^2-Grenzen der Wechselamplitude der Intensität definiert wird. Einsetzen von Gl. (3.11) liefert:

$$\div d \,\Sigma\quad d(l_z)\,4\,d(0) \mid \quad \frac{\varsigma^3\cos^2\chi}{2\phi^2 w_0^2\sin^3\chi} \tag{3.19}$$

Die relative Änderung des Streifenabstandes ergibt sich dann aus Gl. (3.18) und Gl. (3.19):

$$\frac{\div d}{d(0)} \mid \quad \frac{\varsigma^2\cos^2\chi}{\phi^2\ \lceil w_0^2\ \lfloor\sin^2\chi} \tag{3.20}$$

Offenbar hat die durch die Wellenfrontkrümmung bedingte Variation des Interferenzstreifenabstandes immer einen von Null verschiedenen Wert. Für konventionelle Sensoren liegt dieser im Bereich ÷d/d– 10^{-2}..10^{-3} und besitzt damit den größten Anteil am Meßfehler der Geschwindigkeit, siehe Gl. (2.21). Bewegen sich zwei Streuteilchen mit identischer Geschwin-

digkeit durch unterschiedliche Positionen des LDA-Meßvolumens, so ergeben sich aufgrund der verschiedenen Streifenabstände (sowie anteilig durch die Meßunsicherheit der Frequenz) zwei unterschiedliche Dopplerfrequenzen. Da die Position der Teilchen nicht bekannt ist und deshalb d als konstant angenommen werden muß, scheinen die Teilchen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit das Meßvolumen passiert zu haben. Ein Histogramm über sehr viele Messungen bei konstanter Geschwindigkeit ist deshalb keine Dirac-Delta-Funktion, sondern eine Verteilung mit endlicher Breite. Da in der Strömungsmechanik die Standardabweichung der Geschwindigkeit den Turbulenzgrad angibt, wird diese vom Sensor erzeugte Verbreiterung als „virtuelle Turbulenz“ bezeichnet. Dieser für die Strömungsmeßtechnik wichtige Effekt wurde bereits eingehend untersucht [19-23].
Um diesen Effekt zu minimieren, kann ein großer Kreuzungswinkel gewählt werden, so daß sich gemäß Gl. (3.20) die Meßvolumenlänge verringert und damit der Bereich, in dem die Wellenfrontkrümmung entsprechend ansteigt. Aufgrund der begrenzten numerischen Aperturen der Optiken und der gewünschten Arbeitsabstände lassen sich große Kreuzungswinkel nur selten praktikabel einsetzen. Bei festem Kreuzungswinkel kann man eine geringe Streifenabstandsvariation nur durch große Strahltaillendurchmesser w_0 realisieren, was aber andererseits auf Kosten der Ortsauflösung geht. Offenbar läßt sich bei einem solchen LDV entweder nur eine geringe virtuelle Turbulenz oder nur eine hohe Ortsauflösung wählen, aber nie beide Optionen gleichzeitig, d.h. hier muß für die jeweiligen Anwendungsfälle ein Kompromiß gefunden werden. Abb. (3.5) verdeutlicht diese „Unschärferelation“ zwischen Ortsauflösung und geringer virtueller Turbulenz. Zur Veranschaulichung sind die Streifenabstandskurven im Meßvolumen sowie die korrespondierenden Histogramme der gemessenen Geschwindigkeit dargestellt.

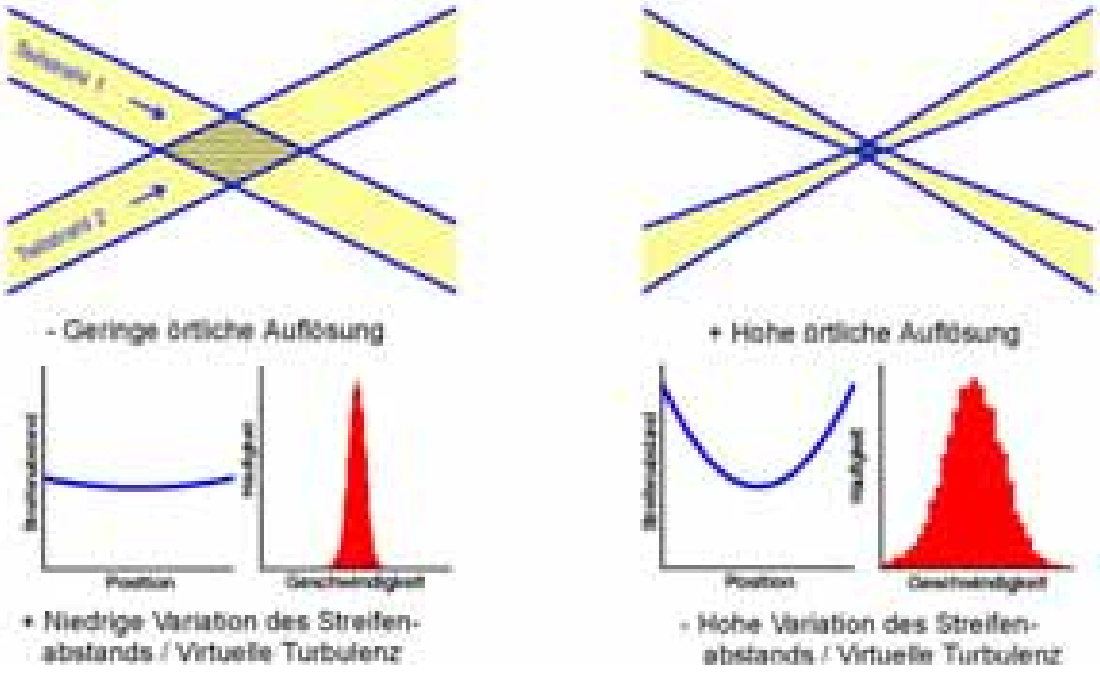


Abb. (3.5). „Unschärferelation“ zwischen Ortsauflösung und Meßfehler der Geschwindigkeit bei einem konventionellen LDA. Die Komplementarität liegt in der Wellenfrontkrümmung des Gaußschen Strahls und damit schließlich in Beugungseffekten begründet.

Die in dieser Arbeit entwickelten LDA-Sensoren basieren auf Prinzipien, die die virtuelle Turbulenz drastisch zu reduzieren vermögen. Einerseits werden Laserstrahlen verwendet, die sich wie geometrische Lichtstrahlen mit ebenen Wellenfronten verhalten, andererseits werden Sensoren vorgestellt, die innerhalb des Meßvolumens eine Positionsbestimmung und damit einhergehend eine Korrektur des variierenden Streifenabstandes ermöglichen.

3.4) Multimodige Lichtausbreitung

Neben der bisher vorgestellten Lösung des Gaußschen Strahls besitzt die Helmholtz-Gleichung weitere Lösungen. Es ergeben sich z.B. weiterhin die sog. Hermite-Gaußstrahlen, deren Intensitätsverteilung gegeben ist durch [18]:

$$I_{l,m}(\underline{r}) \propto I_{0,l,m} \frac{w_0^2}{w(z)^2} \left| G_l^2\left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)}\right) \right| \left| G_m^2\left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)}\right) \right| \tag{3.21}$$

mit l,m⊂N („Ordnung“) und

$$G_l(u) \propto H_l(u) \exp(-u^2/2). \tag{3.22}$$

Die $H_l(u)$ sind die sog. Hermiteschen Polynome, die sich z.B. aus einer Rekursionsformel herleiten lassen ($H_{l+1}(u)=2uH_l(u)-2lH_{l-1}(u)$, mit $H_0(u)=1$, $H_1(u)=2u$, $H_2(u)=4u^2-2$, etc.). Die niedrigste Hermite-Gaußmode ist wieder der bekannte Gaußsche Strahl und Gl. (3.21) reduziert sich zu Gl. (3.7). Die Hermite-Gaußstrahlen bilden einen vollständigen Satz orthogonaler Funktionen, die es aufgrund der Linearität der Wellengleichung, Gl. (3.1), erlauben, jede reale Feldverteilung als Überlagerung (beliebig vieler) Hermite-Gaußstrahlen zu beschreiben. Hermite-Gaußstrahlen treten im Fall von Achsensymmetrie auf, im Fall von Rotationssymmetrie kann man die paraxiale Helmholtz-Gleichung in Zylinderkoordinaten (r,π,z) schreiben und als Lösung erhält man den ebenfalls vollständigen Satz der sog. Laguerre-Gaußmoden.
Betrachtet man die Intensitätsverteilungen und speziell die Funktionen $G_l(u)$ und $H_l(u)$ näher, so stellt man fest, daß die Strahlradien mit zunehmender Ordnung größer werden. Offenbar kann hier Gl. (3.4), die die Kaustik des Gaußschen Strahls beschreibt, nicht mehr verwendet werden. Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen, führt man einen (skalaren und konstanten) Wert M^2 ein, der charakteristisch für einen gegebenen realen Laserstrahl ist und der sich in die bereits bestehenden Formeln für den Gaußschen Strahl implementieren läßt. Das Strahlparameterprodukt ist definiert als Produkt zwischen Strahltaillenradius w_0 und Fernfeld-Divergenzwinkel ζ. Dieses Produkt ist für einen gegebenen Strahl konstant, analog zum Abbeschen Sinussatz der geometrischen Optik. Er nimmt für den Gaußschen Fundamentalmode den minimalen Wert von ς/ϕ an, was sich unmittelbar aus Gl. (3.4) ergibt. Zur Kennzeichnung der Strahlqualität wird die Beugungsmaßzahl M^2 definiert als das Verhältnis des Strahlparameterproduktes eines realen Laserstrahls zu dem eines idealen Gauß-Strahls:

$$M^2 := \frac{w_{0,real}\,\zeta_{real}}{w_{0,ideal}\,\zeta_{ideal}} \tag{3.23}$$

Die Beugungsmaßzahl ist offenbar 1 für den Gaußschen Strahl und >1 für beliebige andere Strahlen. Für einen beliebigen Strahl läßt sich das Strahlparameterprodukt also durch die Beugungsmaßzahl ausdrücken [24,25]:

$$w_{0,real}\ \left(\zeta_{real}\right| \quad M^2\,\frac{\varsigma}{\phi} \tag{3.24}$$

Für die oben angeführten Hermite-Gaußstrahlen lassen sich die Beugungsmaßzahlen in zwei zueinander senkrechten Richtungen explizit durch die Ordnungen der Moden l und m angeben [26]:

$$M_x^2\ | \quad 2l\,2\,1 \quad , \qquad M_y^2\ | \quad 2m\,2\,1 \tag{3.25}$$

Daraus ergibt sich zum Beispiel, daß sich multimodige Strahlen bei gleichem Divergenzwinkel nicht mehr stark fokussieren lassen, der Strahltaillenradius ist um den Faktor M^2 vergrößert. Abb. (3.6) zeigt Kaustikkurven von Strahlen mit verschiedener Strahlqualität, aber mit gleichem Divergenzwinkel. Die Kaustikkurven sind bis auf den Faktor M^2 mit derjenigen des Gaußschen Strahls, siehe Gl. (3.4), identisch:

$$w(z)\ | \quad w_0\sqrt{1\,2\,\textcircled{R}\textcircled{C}\textcircled{C}M^2\,\frac{z}{z_R}\Big|^2} \tag{3.26}$$

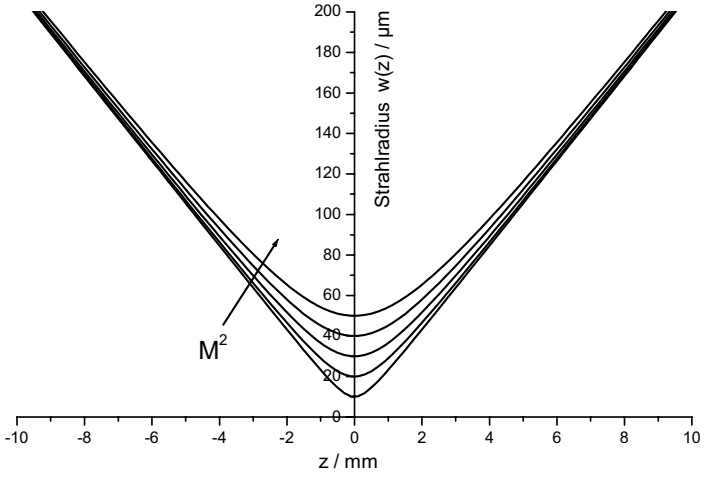


Abb. (3.6): Einfluß der Beugungsmaßzahl auf die Fokussierbarkeit eines Laserstrahls. Dargestellt sind Kaustikkurven bei gleichem Fernfeld-Divergenzwinkel für die Beugungsmaßzahlen $M^2 \subset [1,2,3,4,5]$.

3.5) Einfluß der zeitlichen Kohärenz

Bis zu diesem Zeitpunkt wurden die Laserstrahlen als vollkommen deterministisch betrachtet, d.h. durch Kenntnis der Strahlparameter an einem Ort zu einem bestimmten Zeitpunkt kann eindeutig auf die Phase an einem anderen Ort und zu einer anderen Zeit geschlossen werden. Diese Idealisierung von unendlich ausgedehnten Wellenzügen wird jetzt fallengelassen, um eine genauere Beschreibung der Laserstrahlen zu liefern. Reale Laserstrahlung besteht immer aus einer Überlagerung begrenzter „Wellenpakete“, deren Frequenz und Phase zueinander variieren. Das Stichwort „Kohärenz“ beschreibt die Korrelation der elektrischen Feldstärke an einem Ort zu einer bestimmten Zeit mit derjenigen an einem anderen Ort und zu anderer Zeit. Bei ideal kohärenter, d.h. deterministischer Strahlung berechnet sich die Intensität unmittelbar aus dem Betragsquadrat der elektr. Feldstärke $I(\underline{r},t)=\frac{1}{2}\kappa c|E(\underline{r},t)|^2$, siehe auch Gl.(2.14). Durch die Überlagerung unkorrelierter Wellenpakete kann die elektrische Feldstärke örtlich und zeitlich stark schwanken. Da die Beobachtungsdauer bzw. Detektor-integrationszeit deutlich länger als die Zeitkonstante der Schwankungen ist, wird nur eine zeitgemittelte Intensität registriert, die definiert ist durch [18]:

$$I(\underline{r},t) = \kappa c\left\langle \left|E(\underline{r},t)\right|^2 \right\rangle \quad \Sigma \quad \frac{\kappa c}{2T}\int_{t-T}^{t+T} \left|E(\underline{r},t')\right|^2 dt' \tag{3.27}$$

wobei die Mittelungsdauer entsprechend groß gewählt werden muß. Wird ein bestimmter Ort betrachtet, so kann als Zeitkonstante dieser Fluktuationen die Zeitverzögerung definiert werden, bei der die elektrischen Felder gerade noch korreliert sind. Dieses wird durch eine zeitliche Autokorrelation erreicht [18]:

$$\nu(\vartheta) = \frac{\left\langle E^*(t)E(t+\vartheta)\right\rangle}{\left\langle \left|E(t)\right|^2 \right\rangle} \quad , \qquad 0 \le |\nu(\vartheta)| \le 1 \tag{3.28}$$

Diese Funktion wird als komplexer zeitlicher Kohärenzgrad bezeichnet. Die Mittelung ist dabei gemäß Gl. (3.28) zu bilden. Der Nenner normiert die Funktion auf $\nu(\vartheta=0)=1$. Im Allgemeinen nimmt der zeitliche Kohärenzgrad monoton mit ϑ ab. Als eine charakteristische Größe kann die Zeit definiert werden, bis der Kohärenzgrad einen bestimmten Wert, z.B. 1/e nicht unterschreitet. Diese Zeit wird als Kohärenzzeit ϑ_c bezeichnet. Die Strecke, um die sich das Licht in dieser Zeit ausbreitet, wird als (longitudinale) Kohärenzlänge l_c bezeichnet:

$$l_c = c\vartheta_c \tag{3.29}$$

Für die Interferenz zweier Strahlen, die durch Strahlteilung eines einzelnen Strahls generiert wurden, bedeutet dies, daß Interferenz nur dann merklich auftritt, wenn der optische Weglängenunterschied zwischen beiden Teilstrahlen geringer ist als die Kohärenzlänge. Es kann gezeigt werden (z.B. [18]), daß sich die Kohärenzlänge aus der spektralen Breite der Strahlung bestimmen läßt gemäß:

$$l_c \approx \frac{c}{\Delta f} \approx \frac{\lambda^2}{\Delta \lambda} \tag{3.30}$$

Dabei ist Δf die spektrale Breite auf der Frequenzskala und $\Delta \lambda$ diejenige auf der Wellenlängenskala, jeweils definiert z.B. durch die Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum, FWHM).
Betrachtet man die Interferenz zwischen zwei Wellen E_1 und E_2 gleicher Polarisation analog zu denAbschnitten 2.1.2) und 2.2), so tritt im Ausdruck der Interferenzsichtbarkeit zusätzlich der Kohärenzgrad auf:

$$V: \approx \frac{2E_1E_2}{E_1^2 + E_2^2} \cdot |\nu(\vartheta)| \tag{3.31}$$

Bei ideal kohärentem, d.h. deterministischem Licht reduziert sich der Ausdruck wie zu erwarten auf die bekannten Gleichungen (2.10b) und (2.17b). Sind die Intensitäten gleich, so reduziert sich Gl. (3.31) zu:

$$V \approx |\nu(\vartheta)| \tag{3.32}$$

Bei komplett inkohärentem Licht addieren sich nur die Intensitäten der Strahlungen und Interferenz tritt nicht auf. Aufgrund von Gl. (3.32) kann die Messung des Interferenzkontrastes zur Bestimmung des Kohärenzgrades genutzt werden. Dazu müssen lediglich die maximale Intensität I_{Max} und die minimale Intensität I_{Min} des Interferenzbildes gemessen werden, der Interferenzkontrast ergibt sich dann aus:

$$V \approx \frac{I_{Max} - I_{Min}}{I_{Max} + I_{Min}} \tag{3.33}$$

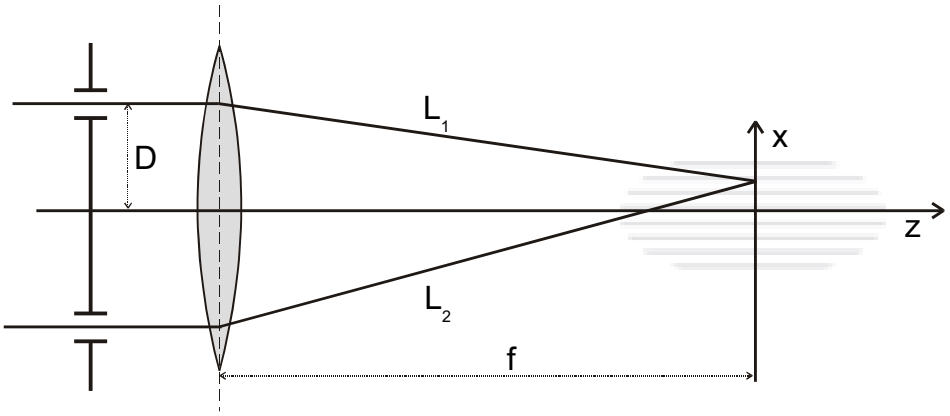


Abb. (3.7): Der Weglängenunterschied zwischen den Teilstrahlen L_1 und L_2 ändert sich mit x. Der Interferenzkontrast entlang der x-Achse wird daher von der zeitlichen Kohärenz beeinflußt.

Für den Fall zweier sich schneidender Laserstrahlen, den ein LDA darstellt, wurde in Abschnitt 3.3) gezeigt, daß sich die Differenzphase und damit der Weglängenunterschied entlang der x-Achse (d.h. in Normalenrichtung der Interferenzstreifen senkrecht zur optischen Achse) verändert. In y- und z-Richtung ist die Differenzphase, wenn man die Wellenfrontkrümmung hier außer acht läßt, konstant. Sofort einsichtig wird die Entstehung des Weglängenunterschiedes aus Abb. (3.7): Der Unterschied der Weglängen L_1 und L_2 ändert sich mit der x-Position. Eine genaue Betrachtung liefert für den Weglängenunterschied:

$$\Delta L = L_2 - L_1 = \sqrt{(D/2 + x)^2 + f^2} - \sqrt{(D/2 - x)^2 + f^2} \tag{3.34}$$

Für kleine Winkel χ=arctan(D/f), d.h. x,D<<f, die üblicherweise bei LDA-Sensoren vorliegen, ergibt sich eine direkte Proportionalität zwischen der x-Position und dem Weglängenunterschied:

$$\Delta L = -2\sin\chi \cdot x \tag{3.35}$$

Damit wird der Interferenzkontrast wegen $\vartheta = \Delta L/c$ eine Funktion von x:

$$V = V(x) = \left| \nu\left(\frac{2\sin\chi}{c}\cdot x\right) \right| \tag{3.36}$$

Offenbar wird der Interferenzkontrast bei einem LDA in der lateralen x-Richtung vom zeitlichen Kohärenzgrad beeinflusst. Der Verlauf des Interferenzkontrastes senkrecht zur optischen Achse V(x) ist damit ein Bild der zeitlichen Kohärenzfunktion $|\nu(\vartheta)|$. Wegen der Kleinheit des Faktors $\sin\chi$ (in der LDA-Technik werden meist kleine Winkel $\chi = 5°..10°$ verwendet) tritt eine merkliche Beeinflussung des Interferenzkontrastes jedoch erst bei äußerst geringen Kohärenzlängen (typ. $2\sin 10° \cdot 100\ \mu m = 35\ \mu m$) auf.

3.6) Einfluß der örtlichen Kohärenz. Das MZI als „örtlicher Autokorrelator“

In Analogie zur zeitlichen Kohärenzfunktion kann eine örtliche Kohärenzfunktion definiert werden, die die Korrelation des elektrischen Feldes zu einem definierten Zeitpunkt zwischen zwei verschiedenen Orten $\underline{r}_1$ und $\underline{r}_2$ auf einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung beschreibt [18]:

$$\nu(\underline{r}_1, \underline{r}_2) = \frac{\left\langle E^*(\underline{r}_1) E(\underline{r}_2) \right\rangle}{\sqrt{\left\langle |E(\underline{r}_1)|^2 \right\rangle \cdot \left\langle |E(\underline{r}_1)|^2 \right\rangle}} \quad , \qquad 0 \le |\nu(\underline{r}_1, \underline{r}_2)| \le 1 \tag{3.37}$$

Diese normierte Autokorrelationsfunktion wird als komplexer örtlicher Kohärenzgrad bezeichnet. Er nimmt im allgemeinen monoton mit dem Abstand der beiden Aufpunkte $|\underline{r}_2-\underline{r}_1|$ ab. (Später werden Fälle gezeigt, bei denen die Kohärenzfunktion auch ein periodisches Verhalten zeigt, siehe die Abschnitte 4.1.2) und 6.4)). Die Fläche, innerhalb derer der Kohärenzgrad einen bestimmten Wert (z.B. 1/e) nicht unterschreitet, wird als Kohärenzfläche bezeichnet. Ist der örtliche Kohärenzgrad rotationssymmetrisch und die Kohärenzfläche daher ein Kreis, so wird dessen Durchmesser als Kohärenzabstand (Kohärenzintervall, transversale Kohärenzlänge) bezeichnet. Diese Bezeichnung darf nicht mit dem Ausdruck der longitudinalen Kohärenzlänge $l_c=c\vartheta_c$ verwechselt werden, welcher die zeitliche Kohärenz charakterisiert.
Betrachtet man nun ein LDA, siehe Abschnitt 2.3.1), so erkennt man, daß dieser Aufbau gerade die örtliche Autokorrelation in einer Richtung realisiert. Entlang der optischen Achse ändert sich im Schnittbereich die Überlappung ÷x der Teilstrahlen in x-Richtung kontinuierlich. Da die Teilstrahlen symmetrisch zur optischen Achse liegen und in y-Richtung keine Verschiebung auftritt, kann man die Ortsvektoren aus Gl. (3.37) folgendermaßen schreiben:

$$\underline{r}_1 \mid \begin{pmatrix} \div x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad , \quad \underline{r}_2 \mid \begin{pmatrix} \div x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \tag{3.38}$$

Der Grad der Überlappung ändert sich entlang der optischen Achse gemäß ÷x= z tanχ. Bei gleicher Intensität der Teilstrahlen ergibt sich der Interferenzkontrast wieder direkt aus dem Kohärenzgrad:

$$V \mid V(z) \mid \quad \left|\nu(\underline{r}_1,\underline{r}_2)\right| \mid \quad \left|\nu(2\div x)\right| \mid \quad \left|\nu(2z\tan\chi)\right| \tag{3.39}$$

Mit dem beschriebenen LDA-Aufbau kann offenbar durch eine Messung des Interferenzkontrastes entlang der optischen Achse die örtliche Kohärenzfunktion $|\nu(\underline{r}_1,\underline{r}_2)|$ entlang einer Richtung bestimmt werden. Mit anderen Worten: Die Kohärenzfunktion $|\nu(\underline{r}_1,\underline{r}_2)|$ wird auf die Interferenzkontrast-Funktion V(z) abgebildet. Durch Drehung der Lichtquelle um 90° kann entsprechend die andere transversale Richtung vermessen werden, was aber in vielen Fällen nicht notwendig ist. Bei der in Abschnitt 4.1.2) untersuchten Faserstrahlung ist im Modengleichgewicht eine Rotationssymmetrie der örtlichen Kohärenzfunktion zu erwarten, bei den in Abschnitt 6.4) vorgestellten Breitstreifendioden tritt in der einen transversalen Richtung eine singlemodige Emission und folglich eine ideale örtliche Kohärenz auf.
Die Auswirkung von partieller örtlicher Kohärenz auf ein Mach-Zehnder-Interferometer ist in Abb. (3.8) dargestellt. Die Lichtquelle wird dabei als aus vielen Kohärenzflächen (Phasenzellen) , in Abb. (3.8) durch unterschiedliche Symbole gekennzeichnet, bestehend angesehen. Zur Vereinfachung wird davon ausgegangen, daß die Korrelation monoton mit dem Abstand zwischen zwei Punkten abnimmt. Die von der Lichtquelle emittierte Strahlung wird geteilt und die beiden Partialstrahlen durch eine entsprechende Optik unter einem Winkel zur Überschneidung gebracht. In den Randbereichen des Schnittvolumens überlappen sich unterschiedliche Kohärenzflächen, d.h. Bereiche ohne nennenswerte Korrelation, so daß der Interferenzkontrast nahezu Null ist. Nur im zentralen Bereich überlappen sich identische Kohä-

renzflächen, so daß sich ein Interferenzmuster ausbildet. Offenbar wird durch die partielle örtliche Kohärenz die Interferenz in den Randbereichen unterdrückt, so daß das Meßvolumen des LDA (der Bereich, in dem Interferenz auftritt) deutlich reduziert und damit die Ortsauflösung erhöht wird. Dieser Effekt und der darauf basierende LDA-Sensor werden im nächsten Kapitel ausführlich diskutiert.

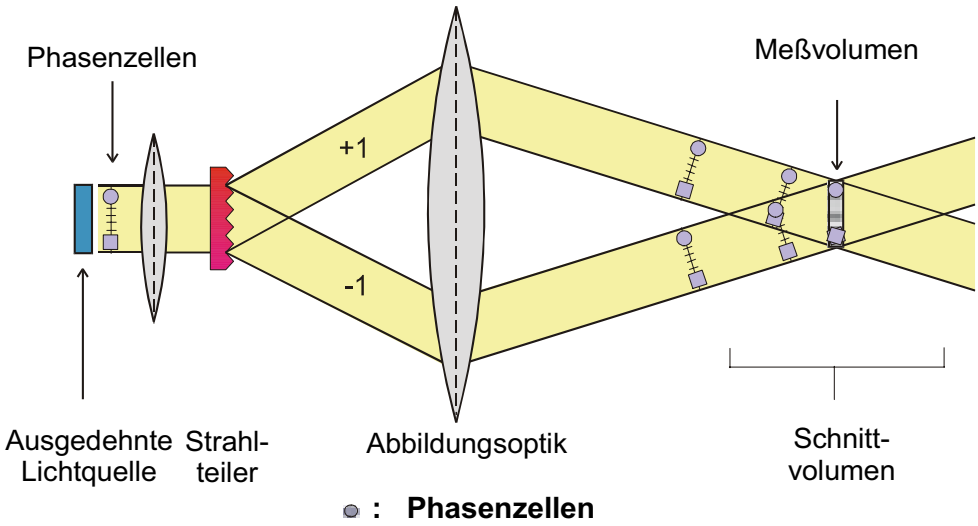


Abb. (3.8): Reduzierung des Interferenzkontrastes in den Randbereichen des Schnittvolumens durch Überlagerung unterschiedlicher Phasenzellen. Nur im Zentralbereich überlagern sich identische Phasenzellen und es kann sich ein Interferenzstreifensystem entwickeln.

Abb. (3.9) fasst noch einmal zusammen, wie ein Mach-Zehnder-Interferometer in LDA-Konfiguration von den Kohärenzeigenschaften der Lichtquelle beeinflußt wird. In transversaler Richtung liegt gemäß den Ausführungen in Abschnitt 3.5) eine Abhängigkeit von der zeitlichen Kohärenz vor, während in longitudinaler Richtung der Aufbau als ein örtlicher Autokorrelator angesehen werden kann und somit von der örtlichen Kohärenz abhängt.

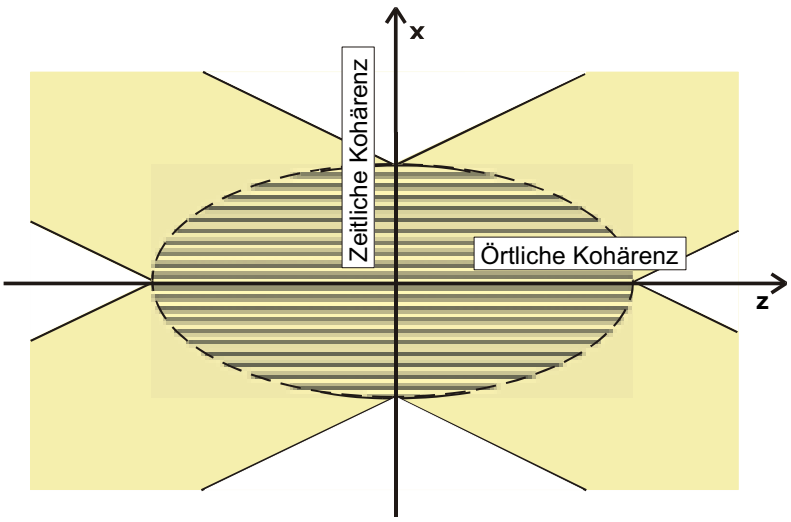


Abb. (3.9): Beeinflussung des Interferenzkontrastes bei einem Mach-Zehnder-Interferometer durch zeitliche Kohärenz in transversaler Richtung und durch örtliche Kohärenz in longitudinaler Richtung.

4. KAPITEL. NEUARTIGE MEßPRINZIPIEN

Dieses Kapitel beschreibt die Untersuchung neuartiger Meßprinzipien für örtlich hochauflösende und präzise Geschwindigkeitsmessungen und bildet den Hauptteil der vorliegenden Arbeit. Es wird gezeigt, wie physikalische Eigenschaften der Laserstrahlung wie örtliche Kohärenz und Wellenfrontkrümmung gezielt dazu eingesetzt werden können, sowohl den Meßfehler der Geschwindigkeit als auch die Ortsauflösung drastisch zu verbessern und damit einen deutlichen Fortschritt gegenüber konventionellen LDA-Sensoren zu erreichen.

4.1) Ausnutzung von Kohärenzeigenschaften: Multimode-LDA

4.1.1) Motivation

Die Verwendung von optischen Fasern ist für viele Anwendungen besonders attraktiv. Der Laser (sowie andere elementare Komponenten wie z.B. Signalauswertung, etc.) läßt sich in einem Basisgerät unterbringen und die Strahlung über Fasern einem optischen Meßkopf zuführen. Dieses hat den Vorteil, daß sich der Meßkopf deutlich kompakter aufbauen läßt, was wiederum ein hohes Maß an Flexibilität mit sich bringt [27-31]. Für derartige Sensoren werden meistens Singlemode-Fasern verwendet, die nur die Fundamentalmode LP_{01} führen und einen nahezu idealen Gaußschen Strahl emittieren. Da die Strahlung innerhalb der Faser nur in einem sehr kleinen Bereich über den Querschnitt lokalisiert ist, treten sehr hohe Intensitäten auf, die die maximal übertragbare Leistung limitieren. Ferner ist mit der Einkopplung aufgrund der engen Toleranzen ein hoher mechanischer und damit kostspieliger Aufwand verbunden. Bei der Verwendung von Multimode-Fasern lassen sich deutlich höhere Leistungen bei gleichzeitig vermindertem Justageaufwand übertragen. Für Multimode-Fasern muß das einzukoppelnde Licht nicht notwendigerweise transversal singlemodig sein, stattdessen können auch Strahlquellen geringer Strahlqualität eingesetzt werden. Dafür eignen sich z.B. Faserlaser, Hochleistung Nd:YAG-Laser sowie Diodenlaser in Form von Breitstreifendioden, Laserdioden-Arrays oder -Stapel, die aufgrund ihrer sehr hohen Ausgangsleistung im kW-Bereich bisher hauptsächlich in der Lasermaterialbearbeitung oder zum Pumpen von Festkörperlasern Verwendung fanden. Abb. (4.1) zeigt eine fasergekoppelte Hochleistungslaserdiode der Fa. Roithner Lasertechnik mit Abmessungen von lediglich 13·13·21 mm^3 und einer Ausgangsleistung von 1,5 W.

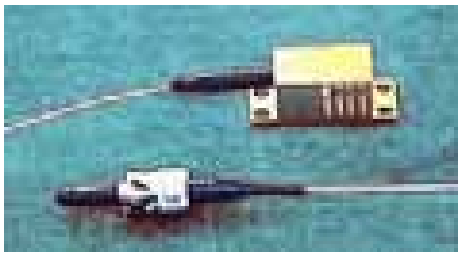


Abb. (4.1): Fasergekoppelte Hochleistungslaserdiode mit Abmessungen von 13·13·21 mm^3 der Fa. Roithner. Aus der 100 µm-Faser können ca. 1,5 W Laserstrahlung emittiert werden. Quelle: Roithner Lasertechnik.

Heutzutage sind 500 W Diodenlaserleistung aus einer Multimode-Faser mit 600 µm Kerndurchmesser verfügbar [32], wobei sich Leistung und Strahlqualität stetig verbessern [33]. In der LDA-Technik wurden bereits Gradientindexfasern getestet, die die Strahlqualität und Kohärenzeigenschaften beibehalten sollten [29,34,35], jedoch trat aufgrund des Speckle-Effektes eine störende Signaldegeneration auf und die Idee wurde nicht weiter verfolgt.
In diesem Abschnitt soll demonstriert werden, daß sich Multimode-Fasern *dennoch* in der LDA-Technik einsetzen lassen, wenn Stufenindex-Multimode-Fasern und Laserquellen mit geringer Kohärenzlänge verwendet werden, die den Speckle-Effekt zu unterdrücken vermögen. Die Eigenschaften der Multimode-Strahlung führen weiterhin zu einer Verkürzung des Meßvolumens sowie zu einem besonders homogenen Interferenzstreifensystem, so daß sich örtlich hochauflösende Messungen bei gleichzeitig geringem Meßfehler der Geschwindigkeit realisieren lassen. In den folgenden Abschnitten wird das Prinzip detailliert untersucht. Das Multimode-LDA umgeht damit die in Abschnitt 3.3) für Singlemode-Strahlung gezeigte Komplementarität zwischen hoher Ortsauflösung und geringer Meßunischerheit der Geschwindigkeit.

4.1.2) Einfluß der örtlichen Kohärenz bei einem Mach-Zehnder-Interferometer

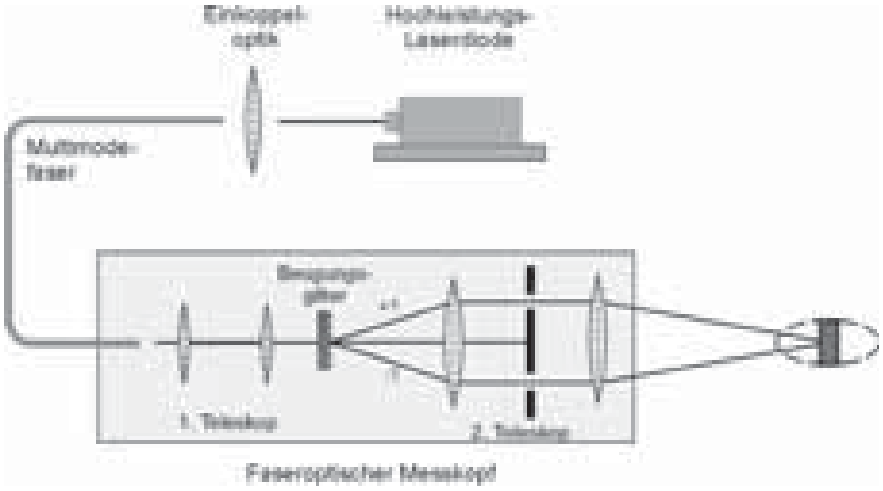


Abb. (4.2): Experimenteller Aufbau des Multimode-LDA mit Laserdioden-Array und Multimode-Stufenindex-Faser.

Der Effekt der Verkürzung des Interferenzgebiets in der LDA-Anordnung wurde bereits in Abschnitt (3.6) beschrieben. An dieser Stelle soll nun der Effekt durch Experimente bestätigt und weiter untersucht werden. Dafür wurde der in Abb. (4.2) skizzierte Aufbau verwendet, der auf dem in Abschnitt 2.3.2) beschriebenen Aufbau basiert. Als Lichtquelle werden Hochleistungslaserdioden in Freistrahl-Ausführung verwendet, die über eine entsprechende Optik in eine Multimode-Faser eingekoppelt und dem eigentlichen Meßkopf zugeführt werden. Eingesetzt wurden ein Siemens Laserdioden-Array (Leistung P– 800 mW, Wellenlänge ς= 807 nm, Linienbreite ÷ς– 1,3 nm, Kohärenzlänge l_c– 513 µm) und eine Polaroid-Breitstreifendiode (P– 250 mW, ς= 659 nm, ÷ς– 0,52 nm, l_c– 834 µm). Als Fasern wurden

Stufenindex-Fasern in drei Ausführungen verwendet: i) Kerndurchmesser D= 200 µm, numerische Apertur A_N= 0,16, Faserlänge L= 5 m, ii) D= 400 µm, A_N= 0,16, L= 2 m und iii) D= 50 µm, A_N= 0,37, L= 30 m.

Die Lichtausbreitung in Glasfasern beruht auf der Totalreflexion zwischen dem Faserkern mit Brechungsindex n_2 und dem Fasermantel mit Brechungsindex n_1, wobei $n_2>n_1$ vorauszusetzen ist. Auch hier können verschiedene transversale Moden auftreten. Die elektrische Feldverteilung in einem runden Wellenleiter mit stufenförmigem Brechungsindexprofil wird durch Besselfunktionen beschrieben und ist damit ähnlich wie die oben erwähnten Laguerre-Gauß- bzw. Hermite-Gauß-Moden bei Freistrahl-Ausbreitung.
Die Wellenausbreitung läßt sich über den sog. V-Parameter (normierte Frequenz, Strukturkonstante) charakterisieren [36]:

$$V \mid \frac{\phi D A_N}{\varsigma} \qquad \text{mit} \quad A_N \mid \sqrt{n_2^2 \; 4 \; n_1^2} \tag{4.1}$$

wobei D den Faserkerndurchmesser und A_N die numerische Apertur kennzeichnen. Der Arcussinus der numerischen Apertur gibt den maximalen Winkel an, unter dem noch Licht in den Wellenleiter eingekoppelt werden kann, den sog. Akzeptanzwinkel.
Ist in einer Stufenindex-Faser der V-Parameter <2.405 (erste Nullstelle der Besselfunktion), so kann nur die Grundmode LP_{01} innerhalb der Faser geführt werden und man spricht von einer Singlemode-Faser. Wird der Parameter größer, so können weitere Moden im Wellenleiter anschwingen. Die Anzahl der Moden, die geführt werden können, kann für große V-Parameter abgeschätzt werden durch [36]:

$$N - \frac{V^2}{2} \mid \frac{\phi^2 \; \lceil D^2 \; \lceil A_N^2}{2 \; \lceil \varsigma^2} \quad , \qquad V \; \} \} \; 1 \tag{4.2}$$

Sind in der Faser alle Moden angeregt, ist der Strahltaillendurchmesser der emittierten Strahlung, der auf der Faserendfläche liegt, mit dem Faserkerndurchmesser identisch, und der Fernfeld-Divergenzwinkel ist durch den Akzeptanzwinkel der Faser (d.h. deren numerischer Apertur) gegeben. Anhand von Gl. (3.23) ergibt sich damit die Beugungsmaßzahl der emittierten Strahlung zu:

$$M^2 - \frac{\phi \; \lceil D \; \lceil A_N}{2 \; \lceil \varsigma} \tag{4.3}$$

Es soll betont werden, daß dieser Wert nur als Richtwert zu verstehen ist, der exakt nur für den Fall gilt, daß alle Moden in der Faser angeregt werden (Modengleichgewicht, siehe Gl. (4.2)). Sind nicht alle Moden angeregt, kann die Beugungsmaßzahl beträchtlich von diesem Wert abweichen. Die Modenverteilung innerhalb der Faser und damit die Strahlqualität und die Intensitätsverteilung der aus der Faser emittierten Strahlung hängen in entscheidender Weise von der einfallenden Lichverteilung und den Einkoppelbedingungen ab [37]. Im Ex-

tremfall kann ein eingekoppelter Gaußscher Grundmode-Strahl ohne Störung in einer Multimode-Faser geführt und wieder emittiert werden [38]. Im allgemeinen findet jedoch durch Inhomogenitäten innerhalb der Glasfaser wie z.B. Streuzentren oder Mikrokrümmungen ein Energieaustausch zwischen den einzelnen Moden statt [36], so daß nach einer sehr langen Propagation auch solche Moden angeregt werden, die durch den eingekoppelten Strahl am Anfang noch nicht angeregt waren. Nach einer gewissen Propagationslänge wird ein Modengleichgewicht erreicht. Dieser Effekt kann künstlich und in viel drastischerer Weise herbeigeführt werden, indem die Faser gebogen wird und so die Symmetrie der Strahlwege innerhalb der Faser verringert wird [39]. Dieser Effekt der künstlichen Modenanregung wird als „Modenkopplung“ oder „Modenmischung“ („mode-scrambling“) bezeichnet [40].

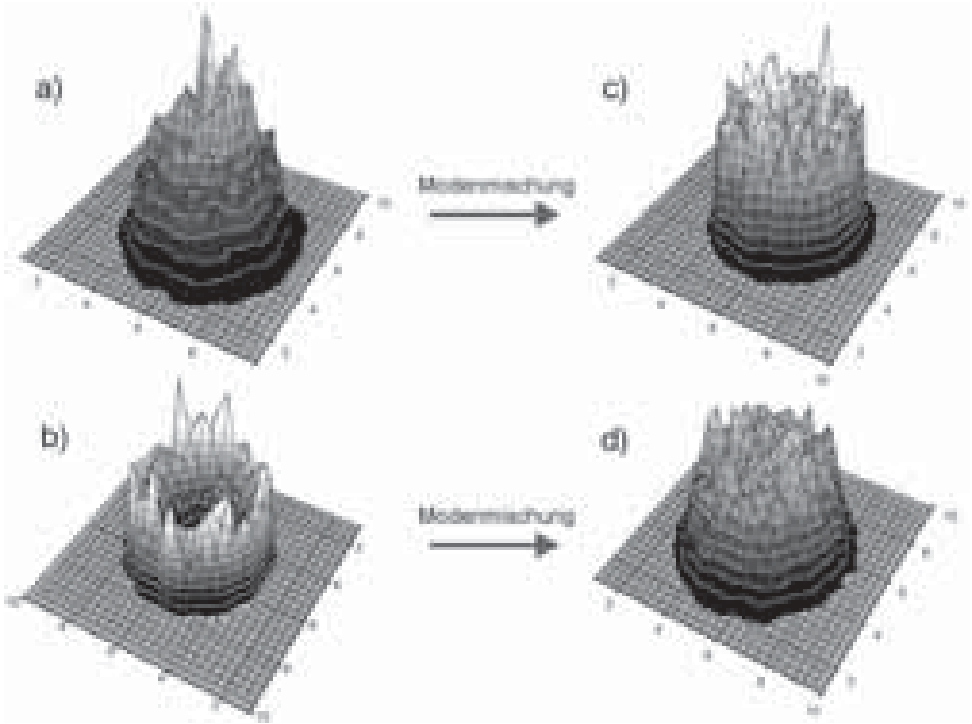


Abb. (4.3): Einfluß von Modenmischung („Mode-scrambling“) auf die aus einer Multimode-Faser emittierte Nahfeld-Intensitätsverteilung. Je nach Einkoppelbedingungen ergeben sich z.B. gaußförmige (a)) oder ringförmige Profile (b)), die durch Modenmischung in rechteckförmige („Top-Hat“-) Profile überführt werden können (Fälle c) und d)).

Durch eine genügend starke Modenmischung lassen sich alle Moden in der Faser anregen, und es ergibt sich eine Modengleichgewichtsverteilung, die derjenigen aus einer sehr langen, aber gerade ausgelegten Faser gleicht. Die Modenmischung verursacht zwar einerseits einen gewissen Leistungsverlust dadurch, daß aufgrund der Biegung nicht mehr für alle Strahlen die Bedingung für Totalreflektion erfüllt ist, andererseits erhält man aus der Faser ein Intensitätsprofil, das nahezu unabhängig von den Einkoppelbedingungen ist [41]. Die Faser wirkt als „Strahlhomogenisator“.
Die Moden in einer Multimodefaser lassen sich generell in zwei Klassen einteilen: Meridionalmoden, die in einer Ebene zwischen Faserkern und der Kern-Mantel-Grenzfläche propa-

gieren, und Helixmoden („skew modes“) die auf einer Spiralbahn um den Kern propagieren und diesen nie schneiden [36]. Je nach Einkoppelbedingungen lassen sich die Moden unterschiedlich stark anregen [37]. Um den Einfluß der Einkoppelbedingungen und der Modenmischung zu charakterisieren, wurde das aus einer Multimode-Faser emittierte Licht abgebildet und die Nahfeld-Intensitätsverteilung mittels einer CCD-Kamera aufgenommen. Als Lichtquelle diente ein transversal grundmodiger, diodengepumpter Festkörperlaser (532 nm, ca. 90 mW), dessen Strahl mit einer Linse in eine Stufenindex-Multimode-Faser (D= 100 µm, A_N= 0,22) eingekoppelt wurde. Abb. (4.3) zeigt die aufgenommenen Intensitätsprofile. Wird die Faser gerade, d.h. ohne starke Krümmungen, verlegt und senkrecht in die Faser eingekoppelt, so werden nur hauptsächlich Meridionalmoden geringer Ordnung angeregt, und es ergibt sich auch hinter der Faser ein nahezu gaußförmiges Intensitätsprofil, siehe Fall a) und auch [39]. Im Fall b) wurde schief eingekoppelt und damit hauptsächlich Helixstrahlen hoher Ordnung angeregt. Als Konsequenz erhält man ein ringförmiges Profil aus der Faser. Um eine Modenmischung zu erreichen, wurde die Faser spiralförmig um eine Anordnung von Schrauben gewickelt [40]. Die kleinsten Biegeradien waren ca. 10 mm, der Leistungsverlust durch die Biegung <1%. Das Intensitätsprofil aus der Faser flacht sich bei zunehmender Biegung deutlich ab [39], bei vollständiger Modenmischung entsteht ein zylinderförmiges Intensitätsprofil mit rechteckigem Querschnitt („top-hat“-Profil), siehe die Fälle c) und d) in Abb. (4.3). Das Plateau des Profils ist nicht ideal glatt, sondern weist irreguläre Schwankungen auf, die auf den Speckle-Effekt zurückzuführen sind. Dieser Effekt wird im nächsten Abschnitt ausführlich untersucht. Das durch Modenmischung entstandene Top-Hat-Profil ist nahezu unabhängig von den Einkoppelbedingungen, wie der Vergleich zwischen c) und d) zeigt. Sowohl das durch gerade Einkopplung entstandene gaußförmige Profil als auch das durch schiefe Einkopplung entstandene ringförmige Profil werden in ein solches Profil überführt.

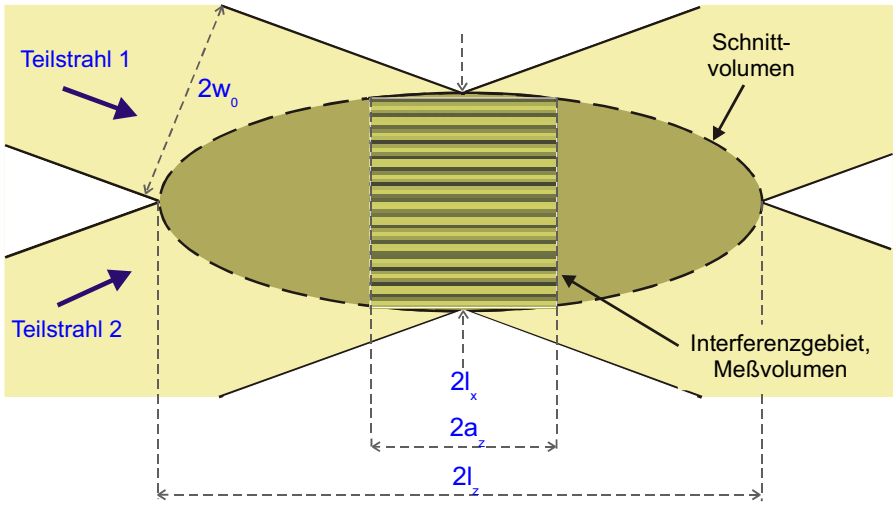


Abb. (4.4): Unterscheidung zwischen Schnittvolumen der Teilstrahlen und dem Interferenzgebiet, das das Meßvolumen eines LDA definiert, bei geringer örtlicher Kohärenz.

Um ein stabiles Intensitätprofil zu erhalten, wurde die Modenmischung für die folgenden Versuche beibehalten. In Abschnitt 3.6) wurde bereits dargelegt, daß aufgrund der geringen örtlichen Kohärenz die Interferenz auf den zentralen Teil des Schnittvolumens der LDA-Teilstrahlen beschränkt bleibt, während sie in den Randbereichen unterdrückt wird. Hier wird zunächst vorausgesetzt, daß alle Moden in der Faser unkorreliert sind und damit eine sehr geringe örtliche Kohärenz vorliegt. Dieser Aspekt wird weiter hinten in diesem Abschnitt noch genauer untersucht.
Da das Meßvolumen eines LDA durch das Interferenzstreifensystem definiert wird, sind hier Meßvolumen und Schnittvolumen nicht mehr identisch wie im Fall mit Singlemode-Strahlung, sondern müssen unterschieden werden. Die Länge des Schnittvolumens wird weiterhin mit $2l_z$ bezeichnet, die Länge des Interferenzbereiches von nun an mit $2a_z$. Die Nomenklatur ist in Abb. (4.4) verdeutlicht.

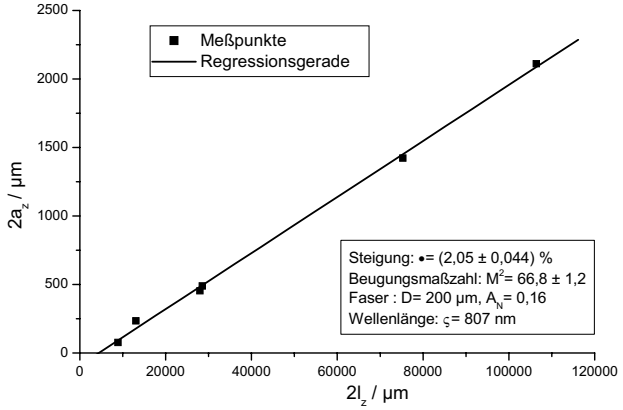


Abb. (4.5): Lineare Abhängigkeit zwischen der Länge des Interferenzgebietes und der Länge des Schnittvolumens. Der Proportionalitätsfaktor • hängt von der örtlichen Kohärenz und damit von den Laser- und Faserparametern ab.

Der beschriebene Sachverhalt wirft nun sofort die Frage nach der Länge des Interferenzgebietes und deren Abhängigkeiten auf. Zunächst wurde die Größe des Schnittvolumens durch Änderung des Abbildungsmaßstabes des zweiten Teleskops, siehe Abb. (4.2), variiert. Als Lichtquelle diente dabei das 807 nm Laserdioden-Array, dessen Strahlung über eine Faser mit D= 200 µm Kerndurchmesser und A_N= 0,16 numerischer Apertur zugeführt wurde. Abb. (4.5) zeigt das Resultat. Hier ergibt sich wie erwartet eine direkte Proportionalität, d.h. die Größe des Interferenzgebietes kann wie im Fall mit Singlemode-Strahlung über den Abbildungsmaßstab skaliert werden. Aus diesem Grund ist es zweckmäßig, die Länge des Interferenzgebietes auf die Länge des Schnittvolumens zu normieren und einen dimensionslosen Faktor • einzuführen, der im folgenden als „Reduktionsfaktor“ bezeichnet wird:

$$\bullet :| \quad \frac{a_z}{l_z} \tag{4.4}$$

Er repräsentiert die Steigung der Kurve in Abb. (4.5) und hängt offenbar nur noch von der örtlichen Kohärenz der Lichtquelle ab. Als ein einfaches Maß für die örtliche Kohärenz kann zunächst die Beugungsmaßzahl M^2 herangezogen werden, die die transversale Strahlqualität charakterisiert. Wie aus Gl. (4.1) deutlich wird, hängt die Beugungsmaßzahl von der Wellenlänge des Laserlichts ç und den Faserparametern Kerndurchmesser D und numerische Apertur

A_N ab. Diese stehen als freie Parameter zur Verfügung und erlauben so eine Variation der Strahlqualität. Durch Permutation der zwei Laserdioden mit den drei Fasern lassen sich so sechs verschiedene Beugungsmaßzahlen einstellen, siehe Tab. (4.1). Wie man erkennt, stimmen die mit Gl. (4.1) berechneten theoretischen Beugungsmaßzahlen recht gut mit den experimentellen Werten überein. Abweichungen können durch zu starke bzw. zu geringe Modenmischungen erklärt werden. Allein im vorletzten Fall ergibt sich ein deutlich höherer Wert, der vermutlich auf einen – nicht geklärten – systematischen Meßfehler zurückzuführen ist.

A_N	D / µm	ς / nm	Modenzahl N (theoret.)	M^2 (theoret.)	M^2 (exp.)
0.16	200	807	7760	62	67
0.16	400	807	31040	125	138
0.37	50	807	2590	36	19
0.16	200	660	11600	76	115
0.16	400	660	46400	152	350
0.37	50	660	3880	44	39

Tab. (4.1): Variation der Beugungsmaßzahl M^2 durch Permutation der Laser- und Faserparameter.

Mit dieser Auswahl an Beugungsmaßzahlen wurde nun die Abhängigkeit des Reduktionsfaktors von der örtlichen Kohärenz untersucht. Als Resultat ergibt sich eine hyperbelförmige Abnahme des Reduktionsfaktors mit der Beugungsmaßzahl M^2, siehe Abb. (4.6). Eine Beugungsmaßzahl von 150 reduziert beispielsweise die Länge des Interferenzgebietes auf ca. 1% der Länge des Schnittvolumens.

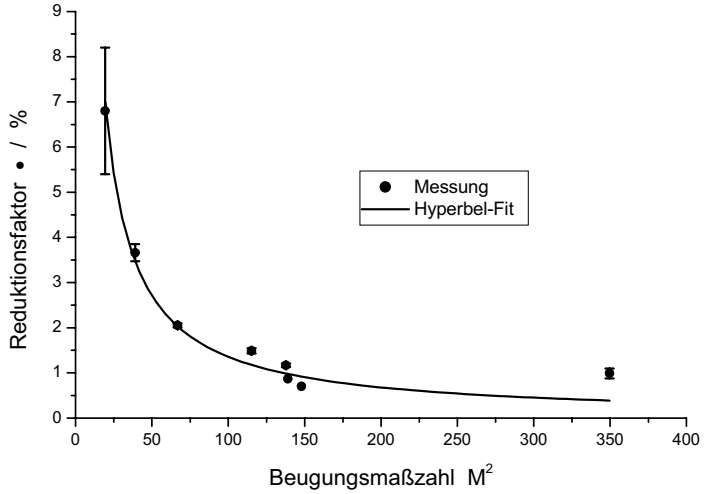


Abb. (4.6): Abhängigkeit des Reduktionsfaktors • von der durch die Beugungsmaßzahl M^2 charakterisierten örtlichen Kohärenz. Der Reduktionsfaktor beschreibt die auf die Länge des Schnittvolumens bezogene Länge des Interferenzgebietes.

Die Länge des Meßvolumens schreibt sich dann mit dem von der Beugungsmaßzahl abhängigen Reduktionsfaktor unter Verwendung von Gl. (3.11) und Gl. (4.2):

$$2a_z \mid \frac{2w_0}{\sin\chi} \lceil \bullet(M^2) \tag{4.5}$$

Bei Fall von Singlemode-Strahlung mit $M^2=1$ wird der Reduktionsfaktor • ebenfalls gleich 1 und die Gleichung reduziert sich auf die bekannte Gl. (3.11). Als Fitfunktion aus Abb. (4.6) ergibt sich $\bullet(M^2)= 1{,}35/M^2$. Der Wert von $\bullet(M^2=1)$ liegt nur geringfügig höher als der erwartete Wert von 1. Mit dem Effekt der Verkürzung des Interferenzgebietes lassen sich damit sehr kleine LDA-Meßvolumina für örtlich hochauflösende Geschwindigkeitsmessungen erzeugen. Abb. (4.7) zeigt den Verlauf des Interferenzkontrastes entlang der optischen Achse für ein Meßvolumen mit lediglich 40 µm voller $1/e^2$-Länge. Die Funktion kann in guter Näherung durch eine Gaußfunktion beschrieben werden.

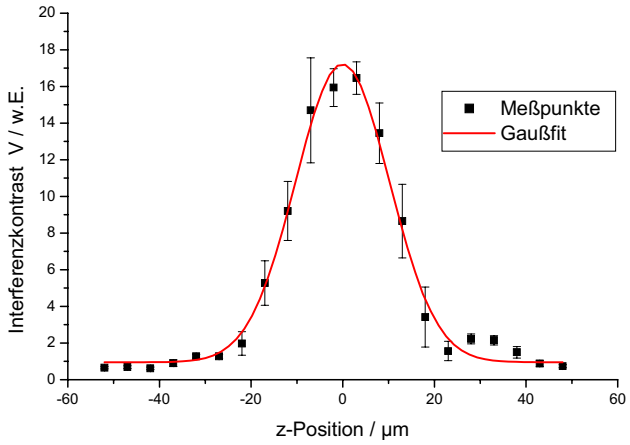


Abb. (4.7): Erzeugung eines sehr kurzen LDA-Meßvolumens von 40 µm (voller $1/e^2$-) Länge für örtlich hochauflösende Messungen. Dargestellt ist der Verlauf des Interferenzkontrastes entlang der optischen Achse V(z).

Im nächsten Schritt wurde der Verlauf des Interferenzstreifenabstandes entlang der optischen Achse vermessen, siehe Abb. (4.8). Es tritt eine äußerst geringe relative Variation des Streifenabstandes ÷d/d von lediglich $4{,}8\cdot10^{-4}$ auf. Dieses läßt, anders als beim Gaußschen Strahl, auf eine sehr geringe Wellenfrontkrümmung schließen.

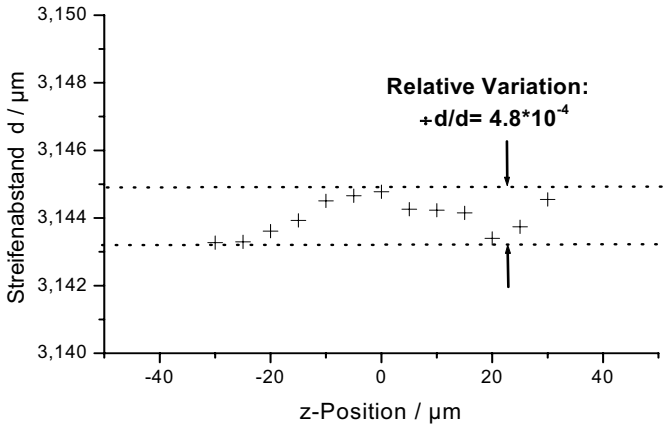


Abb. (4.8): Das Verhalten der Multimode-Strahlung wie geometrisch-optische Lichtausbreitung führt zu einem äußerst homogenen Interferenzstreifensystem. Die relative Variation des Streifenabstandes, hier in einem Meßvolumen von 80 µm voller $1/e^2$-Länge, ist $<5\cdot10^{-4}$.

Offenbar verhält sich die Multimode-Faserstrahlung wie ein geometrisch-optischer Strahl mit ebenen Wellenfronten. Bei kommerziellen LDA-Geräten liegt die Streifenabstandsvariation im Promille- bis Prozentbereich bei einer deutlich geringeren Ortsauflösung, d.h. größerer Länge des Meßvolumens. Hier wird deutlich, daß die bei Singlemode-Strahlung auftretende Komplementarität zwischen hoher Ortsauflösung, gegeben durch die Länge des Meßvolumens, und Genauigkeit der Geschwindigkeitsmessung, gegeben durch die Variation des Interferenzstreifenabstandes, bei Multimode-Strahlung nicht auftritt. Damit lassen sich örtlich hochauflösende Geschwindigkeitsmessungen mit hoher Präzision durchführen.
Bisher wurde von dem idealisierten Fall ausgegangen, daß alle Moden in Faser unkorreliert sind und damit eine optimale örtliche Inkohärenz vorliegt. Dies soll im folgenden etwas relativiert werden. Ein Großteil der Moden wird durch die durch z.B. gekrümmte Faserverlegung induzierte Modenkopplung innerhalb der Faser angeregt. Im Fall einer sich bewegenden oder schwingenden Faser ist der Energieaustausch zwischen einzelnen Moden stochastisch und die Korrelation geht tatsächlich verloren. Bei einer unbewegten Faser ist der Energieaustausch zwischen bestimmten Moden genau definiert und konstant, so daß die angeregten Moden noch mit den anregenden Moden korreliert sind. Dies bedeutet, daß die örtliche Kohärenz nicht vollständig zerstört wird und zwischen verschiedenen Orten auf der Faseroberfläche noch ein gewisser Korrelationsgrad vorhanden ist. In Abschnitt (3.6) wurde beschrieben, daß der LDA-Aufbau einen örtlichen Korrelator darstellt, der die örtliche Korrelation $|\nu(|\underline{r}_2-\underline{r}_1|)|$ über die Messung des Interferenzkontrastes entlang der optischen Achse V(z) festzustellen erlaubt. Eine verbleibende Korrelation zwischen verschiedenen Orten auf der Faserendfläche würde zu einem ausgeprägten Interferenzkontrast über einen weiten Bereich führen, d.h. der örtliche Kohärenzgrad $|\nu(|\underline{r}_2-\underline{r}_1|)|$ nimmt nicht monoton bzw. nur sehr langsam ab. Im Experiment wurde aber nur eine stark eingeschränkte Interferenz beobachtet, siehe Abb. (4.7), was auf einen monoton schnell abfallenden Kohärenzgrad hindeutet. Das heißt, daß die Korrelation nicht in der Faser zerstört wurde, sondern daß das in die Faser eingekoppelte Licht bereits inkohärent war, wie es auch von einem Laserdioden-Array zu erwarten ist. Dieser Verdacht wurde durch ein Experiment überprüft.

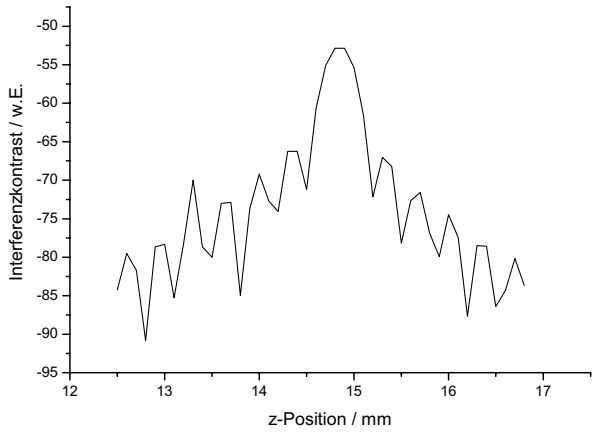


Abb. (4.9): Auftreten von Nebenmaxima im Verlauf des Interferenzkontrastes entlang der optischen Achse, wenn mit kohärenter Strahlung in die Faser eingekoppelt wird. Zur Interpretation siehe Text.

Dazu wurde ein Laser mit ausreichender zeitlicher und idealer örtlicher Kohärenz (der in Abschnitt (6.3) vorgestellte Faserlaser PYL-20 M mit transversaler Grundmode-Strahlung und einer zeitlichen Kohärenzlänge l_c von ca. 7 mm) verwendet, dessen Strahl in eine Multimode-Faser eingekoppelt wurde. Wie zuvor wurde durch Modenmischung der Modengleichgewichtszustand eingestellt und das Interferenzstreifensystem untersucht. Tatsächlich ist hier der Interferenzkontrast nicht auf den zentralen Teil beschränkt, sondern es treten eine Reihe von äquidistanten Nebenmaxima auf, siehe Abb. (4.9). Da die Interferenzkontrast-Funktion V(z) ein Bild der Kohärenzfunktion $|\gamma(|\underline{r}_2-\underline{r}_1|)|$ ist, kann gefolgert werden, daß der örtliche Kohärenzgrad nun nicht mehr monoton mit dem Abstand zweier Aufpunkte $|\underline{r}_2-\underline{r}_1|$ abnimmt, sondern periodisch oszilliert. Folglich weisen bestimmte Moden noch eine deutliche Korrelation auf. Damit ist der Verdacht bestätigt, daß die örtliche Kohärenz nicht (bzw. nicht hauptsächlich) innerhalb der Multimode-Faser zerstört wird. Sie kann teilweise innerhalb der Faser verloren gehen, wenn die Modendispersion größer als die zeitliche Kohärenzlänge ist, siehe dazu den nächsten Abschnitt. Voraussetzung für ein örtlich hochauflösendes Multimode-Faser-LDA ist daher eine Lichtquelle mit geringer örtlicher und zeitlicher Kohärenz. Beide Voraussetzungen sind bei Laserdioden-Arrays gegeben, so daß diese auch aufgrund ihrer sehr hohen Ausgangsleistungen die ideale Lichtquelle für das vorgestellte Prinzip darstellen.
Ein LDA mit einem Interferenzkontrast-Verlauf wie in Abb. (4.9) kann nicht für örtlich hochauflösende Messungen verwendet werden. Zwar ist der Interferenzkontrast in den Nebenmaxima deutlich geringer als im Hauptmaximum, jedoch kann nicht ausgeschlossen werden, daß z.B. große Partikel mit hohem Streuquerschnitt auch zu auswertbaren Signalen aus dem Bereich eines Nebenmaximums führen, was die hohe Ortsauflösung zunichte macht.

4.1.3) Untersuchungen zum Speckle-Effekt

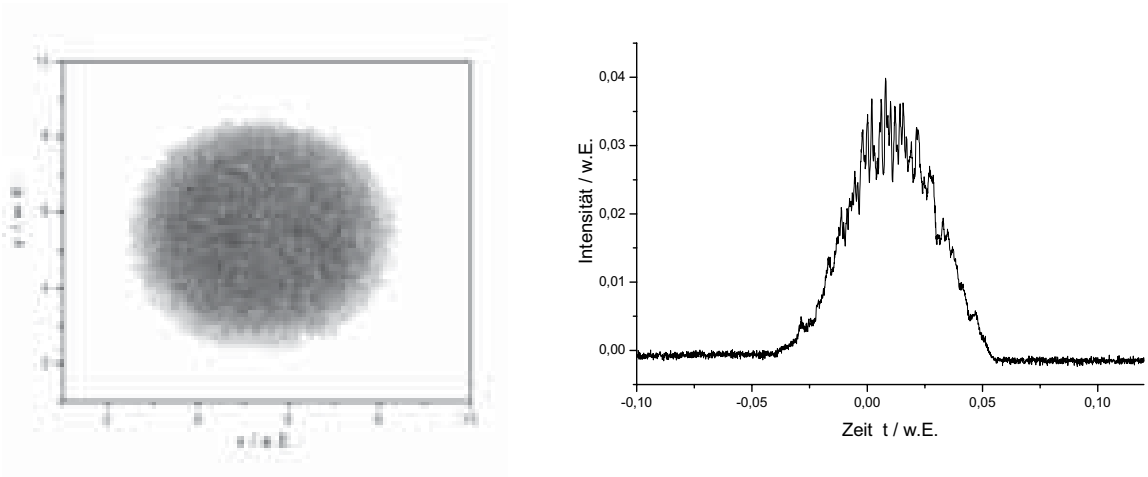


Abb. (4.10): Ausbildung einer Granulation im Intensitätsprofil (Speckles) der aus einer Multimode-Faser emittierten Strahlung. Links als grauskalenkodierte CCD-Aufnahme, rechts im Streulichtsignal eines µm-großen Wassertröpfchens. Die Speckle-Sichtbarkeit $V_{Speckle}$ rechts beträgt ca. 11,4%.

Im Gegensatz zu Singlemode-Fasern weist der Strahl aus einer Multimode-Faser irreguläre, d.h. nicht-periodische örtliche Intensitätsfluktuationen auf, die als „Granulation“ oder „Speckles“ bezeichnet werden, siehe Abb. (4.10). LDA-Burstsignale sind immer ein Abbild der im Meßvolumen vorliegenden Intensitätsverteilung, was zur Folge hat, daß die Fluktuationen die Burstsignale überlagern. Abb. (4.10), rechts, zeigt ein solches Streulichtsignal, das beim Durchflug durch nur einen Teilstrahl und nicht durch ein Interferenzstreifensystem erzeugt wurde. Die Größe und Sichtbarkeit der Speckles hängt von den Laser- und Faserparametern ab, wie weiter hinten noch näher erläutert wird. Im Fall der bisherigen Versuche, LDAs mit Multimode-Fasern aufzubauen, war der Speckle-Effekt derart ausgeprägt, daß nur sehr wenige, aber gut ausgeprägte Speckle auftraten. Dieses hatte zur Folge, daß bei Faserbewegungen der eigentliche Meßort nicht mehr konstant war und die resultierende Signaldegeneration eine LDA-Messung unmöglich machte [29,34,35].
Aus diesem Grund ist es wichtig, die Entstehung von Speckles zu untersuchen und daraus Möglichkeiten für deren Unterdrückung herzuleiten.

Speckle entstehen durch Interferenz aller kohärent geführten Moden innerhalb der Multimode-Faser [42,43]. Da die Moden unterschiedliche optische Weglängen innerhalb der Faser durchlaufen, wird deren individuelle Phase geändert. Die phasenrichtige Aufsummation aller kohärenten Moden führt zu dem beschriebenen Speckle-Effekt.
Die Weglängenunterschiede zwischen den Moden resultieren in Laufzeitunterschieden (Differential Mode Delay, [44]), die zu Pulsverbreiterungen bei der optischen Signalübertragung führen. Dieser Effekt der modenabhängigen Weglänge bzw. Laufzeit wird als Modendispersion bezeichnet. Der größte Weglängenunterschied tritt auf zwischen dem niedrigsten Mode, der wie in einer Singlemode-Faser „ohne Totalreflektion“ nur entlang der Faserachse propagiert, und dem höchsten Mode, der geführt werden kann. Letzterer ist abhängig vom Grenzwinkel der Totalreflektion, d.h. von der numerischen Apertur der Faser. Die maximale Modendispersion L_D ist daher gegeben durch [41]:

$$L_D - \frac{1}{2} \lceil L \lceil A_N^2 \tag{4.6}$$

und ist proportional zur Faserlänge L. Ist der Weglängenunterschied zwischen zwei Moden größer als die Kohärenzlänge des Laserlichts, so können die Moden nicht mehr interferieren, stattdessen addieren sich nur die Intensitätverteilungen (inkohärente Überlagerung). Die tatsächliche Modendispersion hängt von den Einkoppelbedingungen ab, die festlegen, welche Moden in der Faser überhaupt angeregt werden. Bei einer Modenanregung unter dem Gleichgewicht ist die Dispersion der angeregten Moden geringer als durch Gl. (4.6) angegeben.
Da Speckles durch Interferenz entstehen, reagieren sie äußerst empfindlich auf Änderungen der Modenverteilung bzw. der relativen Phasenlage [45], was z.B. durch Dehnen oder Krümmen der Faser geschehen kann. Dieser Effekt kann für viele unterschiedliche Meßaufgaben, z.B. für die hochempfindliche Detektion von Dehnungen oder Verschiebungen [46] oder auch für die Messung von Geschwindigkeitsgradienten [47] eingesetzt werden. Für die hier einzusetzende LDA-Technik ist der Speckle-Effekt jedoch von Nachteil, da er ein additives Rauschen dem Signal hinzufügt und so die Meßeigenschaften verschlechtert.

Das Speckle-Muster als ein Interferenzeffekt kann ebenfalls durch die Angabe eines Interferenzkontrast $V_{Speckle}$ charakterisiert werden, der analog zu Gl. (3.33) durch die maximalen und minimalen Intensitäten des Musters definiert ist:

$$V_{Speckle} \mid \frac{I_{Max} \; 2 \, I_{Min}}{I_{Max} \; 4 \, I_{Min}} \tag{4.7}$$

Der Speckle-Kontrast hängt von der Modendispersion und von der Kohärenzlänge der Laserstrahlung ab. Bei einem Laser mit sehr großer Kohärenzlänge (größer als die maximale Modendispersion) wird ein maximaler Kontrast auftreten. Eine inkohärente Überlagerung von Moden durch kleine Kohärenzlänge und große Modendispersion führt dagegen zu einer Verringerung der Sichtbarkeit.
Um die Speckle-Sichtbarkeit zu reduzieren, kann die Modendispersion groß gewählt werden gegenüber der Kohärenzlänge des Laserlichts. Gemäß Gl. (4.6) sind dafür lange Fasern mit hoher numerischer Apertur einzusetzen. Um den Effekt zu beurteilen, wurde die Strahlung des 807 nm Laserdioden-Arrays (Linienbreite ÷ς– 1,3 nm, Kohärenzlänge l_c– 513 µm) in verschiedene Fasern eingekoppelt und die Speckle-Sichtbarkeit der austretenden Strahlung gemessen. Dazu wurden kleinste Wassertröpfen von einigen µm Durchmesser durch den fokussierten Strahl gelenkt und das Streulichtsignal aufgenommen, siehe Abb. (4.10), rechts. Anhand von Gl. (4.7) kann die Speckle-Sichtbarkeit bestimmt werden. Tab. (4.2) zeigt die Faserparameter (D: Faserkerndurchmesser, A_N: numerischer Apertur, L: Faserlänge, L_D: berechnete Modendispersion) und die erhaltenen Ergebnisse. Damit ist qualitativ bestätigt, daß eine höhere Modendispersion zu einer verringerten Speckle-Sichtbarkeit führt. Experimentell konnte diese durch Verwendung einer 30 m langen Faser mit A_N= 0,37 auf unter 6% gedrückt werden.

D / µm	A_N	L / m	L_D / mm	$V_{Speckle}$ / %
200	0.16	5	26	15,4
400	0.16	2	64	10,9
50	0.37	30	2053	5,6

Tab. (4.2): Speckle-Sichtbarkeiten bei unterschiedlichen Modendispersionen. Durch die Wahl einer langen Faser mit hoher numerischer Apertur kann der Speckle-Kontrast auf unter 6% gedrückt werden.

Mit diesem Ergebnis kann die Speckle-Sichtbarkeit gegenüber der des Interferenzstreifensystems vernachlässigt werden. Abb. (4.11) zeigt ein Burstsignal eines LDA mit dieser Speckle-optimierten Faser im Zeitbereich und Frequenzbereich. Deutlich ist die rechteckförmige Einhüllende des Top-Hat-Intensitätprofils zu erkennen. Die Speckle-Fluktuationen können gegenüber der Modulation des Streifenmusters vernachlässigt werden, so daß präzise Frequenzmessungen vorgenommen werden können. Die im Frequenzbereich auftretenden Nebenmaxima sind nicht durch den Speckle-Effekt bedingt, sondern eine Folge der rechteckförmigen Einhüllenden des Zeitsignals, dessen Fourier-Transformierte eine sinc- (sin(x)/x)-Funktion ergibt.

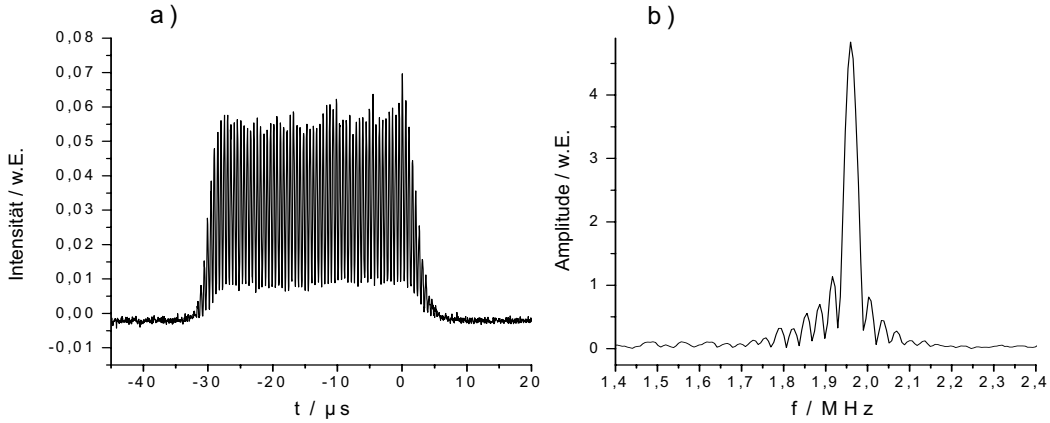


Abb. (4.11): Burstsignal eines Multimode-Faser-LDA, links im Zeit-, rechts im Frequenzbereich. Aufgrund der Top-Hat Intensitätsverteilung ergibt sich eine rechteckförmige Einhüllende. Die nicht-periodischen Störungen der Einhüllenden durch den Speckle-Effekt konnten wirkungsvoll unterdrückt werden (Sichtbarkeit <6%), während die Doppler-Oszillation immer noch nahezu volle Modulation zeigt.

Um den Einfluß der Speckles auf die Genauigkeit der Dopplerfrequenz-Messung zu beurteilen, wurde folgendes Experiment durchgeführt: Durch Absenken des Betriebsstromes der Laserdiode unter die Schwellstromstärke wird die schmalbandige induzierte Emission (kohärenter Fall) unterdrückt und es tritt hauptsächlich die breitbandige spontane Emission auf (inkohärenter Fall). Damit kann experimentell zwischen hoher und niedriger Speckle-Sichtbarkeit gewählt werden (die Speckles können „ein- und ausgeschaltet“ werden).
Es wurde ein LDA-Aufbau gemäß Abb. (4.2) realisiert mit einer D= 200 µm, A_N= 0,22 Multimode-Faser von L= 2 m Länge. Als Laserquelle diente die 660 nm Breitstreifendiode, die bei 300 mA (spektrale Breite ÷ς= 7.65 nm FWHM, Kohärenzlänge l_c= 60 µm, inkohärenter Fall) und bei 400 mA (÷ς= 0.67 nm, l_c= 650 µm, kohärenter Fall) betrieben wurde. Die Schwellstromstärke lag bei I_{Th}– 350 mA. Als Streuobjekt diente ein auf einer Glasplatte befindliches Staubpartikel. Die Glasplatte war an einem optischen Chopper befestigt und rotierte mit konstanter Geschwindigkeit durch das Meßvolumen. Die damit gemessenen Speckle-Sichtbarkeiten betrugen 10% für den kohärenten und <1% für den inkohärenten Fall. Abb. (4.12) zeigt die Streulichtsignale aus dem Meßvolumen im a) inkohärenten und b) kohärenten Fall. Die deutlich höhere optische Leistung im kohärenten Fall wurde durch Neutraldichtefilter gedämpft, um in beiden Fällen gleiche Signalpegel zu erhalten. Die zusätzlichen Fluktuationen in der Einhüllenden sind klar zu erkennen, siehe auch Abb. (4.10). Die periodische Modulation durch die Interferenzstreifen bzw. den Doppler-Effekt ist nicht besonders gut ausgeprägt (Sichtbarkeit ca. 3%), was vermutlich in einem ungünstigen Verhältnis zwischen Größe und Form des Streuteilchens und dem Interferenzstreifenabstand (d= 2,5 µm) begründet liegt. Abb. (4.12) c) und d) zeigen die Burstsignale des inkohärenten und des kohärenten Falls im Frequenzspektrum. Um beide Kurven besser unterscheiden zu können, wurde die Kurve d) auf der Skala nach oben geschoben, ursprünglich haben jedoch beide Kurven denselben Basislevel.

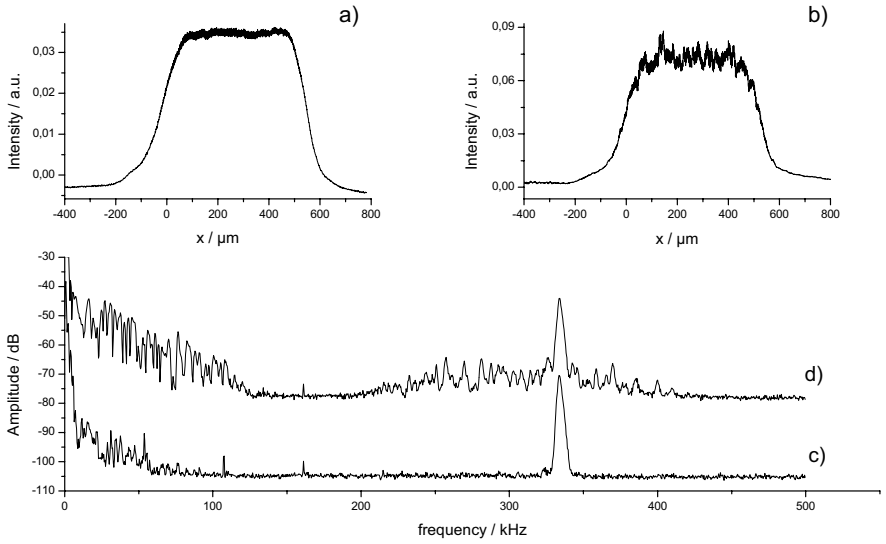


Abb. (4.12): Untersuchung des Speckle-Einflusses auf Laser-Doppler Messungen durch „Ein- und Ausschalten" der Speckles (siehe Text). Die Speckles erzeugen ein additives Rauschen, das den Signal-zu-Rauschabstand der Dopplerfrequenzmessung verschlechtert. a) Burstsignal ohne Speckles im Zeitbereich und c) im Frequenzbereich. b) und d) Burstsignal mit Speckles.

Zunächst erkennt man, daß in beiden Fällen der Doppler-Peak bei 341 kHz deutlich ausgeprägt ist. Desweiteren erkennt man, daß im Fall d) bei hoher Speckle-Sichtbarkeit ein zusätzlicher Rauschuntergrund zwischen 220 kHz und 420 kHz auftritt. Zusätzlich wird der Gleichanteil bei Frequenzen <120 kHz angehoben. Dieser Teil wird nicht ausgewertet und ist deshalb für die Dopplerfrequenzmessung nicht von Bedeutung. Der Signal-zu-Rauschabstand des Dopper-Peaks (SNR_C) wird durch den Speckle-Einfluß von 34 dB_c auf 25 dB_c vermindert, d.h. eine Speckle-Sichtbarkeit von 10% verringert in diesem Fall das SNR um 9 dB_c. Da sich die Energie des Speckle-Anteils auf einen breiten Spektralbereich verteilt, kann man den Doppler-Peak noch deutlich vom Speckle-Rauschen unterscheiden. Mittels eines LabVIEW-Programms wurde in beiden Fällen jeweils 700mal die Mittenfrequenz des Doppler-Peaks gemessen. Die Standardabweichung ohne Speckles wurde zu 0,070% bestimmt, mit Speckles betrug sie 0,075%. In realen Messungen mit geeigneten Seeding-Partikeln ist eine deutlich höhere Modulation des Doppler-Signals zu erwarten, so daß sich die Verhältnisse zusätzlich verbessern. Der Einfluß der Speckles ist also eher als gering zu bewerten. Der Grund dafür liegt in der Verwendung von Multimode-Fasern mit hoher Intermoden-Dispersion und der Verwendung von Laserdioden-Arrays mit kurzer Kohärenzlänge, die zu einem geringen Speckle-Kontrast führen.

Es soll noch hervorgehoben werden, daß eine Verringerung der (zeitlichen) Kohärenzlänge l_c zunächst nur die Sichtbarkeit der Speckles herabsetzt, während die Sichtbarkeit des Streifensystems erhalten bleibt. Obwohl beides Interferenzerscheinungen sind, hängen sie nicht mit-

einander zusammen. Speckles sind eine Konsequenz der Interferenz zwischen Moden in einem Strahl, während das Streifensystem durch Interferenz zweier Teilstrahlen entsteht. Auch bei sehr kleinen Kohärenzlängen zeigt das Streifensystem bei optimalem Weglängenabgleich der Teilstrahlen eine Sichtbarkeit nahe eins, siehe Abb. (4.11). Die Sichtbarkeit wird erst dann senkrecht zur optischen Achse abnehmen, wenn die Kohärenzlänge l_c kleiner als die halbe Ausdehnung des Meßvolumen l_x ist , siehe die Ausführungen in Abschnitt 3.5.).

4.1.4) LDA mit Multimode-Strahlung

Die Eigenschaften eines Laser-Doppler-Anemometers mit Multimode-Strahlung wurden bereits im letzten Abschnitt herausgestellt. An dieser Stelle sollen die Unterschiede des Prinzips zu herkömmlichen LDA mit Singlemode-Strahlung herausgearbeitet und die Grenzen des Prinzips diskutiert werden.
Zur Charakterisierung kann dazu die Beugungsmaßzahl (oder Strahlqualitätsfaktor) M^2 herangezogen werden. Aus Gl. (3.24) wird sofort ersichtlich, daß im Vergleich zur Singlemode-Strahlung bei Multimode-Strahlung der Fernfeld-Divergenzwinkel ζ um den Faktor M^2 vergrößert ist (bei gleichem Strahltaillenradius) bzw. bei gleichem Divergenzwinkel der Strahltaillenradius w_0, siehe auch Abb. (3.5). Die laterale Ausdehnung des Meßvolumens ist durch den Strahltaillendurchmesser gegeben, siehe Gl. (3.11) und (gleicher Divergenzwinkel vorausgesetzt) daher um den Faktor M^2 vergrößert und mit ihr die Anzahl der Interferenzstreifen. Bei Multimode-Strahlung ergibt sich folglich eine deutlich höhere Anzahl von Signalperioden, siehe auch Abb. (4.13), die eine genauere Bestimmung der Dopplerfrequenz ermöglichen. Auch beschleunigte Teilchenbewegungen, die zu einer Frequenzänderung („Chirp“) auf dem Signal führen, können präziser ausgewertet werden. Da in longitudinaler Richtung eine sehr kurze Ausdehnung vorliegt, lassen sich örtliche Geschwindigkeitsänderungen (Geschwindigkeitsgradienten) mit hoher Auflösung vermessen. Von der Form des Meßvolumens aus betrachtet bietet ein LDA mit Multimode-Strahlung offenbar eine deutlich günstigere Anpassung an die Meßgröße „Strömungsgeschwindigkeit“, siehe Abb. (4.13).

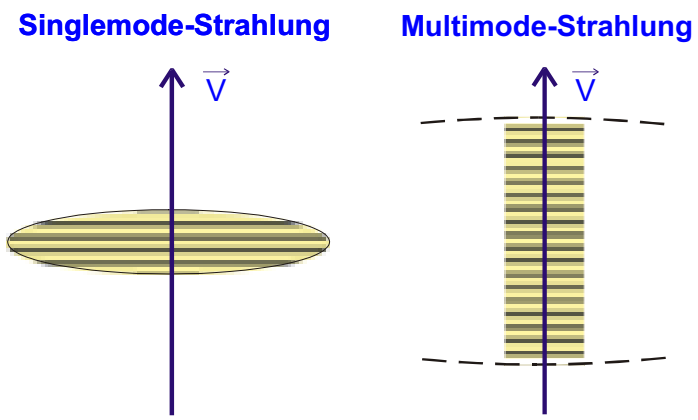


Abb. (4.13): Vergleich der LDA-Meßvolumina bei Verwendung von Singlemode-Strahlung (links) und Multimode-Strahlung (rechts). Im Fall der Multimode-Strahlung ergibt sich eine deutlich bessere Anpassung an die Meßgröße „Strömungsgeschwindigkeit“.

Die Aussage der besseren Ortsauflösung ist insofern zu relativieren, als daß sie nur für Arbeitsabstände (d.h. Entfernung des Meßvolumens bis zum Sensor) im cm- bis dm-Bereich gilt. Für größere Arbeitsabstände wirkt der erhöhte Fernfeld-Divergenzwinkel limitierend, da konventionelle Optiken nur beschränkte numerische Aperturen aufweisen.
Eine Verringerung des Divergenzwinkels kann durch Aufweiten des Strahls geschehen, was gemäß Abb. (4.14) bzw. den Ausführungen in Abschnitt 2.3.2) durch eine entsprechende Wahl des Abbildungsmaßstabes $\eta_1=f_2/f_1$ des ersten Kepler-Teleskops erreicht werden kann. Eine Verringerung des Divergenzwinkels ist schon deshalb notwendig, damit sich die verschiedenen Beugungsordnungen des Srahlteilergitters nicht überlappen, siehe Abb. (4.14). Nur im Fall der Nicht-Überlappung lassen sich die Nullte und evtl. höhere Ordnungen als die ∂1. vollständig ausblenden.

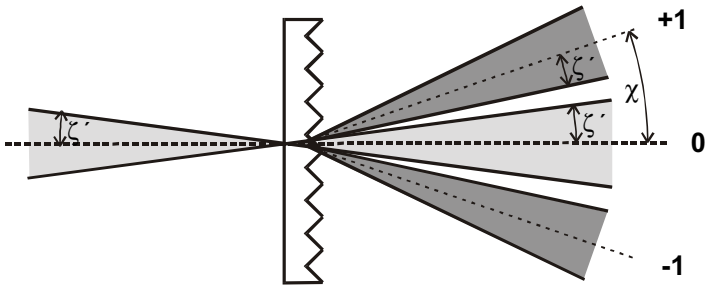


Abb. (4.14): Begrenzung des Meßprinzips durch die Notwendigkeit, die Strahlbündel trennen zu müssen. Der Beugungswinkel χ muß größer sein als der doppelte Fernfeld-Divergenzwinkel ζ'.

Eine Überlappung wird offenbar vermieden, wenn der Beugungswinkel $\chi=\arcsin\{\varsigma/g\}$ (ς: Wellenlänge, g: Gitterkonstante) größer ist als der doppelte Divergenzwinkel ζ': $\chi>2\zeta'$. Letzterer ist gegeben durch die numerische Apertur A_N der Faser dividiert durch den Abbildungsmaßstab η_1. Dadurch ergibt sich der Vergrößerungsfaktor, den das erste Teleskop mindestens aufweisen muß:

$$\eta_1 \varnothing \frac{2A_N g}{\varsigma} \tag{4.8}$$

Eine Verringerung des Divergenzwinkels geht einher mit der Vergrößerung der lateralen Ausdehnung eines Objektes, sprich dem Strahltaillendurchmesser. Durch diese notwendige Vergrößerung kann der laterale Durchmesser des Meßvolumens und damit auch dessen Länge nicht beliebig klein gewählt werden. Zwar läßt sich die Vergrößerung durch eine entsprechende verkleinernde Abbildung $\eta_2=f_4/f_3$ mit dem zweiten Kepler-Teleskop hinter dem Gitter wieder teilweise kompensieren, jedoch führt dieses zu großen Baulängen (f_3 groß) und/oder zu kleinen Arbeitsabständen (f_4 klein). Auch kann der Beugungswinkel nicht beliebig vergrößert werden (g klein, s. Gl. (4.8)), da die numerische Apertur konventioneller Linsen begrenzt ist (typ. 0,2). Linsen mit deutlich höherer Apertur (z.B. Asphären) sind meist nur mit kurzen Brennweiten verfügbar. Ähnliche Betrachtungen gelten, wenn anstatt des Beugungsgitters ein Prisma zur Strahlteilung genutzt wird. Bei der Konzeptionierung eines LDA mit Multimode-Strahlung müssen dessen Parameter also je nach Anwendungsfall individuell bewertet werden.

Zwar lassen sich auch mit Singlemode-Strahlung bei kurzen Arbeitsabständen sehr kleine Meßvolumina mit Längen von wenigen 10 µm erzeugen [16], jedoch vergrößert sich die Meßunsicherheit der Geschwindigkeit drastisch durch zwei Effekte: Durch die starke Fokussierung nimmt einerseits die Anzahl der Interferenzstreifen, d.h. der Signalperioden ab, andererseits vergrößert sich die Variation des Interferenzstreifenabstandes („virtuelle Turbulenz“, siehe Abschnitt 3.3). Diese Nachteile treten bei Verwendung von Multimode-Strahlung nicht auf, siehe die Ausführungen oben. Bei kurzen Arbeitsabständen wird mit LDA-Sensoren mit Multimode-Strahlung eine hohe Ortsauflösung, gegeben durch die Länge des Meßvolumens, und *gleichzeitig* eine geringe Meßunsicherheit der Geschwindigkeit, gegeben durch die Variation des Streifenabstandes, erreicht und ist damit Sensoren mit Singlemode-Strahlung überlegen.
Tab. (4.3) faßt die wichtigsten Eigenschaften von LDA-Sensoren mit Singlemode- und Multimode-Strahlung im Vergleich zusammen. Die angegebenen Werte sind dabei nur als Richtwerte zu verstehen. Je nach Aufbau des Sensors können stark unterschiedliche Werte auftreten.

		SM	MM
1.	Laterale Ausdehnung des Meßvolumens	250 µm*	584 µm
2.	Longitudinale Ausdehnung	4 mm*	<40 µm
3.	Streifenabstandsvariation	0,1%*	$<5\cdot10^{-4}$
4.	Laserleistung	50 mW*	60 mW .. 500 W
5.	Speckle-Sichtbarkeit	0	<6%
6.	Intensitätsprofil	Gauß	Rechteck
7.	Form des Fourier-Peaks	Gauß	sinc
8.	Anzahl Interferenzstreifen/Perioden	20	280
9.	Aufwand für die Fasereinkopplung	hoch	gering
10.	Aufwand für die Strahltaillenjustierung	hoch	gering
11.	Arbeitsabstand	cm .. m	cm .. dm

*Tab (4.3). Vergleich der Eigenschaften von Laser Doppler Anemometern mit Singlemode- und Multimode-Strahlung. Die mit * gekennzeichneten Daten wurden [48] entnommen.*

4.1.5) Zusammenfassung

Die wesentlichen Punkte der in diesem Kapitel gewonnenen Erkenntnisse über das Interferenzstreifensystem und das Multimode-Faser-LDA sollen hier kurz zusammengefaßt werden:

- Die örtlich inkohärente Strahlung aus der Multimode-Faser schränkt die Interferenz auf den Zentralbereich des Schnittvolumens der beiden Teilstrahlen ein. In den Randbereichen des Schnittvolumens wird aufgrund der fehlenden Korrelation zwischen den beteiligten Strahlbündeln die Interferenz unterdrückt. Als Folge lassen sich sehr kurze LDA-Meßvolumina für örtlich hochauflösende Geschwindigkeitsmessungen erzeugen.

- Wird mit kohärenter Strahlung in die Multimode-Faser eingekoppelt, verschwindet die Korrelation zwischen den Moden nicht komplett und im Verlauf des Interferenzkontrastes V(z) treten parasitäre Nebenmaxima auf. Es sollte daher bereits mit inkohärenter Strahlung in die Faser eingekoppelt werden. Innerhalb der Faser kann der Effekt der Modendispersion die Zerstörung der örtlichen Kohärenz unterstützen.
- Modenmischung durch geschwungene Verlegung der Faser erzeugt ein Modengleichgewicht innerhalb der Faser. Die aus der Faser emittierte Intensitätsverteilung ist damit stabil und unabhängig von den Einkoppelbedingungen und besitzt im Nahfeld ein rechteckförmiges Profil.
- In der Strahltaille verhält sich die Multimode-Strahlung wie geometrisch-optische Strahlung mit ebenen Wellenfronten. Die von der Wellenfrontkrümmung verursachte Variation des Interferenzstreifenabstandes ist mit $\div d/d - 5 \cdot 10^{-4}$ etwa eine Größenordnung geringer als die kommerzieller LDA-Sensoren.
- Die Multimode-Strahlung weist in der Intensitätsverteilung ein Speckle-Muster auf, dessen Entstehung auf Interferenz zwischen den Moden innerhalb der Multimode-Faser zurückzuführen ist. Die Sichtbarkeit des Speckle-Muster kann durch eine hohe Modendispersion in Verbindung mit einer kurzen zeitlichen Kohärenzlänge verringert werden (experimentell: $V_{Speckle}<6\%$). Die Unterdrückung des Speckle-Effektes beeinflußt die Sichtbarkeit des Interferenzstreifensystems in erster Linie nicht.
- LDA-Sensoren mit Multimode-Strahlung sind auf Arbeitsabstände im cm-Bereich begrenzt. In diesem Bereich sind sie jedoch Sensoren mit Singlemode-Strahlung überlegen, da sie *gleichzeitig* eine hohe Ortsauflösung und eine geringe Meßunsicherheit der Geschwindigkeit bieten.

4.2) Ausnutzung der Wellenfrontkrümmung: Divergenz-Profilsensor

4.2.1) Das Konzept des Geschwindigkeits-Profilsensors. Vorbetrachtungen

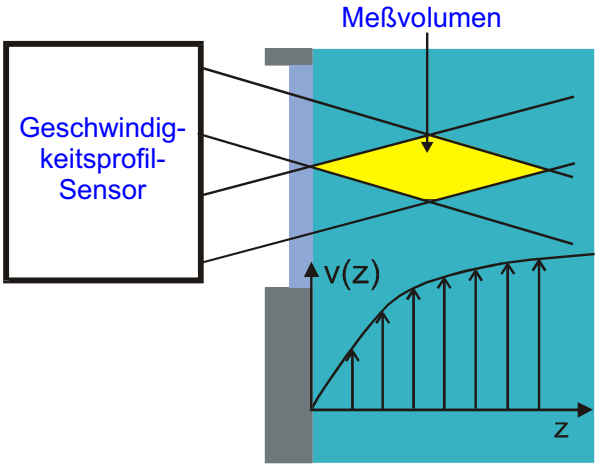


Abb. (4.15). Konzept des Profilsensors: Vermessung eines Geschwindigkeitsprofils durch eine Ortsauflösung innerhalb *des LDV-Meßvolumens, bei der die Geschwindigkeit und der Ort des Streuteilchens simultan bestimmt werden. Die bei konventionellen LDA notwendige Traversierung des Sensors entfällt, stattdessen wird das Profil in seiner Gesamtheit erfaßt.*

Die Neuheit der hier vorgestellten Methode besteht darin, daß *innerhalb* des LDA-Meßvolumens der Durchtrittsort, sprich die Position entlang der optischen Achse, eines Streuteilchens bestimmt werden kann und so eine wesentlich höhere örtliche Auflösung der Geschwindigkeitsmessung erreicht wird. Dieses ist das Konzept des sog. „Geschwindigkeits-Profilsensors“, der ein Geschwindigkeitsprofil in seiner Gesamtheit ohne mechanische Traversierung zu erfassen vermag, siehe Abb. (4.15).
Als physikalischer Effekt wird dabei die Wellenfrontkrümmung von Laserstrahlen ausgenutzt, die merklich in divergenten Laserbündeln auftritt. Aus diesem Grund wird im folgenden die Bezeichnung „Divergenz-Profilsensor“ für das hier vorgestellte Prinzip verwendet. In Abschnitt 4.3.3) wird ein weiterer Geschwindigkeits-Profilsensor vorgestellt, der auf einem anderen Prinzip basiert.
Die Bestimmung der Streuteilchenposition innerhalb der Meßvolumens hat die Vorteile, daß einerseits das Meßvolumen nicht klein gewählt werden muß, um eine hohe Ortsauflösung zu erreichen, andererseits kann auf die bisher notwendige mechanische Traversierung verzichtet werden. Das Meßvolumen kann so groß gewählt werden, daß der interessierende Teil der Strömung komplett abgedeckt wird. Für jedes Streuteilchen werden dann Geschwindigkeit und Position innerhalb des Meßvolumens bestimmt, so daß man durch Auswertung einer genügend großen Anzahl von Ereignissen das komplette Geschwindigkeitsprofil erfaßt. Die Streuteilchen „tasten die Strömung ab“. Durch die fehlende mechanische Traversierung lassen sich so Geschwindigkeitsprofile sehr schnell vermessen.

Sollen für ein einzelnes Teilchen Geschwindigkeit und Ort als zwei unabhängige Größen gleichzeitig bestimmt werden, so kann dieses nicht allein durch Messung *einer* Dopplerfrequenz geschehen. Es wird eine zweite, linear unabhängige Meßgröße benötigt, mit deren Hilfe sich die Position bestimmen läßt. Das hier beschriebene Prinzip des Divergenz-Profilsensors als auch die in Abschnitt 4.3.3) vorgestellte Methode des Phasen-Profilsensors nutzt dazu ein zweites Interferenzstreifensystem, das dem ersten überlagert ist und von diesem physikalisch unterscheidbar sein muß, um zwei separate Meßgrößen zu erhalten. Eine physikalische Trennung der Streifensysteme kann grundsätzlich durch folgende Techniken erreicht werden:

- **Zeit-Multiplexing**: Die Interferenzstreifensysteme werden alternierend ein- und ausgeschaltet. Für die Detektion reicht folglich ein Detektor aus, jedoch müssen durch eine entsprechende Signalverarbeitung die einzelnen Signale rekonstruiert werden [49]. Die maximal meßbare Dopplerfrequenz ist limitiert durch die halbe Repetitionsrate.
- **Frequenz-Multiplexing**: Mindestens einem LDA-Teilstrahl wird eine Trägerfrequenz aufgeprägt, z.B. durch einen Akusto-Optischen Modulator (AOM). Der experimentelle Aufwand ist aufgrund der empfindlichen Einjustage und der begleitenden HF-Elektronik recht hoch. Die maximal meßbare Dopplerfrequenz ist wieder limitiert durch die Trägerfrequenz bzw. die Differenz zwischen den Trägerfrequenzen [50,51].
- **Polarisations-Multiplexing**: Für die Streifensysteme können Strahlen mit gleicher Wellenlänge, aber orthogonalen Polarisationsrichtungen verwendet werden. Aufgrund von Depolarisationseffekten bei der Mie-Streuung und des damit verbundenen starken Übersprechens zwischen den Meßkanälen wird diese Methode üblicherweise nicht verwendet.

- **Wellenlängen-Multiplexing**: Die Streifensysteme werden mit unterschiedlichen Laserwellenlängen erzeugt. Die Strahlvereinigung und -trennung kann z.B. über dielektrische Schichten mit Hoch- oder Tiefpaßfunktion und entsprechender Flankensteilheit, sog. „dichroitische“ Spiegel, geschehen.

In dieser Arbeit wird die Methode des Wellenlängen-Multiplexings verwendet, da die Verwendung von Laserdioden und dichroitischen Spiegeln einen einfachen und robusten Aufbau ermöglicht. Laserdioden sind mit einer ganzen Palette von Wellenlängen im roten und nahinfraroten Sprektralbereich bei Leistungen bis zu 100 mW und mehr verfügbar [52] und sind daher für die hier entwickelten Sensoren besonders vorteilhaft. Eine detaillierte Untersuchung der Eigenschaften von Laserdioden für die Verwendung in der LDA-Technik findet sich in [49]. Bei einer Zweiwellenlängen-Technik stellt sich grundsätzlich die Frage nach der Auswahl der Wellenlängen bzw. des Wellenlängenabstandes. Für die Beurteilung müssen mehrere Punkte berücksichtigt werden:

Argumente zur Maximierung der Wellenlängendifferenz:

- Die dichroitischen Spiegel besitzen nur eine endliche Flankensteilheit. Die absolute Lage der Flanke hängt ferner von Inzidenzwinkel und der Polarisationsrichtung ab. Um ein Übersprechen möglichst wirksam zu unterdrücken, sollten die Wellenlängen weit (>40 nm für eine Isolation von 40 dB) auseinanderliegen.
- Alternativ zu dichroitischen Spiegeln können für die Wellenlängentrennung dispersive Elemente wie Prismen oder Beugungsgitter verwendet werden. Auch hier gilt allgemein, daß eine größere Wellenlängendifferenz die Kanaltrennung vereinfacht.

Argumente zur Minimierung der Wellenlängendifferenz:

- Die Effizienz des für die Erzeugung der Teilstrahlen verwendeten Beugungsgitters hängt von der Wellenlänge ab. Da ein Beugungsgitter nur für eine Wellenlänge optimiert werden kann, sollte die andere möglichst nah an dieser liegen, um die Beugungseffizienz nicht merklich zu verschlechtern.
- Die chromatische Aberration der Abbildungsoptik führt zu einer Positionsverschiebung der Streifensysteme für die verschiedenen Wellenlängen. Wenn die Überlappung der Meßvolumina verringert wird, verkleinert sich folglich der verfügbare Meßbereich. Da dieser Effekt selbst bei chromatisch korrigierten Linsen (Achromate) noch vorhanden ist, sollte die Wellenlängendifferenz möglichst klein sein.
- Der Streuwirkungsquerschnitt ist u.a. von der Lichtwellenlänge und der Teilchengröße abhängig. Eine kleine Wellenlängendifferenz vermeidet daher den für die Signalverarbeitung ungünstigen Fall unterschiedlicher Amplituden zwischen den Meßkanälen.
- Strahlführung: Aufgrund der Dispersion des Beugungsgitters liegen für die verschiedenen Wellenlängen räumlich getrennte Strahlwege vor, siehe Abb. (2.8). Durch das Vorhandensein optischer Medien im Strahlengang kann es zu Änderungen der Strahlausbreitung (z.B. durch dispersive Brechung an Fensterglasschichten) oder des Gangunterschiedes (z.B. durch Blasen oder Brechungsindexänderungen im turbulenten Fluid) kommen, die zu einer Verschiebung der Meßvolumina zueinander oder zu Änderungen der Phasenlage führen.

∉ Werden die beiden Wellenlängen über eine optische Faser dem LDA-Meßkopf zugeführt, so muß der Unterschied der einzelnen V-Faserparameter beachtet werden. Gemäß Gl. (4.1) ergibt sich für die langwelligere Strahlung ein kleinerer V-Parameter. Wird der Wert V−1,5 merklich unterschritten, so wird die Feldausdehnung innerhalb der Faser so groß, daß die Wellenausbreitung störempfindlich wird und starke Biegeverluste auftreten können. Für die kurzwelligere Strahlung ergibt sich entsprechend ein hoher V-Parameter. Hier muß beachtet werden, daß (bei Stufenindex-Fasern) V<2,4 bleibt, um eine singlemodige Ausbreitung zu gewährleisten.

Offenbar überwiegen die Argumente zur Minimierung der Wellenlängendifferenz deutlich die zu deren Maximierung. Die Forderung nach einer großen Wellenlängendifferenz für die Kanaltrennung eines dichroitischen Spiegels kann abgeschwächt werden, indem man ein gewisses Übersprechen zuläßt, das von der Signalverarbeitungstechnik noch toleriert werden kann. Wenige 10 nm Differenz sind daher ausreichend.

4.2.2) Das Prinzip

In Abschnitt (3.3) wurde gezeigt, daß der Verlauf des Interferenzstreifenabstandes im Meßvolumen maßgeblich von der Wellenfrontkrümmung des Gaußschen Strahls bestimmt wird. Üblicherweise fällt die Strahltaille mit dem Kreuzungspunkt zusammen und man erhält die geringste Änderung des Streifenabstandes. Im Fall einer Fehljustage, d.h. Strahltaillen und Kreuzungspunkt sind örtlich getrennt, macht sich die Wellenfrontkrümmung des Gaußschen Strahls deutlich bemerkbar und die Variation des Streifenabstandes wird deutlich erhöht. Die gemessene Dopplerfrequenz ist damit nicht nur eine Funktion der Geschwindigkeit, sondern auch eine Funktion der Position auf der optischen Achse: $f_1=f_1(z,v)$. Dieser systematische Fehler kann aber korrigiert werden, wenn eine zweite Messung durchgeführt wird, die von der ersten linear unabhängig ist. Das bedeutet, daß ein zweites Interferenzstreifensystem benötigt wird, dessen Streifenabstandsverlauf unterschiedlich zu dem ersten ist. Auch die von diesem Streifensystem gemessene Dopplerfrequenz ist wieder eine Funktion der Geschwindigkeit und der Position: $f_2=f_2(z,v)$. Da für ein Streuteilchen die Geschwindigkeit in beiden Streifensystemen identisch ist, kann man sich eine geschwindigkeitsunabhängige Kalibrationsfunktion als Quotient der Dopplerfrequenzen definieren:

$$q(z) \mid \frac{f_2(z)}{f_1(z)} \mid \frac{\mathrm{v}/d_2(z)}{\mathrm{v}/d_1(z)} \mid \frac{d_1(z)}{d_2(z)} \tag{4.9}$$

Der Quotient der Dopplerfrequenzen spiegelt sich also (reziprok) im Quotienten der Streifenabstände wieder, der charakteristisch für eine bestimmte Position ist. Über die Umkehrfunktion $z=z(q)=z(f_2/f_1)$ kann folglich aus dem Verhältnis der Dopplerfrequenzen auf die Position geschlossen werden, an der das Streuteilchen durch das Meßvolumen trat. Die Geschwindigkeit erhält man mittels der lokalen Interferenzstreifenabstände gemäß:

$$\mathrm{v} \mid \quad f_1(\mathrm{v},z)\ \delta d_1(z) \mid f_2(\mathrm{v},z)\ \delta d_2(z) \tag{4.10}$$

Voraussetzung für die Ortszuweisung sind zwei unterschiedliche Streifenabstandsfunktionen $d_{1,2}(z)$ und eine monotone Quotientenkurve, die die Eindeutigkeit der Ortszuordnung gewährleistet. Für eine optimale Funktion ist eine Streifenabstandskurve ansteigend, die andere abfallend zu wählen, sprich man benötigt ein konvergierendes und divergierendes Interferenzstreifensystem.
In Abschnitt 3.3) wurde gezeigt, daß solche „verzerrten" Streifensysteme durch den Einfluß der Wellenfrontkrümmung entstehen, wenn eine Fehljustierung zwischen Kreuzungspunkt und Strahltaillenposition vorliegt. Um ein (in positiver z-Richtung) divergierendes Streifensystem zu erhalten, sind Wellenfronten mit positivem Krümmungsradius erforderlich, d.h. gemäß Abb. (3.1) muß die Strahltaille vor den Kreuzungspunkt bzw. das Meßvolumen gelegt werden. Für ein konvergierendes Streifensystem sind entsprechend negativ gekrümmte Wellenfronten notwendig und die Strahltaille ist hinter das Meßvolumen zu legen.

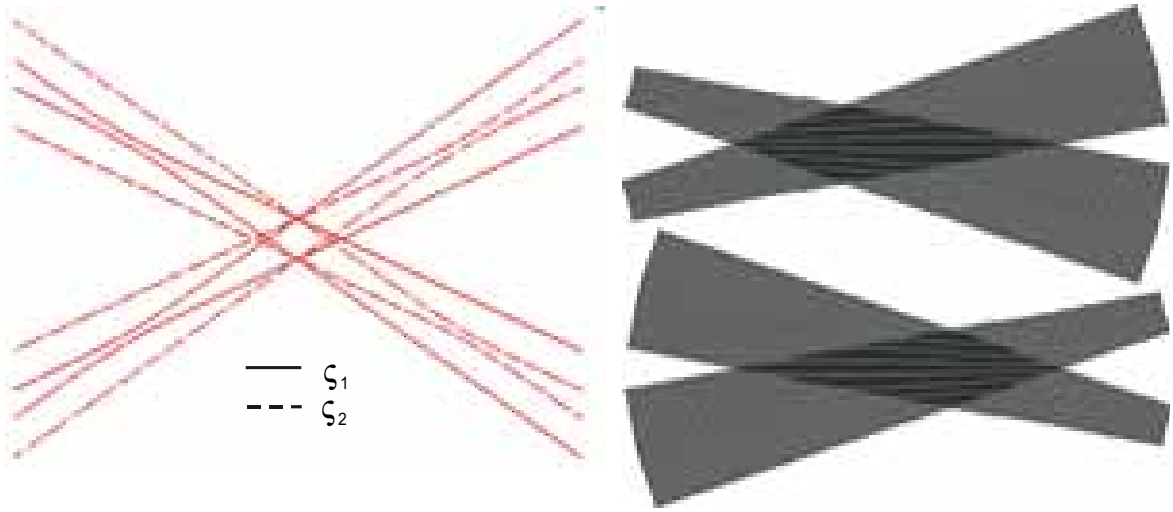


Abb. (4.16). Prinzip der Ortsauflösung innerhalb des Meßvolumens durch Ausnutzung der Wellenfrontkrümmung: Links: Überlagerung zweier LDA-Teilstrahlpaare unterschiedlicher Wellenlänge mit unterschiedlicher Fehljustierung der Strahltaille. Rechts: Resultierendes bichromatisches Meßvolumen aus einem konvergenten und einem divergenten Streifensystem, veranschaulicht durch Moiré-Muster.

Abb. (4.16) zeigt die Kaustikkurven für eine entsprechende Anordnung, bei der zwei Teilstrahlpaare unterschiedlicher Wellenlänge und Justierung überlagert werden. Für eine Wellenlänge befindet sich die Strahltaille vor dem Meßvolumen, für die andere dahinter. Die entsprechenden Teilstrahlen unterschiedlicher Wellenlängen verlaufen dabei kollinear, so daß der Überschneidungsbereich für beide Wellenlängen identisch ist. Als Resultat erhält man ein bichromatisches Meßvolumen mit einem konvergierenden Streifensystem für die eine Wellenlänge und einem divergierenden für die andere.
Die Genauigkeit der Ortsbestimmung hängt offenbar von der Steigung der Quotientenkurve ab, die wiederum durch die Änderung des Interferenzstreifenabstandes mit dem Ort verknüpft ist. In Abschnitt 3.3) wurde weiterhin gezeigt, daß diese maßgeblich durch die Lage der Strahltaille relativ zum Kreuzungspunkt bestimmt wird.

Für die Optimierung des Sensors wird also die Lage der Strahltaille gesucht, die die Variation des Streifenabstandes maximiert. Intuitiv kann hier die Verschiebung um die Rayleigh-Länge $z_R=\phi w_0^2/\varsigma$ angenommen werden, da hier die maximale Wellenfrontkrümmung auftritt. Dieses wird tatsächlich durch die detaillierte Rechnung bestätigt, die in Anhang A wiedergegeben ist. Die größte Änderung des Streifenabstandes tritt auf, wenn die Strahltaille um den Betrag

$$z_{w,opt} \mid \quad \partial z_R \cos\chi \mid \quad \partial \frac{\phi w_0^2}{\varsigma} \cos\chi \tag{4.11}$$

aus der zentralen Kreuzungsebene heraus verschoben ist.

4.2.3) Aufbau und Charakterisierung des Sensors

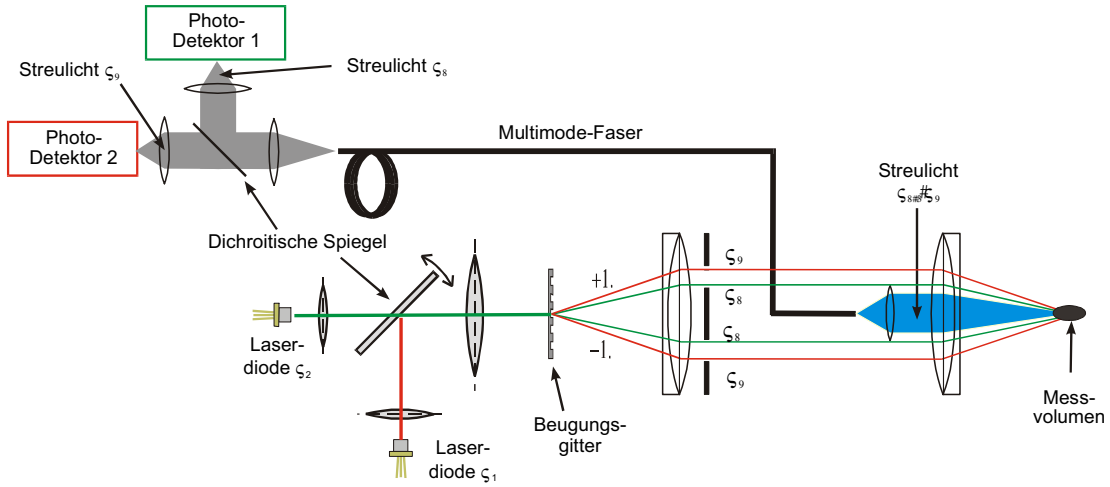


Abb. (4.17). Realisierung des Divergenz-Profilsensors als Freistrahl-Aufbau.

Der Divergenz-Profilsensor wurde zunächst mittels Freistrahl-Optik auf einer optischen Schiene realisiert, siehe Abb. (4.17). Als Lichtquellen wurden zwei Laserdioden (660 nm, 45 mW und 785 nm, 70 mW) verwendet die, rechtwinklig zueinander angeordnet, mit asphärischen Linsen kollimiert und dann mit einem dichroitischen Spiegel unter 45° Inzidenz kollinear überlagert wurden. Eine weitere Linse fokussierte den bichromatischen Strahl auf ein binäres Phasen-Beugungsgitter mit 10 µm Gitterperiode. Das Gitter ist dahingehend optimiert, daß bei 800 nm Wellenlänge die maximale Intensität in die +1. und –1. Beugungsordnung gebeugt wird (ca. 80%) [53]. Diese Beugungsordnungen wurden als die beiden LDA-Teilstrahlen genutzt, alle anderen Beugungsordnungen wurden mittels Strahlfallen ausgeblendet. Ein Kepler-Teleskop bestehend aus identischen achromatischen Linsen kollimierte die Teilstrahlen und brachte sie zur Überschneidung, siehe Abschnitt 2.3.2).
Um die Strahltaillenlage definiert einzustellen, können die Laserdioden relativ zu ihrer jeweiligen Kollimationslinse justiert werden. Gemäß der Abbildungsgleichung für den Gaußschen

Strahl, Gl. (2.27a,b), verschiebt sich die Strahltaille durch das gesamte optische System und damit auch relativ zum Kreuzungspunkt der Teilstrahlen. Die Strahltaillenposition läßt sich so individuell für beide Wellenlängen definiert einstellen.

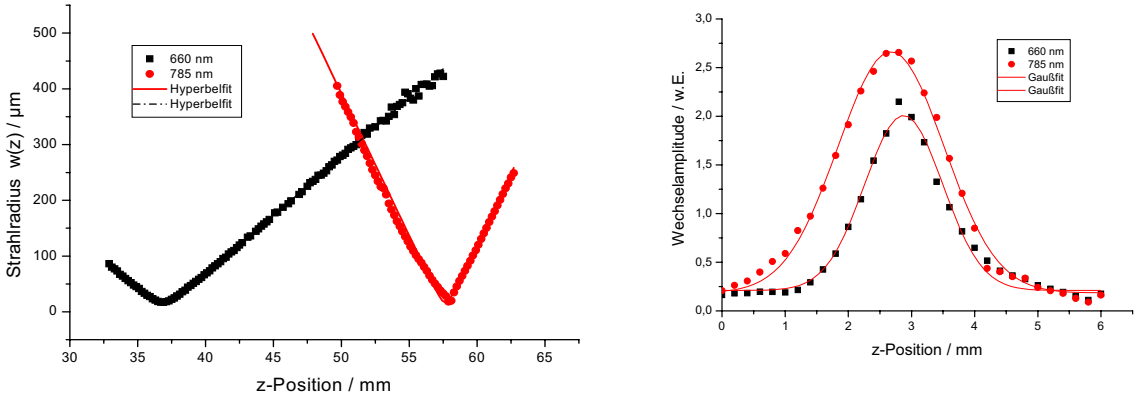


Abb. (4.18). Links: Kaustikkurven der Laserstrahlen um den Bereich des Meßvolumens. Der Kreuzungspunkt befindet sich bei 48,3 mm. Durch die Anordnung der Strahltaillen vor und hinter dem Meßvolumen entsteht ein bichromatisches Meßvolumen mit konvergenten und divergenten Interferenzstreifen. Rechts: Amplituden des Wechselanteils von Burstsignalen, die die einzelnen Meßvolumina definieren. Hier tritt eine optimale Überlappung auf.

Abb. (4.18), links, zeigt die Kaustikkurven für den Bereich des Kreuzungspunktes für beide Wellenlängen. Als Strahltaillenradien bzw. Rayleigh-Längen ergeben sich Werte von w_0= 17 µm und z_R= 1,4 mm für die 660 nm Strahlung sowie w_0= 16,6 µm und z_R= 1,1 mm für die 785 nm Strahlung. Die Strahltaillen befinden sich für die 660 nm Strahlung 11,5 mm vor und für die 785 nm Strahlung 9,4 mm hinter dem Meßvolumen, der Kreuzungspunkt befindet sich auf dieser Skala bei 48,3 mm. In Abb. (4.18), rechts, ist der Verlauf der Amplitude des Wechselanteils des Streulichtsignals dargestellt, der das Meßvolumen definiert. Es ergibt sich eine Meßvolumenlänge von ca. 5 mm. Da im Meßvolumen divergente Strahlen vorliegen, kann die Ausdehnung des Meßvolumens nicht mehr anhand der Gln. (3.11) berechnet werden, siehe auch Abb. (4.16). Aufgrund der Verwendung von achromatischen Linsen für das abbildende Kepler-Teleskop sind die Meßvolumina optimal überlagert.
Abb. (4.19) zeigt den Verlauf der Streifenabstände sowie die Quotientenfunktion für die Ortsbestimmung. Die Streifenabstandsfunktionen können in sehr guter Näherung durch eine Gerade beschrieben werden. Aufgrund der großen Verschiebung zwischen Strahltaillen und Kreuzungspunkt sind die Strahlen im Meßvolumen vollständig divergent bzw. konvergent. Bei diesen Bedingungen ($z_w >> z_R$) befindet man sich bereits im Fernfeld des Gaußschen Strahls, der sich hier wie eine Kugelwelle verhält, siehe Abschnitt 3.3). Analog zum Doppelspalt-Interferenzversuch erhält man also hier einen linear ansteigenden (bzw. abfallenden) Streifenabstand. Die Quotientenfunktion ist über den gesamten Meßbereich monoton steigend mit einer mittleren Steigung von 0,23 mm^{-1}. Damit ist die Funktion der Ortsbestimmung mit dem Divergenz-Profilsensor sichergestellt. Die Untersuchungen zur Meßunsicherheit sind im folgenden Abschnitt beschrieben.

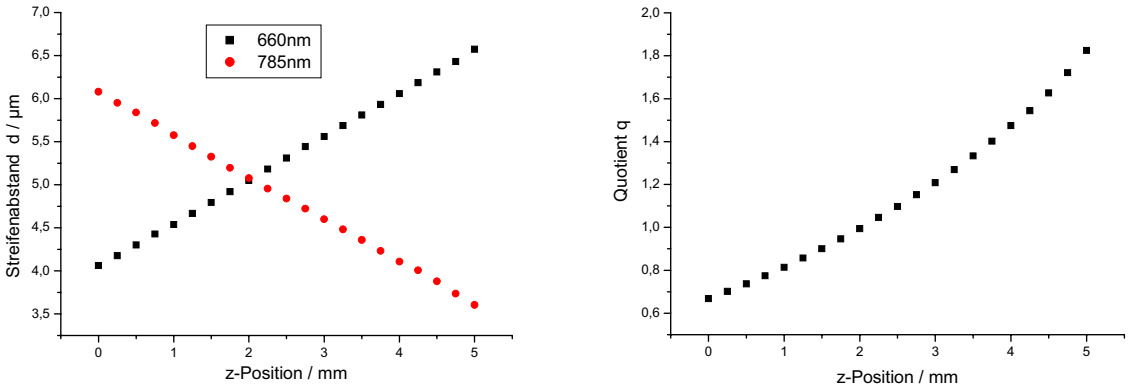


Abb. (4.19). Links: Verlauf der Streifenabstände $d_{1,2}(z)$ im Meßvolumen. Rechts: Die aus den Streifenabständen berechnete Quotientenfunktion $q(z)=d_1(z)/d_2(z)$, die als Kalibrationsfunktion für die Ortsbestimmung agiert.

4.2.4) Untersuchungen zur Meßunsicherheit

Die Meßunsicherheit der gemessenen Position („Ortsauflösung“) ergibt sich aus dem totalen Differential der Quotientenfunktion:

$$\div z \mid \left| \frac{\in q(z)}{\in z} \right|^{41} \; \{\div q \tag{4.12}$$

Der relative Fehler des Quotienten ergibt sich aus dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung aus Gl. (4.12) zu:

$$\frac{\div q}{q} \mid \quad \left| \frac{\div f_1}{f_1} \right| 2 \left| \frac{\div f_2}{f_2} \right| - 2 \frac{\div f}{f} \tag{4.13}$$

wobei für die Näherung angenommen wurde, daß die relativen Fehler der beiden Frequenzen etwa gleich groß (gleiche absolute Meßfehler sowie vergleichbare Frequenzen) sind.
Berücksichtigt man, daß der Quotient in der Mitte des Meßvolumens q−1 ist, so ergibt sich ÷q/q−÷q und damit:

$$\div z - 2 \{ \left| \frac{\in q(z)}{\in z} \right|^{41} \; \{ \frac{\div f}{f} \tag{4.14}$$

Die Ortsauflösung hängt also nur von der Steigung der Quotientenfunktion und des rel. Fehlers der Frequenzmessung ab. Auf der Sensorseite ist für eine hohe Ortsauflösung eine möglichst steile Quotientenkurve zu wählen, was durch Reduzierung des Strahltaillenradius und damit der Rayleigh-Länge erreicht werden kann, siehe dazu die Ausführungen in Anhang A). Geht man von einer Meßunsicherheit der Frequenz von 10^{-4} und der oben gezeigten Steigung

der Quotientenkurve von 0,23 mm^{-1} aus, so ergibt sich aus Gl. (4.14) eine Ortsauflösung von 0,9 µm.
Die Meßunsicherheit der Geschwindigkeit war allgemein gegeben durch:

$$\frac{\div v}{v} \mid \left|\frac{\div f}{f}\right| 2 \left|\frac{\div d}{d}\right| \tag{4.15}$$

Mit dem vorgestellten Sensor wird prinzipbedingt der Einfluß der Variation des Streifenabstandes ÷d/d eliminiert: Durch die Kenntnis der Position, an der das Streuteilchen durch das Interferenzstreifensystem trat, kann (anstatt eines konstanten, mittleren Wertes) nun der lokale Streifenabstand d(z) für die Berechnung der Geschwindigkeit herangezogen werden, siehe Gl. (4.10). Durch eine (hier nicht ausgeführte) Rechnung kann gezeigt werden, daß die Meßunsicherheit der Geschwindigkeit damit nur noch von Meßunsicherheit der Frequenz abhängt:

$$\frac{\div v}{v} _ \frac{\div f}{f} \tag{4.16}$$

Hier kann eine Meßunsicherheit von 10^{-4} erwartet werden.

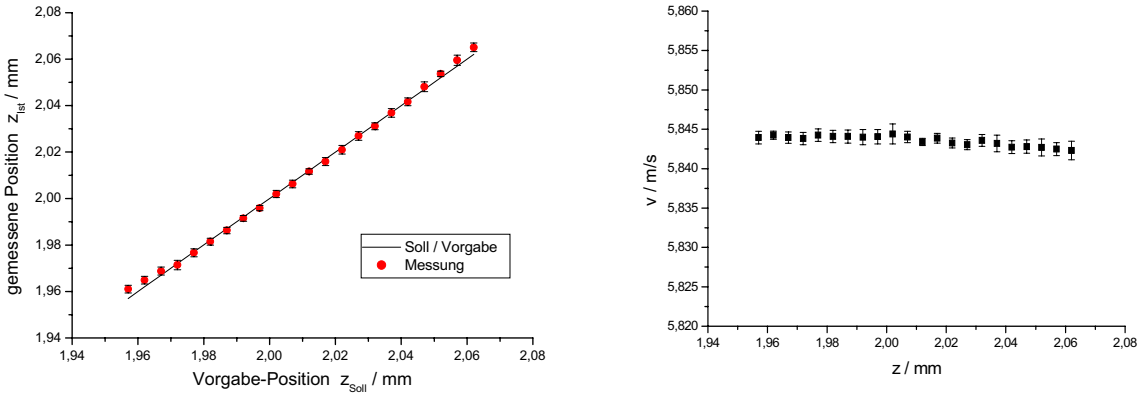


Abb. (4.20): Bestimmung der Meßunsicherheit des Divergenz-Profilsensors. Links: Vergleich der mit dem Sensor gemessenen Position mit einer Vorgabeposition. Die Standardabweichung an jeder Position definiert die Ortsauflösung, die hier zu 1,6 µm bestimmt wurde. Rechts: Bestimmung der gemessenen Geschwindigkeit über dem Ort. Die relative Auflösung ist ÷v/v= 1,4·10^{-4}.

Die Meßunsicherheiten der Position und der Geschwindigkeit können experimentell bestimmt werden, indem ein Streuobjekt mit exakt definierter Geschwindigkeit und Position durch das Meßvolumen bewegt wird und die mit dem Sensor gemessenen Werte mit den Vorgabewerten verglichen werden. Abb. (4.20) zeigt die Ergebnisse einer solchen Messung. In Abb. (4.20), links, ist die gemessene Position über der Vorgabeposition dargestellt, wobei letztere aus der

definierten Bewegung eines Schrittmotortisches gegeben war. Es ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung zu den Meßwerten. Die Ortsauflösung, gemessen als Standardabweichung von 20 wiederholten Messungen an einer Position, beträgt in der Mitte des Meßvolumens lediglich 1,6 µm und ist damit in guter Übereinstimmung zu dem oben abgeschätzten Wert von 0,9 µm. Die geringe Abweichung kann z.B. durch Instabilitäten des mechanischen Aufbaus (siehe auch Abschnitt 5.2)) verursacht werden. Zu den Rändern des Meßvolumens wird die Ortsauflösung mit bis zu 5 µm etwas schlechter, da aufgrund der verminderten Signalqualität (kleiner Signal-zu-Rauschabstand) eine geringe Meßgenauigkeit der Frequenzen auftritt. Abb. (4.20), rechts, zeigt die gemessene Geschwindigkeit bei unterschiedlichen Positionen. Da zur Berechnung der Geschwindigkeit der *lokale* Streifenabstand herangezogen wird (und nicht wie bei konventionellen LDA-Sensoren ein fester Wert), wird die durch einen veränderlichen Streifenabstand erhaltene variierende gemessene Geschwindigkeit („virtuelle Turbulenz“) unterdrückt. Die Geschwindigkeit ist konstant im Rahmen der Meßgenauigkeit. Der mittlere statistische Fehler beträgt lediglich $\div v/v = 1{,}4 \cdot 10^{-4}$ und stimmt ebenfalls mit dem oben abgeschätzten Wert gut überein.
Das Abbe-Limit ist gegeben durch $\varsigma/(2A_N)$, wobei A_N die numerische Apertur der Beleuchtungsstrahlen angibt, die dem Sinus des Fernfeld-Divergenzwinkels ζ entspricht. Dieser ist gemäß Gl. (3.24) gegeben durch $\sin\zeta = \varsigma M^2/(\phi w_0) - 0{,}018$ (mit den obigen Werten $w_0 = 17$ µm, $M^2 - 1{,}5$ und $\varsigma = 660$ nm), so daß die Ortsauflösung gemäß dem Abbe-Limit bei 18 µm liegt. Damit ist gezeigt, daß das vorgestellte Sensorprinzip das Abbe-Limit unterschreitet.

Als Fazit soll festgehalten werden, daß mit dem Divergenz-Profilsensor örtlich hochauflösende Geschwindigkeitsmessungen im µm-Bereich bei gleichzeitig geringer Meßunsicherheit der Geschwindigkeit erreicht werden können.

4.2.5) Verwendung diffraktiver Mikrooptik

Der in Kap. 4.2.3) beschriebene Aufbau mittels Freistrahl-Optik hat den Vorteil, daß sich die Strahltaillen der einzelnen Wellenlängen unabhängig voneinander justieren lassen. Andererseits werden aber hohe Anforderungen an die kollineare Überlagerung der Strahlen gestellt, die sicherstellt, daß die einzelnen Meßvolumina mit Genauigkeiten im Mikrometerbereich übereinanderliegen und nicht in transversaler Richtung versetzt sind. Weiterhin benötigt die Überlagerung mittels dichroitischem Spiegel einen senkrechten optischen Zugang (bei 45° Inzidenz) und somit relativ viel Platz, was einer Miniaturisierung entgegensteht. Für eine Miniaturisierung bieten sich faseroptische Systeme an [27,28,30,31], die den Vorteil bieten, daß sich Laser und Signaldetektion und –verarbeitung in ein Basisgerät verlagern lassen und sich ein kompakter, rein passiver optischer Meßkopf realisieren läßt. Für den Fall des Divergenz-Profilsensors müssen nun zwei Wellenlängen über eine optische Faser geleitet werden. Dieses bedeutet zum einen, daß die Strahlen der beiden Wellenlängen a priori kollinear überlagert sind und so keine Maßnahmen für eine Justierung in transversaler Richtung getroffen werden müssen, was den Aufbau erheblich vereinfacht. Andererseits liegen die Strahltaillen der aus der Faser emittierten Strahlung unabhängig von der emittierten Wellenlänge auf dem Fase-

rende, d.h. die Strahltaillenpositionen sind zunächst identisch und nicht, wie für den Divergenz-Profilsensor erforderlich, getrennt. Die örtliche Trennung der Strahltaillen muß daher im optischen System erfolgen, wobei als physikalischer Effekt die Dispersion genutzt werden kann. Dabei ist zu beachten, daß nur die Strahltaillen örtlich getrennt werden, während sich die Interferenzstreifensysteme weiterhin überlappen müssen. Diese beiden Anforderungen können tatsächlich durch ein gezieltes „Dispersionsmanagement“ gleichzeitig erfüllt werden.
Die Trennung der Strahltaillen muß durch eine Optik mit starker Dispersion allein *vor* dem strahlteilenden Beugungsgitter erfolgen, während die Optik hinter dem Gitter möglichst dispersionsfrei sein sollte, um die Überlappung der Meßvolumina zu gewährleisten. Dieser Sachverhalt ist in Abb. (4.21) skizziert. Die dispersionsbehaftete Optik trennt die Strahltaillen derart, daß die Strahltaille einer Wellenlänge vor dem Gitter, die der anderen Wellenlänge hinter dem Gitter liegt. Die nachfolgende dispersionsfreie Optik bildet die Anordnung aus Strahltaillen und Quellpunkt der Teilstrahlen in dieselbe Anordnung aus Strahltaillen und Kreuzungspunkt ab.

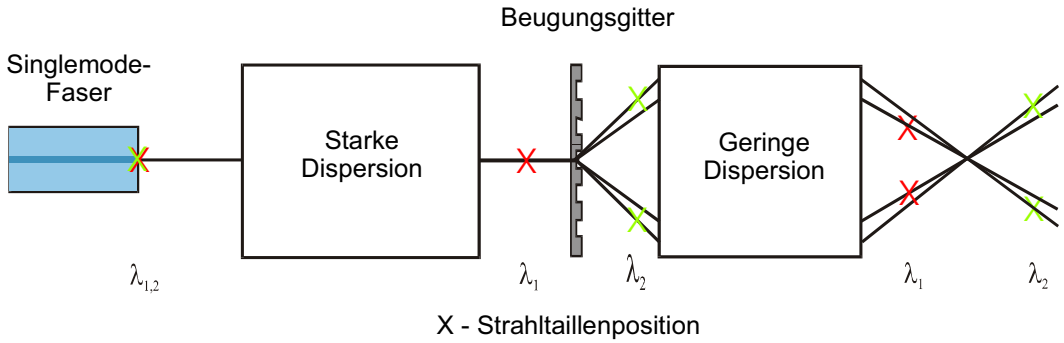


Abb. (4.21): Dispersionsmanagement beim Divergenz-Profilsensor. Für die Abbildung vor dem Strahlteilergitter wird eine hohe Dispersion benötigt, um die Strahltaillen der beiden Wellenlängen örtlich zu trennen. Die für die Überschneidung der Teilstrahlen benötigte Optik soll dagegen eine vernachlässigbare Dispersion besitzen, damit sich die einzelnen Meßvolumina bestmöglich überlappen.

Der Versuch, eine Trennung der Strahltaillen allein durch chromatische Aberration von z.B. Singlet-Linsen zu erreichen, hat sich als nicht einsetzbar herausgestellt. Die erzielte Trennung für die bisher benutzten Wellenlängen war nicht ausreichend, um monotone Streifenabstandsfunktionen mit großem Gradienten zu erzeugen [54]. Der Effekt kann vergrößert werden, indem Wellenlängen mit größerem Abstand zueinander verwendet werden, was aber zu anderen Problemen führt, siehe die Ausführungen in 4.2.1). In dieser Arbeit wurde daher der Weg verfolgt, diffraktive Linsen für die Strahltaillentrennung einzusetzen, da diese prinzipbedingt eine hohe Dispersion, d.h. chromatische Aberration, aufweisen.
Die Wirkung von normalen, refraktiven Linsen kann über das Snelliussche Brechungsgesetz [55] beschrieben werden, das von einfacher geradliniger geometrischer Lichtausbreitung ausgeht und die Lichtbrechung beim Übergang zwischen zwei Materialien unterschiedlicher optischer Dichte betrachtet. Die optischen Bauelemente sind hier deutlich größer als die Lichtwellenlänge. Im Gegensatz dazu besitzen diffraktive optische Elemente (DOE) Strukturen in der Größenordnung der Wellenlänge, so daß der Effekt der Beugung dominant wird und die Wel-

lentheorie des Lichtes zu deren Beschreibung herangezogen werden muß. Ein DOE ändert lokal die Amplitude und/oder die Phase der einfallenden Lichtwelle. Das resultierende Lichtfeld unmittelbar hinter dem DOE ist das Produkt der einfallenden Lichtverteilung mit einer komplexen Transmissionsfunktion T(x,y) [56]:

$$E(x, y, z\,2\,0) \mid \; E(x, y, z\,4\,0)\; \text{f}T(x, y) \tag{4.17}$$

Die Feldverteilung hinter dem DOE ergibt sich anschaulich durch die phasenrichtige Superposition aller (unendlich vieler) Huygensscher Elementarwellen, die mathematisch durch das Kirchhoffsche Beugungsintegral beschrieben werden [55,56]. Im Fernfeld kann die Fraunhofer-Näherung genutzt werden, die mathematisch eine Fourier-Transformation darstellt. Die detaillierte Beschreibung diffraktiver Elemente würde an dieser Stelle zu weit führen, deshalb sei hier auf die Fachliteratur [56] verwiesen. DOE mit der Funktion einer Linse, allgemein „Fresnel-Linsen“ genannt, bestehen aus einer periodischen Struktur konzentrischer Ringe mit Phasen- oder Amplitudenstrukturen („Zonenplatten“). Abb. (4.22) zeigt die Oberflächentopologie einer in Glas geschriebenen Fresnel-Linse.

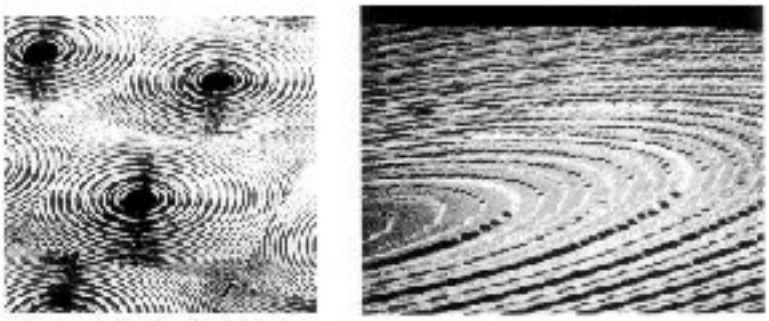
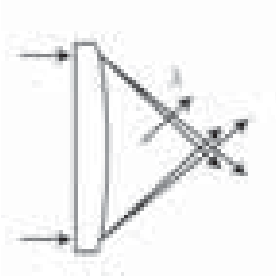
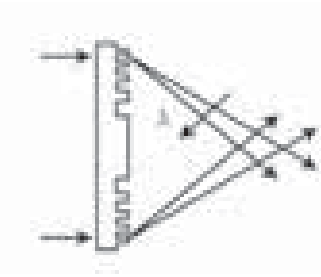


Abb. (4.22): Oberflächentopologie diffraktiver Mikrolinsen, links als Array, rechts eine Einzellinse in der Vergrößerung. Entnommen aus [56].

Tabelle (4.4) zeigt die Eigenschaften refraktiver und diffraktiver Linsen im Vergleich. Dabei bedeuten: $R_{1,2}$: Krümmungsradien der refraktiven Linse und R_0: Radius des zentralen Ringes der diffraktiven Linse. Diffraktive Linsen weisen, da sie auf dem Effekt der Beugung basieren, eine sehr viel stärkere Abhängigkeit der Brennweite von der Wellenlänge auf als refraktive Linsen. Im in der Tabelle angeführten Beispiel ergibt sich bei einer Wellenlänge von 700 nm eine rund 30fach stärkere Dispersion. Die Konsequenz der chromatischen Aberration ist bei abbildenden Systemen üblicherweise ein entscheidender Nachteil, bei dem Divergenz-Profilsensor kann die Dispersion jedoch vorteilhaft eingesetzt werden, um die gewünschte Trennung der Strahltaillen zu erzeugen.
Abb. (4.23) zeigt eine Realisierung des Divergenz-Profilsensors mit Lichtleitfasern und diffraktiver Linse, die einen deutlich kompakteren Aufbau ermöglicht. Als Lichtquelle wurden wieder zwei Singlemode-fasergekoppelte Laserdioden (660 nm und 825 nm) verwendet, deren Strahlungen über einen Faserkoppler in einer Faser vereinigt wurden. Der eigentliche LDA-Meßkopf ist eng an den in Abb. (2.8) dargestellten Aufbau angelehnt, jedoch wurde die refraktive Linse vor dem Beugungsgitter durch eine diffraktive Linse ersetzt, um die nötige Trennung der Strahltaillen hervorzurufen.

	Refraktiv	Diffraktiv
		
Brennweite	$f = \frac{1}{(n-1)\left(\frac{1}{R_1}-\frac{1}{R_2}\right)}$	$f = \frac{R_0^2}{2\varsigma}$
Dispersion	$\frac{\partial f}{\partial \varsigma} = -\frac{\partial n}{\partial \varsigma}\Big\|_{\varsigma_0} \frac{f}{n_0-1}$	$\frac{\partial f}{\partial \varsigma} = -\frac{f}{\varsigma}$
Dispersion bei ς= 700 nm	$\frac{\partial f}{\partial \varsigma} = -0{,}05\ \mu m^{-1}\ f$	$\frac{\partial f}{\partial \varsigma} = -1{,}43\ \mu m^{-1}\ f$
Brennweite in Abh. von der Wellenlänge	zunehmend	abnehmend
chromatische Aberration	klein	groß

Tab. (4.4): Vergleich der Eigenschaften von refraktiven und diffraktiven Linsen.

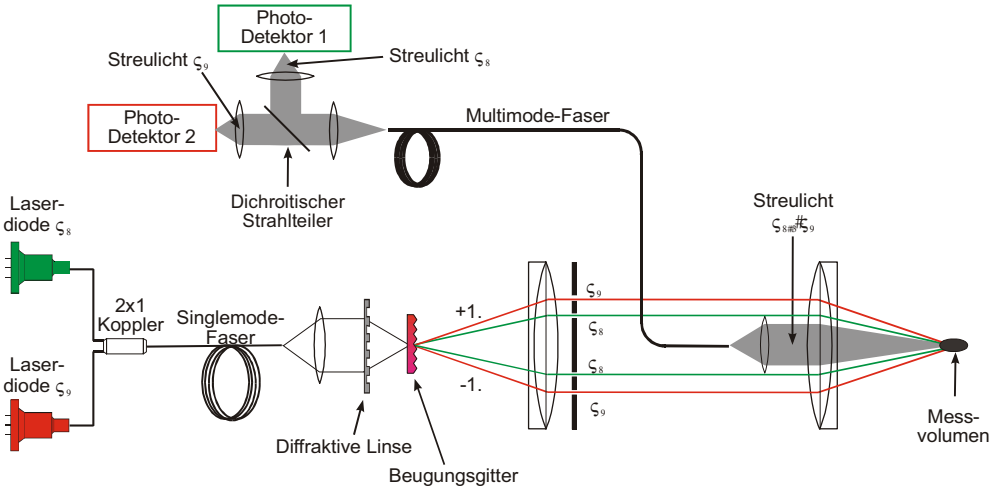


Abb. (4.23): Miniaturisierbare Realisierung des Divergenz-Profilsensors basierend auf Lichtleitfasern und diffraktiver Mikrooptik.

Das Beugungsgitter wird gemäß Abb. (4.21) so eingefügt, daß es sich zwischen den Strahltaillenpositionen der beiden Strahlen befindet. Das zweite Kepler-Teleskop erzeugt das Meßvo-

lumen, wobei sich die Strahltaille der langwelligeren Strahlung vor, die der kurzwelligeren Strahlung hinter dem Meßvolumen befindet. Abb. (4.24) zeigt die Messung der Kaustikkurven für beide Wellenlängen, sowie skizziert die Position des Meßvolumens. Die diffraktive Linse besitzt bei 825 nm eine Brennweite von 20 mm und gemäß Tab. (4.4) bei 660 nm eine Brennweite von 25 mm, womit sich eine Trennung der Strahltaillenpositionen von 5 mm ergeben würde. Die gemessene Trennung ist mit 6,7 mm sogar noch etwas höher als der Erwartungswert. Um eine optimale Funktion des Profilsensors zu erreichen, ist die Verschiebung der Strahltaille aus dem Meßvolumen heraus gleich der Rayleigh-Länge der Strahlen zu wählen, siehe die obige Gl. (4.11) und die Herleitung in Anhang A). Da die Trennung der Strahltaillen durch die diffraktive Linse definiert wird, steht diese als variabler Parameter nicht mehr zur Verfügung. Stattdessen kann die Rayleigh-Länge über den Strahltaillenradius so angepaßt werden, daß sie der erreichten Trennung entspricht.

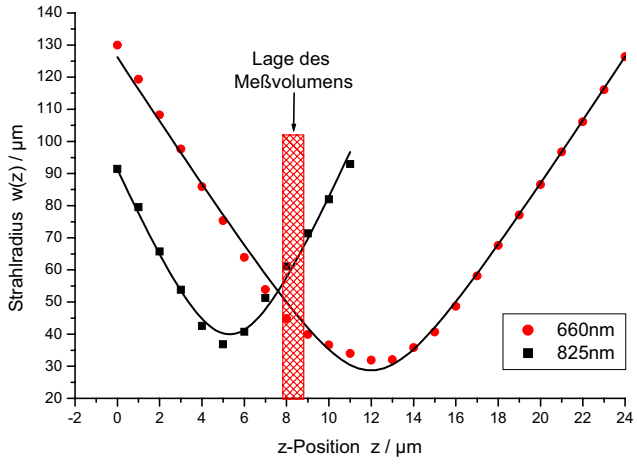


Abb. (4.24): Charakterisierung des Profilsensors mit diffraktiver Linse und Faserzuführung. Dargestellt sind die Kaustikkurven der zu den unterschiedlichen Wellenlängen gehörenden Strahlen sowie der Bereich des Meßvolumens. Durch die starke chromatische Aberration der Linse kann eine Strahltaille vor und eine hinter dem Meßvolumen angeordnet werden.

Wird das Meßvolumen zentral zwischen den Strahltaillen angeordnet, so ist eine Rayleigh-Länge von (6,7 mm)/2= 3350 µm erforderlich. Als Strahltaillenradius ist für die 660 nm-Strahlung von $w_0=(\varsigma z_R/\phi)^{½}$= 26,5 µm und für die 825 nm-Strahlung ein Strahltaillenradius von w_0= 29,7 µm zu wählen. Dieses kann durch eine entsprechende Wahl des Abbildungsmaßstabes ($\eta=\eta_1\eta_2$ als Produkt der Abbildungsmaßstäbe der einzelnen Kepler-Teleskope) geschehen. Im Experiment wurde der optimale Wert für die 660 nm-Strahlung mit w_0= 28,7 µm bei einer Beugungsmaßzahl von M^2=1,4 recht gut erreicht, während bei der 825 nm-Strahlung der Strahltaillenradius mit w_0= 40,0 µm um ca. ein Drittel höher liegt als der optimale Wert. Grund dafür sind vermutlich Aberrationen im optischen System, erkennbar an der erhöhten Beugungsmaßzahl von M^2= 2,3.
Abb. (4.25) zeigt die Streifenabstandsverläufe sowie die Quotientenfunktion in dem sich ergebenden Meßvolumen von ca. 1 mm Länge. Analog zum Aufbau mit Freistrahl-Optik ergeben sich nahezu lineare Streifenabstandsfunktionen mit großer Steigung, die sich in der Mitte der Meßvolumens schneiden. In dieser Ebene ist das LDA achromatisch und der Streifenabstand ist gleich dem „klassischen“ Wert von $d=\varsigma/(2\sin\chi)$, unabhängig von der Wellenfrontkrümmung, siehe Abschnitt 2.3.2) und Abschnitt 3.3). Die Quotientenfunktion ist, wie gefordert, monoton steigend mit einer mittleren Steigung von 0,38 mm^{-1}. Die Steigung ist nahezu

doppelt so hoch wie bei dem im vorigen Abschnitt beschriebenen Freistrahl-Aufbau, obwohl aufgrund der hier größeren Strahltaillenradien und Rayleigh-Längen eine eher geringere Steigung zu erwarten gewesen wäre. Als Grund dafür ist die Verschiebung zwischen Strahltaille und Kreuzungsebene zu sehen, die bei dem Freistrahl-Aufbau größer war als der optimale Fall. Der Aufbau mit diffraktiver Linse kommt dem Optimum schon sehr nahe, was eine im Vergleich um den Faktor 2 bessere Ortsauflösung zur Folge hat. Hier konnte durch die analoge Messung wie im letzten Abschnitt eine Ortauflösung unter einem Mikrometer festgestellt werden.

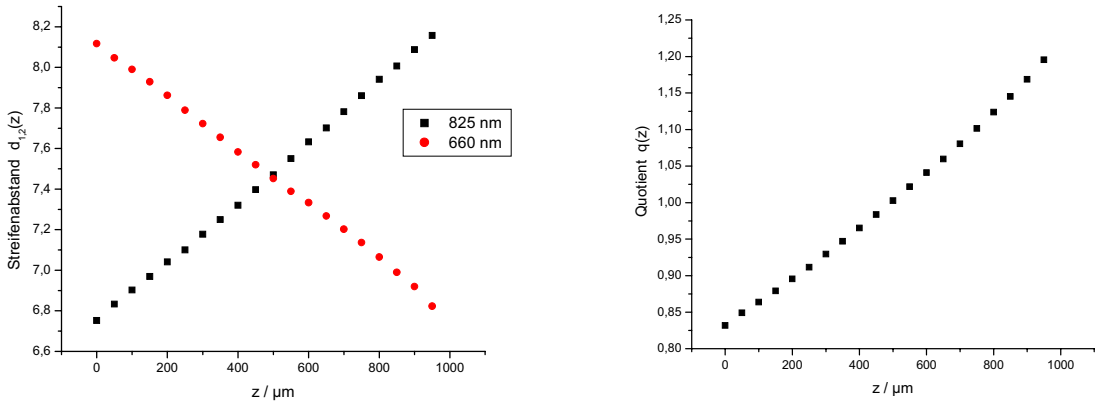


Abb. (4.25): Links: Streifenabstandsverläufe $d_{1,2}(z)$, rechts: Quotientenfunktion $q(z)=d_2(z)/d_1(z)$ beim Divergenz-Profilsensor mit diffraktiver Linse und Faserzuführung

Als Fazit kann festgehalten werden, daß die miniaturisierbare Realisierung des Divergenz-Profilsensors mittels diffraktiver Linse und Faserzuführung keine Nachteile im Vergleich zur Freistrahl-Realisierung mit sich bringt. Durch eine definierte Auslegung der Optik kann auch hier eine optimale Performance mit einem kompakten, faseroptischen Meßkopf und einer Ortsauflösung im sub-µm-Bereich erreicht werden.

4.3) Auswertung der Interferenzphase: Quadratur-Homodyn-LDA und Phasen-Profilsensor

In diesem Abschnitt wird ein Zweiwellenlängen-Verfahren vorgestellt, daß sowohl eine Richtungssinnerkennung einer Streuteilchenbewegung als auch – analog zu dem in Abschnitt 3.2) vorgestellten Verfahren – eine ortsauflösende Messung innerhalb des Meßvolumens im sub-Mikrometerbereich ermöglicht. Das Verfahren basiert auf der Auswertung der Phasenverschiebung zweier Interferenzstreifensysteme unterschiedlicher Wellenlängen, bzw. auf der Phasenverschiebung des resultierenden Burstsignalpaares. Je nach Anordnung der beiden Interferenzstreifensysteme zueinander kann eine richtungssinnerkennende Messung, eine ortsauflösende Messung oder beides gleichzeitig erreicht werden. Zunächst werden einige Anforderungen an den optischen Aufbau hergeleitet, die für eine eindeutige Phasenmessung erforderlich sind. Die gezielte optische Phasenschiebung durch Materialdispersion wird kurz

erläutert. Danach werden die Sensoren zur Richtungssinnerkennung und Ortsauflösung nacheinander vorgestellt.

4.3.1) Vorbetrachtungen

a) Anpassung der Streifenabstandsfunktionen

Die in diesem Abschnitt betrachteten Sensoren basieren auf der Messung der Phasenverschiebung zwischen zwei Burstsignalen. Eine zwingende Voraussetzung für eine genaue Phasenmessung ist die Gleichheit der Frequenzen der beiden einzelnen Signale. Im allgemeinen sind die Frequenzen durch parasitäre Effekte (optischer oder elektrischer Natur) unterschiedlich, so daß sich die relative Phasenlage zeitlich ändert. Betrachtet man zwei Frequenzen f_1 und f_2, so ändert sich während der Beobachtungs- oder Meßdauer ϑ die Phase um den Betrag:

$$\div\pi \mid 2\phi(f_2 4 f_1)\vartheta \tag{4.18}$$

Im Fall der von einem LDA erzeugten Burstsignale sind die Frequenzen durch die Dopplerfrequenzen $f_{1,2}= v/d_{1,2}$ und die Meßdauer durch die Durchflugzeit $\vartheta=2w_0/v$ des Streuteilens durch das Meßvolumen gegeben (hier wieder durch die $1/e^2$-Grenzen definiert). Damit schreibt sich die Unsicherheit der Phase folgendermaßen:

$$\div\pi(z) \mid 2\phi\left(\frac{1}{d_2(z)} 4 \frac{1}{d_1(z)}\right)2w_0 \tag{4.19}$$

Die gemessene Phase kann damit jeden Wert zwischen $\pi_0+\div\pi/2$ und $\pi_0-\div\pi/2$ annehmen, wobei π_0 der „wahre“ Phasenwert ist, d.h. derjenige, der sich bei identischen Frequenzen ergeben würde. Welcher Phasenwert aus dem Intervall schließlich aus der Messung erscheint, hängt vom Algorithmus der Phasenmessung in der Signalverarbeitung ab. Um diese Unsicherheit jedoch von vornherein zu minimieren, ist eine Anpassung der Dopplerfrequenzen und damit eine Anpassung der Streifenabstandsfunktionen $d_i(z)$ notwendig: $d_1(z)=d_2(z)$. Die Streifenabstandsfunktionen waren für den ideal justierten Fall, d.h. wenn die Strahltaille mit dem Kreuzungspunkt zusammenfällt, gegeben durch eine Parabelfunktion gemäß Gl. (4.20), die sich, wenn man die Rayleigh-Länge z_R durch den Strahltaillenradius w_0 ausdrückt, folgendermaßen schreibt:

$$d_i(z) \mid \frac{\varsigma_i}{2\sin\chi_i}\left(1 2 \frac{\varsigma_i^2 \cos^2\chi_i}{\phi^2 w_{0i}^2} z^2\right) \quad , \quad i \mid 1,2 \tag{4.20}$$

Die Indizes kennzeichnen dabei die Parameter für die beiden unterschiedlichen Wellenlängen. In Abschnitt 2.3.2) wurde bereits demonstriert, wie der erste Term für unterschiedliche Wellenlängen durch Einsatz eines Beugungsgitters als Strahlteiler angepaßt, d.h. der Aufbau achromatisch gemacht werden konnte. Dieser Term kennzeichnet aber nur den Streifenabstand

für ideale ebene Wellenfronten bzw. denjenigen in der zentralen Schnittebene z=0. Außerhalb der zentralen Schnittebene beeinflußt die Wellenfrontkrümmung den Interferenzstreifenabstand merklich, so daß sich Kurven zwar in der Mitte berühren, zu den Rändern des Meßvolumens aber aufgrund unterschiedlicher Krümmungen auseinanderlaufen. Dieses erfordert auch die Anpassung des Korrekturterms, was auf die folgende Verhältnisgleichung für die Strahltaillenradien der einzelnen Wellenlängen führt:

$$w_{0_2} \mid w_{0_1} \sqrt{\frac{\varsigma_1 \cos\chi_2}{\varsigma_2 \cos\chi_1}} \tag{4.21}$$

Für kleine Kreuzungswinkel, die üblicherweise vorliegen, gilt $\cos\chi_1 - \cos\chi_2$ und Gl. (4.21) kann vereinfacht geschrieben werden als:

$$w_{0_2} \mid w_{0_1} \sqrt{\frac{\varsigma_2}{\varsigma_1}} \tag{4.22}$$

Besitzen die Strahltaillenradien also dieses Verhältnis, so sind die Wellenfrontkrümmungen angeglichen und die Streifenabstandsfunktionen identisch.

Die beschriebene Anpassung soll anhand eines Beispiels erläutert werden. Dazu wurde die Gl. (4.22) mit dem Mathematik-Programm Maple für verschiedene Situationen berechnet und dargestellt. Als Wellenlängen wurden $\varsigma_1 = 600$ nm $\varsigma_2 = 800$ nm gewählt. Der halbe Kreuzungswinkel für ς_1 wurde zu $\chi_1 = 3{,}7842°$ gewählt, so daß ein Streifenabstand in der Mitte des Meßvolumens von $d_1(0) = 5$ µm resultiert. Die Strahlradien wurden auf $w_{01} = w_{02} = 40$ µm gesetzt, so daß eine halbe Meßvolumenlänge von ca. $w_{01}/\sin(\chi_1) - 600$ µm (siehe Gl. (3.11)) resultiert. Abb. (4.26) zeigt in drei Schritten, wie die Streifenabstandsfunktionen einander angepaßt werden.

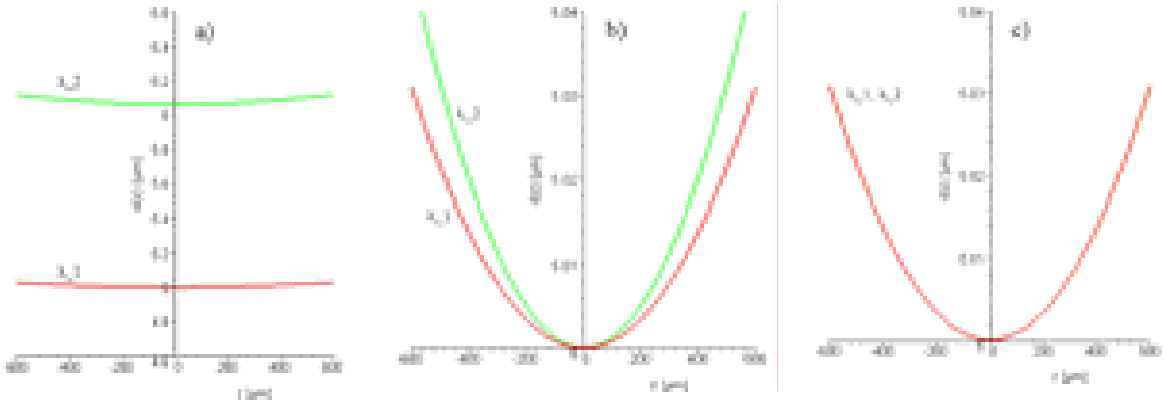


Abb. (4.26): Anpassung der Streifenabstandsfunktionen $d_{1,2}(z)$ für zwei unterschiedliche Wellenlängen für phasenauswertende Messungen. a) Konventionelles LDA mit Prismenstrahlteiler. b) Achromatisches LDA mit Beugungsgitter als Strahlteiler. c) Mit Beugungsgitter und angepaßten Strahlradien.

- Abb. (4.26) a) zeigt die Streifenabstandsfunktionen für den Fall, daß ein Prisma für die Strahlteilung verwendet wird. In diesem Fall sind die Kreuzungswinkel identisch, $\chi_2=\chi_1$, so daß aufgrund der unterschiedlichen Wellenlängen auch die Streifenabstände im gesamten Meßvolumen deutlich verschieden sind. Eine definierte Phasenmessung ist folglich nicht möglich.
- Für Abb. (4.26) b) wurde ein Beugungsgitter als Strahlteiler vorausgesetzt, so daß wegen dessen dispersiven Charakters die Kreuzungswinkel gemäß dem Verhältnis der Wellenlängen angeglichen werden, siehe Abschnitt (2.3.2), Gl. (2.25). Für die infraroten Strahlen ergibt sich demnach ein Kreuzungswinkel von χ_2= arcsin[sin(χ_1)*0,8/0,66]– 4,5885°. Als Konsequenz ergibt sich im Zentrum des Meßvolumens ebenfalls ein Streifenabstand von $d_2(0)$= 5 µm. Aufgrund der unterschiedlichen Wellenfrontkrümmungen der beiden Wellenlängen weisen die Streifenabstandsfunktionen noch unterschiedliche Krümmungen auf und die Kurven laufen auseinander. Die kleinere Wellenlänge entspricht einer kleineren Rayleigh-Länge z_R und weist daher die geringe Krümmung auf.
- In Abb. (4.26) c) ist die vollständige Anpassung der Streifenabstandskurven dargestellt, indem zusätzlich die Strahlradien gemäß Gl. (4.22) angepaßt werden. Der Strahltaillenradius der infraroten Wellenlänge sollte daher zu $w_{02}=[0.8/0.66]^{½}\cdot w_{01}$– 44 µm gewählt werden, so daß sich gleiche Rayleigh-Längen für beide Wellenlängen ergeben. Damit sind die Streifenabstandsfunktionen vollständig angepaßt, so daß sich theoretisch identische Dopplerfrequenzen von jeder Position aus dem Meßvolumen ergeben würden.

b) Phasenschiebung durch Materialdispersion

Neben der Anpassung der Streifenabstandsfunktion ist es für die entwickelten Sensoren weiterhin notwendig, die Interferenzphase gezielt einzustellen. Beispielsweise ist für das im nächsten Abschnitt vorgestellte Prinzip zur Richtungssinnerkennung eine konstante Phasenverschiebung von $\phi/2$ erforderlich. Zu diesem Zweck ist eine im Strahlengang eines LDA-Teilstrahls positionierte Glasplatte ausreichend, die eine definierte Phasenverzögerung des Strahls hervorruft. Aufgrund der Materialdispersion ist diese Phasenverzögerung für zwei verschiedene Wellenlängen unterschiedlich, so daß sich die Phasendifferenz gezielt einstellen läßt. Dieses soll im folgenden dargestellt werden.
Der Ortsanteil an der Phase einer (hier der Einfachheit halber betrachteten planen) elektromagnetischen Welle wird durch den Term $\underline{k}\cdot\underline{r}$ beschrieben, mit $\underline{r}$: Ortsvektor, $\underline{k}$: Wellenvektor und $|\underline{k}|=2\phi/\varsigma$. Daraus läßt sich die Phasenverzögerung ableiten, die ein Laserstrahl durch Einfügen einer Glasplatte der Dicke D und mit dem Brechungsindex n relativ zum Fall ohne Glasplatte erfährt:

$$\div\pi_{1,2}\ |\quad 2\phi\,\frac{D}{\varsigma_{1,2}}\,\Psi\!\!\!/(\varsigma_{1,2})\,4\,1\beta \tag{4.23}$$

wobei die Indizes die unterschiedlichen Wellenlängen kennzeichnen. Aufgrund der Materialdispersion sind die Brechungsindizes zweier unterschiedlicher Wellenlängen verschieden: $n(\varsigma_1)\Pi\!\!\!/(\varsigma_2)$, so daß auch unterschiedliche Phasenverzögerungen vorliegen. Die relative Pha-

senlage ergibt sich dann aus der Differenz der Phasenverzögerungen für die einzelnen Wellenlängen:

$$\div\pi \sum \div\pi_2 \; 4 \div\pi_1 \; | \quad 2\phi D \left(\frac{n_2 \; 4 \; 1}{\varsigma_2} 4 \frac{n_1 \; 4 \; 1}{\varsigma_1} \right\} \tag{4.24}$$

wobei $n_1 := n(\varsigma_1)$ und $n_2 := n(\varsigma_2)$ als Abkürzungen eingeführt wurden. Die Feineinstellung der Phase kann, da Glasplatten nicht in beliebigen Dicken kommerziell verfügbar sind, durch eine Verkippung der Glasplatte erzielt werden. Dadurch ändert sich die effektive Dicke der Platte gemäß $D_{eff} = D/\cos \nu$, wobei ν der Kippwinkel der Glasplatte ist. Der durch die Verkippung hervorgerufene Parallelversatz der Teilstrahlen kann bei den notwendigen kleinen Kippwinkeln vernachlässigt werden.
Die kommerziell erhältlichen Glasplatten haben üblicherweise Dicken von einigen Millimetern, d.h. die Dicken sind deutlich größer als die Wellenlänge des Lichts. Damit sind zwei entscheidende Nachteile einhergehend:

- Die Phasenverschiebung hängt von der Wellenlänge ab. Eine Änderung der Emissionswellenlänge, z.B. durch Temperaturschwankungen oder Modensprünge, bewirkt damit auch eine Änderung der Phasenverschiebung. Dieser Effekt wird umso drastischer, je dicker die Glasplatte ist.
- Die Phasenverschiebungen $\div\pi_{1,2}$ sind äquivalent zu einer Änderung der optischen Weglänge zwischen den beiden Teilstrahlen:

$$\div L \; | \; D(n \; 4 \; 1) \; | \; \frac{\div\pi}{2\phi} \varsigma \tag{4.25}$$

Wie bereits in Abschnitt 3.5) erwähnt, kann Interferenz nur dann merklich auftreten, wenn der Weglängenunterschied zwischen den Teilstrahlen geringer ist als die Kohärenzlänge l_c des Lasers. Werden kurzkohärente Lichtquellen eingesetzt, wie in den vorliegenden Versuchen Laserdioden mit Kohärenzlängen von ca. 1 mm, so verschlechtert sich der Interferenzkontrast bereits bei Glasplatten von wenigen mm Dicke deutlich.

Diesen Nachteilen kann dadurch begegnet werden, das in den anderen Teilstrahl eine Glasplatte vergleichbarer Dicke eingesetzt wird, die die Phasenverzögerung der ersten Glasplatte fast vollständig kompensiert. In diesem Fall ist, wenn man für beide Glasplatten gleiche Brechungsindizes ansetzt, nur noch die Differenz der einzelnen Plattendicken entscheidend und die Phasendifferenz zwischen den beiden Wellenlängen schreibt sich als:

$$\div\pi \; | \quad 2\phi / D_2 \; 4 \; D_1 0 \left(\frac{n_2 \; 4 \; 1}{\varsigma_2} 4 \frac{n_1 \; 4 \; 1}{\varsigma_1} \right\} \tag{4.26}$$

wobei D_1 und D_2 die einzelnen Glasplattendicken kennzeichnen. Werden zwei hinsichtlich Dicke und Brechungsindex identische Glasplatten verwendet, so kann allein durch Verkip-

pung einer Glasplatte die Phasendifferenz zu exakt $\phi/2$ eingestellt werden („Nullte Ordnung“) anstelle von $\phi/2+m\cdot 2\phi$ („m-te Ordnung“).
Eine Phasenverschiebung von $\phi/2$ in nullter Ordnung minimiert folglich den Einfluß einer Wellenlängenänderung und bietet aufgrund des geringen Weglängenunterschiedes in den Teilstrahlen den bestmöglichen Interferenzkontrast.

4.3.2) Homodyn-LDA zur Richtungssinnerkennung

a) Motivation

Ein Laser-Doppler-Anemometer in seiner in Kapitel 2 vorgestellten Form registriert lediglich den Absolutbetrag einer Geschwindigkeitskomponte $|v_x|$ des dreikomponentigen Geschwindigkeitsvektors $\underline{v}= (v_x,v_y,v_z)^T$. Aufgrund der Symmetrie des Interferenzstreifensystems bezüglich der z-Achse sind die Burstsignale für gegensinnige Bewegungen durch das Meßvolumen identisch, so daß der Richtungssinn der Teilchenbewegung nicht erfaßt werden kann. Für einige besondere Fälle, z.B. für hochgradig turbulente Strömungen oder für Strömungsfelder mit Strömungsumkehr, wird jedoch eine Richtungssinnerkennung benötigt, was eine Erweiterung des LDAs erfordert [58].

Abb. (4.27): Größenvergleich zwischen einem im LZH entwickelten miniaturisiertem faseroptischen LDA-Meßkopf [57] und einem zur Richtungssinnerkennung eingesetzten akusto-optischen Modulator (AOM).

Üblicherweise werden frequenzschiebende Elemente wie rotierende Beugungsgitter oder akusto-optische Modulatoren (AOM, Bragg-Zellen) eingesetzt [4,5], die dem Signal eine Trägerfrequenz aufmodulieren (Heterodyn-Technik). Je nach Richtung der Strömung wird die Trägerfrequenz um den Betrag der Doppler-Frequenz vergrößert oder verkleinert. Solche frequenzschiebenden Elemente sind jedoch in der Regel sehr sperrig und schränken daher die Möglichkeit zur Miniaturisierung stark ein. Insbesondere rotierende Beugungsgitter sind aufgrund der mechanisch bewegten Teile sehr schwierig zu handhaben. Abb. (4.27) zeigt einen im LZH entwickelten miniaturisierten Meßkopf im Vergleich zu einem für die Richtungserkennung eingesetzten AOM. Für eine wachsende Zahl von Anwendungen sind kommerzielle Laser-Doppler Geräte wegen ihrer Baugröße nicht oder nur sehr schlecht geeignet. Auf dem Gebiet der Medizintechnik werden miniaturisierte Sensoren für lokale Blutflußmessungen in Venen oder Arterien benötigt, die sich in Katheter oder Endoskope integrieren lassen [59].

Bei Strömungsmessungen an Flugzeugtragflächen sind hochauflösende Geschwindigkeitsmessungen unmittelbar über der Oberfläche interessant [60,61,62]. Bei konventionellen Sensoren tritt das Problem auf, daß aufgrund der Vibrationen der Tragfläche der Meßort bezüglich der Oberfläche nicht mehr konstant ist und so deutliche Meßfehler auftreten. Für diesen Fall sind miniaturisiere Sensoren vorteilhaft, die sich in die Tragfläche integrieren lassen. Sensor und Tragfläche führen dann eine gemeinsame Bewegung aus und der Meßort bleibt konstant. Ein integriert-optisches LDA von weniger als einem Millimeter Baugröße konnte bereits demonstriert werden [63], jedoch war der Meßbereich auf 400 µm/s begrenzt.
Prinzipiell kann für miniaturisierte Sensoren auf Faseroptik zurückgegriffen werden, indem wesentliche Teile des Aufbaus, z.B. der Laser, in ein Basisgerät verlagert werden. Dieses ist dann über Lichtleitfasern mit einem rein passiv-optischen Meßkopf verbunden. Bezüglich der Richtungserkennung können zwei Möglichkeiten verfolgt werden:

- Die Strahlteilung findet im Meßkopf statt. In diesem Fall muß das frequenzschiebende Element ebenfalls im Meßkopf untergebracht werden, was wiederum die Baugröße limitiert.
- Die Strahlteilung findet im Basisgerät statt, in dem auch die Frequenzschiebung vorgenommen werden kann. Dann werden allerdings zwei unterschiedliche Sendefasern für die Übertragung zum Meßkopf benötigt. Dieser Fall ist ungünstig, da hierbei Temperatur- und Biegeeinflüsse die optischen Weglängen zwischen den Fasern verändert, so daß das Interferenzstreifensystem einen Phasenjitter aufweist, der die Messung nachteilig beeinflußt.

Mit der hier vorgestellten Zweiwellenlängen-Methode wird eine rein passiv-optische Richtungserkennung erhalten, die ohne frequenzschiebende Elemente wie AOM, etc., auskommt und die das Potential zur Miniaturisierung besitzt.

b) Das Prinzip

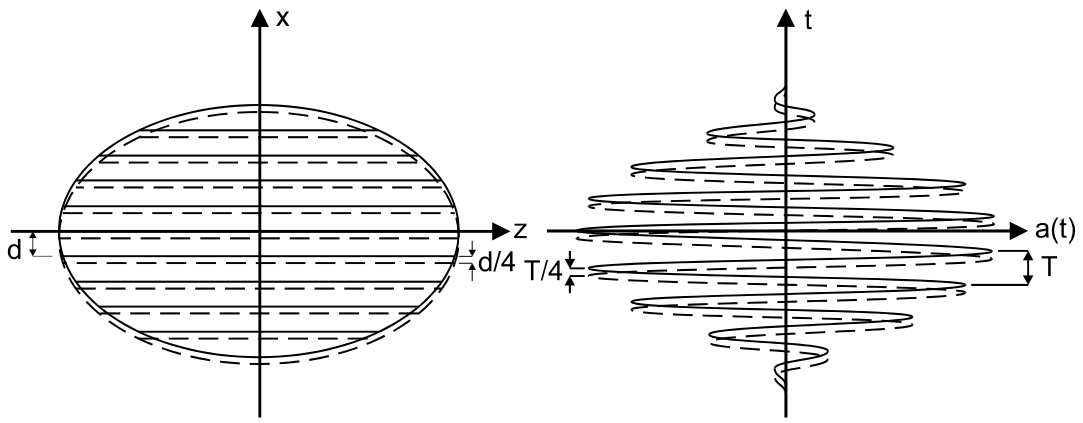


Abb.(4.28): Prinzip des Quadratur-Homodyn-LDAs zur passiven Richtungssinnerkennung. Links: Bichromatisches Interferenzstreifensystem mit einer Verschiebung von d/4 in x-Richtung. Rechts: Durch Streuteilchen erzeugtes Sinus/Kosinus-Burstsignalpaar

Das hier vorgestellte Prinzip zur passiv-optischen Richtungssinnerkennung basiert auf der Erzeugung zweier Interferenzstreifensysteme mit einer relativen örtlichen Verschiebung um ein Viertel des gemeinsamen Streifenabstands [64,65]. Die zwei Streifensysteme werden wieder mit Hilfe zweier Wellenlängen erzeugt. Diese Anordnung hebt offenbar die Symmetrie bezüglich der z-Achse auf, so daß eine Richtungssinnerkennung möglich wird. Durchfliegt ein Streuteilchen das Meßvolumen, so erhält man nach wellenlängenselektiver Detektion auf den zwei Meßkanälen ein zeitlich koinzidentes Sinus/Kosinus- („Quadratur-“) Burstsignalpaar, siehe Abb. (4.28). Den Richtungssinn erhält man dann aus der Auswertung der Phasenverschiebung, d.h. welcher Kanal das Sinus- und welcher das Kosinussignal erhält. Zur Auswertung der Phasenverschiebung kann z.B. die Kreuzkorrelationsfunktion herangezogen werden. Da hier Strahlen mit gleicher Frequenz überlagert werden, spricht man hier von Homodyn-Technik, im Gegensatz zur Heterodyn-Technik, bei der die Teilstrahlen unterschiedliche Frequenzen aufweisen.

c) Aufbau und Charakterisierung des Sensors

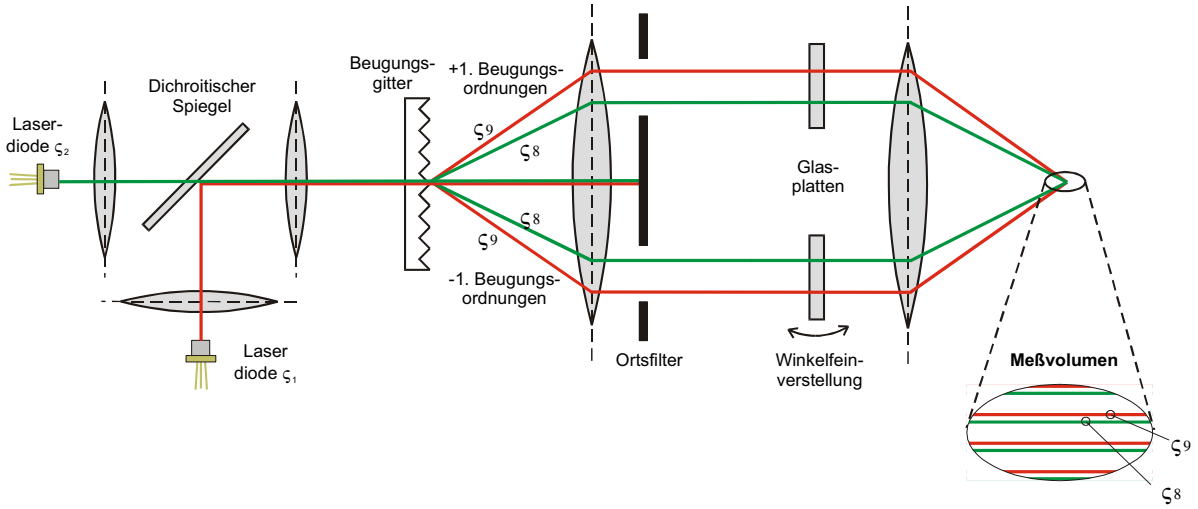


Abb. (4.29): Aufbau des Quadratur-Homodyn-LDAs zur passiven Richtungssinnerkennung.

Der Quadratur-Homodyn-LDA-Sensor zur Richtungssinnerkennung wurde durch den in Abb. (4.29) dargestellten Aufbau realisiert. Dazu wurden die Strahlen von zwei Laserdioden (ς_1= 685 nm, 50 mW, ς_2= 785 nm, 50 mW) kollimiert, mit einem dirchoitischen Spiegel kollinear überlagert und auf ein Beugungsgitter mit einer Gitterkonstante von g= 9,1 µm fokussiert. Ein Kepler-Teleskop bestehend aus zwei achromatischen 80 mm Linsen kollimierte die Teilstrahlen und brachte sie zur Überschneidung, siehe Abschnitt (2.3.2). Zur definierten Einstellung der Phase wurden Glasplatten in die beiden Teilstrahlen eingefügt, wobei eine Glasplatte mit einem Winkelfeinversteller definiert verkippt werden konnte. Die Empfangsoptik wurde in Vorwärtsstreu-Anordnung justiert und bestand aus einer Einzellinse, die das Streulicht sammelte und über eine Multimode-Faser einem Avalanche-Photodetektor zuführte. Durch Veränderung des Abstandes der Laserdioden zu den jeweiligen Kollimationslinsen lassen sich die Positionen der Strahltaillen im optischen System verschieben. Um den kleins-

ten Meßfehler der Geschwindigkeit, d.h. die geringste Variation des Streifenabstandes zu erhalten, werden die Strahltaillen so justiert, daß diese auf dem Beugungsgitter liegen bzw. mit der Kreuzungsebene der Teilstrahlen zusammenfallen. In diesem Fall liegen im Meßvolumen ebene Wellenfronten vor, so daß nur eine minimale Variation des Streifenabstandes vorliegt. Die Charakterisierung dieses Aufbaus wird kurz in Abschnitt 5.1) beschrieben.

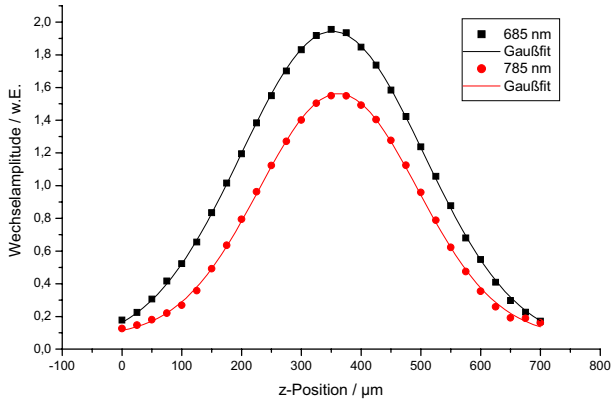


Abb. (4.30): Amplitude der Wechselanteile der Burstsignale entlang der optischen Achse. Die Kurven definieren die Lage und Größe des Meßvolumens. Die beiden Meßvolumina überlappen sich in optimaler Weise.

Eine Aussage über die Größe und Lage der beiden Meßvolumina zueinander kann über die Vermessung der Amplitude des Wechselanteils der Burstsignale geschehen. Abb. (4.30) zeigt die Funktionen für beide Wellenlängen. Die Funktionen können in idealer Weise durch Gaußfunktionen beschrieben werden, entsprechend der Gaußschen Einhüllenden der Teilstrahlen. Es zeigt sich, daß die Meßvolumina vergleichbar groß sind ($2l_z$= 634 µm, rot, $2l_z$= 591 µm, infrarot) und sich optimal überlappen. Die gute Überlappung wird durch die Verwendung von achromatischen Linsen für das abbildende Kepler-Teleskop und die geringe Wellenlängendifferenz sichergestellt.

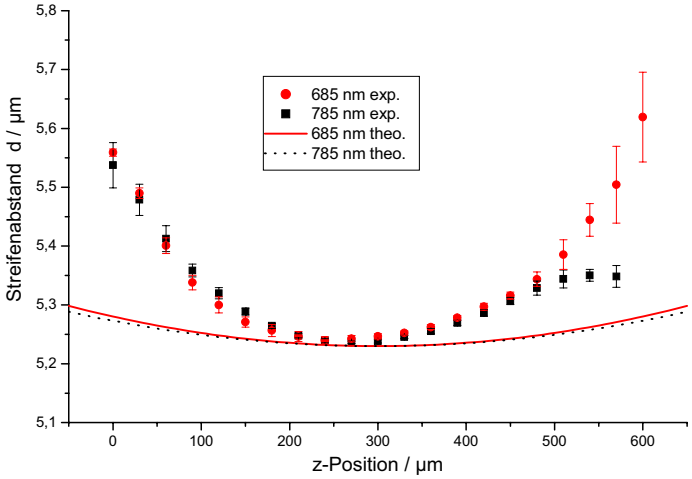


Abb. (4.31): Verlauf der Streifenabstände entlang der optischen Achse innerhalb der $1/e^2$-Meßvolumengrenzen gemessen (Meßpunkte) und berechnet (durchgezogene Linien).

Abb. (4.31) zeigt den Verlauf der beiden Streifenabstände innerhalb der $1/e^2$-Grenzen des Meßvolumens. Durch eine geeignete Wahl der Kollimationslinsen können die Strahltaillenradien so angepaßt werden, daß die Streifenabstandsfunktionen nahezu identisch sind, siehe

Abschnitt 4.3.1)a). Lediglich am rechten Ende tritt eine Abweichung auf, die durch Signaldegeneration aufgrund des geringen SNR am Rande des Meßvolumens erklärt werden kann. Die Kurven weisen insgesamt gegenüber den in Abb. (4.31) ebenfalls dargestellten, nach Gl. (3.18) berechneten Funktionen eine größere Krümmung auf. Die Abweichung wird vermutlich vom Astigmatismus der Laserdiodenstrahlung verursacht, siehe [19]. Ferner ist aufgrund der leicht erhöhten Beugungsmaßzahlen von M^2= 1,36 (rot) und M^2= 1,99 (infrarot) eine Beschreibung mit Gl. (3.18) nicht mehr exakt möglich, da diese Gleichung nur für ideale Gaußsche Strahlen mit M^2= 1 gilt.
In Abb. (4.32) ist der Verlauf der Differenzphase zwischen den Burstsignalen der beiden Wellenlängen innerhalb der $1/e^2$-Grenzen des Meßvolumens dargestellt. Durch eine entsprechende Verkippung der einen Glasplatte wurde die Feineinstellung der Phase vorgenommen. Die Phase ist nahezu konstant bei einem Wert von 87°∂2°.

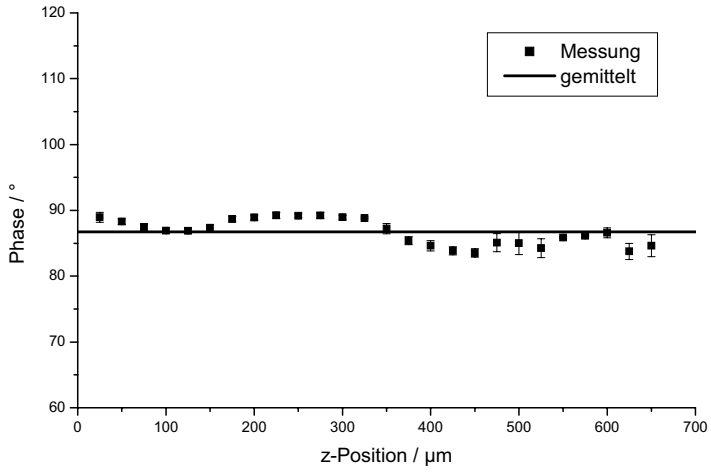


Abb. (4.32): Relative Phasenlage zwischen den Burstsignalen im Meßvolumen. Die Differenzphase liegt konstant bei 87°∂2°.

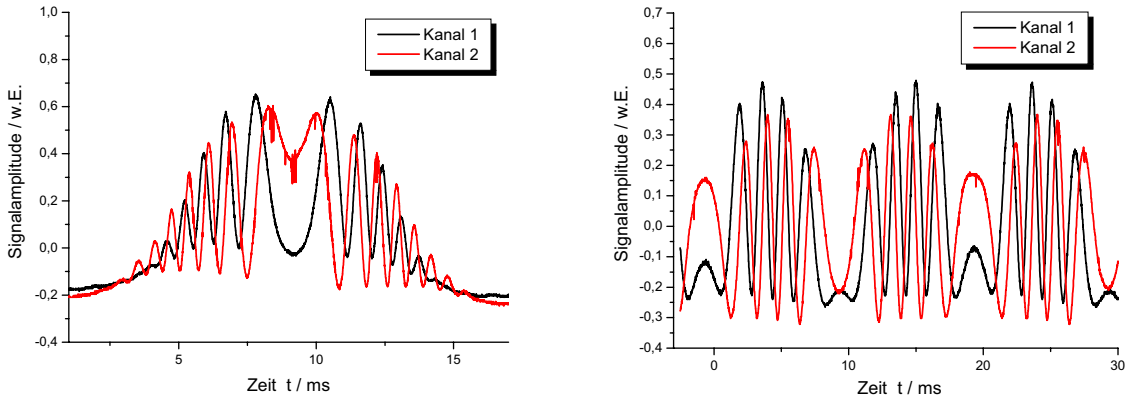


Abb. (4.33): Demonstration der Richtungssinnerkennung. Links: Richtungsumkehr im Meßvolumen. Die relative Phasenlage der beiden Kanäle wechselt von +ϕ/2 nach -ϕ/2, entsprechend einer Hin- und einer Rückbewegung. Rechts: Burstsignalpaar eines im Meßvolumen oszillierenden Teilchens.

Damit ist sichergestellt, daß Streuteilchen von jeder Position innerhalb des Meßvolumens Sinus-/Kosinus- („Quadratur“-) Signalpaare erzeugen. Mit den identischen Streifenabständen und dem konstanten Phasenverlauf erfüllt der Sensor die Anforderungen für eine Richtungssinnerkennung nach dem Quadratur-Homodyn-Prinzip.
Abb. (4.33) zeigt Zeitsignale mit Richtungsumkehr, die von einem an einer Lautsprechermembran befestigten Streudraht von 4 µm Durchmesser erzeugt wurden. Links ist eine einfache Richtungsumkehr dargestellt, bei der die Änderung der relativen Phasenlage $+\phi/2$ nach $-\phi/2$ deutlich zu erkennen ist. In der Abb. (4.33) rechts oszilliert der Streudraht mit kleiner Amplitude (ca. 22 µm) im Meßvolumen.

Für einen Test auf die Anwendbarkeit des Sensors unter realen Bedingungen wurde der Aufbau in die Experimentierkammer eines Eiffel-Windkanals montiert. Details zu den Windkanalmessungen sind Kap. 7 zu entnehmen. Für die Verifikation wurde eine bestimmte Anzahl an Burstsignalen aufgenommen und die relative Phasenlage von ca. $2 \cdot 10^3$ Burstsignalpaaren ausgewertet. Anschließend wurde der Sensor um 180° um die z-Achse gedreht und die Messung wiederholt. Trägt man die Phasendifferenz für jede Orientierung als Histogramm auf, so erhält man Abb. (4.34).

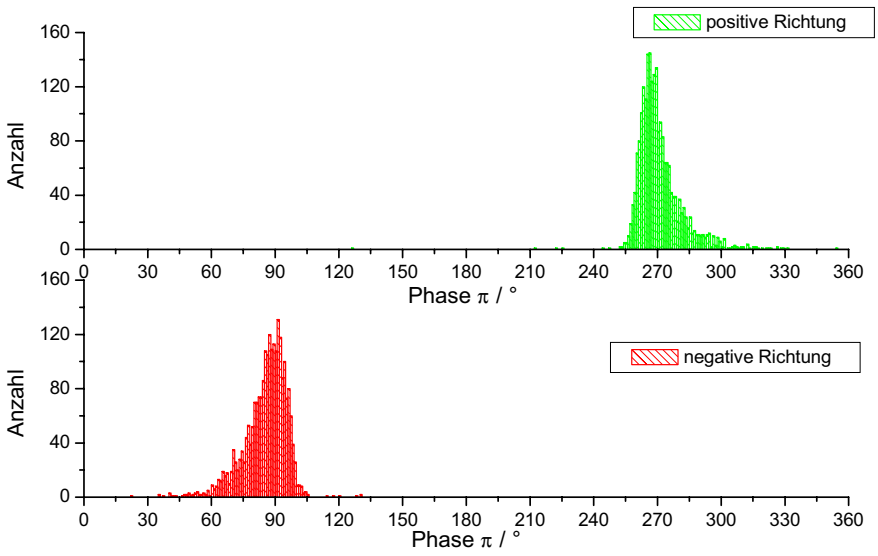


Abb. (4.34): Histogramm der Phasendifferenz über $2 \cdot 10^3$ aufgenommene Burstsignalpaare, gemessen in einem Windkanal für zwei unterschiedliche Orientierungen des Sensors bzgl. der Strömung.

Im Idealfall würden sich infinitesimal schmale Funktionen (Diracsche Delta-Funktionen) bei 90° und 270° ergeben, aufgrund verschiedener parasitärer Einflüsse sind die Verteilungen jedoch verbreitert. Dabei fällt auf, daß die Breiten der Verteilungen von ca. 30° deutlich größer ausfallen, als es nach der geringen Variation von ∂2° gemäß Abb. (4.34) zu erwarten ist. Dafür können mehrere Gründe in Betracht kommen:

- ∉ Die Abweichung der Streifenabstandsfunktionen am rechten Rand des Meßvolumens führt gemäß Gl. (4.19) zu einer erhöhten Unsicherheit bei der Phasenbestimmung.
- ∉ Die in Abb. (4.32) gemessene Phasenfunktion erstreckt sich nur bis zu den $1/e^2$-Grenzen des Meßvolumens. Dieses ist jedoch nur eine willkürlich vorgegebene Grenze. Es kann nicht ausgeschlossen werden, daß auch Signale von Bereichen jenseits der $1/e^2$-Grenzen registriert werden (etwa durch sehr große, stark streuende Teilchen), deren Phasenverschiebungen von 90° deutlich verschieden ist.
- ∉ Der für die Charakterisierung des Sensors benutzte Streudraht gibt nur die entlang des Drahtes (in der zu der Ebene der Teilstrahlen senkrechten y-Richtung) integrierte Streulichtintensität wieder. In dieser Richtung kann jedoch eine zusätzliche Variation der relativen Phasenlage auftreten, die von den punktförmigen Streuteilchen entsprechend wiedergegeben wird.
- ∉ Als Seedingteilchen wurden polydisperse Partikel verwendet. Da die Streukeulen bei Mie-Streuung, siehe Abb. (2.4), von der Teilchengröße und der Wellenlänge abhängen, kann es hier zu zusätzlichen Einflüssen kommen.

Die gemessene Verbreiterung der Verteilungen kann jedoch in diesem Maße toleriert werden. Für die Funktion der Richtungssinnerkennung ist es lediglich erforderlich, daß sich die Verteilung für beide Richtungen nicht überlappen, um die Eindeutigkeit der Richtung zu gewährleisten. Dieses ist der Fall, so daß die Einsetzbarkeit des Quadratur-Homodyn-LDA Sensors für richtungssinnerkennende Messungen in Windkanälen eindeutig verifiziert ist.

d) Quadratur-Homodyn-LDA mit Multimode-Strahlung

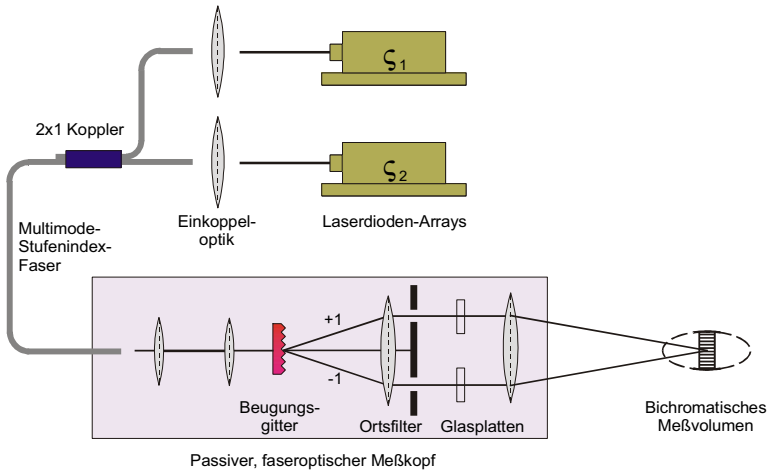


Abb. (4.35): Experimenteller Aufbau des Quadratur-Homodyn-LDA mit Multimode-Strahlung.

In Abschnitt (4.1) wurde detailliert auf die Vorzüge der Verwendung multimodiger Strahlung für LDA-Sensoren eingegangen. Als ein wesentliches Merkmal stellte sich dabei dessen Verhalten wie klassisch-geometrische Strahlung mit ebenen Wellenfronten heraus. Dieser Vorteil kann unmittelbar für den Aufbau des Quadratur-Homodyn-LDA eingesetzt werden: Da der

Streifenabstand nahezu konstant und unabhängig von der Strahltaillengröße und auch von der Wellenlänge ist, kann auf die in Abschnitt 4.3.1) a) für Singlemode-Strahlung beschriebene Anpassung der Strahltaillenradien verzichtet werden. Bei einem faseroptischen Aufbau genügt es, eine zweite Wellenlänge in die Multimode-Faser einzukoppeln, die mit der ersten Wellenlänge durch eine gemeinsame Optik geführt wird und ein LDA-Meßvolumen erzeugt. Dieser Aufbau ist in Abb. (4.35) dargestellt.

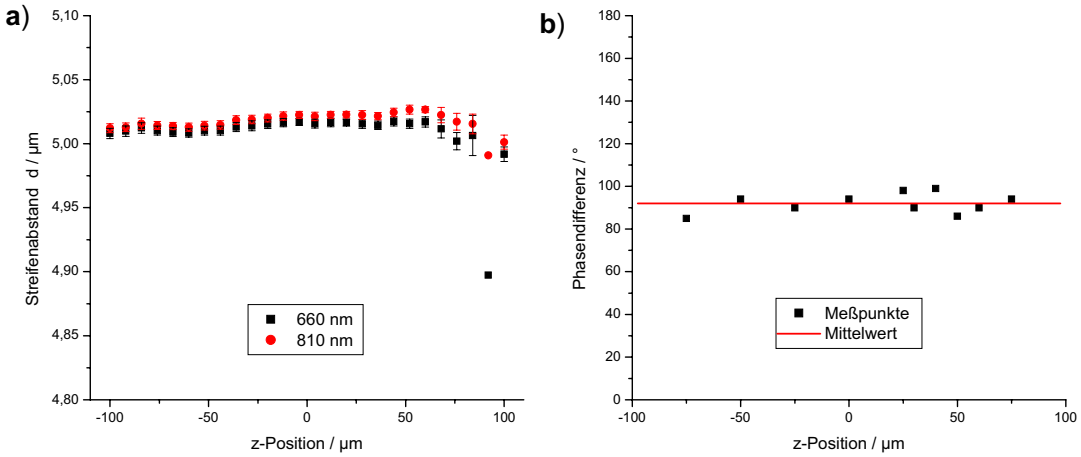


Abb. (4.36): Realisierung des Quadratur-Homodyn-LDAs mit Multimode-Strahlung. a) Es ergeben sich bereits ohne Strahlradienanpassung identische Streifenabstandsfunktionen. b) Die Phase kann konstant auf $\phi/2$ einjustiert werden.

Als Lichtquellen wurden eine 660 nm Breitstreifendiode mit 250 mW Ausgangsleistung und ein 810 nm Laserdioden-Array mit 1 W Leistung verwendet. Die Strahlen wurde in einen Multimode-2x1 Faserkoppler eingekoppelt. Die kombinierte Strahlung wurde einem optischen Meßkopf zugeführt, der den schon beschriebenen Aufbauten gleicht. Zur Feineinstellung der Phasendifferenz wurden zwei identische Glasplatten mit $D_1=D_2=$ 100 µm Dicke verwendet. Es entsteht ein Meßvolumen mit $2a_z=$ 200 µm voller $1/e^2$-Länge.
Abb. (4.36) zeigt die Ergebnisse für den Streifenabstand und die Phasendifferenz. Tatsächlich ergibt sich für die beiden Wellenlängen ein identischer und konstanter Streifenabstandsverlauf. Diese Tatsache bestätigt erneut, daß die Multimode-Strahlung als klassisch-geometrische Strahlung mit ebenen Wellenfronten angesehen werden kann. Die Phase kann durch Verkippung einer Glasplatte auf konstant 90° eingestellt werden. Damit ist die Funktion zur Richtungssinnerkennung des Quadratur-Homodyn-LDA mit Multimode-Strahlung sichergestellt.
Der Aufbau wurde verwendet, um die Wellenlängenabhängigkeit der Phasendifferenz zu untersuchen. Die Durchstimmung der Wellenlänge kann dafür über die Diodentemperatur geschehen. Abb. (4.37) zeigt die Abhängigkeit der Emissionswellenlänge der 660 nm Breitstreifendiode von der Temperatur. Die Diode kann in einem Bereich von 659 nm bis 661 nm mit 0,2 nm/K modensprungfrei durchgestimmt werden.

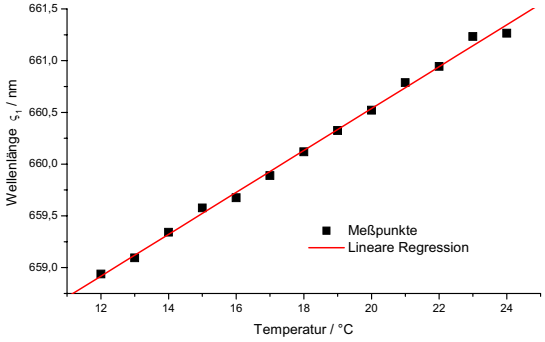


Abb. (4.37): Modensprungfreie Durchstimmbarkeit der 660 nm Breitstreifendiode über die Temperatur. Die Wellenlänge ändert sich mit ca. 0,2 nm/K.

Die Phasenverschiebung wurde nun in Abhängigkeit von der Wellenlänge gemessen für die zwei folgenden Fälle:

A. Es befindet sich eine Glasplatte in nur einem Teilstrahl, D_1= 100 µm.
B. In beiden Teilstrahlen befinden sich identische Glasplatten, D_1=D_2= 100 µm.

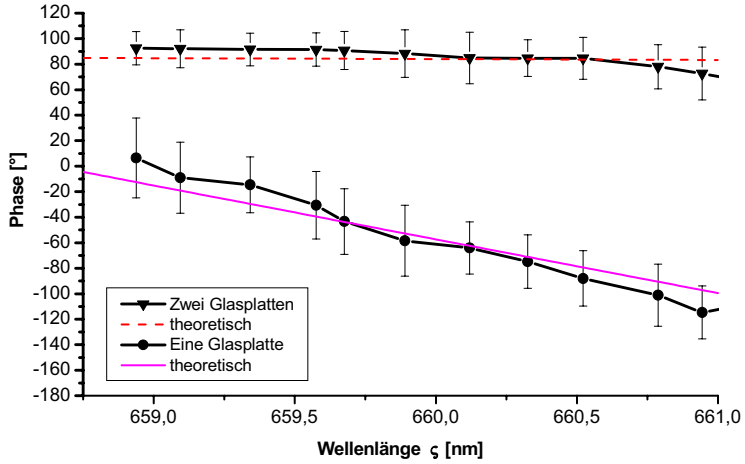


Abb. (4.38): Abhängigkeit der Phasendifferenz von der Wellenlänge, wenn Glasplatten in nur einem Teilstrahl (Fall A) oder in beiden Teilstrahlen (Fall B) verwendet werden.

Wie erwartet, weist die Anordnung A) eine deutlich stärkere Abhängigkeit von der Wellenlänge auf als Anordnung B). Der Phasendriftkoeffizient ist im Fall A): 8°/nm und im Fall B): 60°/nm. Zum Vergleich mit der Theorie wurden die Funktionen anhand der Gleichungen (4.24) und (4.26) berechnet und in Abb. (4.38) ebenfalls eingetragen. Als Glas wurde BK7 angenommen mit den Brechungsindizes n1:= n(660 nm)= 1,5142 und n2:= n(810 nm)= 1,5106 [66]. Mit Dicken von 100 µm ergeben sich die Koeffizienten für Fall A) zu 0,76°/nm für eine Phasenverschiebung von ϕ/2 in nullter Ordnung und für Fall B) zu 44°/nm in 14. Ordnung. Die berechnete notwendige Dickendifferenz beträgt anhand der Berechnungen lediglich 1,71 µm. Die berechneten Werte sind zwar geringer, aber noch innerhalb der Fehlergrenzen der Messungen, so daß sich noch eine befriedigende Übereinstimmung ergibt.

4.3.3) Geschwindigkeitsprofilsensor für örtlich hochauflösende Messungen

a) Das Prinzip

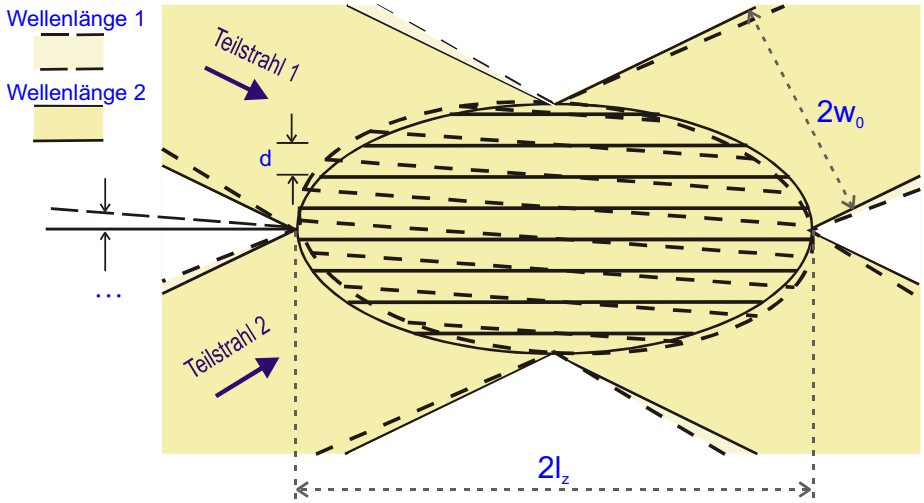


Abb. (4.39): Prinzip des Phasen-Profilsensors. Mit zwei Wellenlängen werden zwei Interferenzstreifensysteme mit identischem Streifenabstand erzeugt, die um einen Winkel …gegeneinander verkippt sind. Die relative Phasenlage ändert sich kontinuierlich entlang der optischen Achse und erlaubt so eine Positionsbestimmung.

Die Auswertung der Interferenzphase kann ebenfalls genutzt werden, um eine Ortsauflösung innerhalb des Meßvolumens zu erreichen. Dazu ist eine Verkippung der Interferenzstreifensysteme um einen (sehr kleinen) Winkel …erforderlich, siehe Abb. (4.39). Aufgrund dieser Verkippung ändert sich die relative Phasenlage kontinuierlich entlang der optischen Achse, d.h. die Phasenverschiebung zwischen den Burstsignalen wird eine Funktion von z: $\pi=\pi(z)$. Diese Funktion erlaubt es, den Durchtrittsort eines das Meßvolumen passierenden Streuteilchen zu bestimmen. Aufgrund der geradlinigen Lichtausbreitung kann der Phasenverlauf durch einen einfachen linearen Zusammenhang beschrieben werden:

$$\pi(z) = s \cdot z + 2\pi_0 \tag{4.27}$$

wobei π_0 die Phase bei z=0 und s der Proportionalitätsfaktor zwischen Phase und Ort ist, der im folgenden als „Phasenkoeffizient“ bezeichnet wird. Offenbar findet entlang des Intervalls $\div z = 2\phi/s$ eine volle Phasendrehung um 2ϕ statt. Daraus ergibt sich sofort der Kippwinkel … zwischen den Meßvolumina:

$$\tan\ldots = \frac{d}{2\phi} \cdot s \tag{4.28}$$

Die Genauigkeit der Ortsbestimmung hängt offensichtlich mit dem Phasenkoeffizienten s zusammen. Je größer dieser Wert, umso genauer ist die Ortsbestimmung. Da der Phasenbereich allerdings auf das Intervall [0; 2ϕ[beschränkt ist, tritt bei zu großen Werten von s eine

Mehrdeutigkeit bei der Ortsbestimmung auf. Es existiert also ein optimaler Phasenkoeffizient s_{opt}, der unter Gewährleistung der Eindeutigkeit einen maximalen Wert besitzt. Dieses ist der Fall, wenn über die Länge des Meßvolumens von $-l_z$ bis $+l_z$ der Phasenbereich von 0 bis 2ϕ komplett abgedeckt wird. Daraus ergeben sich der optimale Kippwinkel und der optimale Phasenkoeffizient zu:

$$\tan \ldots_{opt} = \frac{d}{2l_z} \quad , \quad s_{opt} = \frac{2\phi}{2l_z} \tag{4.29}$$

Mit typischen Werten des Streifenabstandes von d= 5 µm und der Meßvolumenlänge von $2l_z$= 1 mm ergibt sich ein optimaler Kippwinkel von lediglich $\ldots_{opt}$= 0,29°. Dieser Winkel ist so klein, daß die mangelnde Überlappung der Meßvolumina durch die Verkippung komplett vernachlässigbar ist.

b) Charakterisierung des Sensors

Für den Aufbau des Phasen-Profilsensors wurde der gleiche Aufbau wie beim Quadratur-Homodyn-LDA verwendet. Die Parameter der Meßvolumina sind also identisch und werden deshalb hier nicht dargestellt. Lediglich der dichroitische Spiegel wurde mit einer Winkel-Feinverstellung ausgestattet, mit der sich die optischen Achsen der einzelnen Meßvolumina gegeneinander definiert verkippen lassen. Für die Phasenmessung wurde wieder mittels Lab-VIEW die Kreuzkorrelationsfunktion der beiden Burstsignale ausgewertet. Hier konnte eine Genauigkeit von ca. 0,5° erreicht werden. Abb. (4.40) zeigt die Abhängigkeit des Phasenkoeffizienten s vom Kippwinkel zwischen den Meßvolumina. Es ergibt sich der erwartete, auf Gl. (4.29) basierende Zusammenhang.

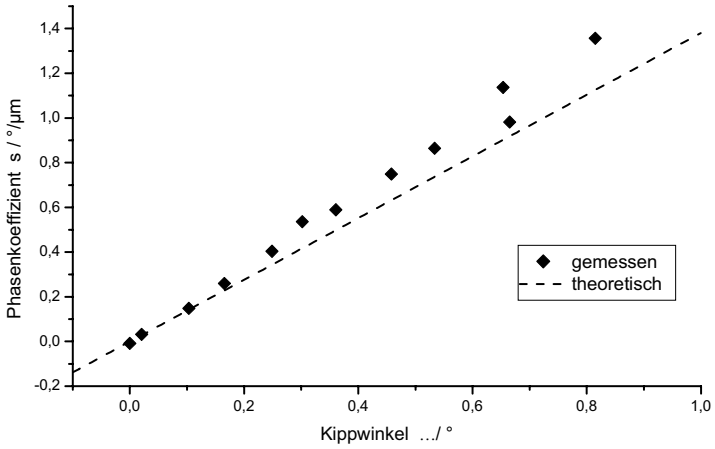


Abb. (4.40): Abhängigkeit des Phasenkoeffizienten s=÷π/÷z vom Kippwinkel zwischen den Meßvolumina für einen Streifenabstand von 4,55 µm.

Der optimale Phasenkoeffizient ergibt sich für die vorliegende Meßvolumenlänge von $2l_z$= 650 µm und den Interferenzstreifenabstand von d= 5,25 µm gemäß Gl. (4.30) zu s_{opt}=0,55°/µm, der optimale Kreuzungswinkel zu $\ldots_{opt}$= 0,46°. Die absolute Lage der Phasen-

kurve, d.h. der Parameter π_0 aus Gl. (4.27), kann wieder wie beim Quadratur-Homodyn-LDA durch die Verkippung einer Glasplatte in einem Teilstrahl derart eingestellt werden, daß in der Mitte des Meßvolumens ein Phasenwert von 180° auftritt.

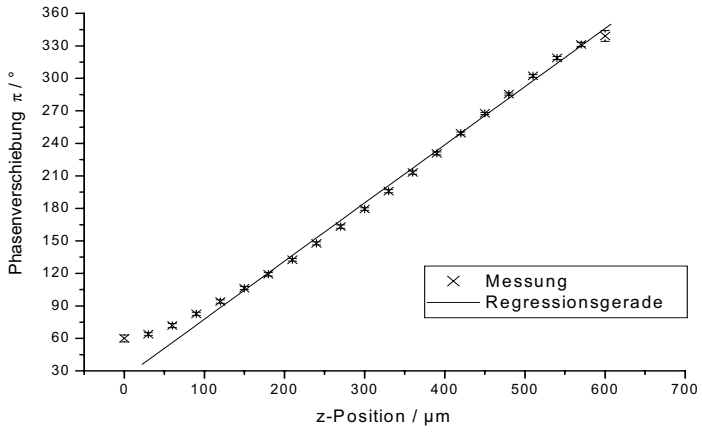


Abb. (4.41): Phasenverschiebung zwischen den Burstsignalen entlang der optischen Achse. Diese Funktion dient als Kalibrationskurve für die Ortsbestimmung.

Abb. (4.41) zeigt den Phasenverlauf des einjustierten Aufbaus. Aus einer linearen Regression ergeben sich die Parameter s= 0,54°/µm und π_0= 30°. Der Phasenkoeffizient liegt damit recht nah am theoretisch zu fordernden Wert. Die Abweichung der Phasenkurve von der Linearität am linken Rand des Meßvolumens ist vermutlich auf eine Signaldegeneration bei der Messung, aufgrund des geringer werdenden SNR, zurückzuführen. Diese Phasenkurve dient als die Kalibrationskurve für die Positionsbestimmung innerhalb des Meßvolumens, wobei die Position gemäß Gl. (4.27) aus $z=(\pi-\pi_0)/s$ aus der gemessenen Phase π bestimmt wird.

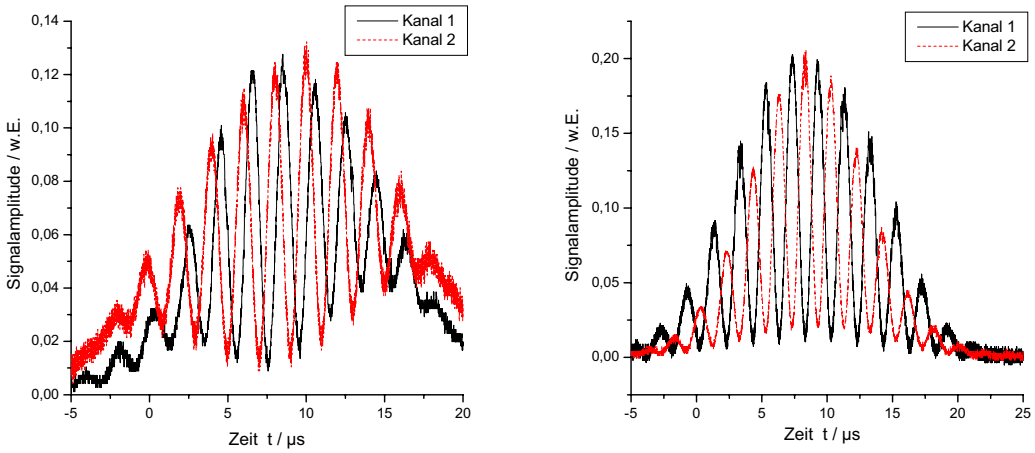


Abb. (4.42): Burstsignalpaare von unterschiedlichen Positionen des Meßvolumens. Links: Burstsignalpaar mit 90° Phasenverschiebung von der Position z – 120 µm. Rechts: Burstsignalpaar mit 180° Phasenverschiebung aus der Mitte des Meßvolumens.

Abb.(4.41) zeigt Burstsignalpaare von verschiedenen Positionen des Meßvolumens, die mit einem 4 µm Draht als Streuobjekt aufgenommen wurden. Kanal 1 entspricht dem Streulichtsignal der 685 nm Laserdiode, Kanal 2 dem der 785 nm Diode. Das linke Burstsignalpaar stammt von der Position z= 120 µm und weist eine Phasenverschiebung von π= 90° auf, das rechte Signalpaar stammt aus der Mitte des Meßvolumens entsprechend einer Phasenverschiebung von π= 180°.

c) Bestimmung der Meßunsicherheit

Bei der Bestimmung der Ortsauflösung wurde wie Abschnitt (4.2.4) beim Divergenz-Profilsensor verfahren. Abb. (4.43) zeigt die gemessene Position in Abhängigkeit von der Vorgabe-Position.
Über den gesamten Meßbereich tritt eine gute Übereinstimmung auf. Am linken Ende des Meßvolumens tritt eine systematische Abweichung von der Linearität von etwa 10 µm auf, siehe auch Abb. (4.41), die vermutlich auf eine Signaldegeneration aufgrund des hier schlechten SNR zurückzuführen ist. Das Problem läßt sich beseitigen, wenn bei Signalverarbeitung die Krümmung der Phasenkurve zusätzlich berücksichtigt wird, z.B. durch Verwendung eines Polynoms höherer Ordnung als Fitkurve.

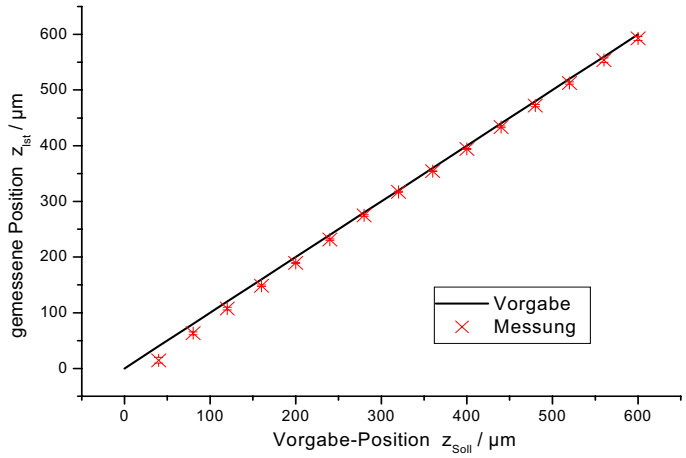


Abb. (4.43): Gemessene Position in Abhängigkeit von der Vorgabeposition. Es tritt eine gute Übereinstimmung auf.

Die Meßunsicherheit der Position (Ortsauflösung) ergibt sich durch Bilden des totalen Differentials aus Gl. (4.27):

$$\div z \mid \quad \frac{\in z}{\in \pi} \left\{ \div \pi \mid \quad s^{41} \right\} \div \pi \tag{4.30}$$

Die Ortsauflösung hängt nur von der Steigung der Phasenkurve und der Meßunsicherheit der Phase ab. Letztere kann geschrieben werden als [5]:

$$\div\pi \mid \quad \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{SNR}\,\sqrt{N}} \tag{4.31}$$

wobei SNR den Signal-zu-Rauschabstand und N die Anzahl der unabhängigen Abtastpunkte bedeuten, die das Signal beschreiben. Im vorliegenden Fall bildet thermisches Rauschen die domierende Rauschquelle, das von der Brownschen Bewegung der Elektronen im Widerstand des Photodetektors erzeugt wird. Bei diesem Rauschtypus ist der Signal-zu-Rauschabstand proportional zum Quadrat der Signalamplitude [67]: SNR~A^2. Aufgrund der gaußförmigen Intensitätsverteilung der verwendeten Singlemode-Laserdioden kann auch die Amplitude des Wechselanteils wieder durch eine Gaußsche Verteilung beschrieben werden:

$$A(z) \sim \quad \exp\left[4 \frac{2(z 4 z_0)^2 \right]}{l_z^2} \tag{4.32}$$

mit z_0 als Mittenposition des Meßvolumens. Daraus ergibt sich, daß die Meßunsicherheit der Position umgekehrt proportional zur Signalamplitude ist:

$$\div z(z) \sim \quad \div\pi(z) \sim \quad \frac{1}{A(z)} \tag{4.33}$$

Abb. (4.44) zeigt den Verlauf der Meßunsicherheit ÷z(z) entlang der optischen Achse, die anhand der Standardabweichung über 20 Messungen pro Position bestimmt wurde. In der Mitte des Meßvolumens liegt die Ortsauflösung unter einem Mikrometer, mit 550 nm als kleinsten gemessenen Wert. Zu den Rändern des Meßvolumens steigt der Meßfehler wegen des abnehmenden SNR auf ca. 5 µm an. An jeder Position wurde zusätzlich die Amplitude des Wechselanteils aufgezeichnet und reziprok in willkürlichen Einheiten ebenfalls in Abb. (4.44) eingezeichnet. Der Skalierungsfaktor wurde so gewählt, daß sich eine bestmögliche Anpassung an die Meßpunkte ergibt. Es zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Verlauf der Ortsauflösung, wie er von Gl. (4.33) zu erwarten ist.

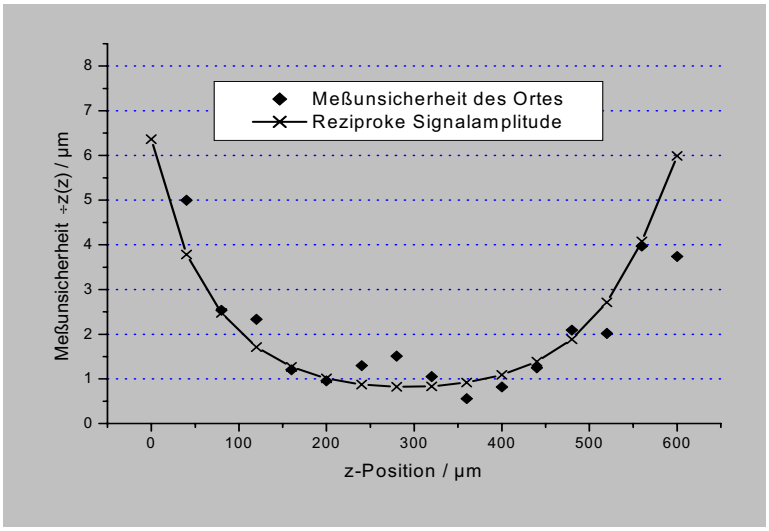


Abb. (4.44): Absolute Meßunsicherheit der Position (Ortsauflösung) entlang der optischen Achse, gemessen als Standardabweichung über 20 Messungen pro Position. Die durchgezogene Linie kennzeichnet die reziproke Amplitude des Wechselanteils in willkürlichen Einheiten, die die Ortsauflösung bestimmt.

Auch dieser Sensor unterschreitet das Abbe-Limit, was durch eine zu Abschnitt 4.2.4) analoge Betrachtung gezeigt werden kann. Als ein Maß für die Güte der Ortsauflösung kann die Anzahl N der Positionen genannt werden, die sich noch klar im Meßvolumen unterscheiden lassen. Dieses wird durch eine Aufintegration bzw. bei diskreten Meßwerten durch Aufsummation der Meßunsicherheiten ÷z(z) und Normierung auf die Länge des Meßvolumens erreicht:

$$N \approx \int_{-l_z}^{l_z} \frac{dz}{\div z(z)} \approx \sum_i \frac{2l_z}{\div z(z_i)} \tag{4.34}$$

Bei der vorliegenden Messung können ca. 400 Positionen im Meßvolumen unterschieden werden.
Es soll darauf hingewiesen werden, daß diese relative Auflösung N konstant ist und nur vom Meßfehler der Phasenverschiebung abhängt. Eine Vergrößerung des Meßbereiches geht folglich auf Kosten des absoluten Meßfehlers der Position, da wegen der Mehrdeutigkeit der Phase eine kleinere Steigung s der Phasenkurve gewählt werden muß. Umgekehrt kann die absolute Ortsauflösung verbessert werden, indem man den Meßbereich einschränkt und so eine steilere Phasenkurve erreichen kann. Bei entsprechend kürzeren Meßvolumina können Ortsauflösungen im Nanometer-Bereich erwartet werden.

Die Kenntnis über die Durchtrittsposition des Streuteilchens durch das Meßvolumen erlaubt es, den durch den variierenden Streifenabstand erzeugten Meßfehler zu korrigieren. Bei konventionellen LDA ist der Durchtrittsort nicht bekannt und es kann daher für die Berechnung der Geschwindigkeit nur mit einem konstanten, mittleren Streifenabstand gerechnet werden: v=f·d. Bei dem ortsauflösenden LDA kann nun der lokale Interferenzstreifenabstand verwendet werden, v=f·d(z), der vorher durch eine Kalibrationsmessung bestimmt werden muß. Zur Verbesserung der Genauigkeit kann zusätzlich über die aus beiden Kanälen erhaltene Geschwindigkeit gemittelt werden. Damit ergibt sich die Geschwindigkeit zu:

$$v \approx \frac{1}{2}\left[f_1(z)\,(d_1/z0 + f_2(z)\,(d_2/z0 \right] \tag{4.35}$$

Das Ergebnis der Streifenabstandskorrektur wird in Abb. (4.45) verdeutlicht. Dargestellt ist die gemessene Geschwindigkeit eines Referenzobjekts, das sich mit konstanter Geschwindigkeit durch das Meßvolumen (Vorgabewert 4,46 m/s) bewegt. Ohne Korrektur des Streifenabstandes ergeben sich, abhängig von der Position, große systematische Abweichungen bis zu 5,6% vom Vorgabewert. Die gemessene Funktion entspricht dem reziproken Streifenabstandsverlauf, siehe Abb. (4.31). Bei Verwendung der Korrektur, d.h. wenn der lokale Streifenabstand benutzt wird, ergeben sich deutlich geringere Abweichungen. Der Fehler der Geschwindigkeit konnte hier auf 0,2% reduziert werden. Die Kalibration des Phasen-Profilsensors ist offenbar entscheidend für die Genauigkeit der Messung. Eine ungenaue Kalibration kann systematische Meßfehler verursachen. Verschiedene Methoden zur Kalibrierung sind in Kap. 5 dargestellt. Durch eine entsprechend präzisere Kalibration und verbesserte

Algorithmen bei der Signalverarbeitung (Polynome hoher Ordnung zur Beschreibung des Streifenabstandsverlaufes) kann die verbleibende Variation weiter verringert werden.

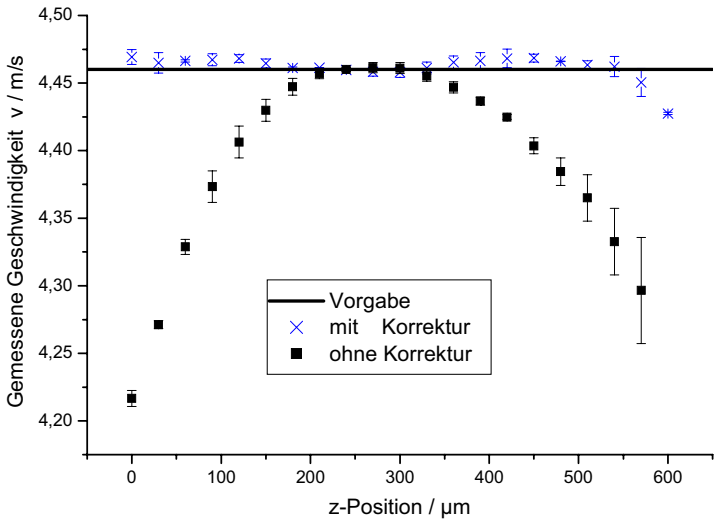


Abb. (4.45): Gemessene Geschwindigkeiten mit und ohne Korrektur des Streifenabstandes für ein Objekt, das mit konstant 4,46 m/s (Vorgabewert, durchgezogene Linie) durch das Meßvolumen bewegt wurde.

4.4) Spektroskopische Auswertung der Doppler-Verschiebung: Doppler-Global-Velozimetrie (DGV)

4.4.1) Konventionelle Doppler-Global-Velozimetrie

Die bisher beschriebenen Sensoren beruhen auf der Auswertung der Doppler-Verschiebung durch optischen Überlagerungsempfang. Als alternative Methode kann die Dopplerverschiebung spektroskopisch ausgewertet werden, indem die optische Frequenzverschiebung mittels eines molekularen Übergangs in eine Transmissionsänderung überführt wird. Dafür wird ein schmalbandiger molekularer Übergang (Breite typ. 1 GHz) und ein Laser mit einer auf die Flanke der Absorptionskurve stabilisierten Frequenz benötigt. Eine Änderung der optischen Frequenz, hervorgerufen z.B. durch die Doppler-Verschiebung, wirkt sich unmittelbar auf die Änderung der Transmission aus. Abb. (4.46) zeigt das Prinzip anhand der Transmissionskurve.

Die Doppler-Global-Velozimetrie ist innerhalb der letzten Dekade intensiv entwickelt worden und hat sich zu einem leistungsfähigen Verfahren für die Erfassung des kompletten Vektorfeldes der Geschwindigkeit $\underline{v}(\underline{r})$ etabliert [68-73]. Die Doppler-Global-Velozimetrie ist ein auf viele Problemstellungen anzuwendendes Verfahren. Als Beispiele seien hier die Untersuchungen von Gasturbinen [71], die Untersuchung des Einflusses von Rohrinstallationseffekten auf die Genauigkeit von mechanischen Durchflußmessern bei der Großgasmengenmes-

sung [73] sowie die phasenaufgelöste Vermessung des Strömungsfeldes im Abgaskrümmer von Kfz-Verbrennungsmotoren [72] zu nennen.

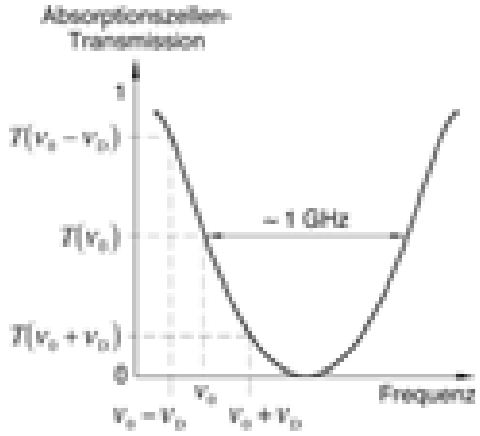


Abb. (4.46): Spektroskopische Auswertung der Doppler-Verschiebung auf der Flanke der Transmissionskurve eines molekularen Übergangs. Eine Änderung der Frequenz wird in eine Änderung der Transmission transformiert.

Abb. (4.47) zeigt einen Aufbau, wie er in der Physikalisch-Technischen-Bundesanstalt in Braunschweig im Einsatz ist. Um alle drei Geschwindigkeitskomponenten zu erfassen, werden dabei drei in einer Ebene liegende Lichtschnitte senkrecht zur Achse des zu vermessenden Rohres eingestrahlt. Das Streulicht wird in axialer Richtung detektiert und über einen Spiegel aus dem Rohr gelenkt. Es wird mittels eines Strahlteilers in zwei Anteile zerlegt und auf zwei CCD-Kameras gerichtet, wobei sich in dem Pfad des Signallichtes eine entsprechende Absorptionszelle befindet.

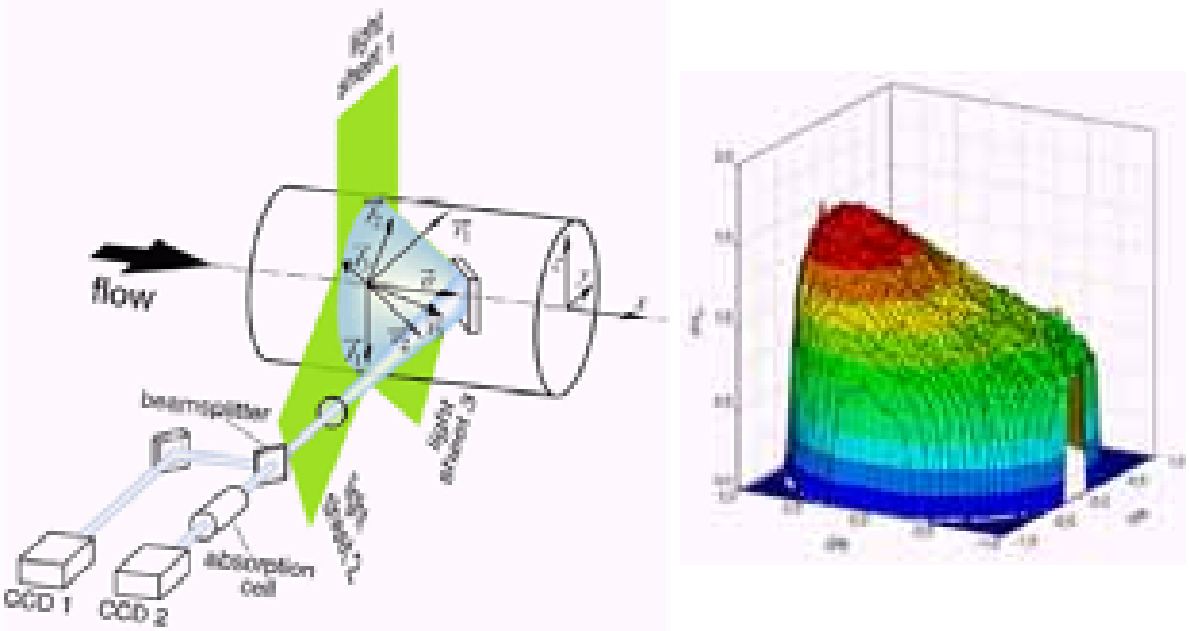


Abb. (4.47): Dreikomponentiges DGV zur Vermessung von Rohrströmungen. Links: Experimenteller Aufbau, rechts: Beispielhafte Verteilung der axialen Geschwindigkeitskomponente über dem Rohrquerschnit, entnommen aus [73].

Da die Empfindlichkeitsvektoren die Differenzvektoren zwischen Einstrahl- und Beobachtungsrichtung darstellen, ragen die drei zu den Lichtschnitten gehörigen Empfindlichkeitsvektoren aus der Ebene der Lichtschnitte heraus und sind damit linear unabhängig. Durch eine entsprechende Koordinationtransformation lassen sich so alle drei Geschwindigkeitskomponenten erfassen. In Abb. (4.47), rechts, ist als Beispiel die über den Rohrquerschnitt verteilte axiale Geschwindigkeitskomponente dargestellt. Aufgrund von Installationseffekten der Rohrleitung tritt die maximale Geschwindigkeit nicht im Rohrzentrum, sondern nahe der Wandung auf [73].
Mit dem bekannten Verfahren sind jedoch einige Nachteile verbunden:

- Für eine Transmissionsmessung sind entsprechend eine Meß- und eine Referenzkamera erforderlich. Da der Streuquerschnitt der Teilchen variiert (z.B. aufgrund unterschiedlicher Durchmesser) und sich die Intensität des Lichtschnittes über den Meßbereich ändert, ist eine Referenzkamera unabdingbar. Problematisch dabei ist, daß Meß- und Referenzkamera pixelweise über das gesamte Bildfeld zueinander ausgerichtet werden müssen [68,70]. Sind bei der Auswertung unterschiedliche Pixel einander zugeordnet, entstehen systematische Meßfehler.
- Die Genauigkeit der Geschwindigkeit ist bisher auf ca. 0,5 m/s limitiert, was in den Rauscheigenschaften der CCD-Kameras, der endlichen Linienbreite der Lasers, Drifteffekten in der Absorpionszelle und der begrenzten Flankensteilheit der Transmissionskurve begründet liegt [72].
- Die benötigte Rechenzeit für ein komplettes Profil liegt im Bereich von ca. 1 min. Für die Auswertung sind 2x ca. 1 Mio. Pixel auszulesen und zur Verminderung von Rauscheinflüssen über mehrere Akquisitionen zu mitteln [69,72].
- Streulichteinflüsse von z.B. Wandungen sind problematisch, da ein geringes Meßsignal von einem hohen Streulichtanteil überlagert wird [69].
- Ein hoher technischer Aufwand wird benötigt, da ein leistungsstarker, auf die Flanke der Transmissionskurve frequenzstabilisierter Laser und zwei CCD-Kameras verwendet werden müssen [68,72].

Die aufgeführten Nachteile sind als Gründe dafür anzusehen, daß das Prinzip bisher nicht kommerzialisiert wurde. Eine entscheidende Vereinfachung wird erreicht, wenn auf den Referenzempfänger und die damit notwendige Verrechnung des Referenzignals mit dem Meßsignal verzichtet werden kann. Ferner ist in vielen Fällen eine detaillierte Kenntnis des dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes, wie sie ein DGV liefert, nicht erforderlich, etwa wenn rotationssymmetrische Strömungen vorliegen oder bei Strömungen, deren Profil sich entlang einer Richtung nicht ändert. Für derartige Aufgaben können zur Detektion z.B. Photodetektor-Arrays eingesetzt werden, die sich parallel und daher mit hoher Datenrate auslesen lassen. Die Datenmenge wird so reduziert, was eine sehr schnelle Erfassung von Geschwindigkeitsprofilen ermöglicht. Ein solches DGV-Prinzip wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

4.4.2) Vereinfachter Frequenzmodulations-DGV-Arraysensor

Der hier vorgestellte vereinfachte DGV-Sensor basiert auf einer Frequenzmodulation des Laserlichtes und einer parallelen Erfassung eines Geschwindigkeitsprofils über ein einzelnes Avalanche-Photodioden-Array [74,89]. Durch eine veränderte Auswertetechnik kann auf den Referenzempfänger komplett verzichtet werden. Der Sensor zeichnet sich daher durch einen deutlich reduzierten technischen Aufwand und damit einhergehend durch eine erhöhte Datenrate von einigen Hz für die Erfassung des kompletten Geschwindigkeitsprofils aus.

a) Das Prinzip

Das Verfahren nutzt eine sinusförmige Frequenzmodulation des Laserlichtes sowohl für die Stabilisierung der Laserfrequenz auf den molekularen Übergang als auch für die Bestimmung der Doppler-Verschiebung [74].
Das von der Absorptionszelle transmittierte Streulicht weist folglich eine Amplitudenmodulation auf. Aufgrund der Nichtlinearität der Übertragungsfunktion, d.h. der Transmissionskurve, treten im Frequenzspektrum nicht nur die Grundwelle, sondern auch höhere Harmonische auf. Insbesondere im Minimum der Transmission dominiert der Anteil der 1. Oberwelle (siehe Abb. (4.48) links), während auf der Flanke der Kurve hauptsächlich die Grundwelle vorherrscht (Abb. (4.48), rechts).

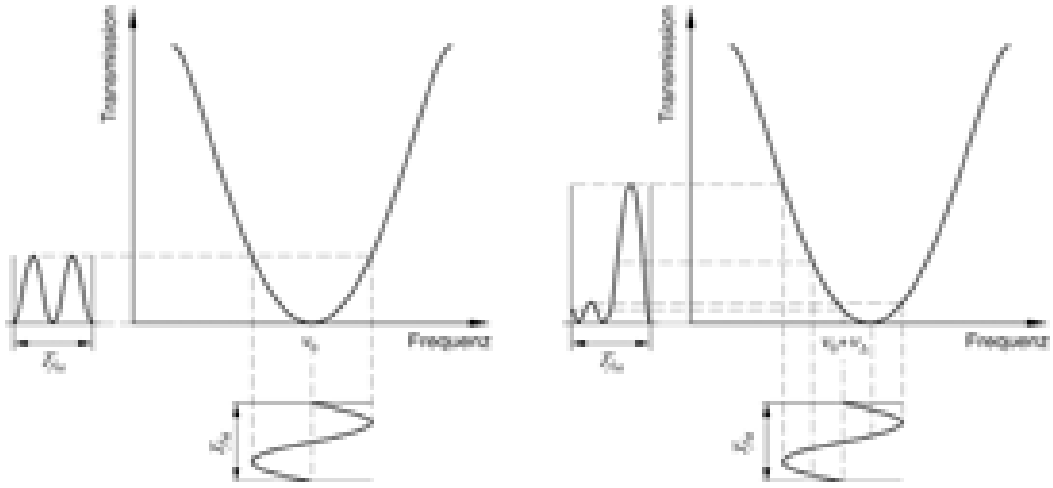


Abb. (4.48): Zeitsignale bei Frequenzmodulation des Sendelichts. Je nach Lage der Mittenfrequenz weist das transmittierte Licht unterschiedliche Amplituden von Grundfrequenz und 1. Oberwelle auf [74,89].

Abb. (4.49) zeigt als Simulation die Amplituden sowie den Quotienten $q=A(f_M)/A(2f_M)$ in Abhängigkeit von der Mittenfrequenz bei konstantem Frequenzmodulationshub. Der Quotient der Amplituden von Grundwelle zu 1. Oberwelle ändert sich monoton mit der Lage der Mittenfrequenz im Bereich des Transmissionsminimums und kann daher für deren Bestimmung

genutzt werden. Die Eindeutigkeit ist im Bereich zwischen den Polstellen der Quotientenfunktion gewährleistet und erlaubt noch Geschwindigkeitsmessungen bis zu vielen 100 m/s. Der Frequenzgang des Quotienten dient als Kalibrationskurve und muß vorher durch eine Messung bestimmt werden. Da nur das Verhältnis der Amplituden ausgewertet wird, ist das Verfahren gegenüber Schwankungen der Laserleistung oder des Streuquerschnittes unempfindlich.

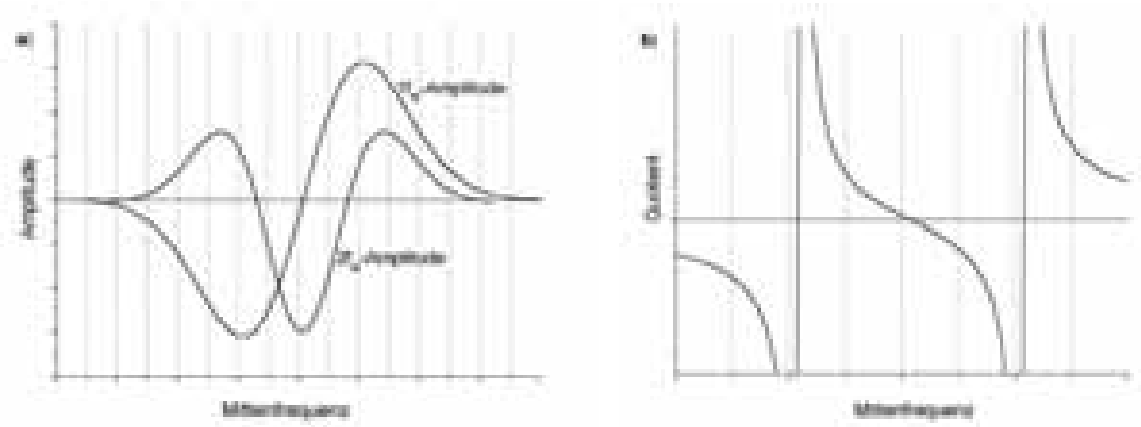


Abb. (4.49): a) Verlauf der Amplituden von Grundwelle $A(f_M)$ und 1. Oberwelle $A(2f_M)$ in Abhängigkeit von der Mittenfrequenz. b) Verlauf des Quotienten $q=A(f_M)/A(2f_M)$, der als Kalibrationsfunktion für die Frequenzbestimmung genutzt wird.

b) Der experimentelle Aufbau

Für den vereinfachten Frequenzmodulations-DGV-Array-Sensor wurde eine 852 nm DBR-Laserdiode mit ca. 100 mW Ausgangsleistung verwendet, die mit 1 kHz frequenzmoduliert wurde. Ein Teil der emittierten Strahlung wurde als Referenz durch eine Cs-Absorptionszelle auf einen Photodetektor geleitet, dessen Signal mit einem Lock-in-Verstärker ausgewertet wurde. Dessen Ausgangssignal wurde als Korrektursignal auf den Laserdiodenstrom addiert, so daß damit eine aktive Stabilisierung der Mittenfrequenz auf das Absorptionsmaximum erhalten wird. Mit dem emittierten Laserstrahl wird ein Lichtschnitt geformt und auf eine rotierende matte Glasscheibe abgebildet. Das gestreute Licht wird über ein Kepler-Teleskop, in dem sich eine weitere Cs-Absorptionszelle befindet, auf ein Avalanche-Photodetektor-Array mit acht Elementen abgebildet. Sende- und Empfangsoptik bilden einen Winkel von 90° zueinander. Abb. (4.50) zeigt eine Skizze des Versuchsaufbaus. Der Abbildungsmaßstab der Empfangsoptik wurde so gewählt, daß die acht Elemente einen Bereich von ca. 18 mm registrieren, d.h. der Meßpunktabstand beträgt 2,6 mm.
Die Signale der einzelnen Array-Elemente wurden mittels einer Vielkanal-A/D-Wandlerkarte parallel in einen PC eingelesen und mit einem LabVIEW-Programm weiterverarbeitet. Für jeden Meßkanal wurde die FFT berechnet und das Verhältnis der Amplituden von Grundwelle zu 1. Oberwelle gebildet. Die Kalibration des Sensors, d.h. die Zuordnung der gemessenen Quotienten zu den entsprechenden Geschwindigkeiten, kann direkt über die leicht zu bestimmenden lokalen Geschwindigkeiten $v=\varpi R$ (ϖ: Kreisfrequenz, R: radialer Abstand zur Achse) auf der Streulichtscheibe geschehen.

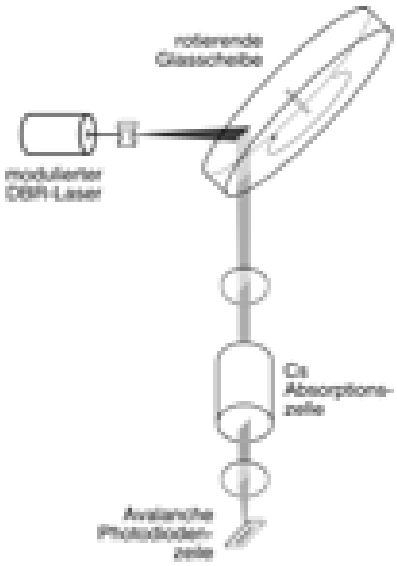


Abb. (4.50): Skizze des Versuchsaufbaus mit frequenzmodulierter DBR-Laserdiode und Cs-Absorptionszelle [74,89].

Abb. (4.51) zeigt die Anordnung der Meßorte auf der Scheibe und die Kalibrationskurve. Die Meßunsicherheit kann über die Standardabweichung über mehrere Datenakquisitionen (z.B. 20) erhalten werden, die als Fehlerbalken ebenfalls mit eingezeichnet sind. Als mittlere Meßunsicherheit ergibt sich 0,5 m/s, d.h. hier konnte bereits der beste Wert der konventionellen DGV-Technik erreicht werden.

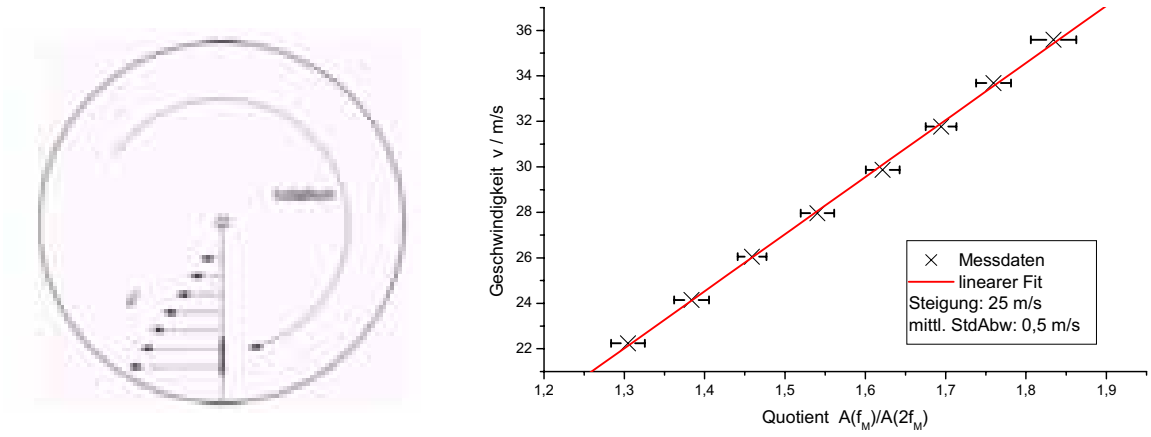


Abb. (4.51): Kalibrierung des DGV-Arraysensors anhand der lokalen Geschwindigkeiten auf der Streulichtscheibe (links) und den gemessenen Amplitudenverhältnissen $A(f_M)/A(2f_M)$ (rechts). Die mittlere Standardabweichung beträgt 0,5 m/s.

c) Die Ergebnisse

Der FM-DGV-Arraysensor zeichnet sich durch die parallele Signalverarbeitung aller Meßkanäle aus, so daß sich Geschwindigkeitsprofile in ihrer Gesamtheit instantan erfassen lassen. Sukzessives Abtasten ergibt den zeitlichen Verlauf. Im Experiment konnten bisher Geschwindigkeitsprofile bei 20 Mittelungen mit einer Datenrate von ca. 2,2 Hz aufgenommen werden.

Die Datenrate wurde dabei nur durch die (niedrig abtastende) A/D-Wandlerkarte begrenzt. Durch eine Optimierung der Signalverarbeitung z.B. durch die Verwendung von schnelleren Wandlerkarten oder von Analogelektronik ist noch eine deutliche Steigerung der Datenrate bis in den kHz-Bereich zu erwarten. Abb. (4.52) zeigt als Beispiel den zeitlichen Verlauf des Geschwindigkeitsprofil an der Streulichtscheibe, wenn deren Motor ein- und wieder ausgeschaltet wird. Das betrachtete Zeitintervall beträgt etwa 1,5 min. Beim Stillstand der Scheibe liefern alle Kanäle identisch den Wert Null, bei zunehmender Geschwindigkeit laufen die Kanäle aufgrund der unterschiedlichen Radialgeschwindigkeiten auseinander.

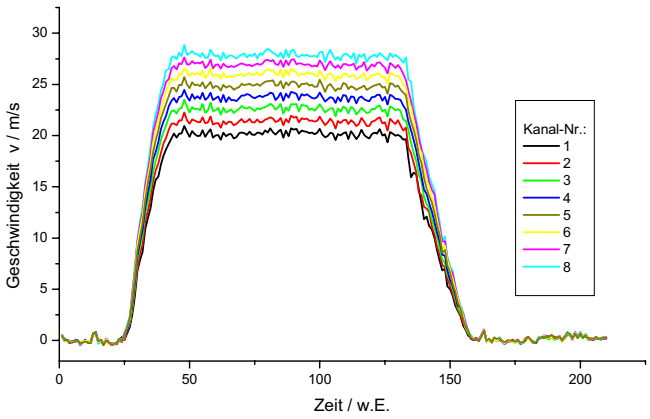


Abb. (4.52): Zeitlicher Geschwindigkeitsverlauf auf der Streulichtscheibe bei An- und Ausschalten des Motors.

Um das Anwendungspotential zu verdeutlichen, wurde der Sensor an einer realen Strömung getestet. Die Streulichtscheibe wurde aus dem Aufbau entfernt und statt dessen eine Düse auf den Lichtschnitt gerichtet. Abb. (4.53)a) zeigt die gemessenen Geschwindigkeitsprofile bei Null- und bei maximaler Geschwindigkeit der Luftströmung. Es bildet sich näherungsweise ein parabelförmiges Geschwindigkeitsprofil aus. In Abb. (4.53) ist der zeitliche Verlauf des Profils unmittelbar nach Anblasen der Strömung dargestellt.

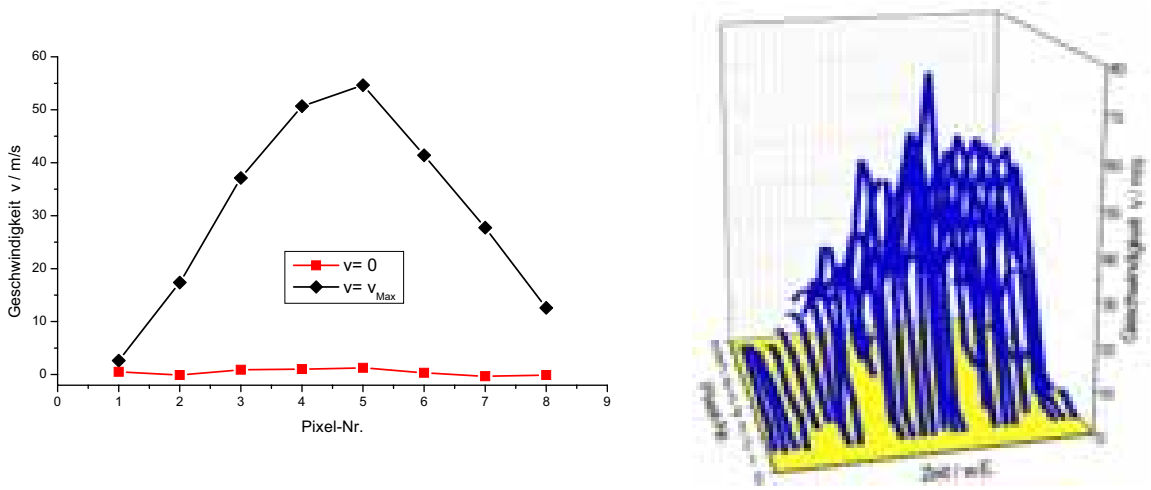


Abb. (4.53): Gemessenes Geschwindigkeitsprofil am Austritt einen Düse. Links: Profil bei Null und bei maximaler Geschwindigkeit. Rechts: Zeitlicher Verlauf des Profils vor und nach Anblasen der Düse.

Die Eigenschaften des neuartigen Frequenzmodulations-DGV-Array-Sensors lassen sich damit wie folgt zusammenfassen:

- Durch die Frequenzmodulation und Auswertung der Amplitudenanteile von Grundwelle und 1. Oberwelle läßt sich die Mittenfrequenz bestimmen. Auf den üblicherweise notwendigen Referenz-Empfänger kann daher verzichtet werden.
- Das Verfahren ist trotz des Verzichts auf den Referenzempfänger wie ein konventionelles DGV unempfindlich gegenüber Schwankungen der Laserleistung und des Streuquerschnittes, da die ausgewerteten Amplitudenanteile gleichartig beeinflußt werden.
- Die Meßunsicherheit der Geschwindigkeit konnte zu 0,5 m/s bestimmt werden. Dieser Wert gilt bisher als untere Grenze bei konventioneller DGV-Technik, d.h. mit Referenzempfänger.
- Durch den Einsatz eines schnellen Avalanche-Photodioden-Arrays und paralleler Signalverarbeitung lassen sich Geschwindigkeitsprofile sehr schnell erfassen (Experimentell: 2,2 Hz. Durch Einsatz schneller Signalverarbeitungstechniken wird eine Datenrate im kHz-Bereich erwartet).
- Das Prinzip zeichnet sich durch einen deutlich unaufwendigeren Aufbau aus und bietet daher ein größeres Anwendungspotential.

5. KAPITEL. EXPERIMENTELLE VERFAHREN ZUR CHARAKTERISIERUNG DES INTERFERENZSTREIFENSYSTEMS

Das LDA-Meßvolumen ist durch das Interferenzstreifensystem im Schnittvolumen zweier sich kreuzender Laserstrahlen gegeben. Wie in Kap. 3 gezeigt, beeinflussen die Eigenschaften der Laserstrahlen maßgeblich das Interferenzstreifensystem, das durch seine Größe und den Interferenzstreifenabstand d(r) charakterisiert wird. Gemäß Gl. (3.17) in Abschnitt 3.3) beeinflussen folgende Parameter das Interferenzstreifensystem:

- Die Laserwellenlänge ς
- Der halbe Kreuzungswinkel χ
- Der Strahltaillenradius w_0 mittelbar über die Rayleigh-Länge $z_R=\phi w_0^2/\varsigma$
- Die Verschiebung zwischen Strahltaillenposition z_w und Kreuzungsebene z_c

Um die Funktion von Laser-Doppler-Sensoren sicherzustellen, sind bestimmte Werte einzustellen und beizubehalten. Beispielsweise ist es für den Divergenz-Profilsensor vorteilhaft, die Strahltaille um den Betrag der Rayleigh-Länge vor oder hinter das Meßvolumen zu legen ($z_w=\partial z_R$), während beim Phasen-Profilsensor die Strahltaille mit dem Kreuzungspunkt zusammenfallen sollte ($z_w=0$). Zusätzlich sind hier bestimmte Werte für den Strahltaillenradius w_0 zu wählen, siehe Abschnitt 4.3.1). Sowohl für die Justage des Sensors als auch für dessen Einsatz ist daher eine präzise Charakterisierung der LDA-Parameter unerläßlich. In diesem Kapitel wird kurz aufgezeigt, welche experimentellen Methoden dafür genutzt werden können. Abschnitt 5.1) gibt einen Überblick über die Charakterisierung der o.g. LDA-Parameter, während Abschnitt 5.2) zwei Verfahren zur direkten Vermessung des Interferenzstreifensystems vorstellt.

5.1) Vermessung von Strahlparametern

Für die Vermessung von Strahlparametern und Kreuzungswinkel können handelsübliche Beamscanner verwendet werden, die nach dem Rotierende-Schlitz-Verfahren oder dem Rotierende-Kante Verfahren [52] arbeiten. Durch zwei Messungen können alle o.g. Parameter bestimmt werden.
Die erste Messung bestimmt die Strahlkaustik, d.h. die Strahlradiusfunktion w(z) entlang der optischen Achse. Aus einer Kurvenanpassung mit der theoretischen Hyperbelfunktion, Gl. (3.26), erhält man sofort den Strahltaillenradius, die Strahltaillenposition sowie die Beugungsmaßzahl M^2. Eine detaillierte Darstellung zur Strahlparametercharakterisierung ist z.B. [78] zu entnehmen.
Die zweite Messung liefert den Kreuzungswinkel sowie die Position der Kreuzungsebene. Dazu wird der Strahl-zu-Strahlabstand der beiden Teilstrahlen $\div x(z)$ entlang der optischen Achse gemessen, der einen linearen Verlauf aufweist. Der Arcustangens der Steigung ergibt den Kreuzungswinkel χ, der Nulldurchgang der Geraden die Position der Kreuzungsebene z_c.

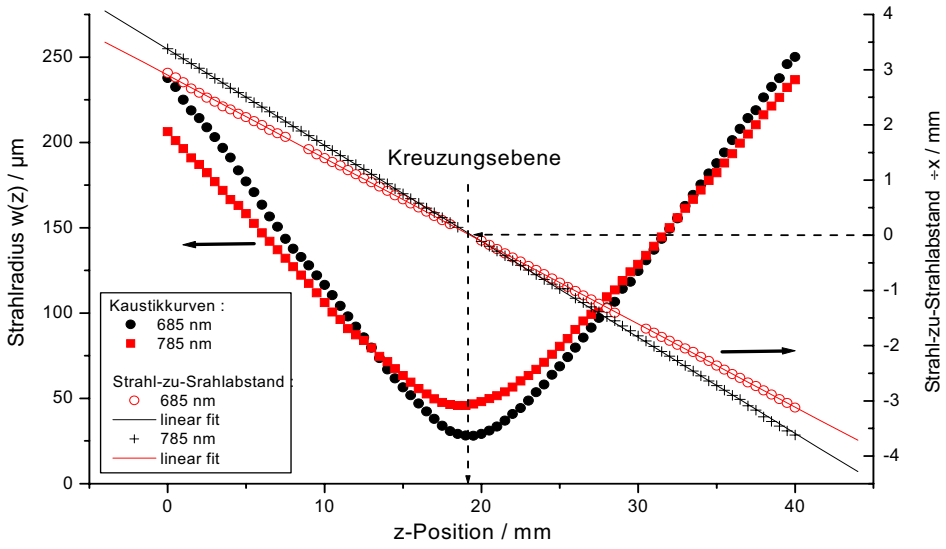


Abb. (5.1): LDA-Charakterisierung anhand der Kaustikkurven und der Strahlabstandskurven am Beispiel des Phasen-Profilsensors aus Abschnitt 4.3.3). Es tritt eine gute Übereinstimmung der Positionen von Strahltaille und Kreuzungsebene auf.

Eine LDA-Charakterisierung ist in Abb. (5.1) am Beispiel des Phasen-Profilsensor-Aufbaus aus Abschnitt 4.3.3) dargestellt. Gezeigt werden die Strahl-zu-Strahl-Abstandskurven und die Kaustikkurven jeweils für die Wellenlängen 685 nm und 785 nm. Aus dieser Messung erhält man die Verschiebung zwischen Strahltaillenposition und Kreuzungspunkt z_w-z_c zu 214 µm für die rote und -571 µm für die infrarote Wellenlänge. Die Strahltaillenpositionen stimmen mit der Position des Kreuzungspunktes ausreichend genau überein, so daß vom Vorliegen nahezu paralleler Interferenzstreifen ausgegangen werden kann.

Diese Art der Charakterisierung kann eine grobe Abschätzung darüber liefern, ob im Meßvolumen konvergente (Strahltaille hinter der Kreuzungsebene) oder divergente (Strahltaille vor der Kreuzungsebene) oder nahezu parallele Interferenzstreifen (Strahltaille in der Kreuzungsebene) vorliegen. Insbesondere zur Einjustage kann diese Methode eingesetzt werden. Für die präzise Bestimmung der Streifenabstandsfunktion muß das Interferenzstreifensystem direkt vermessen werden, siehe dazu der folgende Abschnitt.

5.2) Vermessung des Interferenzstreifensystems

Für eine Abschätzung des Interferenzstreifenabstandes kann das Streifensystem mit einem Mikroskop-Objektiv stark vergrößert und auf einen Schirm oder eine CCD-Kamera abgebildet werden. Für die Vermessung des Verlaufs des Interferenzstreifenabstandes entlang der optischen Achse ist diese Methode weniger geeignet, da nicht sichergestellt ist, daß Kreuzungspunkt und Strahltaille in derselben Weise abgebildet werden, so daß das vergrößerte Streifensystem keine direkte Abbildung des zu originalen Streifensystems ist. Vorteilhafter ist es deshalb, das direkte Streifensystem durch Lichtstreuung mit einem kleinen Partikel abzu-

tasten. Um Mittelungseffekte zu unterdrücken und einen guten Modulationsgrad des Streusignals zu bekommen, sollte das Teilchen von derselben Größenordnung oder kleiner als der Interferenzstreifenabstand sein, der typischerweise bei einigen Mikrometern liegt.

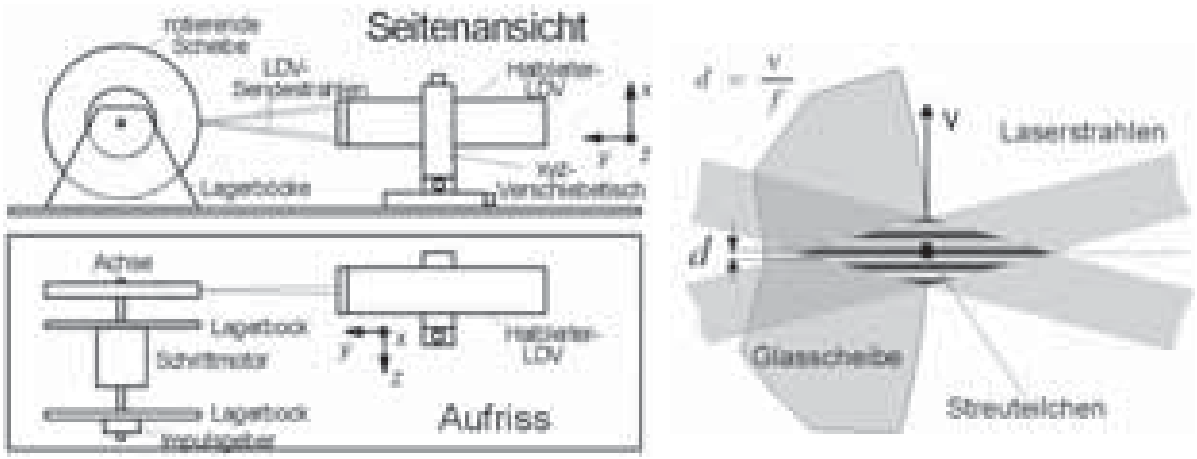


Abb. (5.2): LDA-Kalibrationsstand der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig [49].

In der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig wird ein LDA-Kalibrationsstand eingesetzt, der Staubteilchen auf dem Rand einer Plexiglasscheibe als Streuteilchen nutzt, siehe Abb. (5.2). Die Plexiglasscheibe wird von einem Schrittmotor angetrieben und rotiert mit konstanter und bekannter Winkelgeschwindigkeit. Mit dem exakt bekannten Scheibendurchmesser ergibt sich ein definierter Wert für die Geschwindigkeit, die hier als Geschwindigkeitsnormal fungiert. Durch Messung der Dopplerfrequenz f wird über d=v/f der Interferenzstreifenabstand erhalten. Die Meßunsicherheit liegt bei ca. 0,06% [75]. Für eine detaillierte Beschreibung des Kalibrierstandes sei auf [49,75] verwiesen. Als nachteilig ist bei dieser Methode zu nennen, daß in Rückwärtsrichtung detektiert werden muß. Dies hat zur Folge, daß einerseits nur wenig Streulichtleistung zur Verfügung steht, siehe Abb. (2.4), und andererseits die Modulation der Signale nicht besonders gut ausgeprägt ist. Erschwerend kommt hinzu, daß die Streuteilchen nicht in definierter Form vorliegen. Je nach Streuobjekt ergeben sich Signale mit verschiedenem Gleich- und Wechselanteil.

Alternativ kann eine ähnliche Methode verwendet werden. Als Streuobjekt fungiert ein dünner Draht mit 4 µm Durchmesser, der an dem Blatt eines optischen Choppers befestigt ist, siehe Abb. (5.3). Mit dem bekannten Radius R von Drehachse zur Position, an der Draht durch das Meßvolumen tritt, und der stabilisierten Winkelfrequenz erhält man auch hier ein Geschwindigkeitsnormal. Da der Durchmesser des Interferenzstreifensystems (–100 µm) deutlich kleiner als der Radius (R– 33 mm) ist, kann die Bewegung in sehr guter Näherung als linear angesehen werden. Der Vorteil dieser Anordnung ist, daß man in Vorwärtsstreuung detektieren kann und so genügend starke Signale mit einem Modulationsgrad nahe eins erhält. Die Meßunsicherheit ist mit 0,05% mit der der PTB vergleichbar. Bei dieser Methode wird jedoch nur die entlang der Drahtachse integrierte Intensität registriert, d.h. eine in y-Richtung

aufgelöste Messung ist nicht möglich. Dieses ist aber kein entscheidender Nachteil, da sich der Interferenzstreifenabstand nur merklich in z-Richtung ändert. Die Änderung in x- und y-Richtung ist ca. zwei Größenordnungen geringer [20] und kann daher vernachlässigt werden.

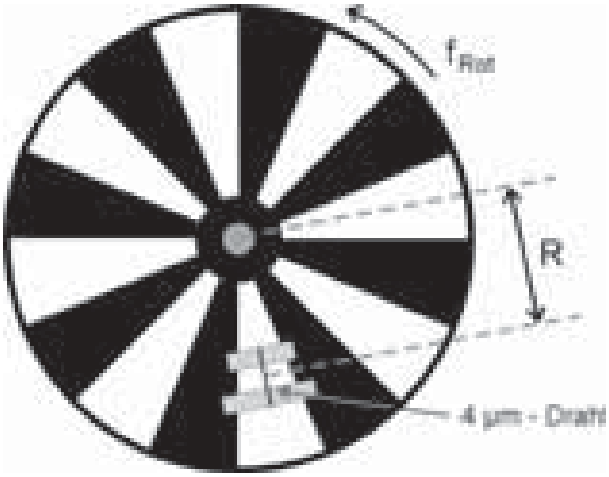


Abb. (5.3): Alternative Methode zur Charakterisierung des Interferenzstreifensystems mittels eines optischen Choppers. Als Streuobjekt wird ein Draht von 4 µm Durchmesser verwendet. Über die Ausdehnung des Meßvolumens kann die Bewegung als linear angesehen werden.

6. KAPITEL. QUALIFIZIERUNG VON NEUARTIGEN LASERN

6.1) Vorbetrachtungen

Bei der Lasermaterialbearbeitung werden die üblicherweise eingesetzten CO_2-Laser auf vielen Gebieten durch diodengepumpte Festkörperlaser ersetzt [76]. CO_2-Laser zeichnen sich durch eine geringe Effizienz und damit verbundenen hohen Investitions- und Betriebskosten aus. Als Alternativen stehen heutzutage diodengepumpte Festkörperlaser zur Verfügung, die in den letzten Jahren eine äußerst rasche Entwicklung durchlaufen haben und deren Technik noch längst nicht ausgereizt ist. Aufgrund der guten Fokussierbarkeit gegeben durch exzellente Strahlqualitäten und kleinere Wellenlängen lassen sich die für die Lasermaterialbearbeitung notwendigen Intensitäten erreichen. Durch die hervorragenden Eigenschaften verbunden mit geringer Baugröße eröffnen sich immer neue Anwendungsfelder in der Lasermaterialbearbeitung, so daß die diodengepumpten Festkörperlaser nach und nach die blitzlampengepumpten ersetzen werden. Als ein vielversprechendes laseraktives Material hat sich Yb:YAG herausgestellt, welches hinsichtlich Effizienz und erzielbarer Strahlqualität dem oft verwendeten Nd:YAG überlegen ist [40]. In der Gruppe der diodengepumpten Festkörperlaser stellen der Faserlaser und der Scheibenlaser Bauformen mit einem großen Oberfläche-zu-Volumen Verhältnis dar. Diese Eigenschaft läßt eine effiziente Kühlung zu, so daß thermische Linseneffekte reduziert und eine optimale Strahlqualität erzielt werden können.
Durch die hervorragenden Eigenschaften dieser Laser werden sie auch für die Lasermeßtechnik, und speziell auch für den Einsatz in der Laser-Doppler-Anemometrie, interessant. Jedoch sind hier, da es sich um ein interferometrisches Verfahren handelt, höhere Anforderungen an die Laserquelle zu stellen als bei der Lasermaterialbearbeitung. Im folgenden soll daher ein Überblick über die für die LDA-Technik notwendigen Voraussetzungen von Lichtquelle gegeben werden. In den folgenden Kapiteln werden ein Scheibenlaser und ein Faserlaser, die zu Testzwecken zur Verfügung standen, hinsichtlich ihrer Eignung für die Meßtechnik und speziell für die LDA-Technik untersucht.

Folgende Anforderungen sind an Lichtquellen für die Laser-Doppler-Anemometrie zu stellen:

- **Hohe Leistung.** Die Laserleistung im Meßvolumen muß ausreichend sein, um genügend große Streulichtsignale auf dem Detektor hervorzurufen. Da der Streuquerschnitt von Seedingteilchen mit dem Durchmesser abnimmt (im Rayleigh-Regime, bei der die Teilchendurchmesser D deutlich kleiner als die Wellenlänge ist, $\sim D^6$, im Mie-Regime mit Teilchendurchmessern gleich oder größer der Wellenlänge, $\sim D^2$ [4]) sind von daher große Partikel wünschenswert. Dem steht entgegen, daß es aufgrund der Massenträgheit der Partikel zu einem Schlupf zwischen Partikel- und Strömungsgeschwindigkeit kommen kann, was wiederum durch die Wahl kleiner Partikel vermieden wird. Für hochturbulente Strömungen sind daher kleine Streuteilchen und entsprechend hohe Laserleistungen notwendig. Bei der Feststellung der benötigten Strahlleistung ist die gesamte Meßkette vom Sensor bis zur Detektion zu beachten, die von einer Vielzahl von Parametern abhängt (Wellenlänge, Streuteilchendurchmesser, Beobach-

tungswinkel, Laserstrahldurchmesser, Beobachtungsapertur, Quanteneffizienz des Detektors, etc.), so daß es schwierig ist, hier einen Richtwert zu nennen.

- **Kleine Wellenlänge.** Allgemein vergrößert sich die Streulichtleistung kleiner Partikel mit abnehmender Wellenlänge (im Rayleigh-Regime $\sim\varsigma^{-4}$). Weiterhin verbessert sich die Fokussierbarkeit, da der Strahltaillenradius gemäß Gl. (3.24) proportional zur Wellenlänge ist. Im industriellen Einsatz ist wegen der leichteren Justierung eine Emission im sichtbaren Spektralbereich wünschenswert. Gegen noch kürzere Wellenlängen spricht die Tatsache, daß die Quanteneffizienz von Halbleiterdetektoren hier deutlich abnimmt und so nur geringe Signalpegel erhalten werden. Der Bedarf an anderen Detektoren wie z.B. Szintillationszähler und Photomultiplier sowie speziellen Optiken erhöhen den technischen Aufwand für Messungen im UV- und XUV-Bereich drastisch. Insgesamt kann der sichtbare und nah-infrarote Spektralbereich als ideal für Laser-Doppler-Anwendungen angesehen werden.
- **Monochromasie.** Die Strahlung sollte eine gute Monochromasie, d.h. eine geringe spektrale Breite und eine große Kohärenzlänge, aufweisen, da das LDA-Verfahren auf Interferometrie basiert. Zwar können mit dem in Abschnitt 2.3.2) beschriebenen achromatischen Aufbau die Anforderungen an die spektrale Breite drastisch reduziert werden, jedoch kann der Interferenzkontrast im Meßvolumens gemindert werden, siehe dazu die Ausführungen in Abschnitt 3.5). Ferner kann in optisch dichten Fluiden mit hohem Turbulenzgrad der Interferenzkontrast aufgrund unterschiedlicher optischer Weglängen im Fluid verschlechtert werden. Interessant wäre ein Laser, der auf mehreren Übergängen emittiert, so daß man einen Zwei- oder Mehrwellenlängenbetrieb erreicht. Durch jede zusätzliche Wellenlänge erhält man einen weiteren Meßkanal, der durch einen entsprechenden optischen Aufbau weitere Information zur Verfügung stellt. Als Beispiele wären hier die Messungen weiterer Geschwindigkeitskomponenten, die Bestimmung des Richtungssinns oder die Positionsbestimmung innerhalb des Meßvolumens zu nennen, siehe die in den Abschnitten 4.2) und 4.3) vorgestellten neuartigen Meßprinzipien. Hierbei ist jedoch zu beachten, daß der Linienabstand deutlich größer als die einzelnen Linienbreiten sein sollte.
- **Gute Strahlqualität.** Die Laserstrahlung sollte eine gute Strahlqualität (Beugungsmaßzahl M^2 nahe 1) besitzen, damit sich auch bei größeren Arbeitsabständen noch ein geringer Strahltaillendurchmesser, der zu einer hohen Intensität führt, erreichen läßt. Für den Einsatz mit Singlemode-Fasern ist eine hohe Strahlqualität unbedingt notwendig, da bei $M^2>1$ die Einkoppeleffizienz schnell abnimmt. Alternativ lassen sich Laser mit sehr vielen unkorrelierten transversalen Moden und daher sehr schlechter Strahlqualität mit dem in Abschnitt 4.1) vorgestellten Prinzip einsetzen.
- **Polarisation.** Der Polarisationszustand kann im allgemeinen willkürlich gewählt werden, sollte jedoch für beide Teilstrahlen identisch sein, um einen hohen Interferenzkontrast zu erzielen. In der polaren Streulichtverteilung bei Mie-Streuung, siehe Abb. (2.4), zeigen die Lagen der Maxima und Minima eine Abhängigkeit von der Polarisationrichtung, jedoch ist der Effekt, da aufgrund der ausgedehnten Empfangsapertur der Detektionsoptik über einen großen Winkelbereich integriert wird, vernachlässigbar. Allgemein wirkt die Lichtstreuung depolarisierend (nur in direkter Vorwärtsstreuung bleibt die Polarisation annähernd erhalten), so daß polarisationsbasierte

Meßprinzipen nicht einzusetzen sind. Bei dem eigentlichen LDA-Aufbau ist auf Polarisationsabhängigkeiten der einzelnen Bauelemente zu achten. Z.B. weisen akusto-optische Modulatoren (AOM) oder Prismenstrahlteiler eine Polarisationsabhängigkeit der Strahlteilung auf, die zu unterschiedlichen Leistungen in den Teilstrahlen führen kann. Die in dieser Arbeit zur Strahlteilung eingesetzten Beugungsgitter können dagegen unabhängig vom Polarisationsgrad eingesetzt werden.

- **Amplitudenstabilität.** Die Lichtquelle sollte ein möglichst geringes Amplitudenrauschen aufweisen. Primär wird die Meßinformation aus der Frequenzmessung einer spektralen Linie erhalten, deren Lage in erster Näherung nicht vom unperiodischen Rauschen („weißes Rausches“) beeinflußt wird. Das Rauschen führt jedoch zu einem geringeren Signal-zu-Rauschabstand (SNR), was die Meßunsicherheit der Frequenzmessung generell verschlechtert. Insbesondere sollten keine periodischen Schwankungen auftreten, z.B. in Form von Relaxationsoszillationen oder Schwebungen zwischen verschiedenen longitudinalen Lasermoden. Bei sehr starken parasitären spektralen Linien läßt sich evtl. der Dopplerpeak nicht mehr eindeutig identifizieren, was zu Fehlauswertungen in der Signalverarbeitung führen kann.
- **Wirtschaftlichkeit.** Neben den einsatzspezifischen Aspekten sollte die Strahlquelle auch geringe Lineardimensionen zur Integration in kompakte Meßmodule aufweisen. Ferner sollte sie wirtschaftlichen Aspekten wie Zuverlässigkeit, hoher Effizienz und Lebensdauer sowie geringen Anschaffungs- und Betriebskosten genügen.

6.2) Scheibenlaser

Im Scheibenlaser ist der laseraktive Kristall als eine Scheibe von wenigen 100 µm Dicke ausgeformt. Der Kristall kann über eine Stirnfläche effizient gekühlt werden, so daß thermische Linseneffekte auch hier gering sind und sich hervorragende Strahlqualitäten, d.h. Beugungsmaßzahlen M^2 nahe 1, ergeben [77]. Eine hohe Pumplichtabsorption wird erzielt, indem die Pumpstrahlung über eine Spiegelkaskade mehrfach durch den Kristall geführt wird. Scheibenlaser mit bis zu 100 W Ausgangsleistung und Beugungsmaßzahlen nahe 1 sind kommerziell erhältlich [40].

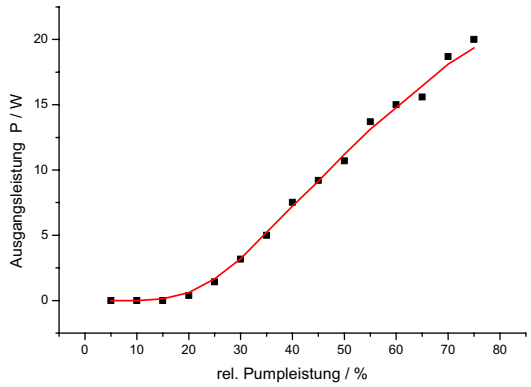


Abb. (6.1): Leistungsskalierbarkeit des untersuchten Scheibenlasers Vari Disc 20. 20 W Ausgangsleistung können im Grundmodebetrieb erreicht werden.

Der hier untersuchte Scheibenlaser VariDisc20 der Fa. Beck Lasertechnik bietet bei einer Scheibendicke des aktiven Mediums Yb:YAG von 200 µm und einer 16fachen Pumplichtdurchführung eine Ausgangsleistung bis zu 20 W. Abb. (6.1) zeigt die Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Leistung der Pumpdioden.

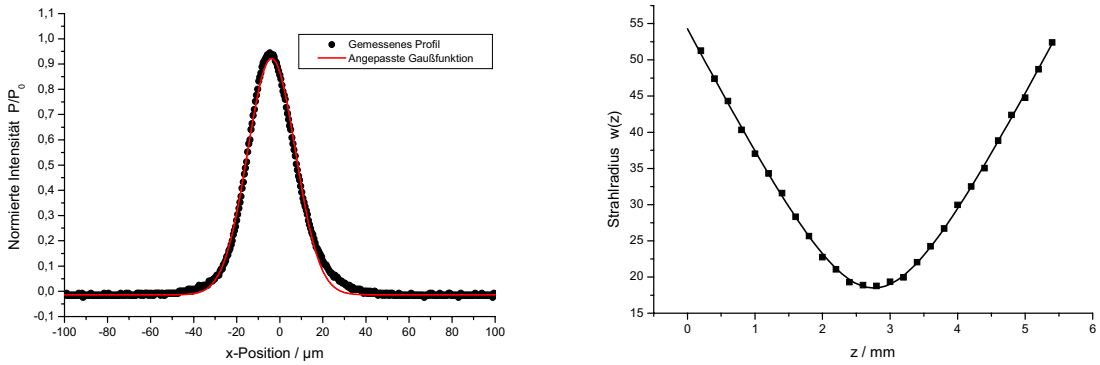


Abb. (6.2): Charakterisierung der Strahlqualität. Links: Das Intensitätprofil ist in sehr guter Näherung gaußförmig. Rechts: Kaustikkurve des fokussierten Strahls. Aus der Kurvenanpassung ergibt sich die Beugungsmaßzahl M^2 zu 1,1∂0,1.

Die Ergebnisse der Charakterisierung der Strahlqualität sind in Abb. (6.2) dargestellt. Abb. (6.2), links, zeigt das Intensitätsprofil, das in sehr guter Näherung einer Gaußfunktion entspricht, siehe dazu die angepaßte Gaußfunktion. Um die Strahlqualität zu charakterisieren, sind der Fernfeld-Divergenzwinkel und der Strahltaillenradius zu bestimmen. Der Laser besitzt einen hemisphärischen Resonater, bei dem sich die Strahltaille auf dem planen Resonatorspiegel befindet. Daher muß zunächst die Strahlung durch eine Linse fokussiert werden, um eine Strahltaille außerhalb des Resonators zu erzeugen. Dabei sind möglichst aberrationfreie Optiken einzusetzen, um die Strahlqualität nicht negativ zu beeinflussen. In Abb. (6.2), rechts, ist die Kaustikurve dargestellt, die in der Brennebene eines 60 mm Hoch-Apertur-Laser-Objektivs (HALO) der Fa. Linos gemessen wurde. Aus einer Kurvenanpassung mit Gl. (3.26) ergibt sich die Beugungsmaßzahl zu M^2= 1,1∂0,1, siehe dazu auch [78], so daß die Strahlqualität als exzellent zu bewerten ist.

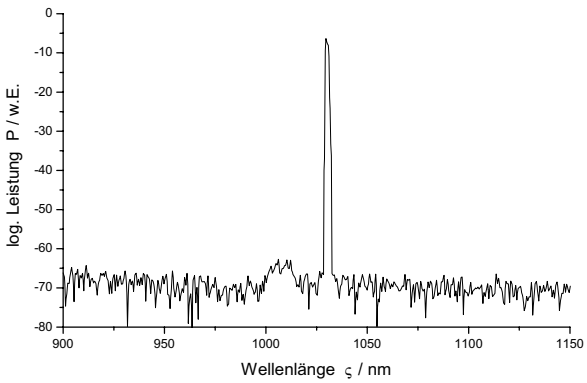


Abb. (6.3) Optisches Spektrum des Scheibenlasers VariDisc 20. Hier tritt allein die Laserlinie bei 1030,0 nm auf.

Die Strahlung ist linear polarisiert mit einem Polarisationgrad von 98%± 1%. Im optischen Spektrum, dargestellt in Abb. (6.3), tritt nur die Hauptlinie bei 1030,0 nm auf. Die Bandbreite beträgt 1,2 nm FWHM, woraus eine Kohärenzlänge von 0,88 mm resultiert. Im elektrischen Spektrum tritt im gesamten Leistungsbereich nur ein Peak bei 331 MHz auf, der als Modenbeatsignal zu deuten ist. Daraus kann die Resonatorlänge zu L= c/(2n÷f)= 450 mm (mit Brechungsindex n−1) berechnet werden.

6.3) Faserlaser

Als ein weiterer Repräsentant der Klasse der diodengepumpten Festkörperlaser ist der Faserlaser zu nennen. Kompakte Bauweisen, kleine Wellenlängen (durch Upconversion-Prozesse oder Frequenzverdopplung), hohe Leistungen im Dauerstrichbetrieb und exzellente Strahlqualitäten sind hier als die herausragenden Eigenschaften zu nennen [79]. Durch die Auslegung der aktiven Faser als Singlemode-Faser kann transversal prinzipiell nur die Grundmode anschwingen, was automatisch zu einem Gaußschen Strahl mit herausragender Strahlqualität führt. Aufgrund des hohen Oberfläche-zu-Volumen-Verhältnisses der Faser wird das aktive Medium effektiv gekühlt und thermische Linseneffekte, die zu einer Verschlechterung der Strahlqualität führen, werden vermieden. So lassen sich sehr hohe Ausgangsleistung erzielen. 110 W Laserleistung im Grundmode-Betrieb sind bereits demonstriert worden [80].
Zu Testzwecken stand ein kommerzieller Faserlaser mit 20 W Ausgangsleistung zur Verfügung (Modell PYL-20M der Fa. IRE-Polus, im Vertrieb der Fa. LOT), der ebenfalls auf seine Eignung für LDA-Messungen untersucht werden konnte. Analog zum Scheibenlaser weist der Faserlaser ein Gaußsches Intensitätsprofil und eine hervorragende Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl von M^2= 1,2∂0,1 auf. Das optische Spektrum des Faserlasers ist in Abb. (6.4) dargestellt, hier tritt allein die Laserlinie bei 1064,2 nm auf. Die Linienbreite beträgt etwa 0,16 nm bei 5 W und etwa 0,26 nm bei 15 W, woraus Kohärenzlängen von 7,1 bzw. 4,4 mm resultieren.

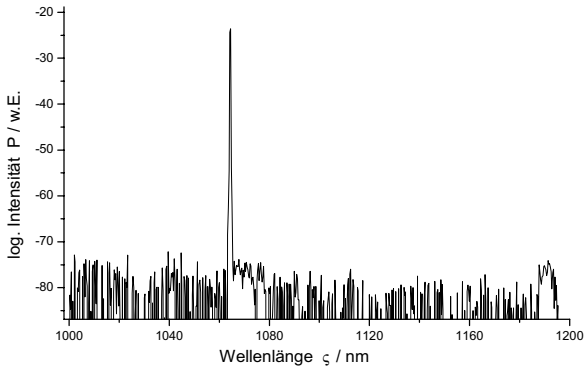


Abb. (6.4): Optisches Spektrum des Faserlasers PYL-20M. Die Laserlinie liegt bei 1064,2 nm.

Im elektrischen Spektrum treten unmittelbar über der Laserschwelle Spikes auf, die mit zunehmender Laserleistung aber bald vernachlässigt werden können. Im Frequenzspektrum zeigt sich ein äquidistanter Modenkamm mit einem Modenabstand von etwa 4 MHz. Der Modenkamm entsteht durch optische Schwebungen mehrerer longitudinaler Resonatormoden, die

auf der Frequenzskala ebenfalls äquidistant verteilt sind. Der Modenabstand hängt dabei mit der Länge des Resonators L und einem mittleren Brechungsindex n zusammen gemäß [55]:

$$\div f \mid \frac{c}{2nL} \tag{6.1}$$

Mit n= 1,5 ergibt sich daraus eine Länge der aktiven Faser von 25 m. Durch den Modenkamm können sich Probleme bei LDA-Messungen ergeben, da die Dopplerfrequenzen technisch relevanter Geschwindigkeiten gerade in diesen Bereich fallen. Um dieses zu untersuchen, wurde ein LDA nach dem in Abschnitt 2.3.2) beschriebenen Aufbau mit dem Faserlaser als Lichtquelle aufgebaut. Dabei wurden die aus einem Zerstäuber emittierten Wassertröpfchen von ca. 3 µm mittlerer Größe vermessen. Abb. (6.5) zeigt typische Frequenzspektren. Im Fall a) ist die Signalhöhe des Doppler-Signals deutlich höher als die Modenbeatsignale, so daß der Doppler-Peak eindeutig identifiziert und ausgewertet werden kann. Damit ist gezeigt, daß selbst in Anwesenheit von störenden Modenbeatsignalen noch LDA-Messungen durchgeführt werden können. Im Fall b) ist der Doppler-Peak etwa gleich groß wie die Modenbeatsignale, so daß die Signalverarbeitung nicht zwischen den einzelnen Peaks unterscheiden kann. Diese Einzelmessung müßte daher verworfen werden. Die Signalhöhe der Dopplerpeaks richtet sich generell nach dem Streuquerschnitt der Seeding-Teilchen als auch nach dem Modulationsgrad des Burstsignals, der je nach Position im Meßvolumen variiert. Zur Beseitigung dieses Problems kann eine Peakhöhenvalidierung eingesetzt werden, um zwischen den Modenbeatsignalen und den Dopplerpeaks zu unterscheiden. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Meßbereich bis zur ersten Modenbeatfrequenz (bzw. bei Einsatz einer Trägerfrequenztechnik auf den Modenabstand) einzuschränken. Dieses begrenzt zwar den verfügbaren Geschwindigkeitsmeßbereich, aber es können hier alle Signale unabhängig von ihrer Amplitude ausgewertet werden.

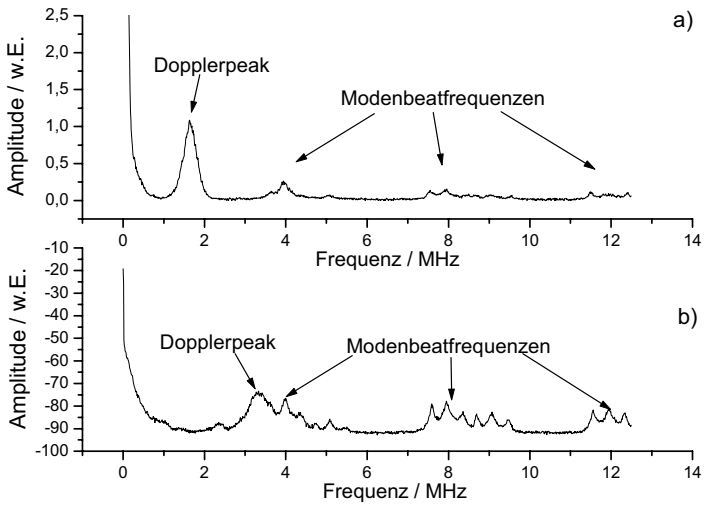


Abb. (6.5): Erschwerung der Signalauswertung bei Auftreten eines Modenkamms. Der Doppler-Frequenzpeak muß wie im Fall a) von den Modenbeatfrequenzen generell eindeutig unterscheidbar sein. Im Fall b) läßt sich der niedrige Doppler-Peak nicht mehr von den Modenbeatfrequenzen unterscheiden und die Messung muß verworfen werden.

6.4) Breitstreifendioden

In Abschnitt 4.1) wurde demonstriert, daß sich LDA-Sensoren nicht nur mit transversal singlemodiger Strahlung, sondern auch mit Strahlen aus Multimode-Fasern realisieren lassen. Als Vorteile lassen sich dabei ein einfacher und robuster Aufbau, kurze Meßvolumina für örtlich hochauflösende Messungen sowie ein Interferenzstreifensystem mit sehr geringer Variation des Streifenabstandes nennen. Eine geringe örtliche Kohärenz führt zu einer „Einschnürung“ des Interferenzgebietes auf den zentralen Teil des Schnittvolumens. Dabei hat sich herausgestellt, daß die Kohärenz durch die Multimode-Faser nicht vollständig zerstört wird, sondern bereits inkohärente Lichtquellen zu verwenden sind. Hier stellt sich die Frage, ob nicht auf die Faser vollständig verzichtet werden kann, um mit einem Freistrahl-Aufbau eine kompaktere Bauweise zu erhalten.

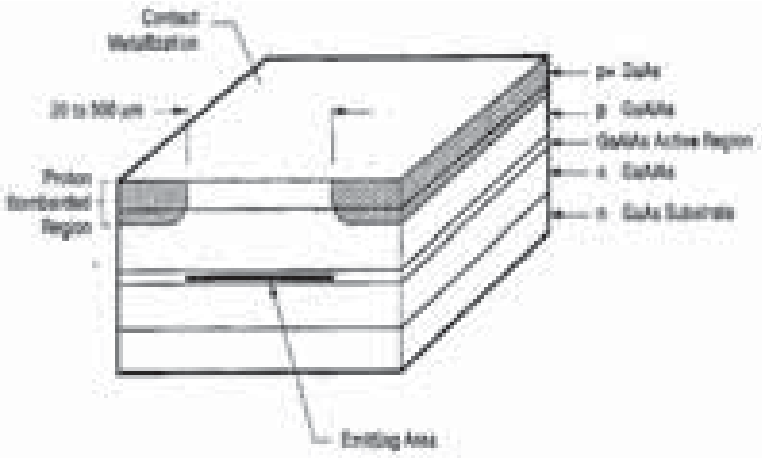


Abb. (6.6): Aufbau einer Breitstreifen-Laserdiode. Kennzeichnend ist die singlemodige Emission hier in vertikaler Richtung und multimodige Emission in horizontaler Richtung. Entnommen aus [81].

Für diesen Zweck sollen in diesem Abschnitt Breitstreifen-Laserdioden [33,49,81] untersucht werden. Bei der Leistungsskalierung von Laserdioden tritt das Problem auf, daß die bei Singlemode-Emittern lediglich ca. $1 \cdot 3\ \mu m^2$ große Austrittsfacette durch zu hohe Intensitäten zerstört wird. Singlemode-Laserdioden sind daher auf wenige 100 mW Ausgangsleistung beschränkt. Um noch höhere Leistungen zu erreichen, vergrößert man die Fläche der Austrittsfacette, um die Intensität zu senken. Die damit verbundene schlechtere Strahlqualität, hervorgerufen durch das Anschwingen von weiteren transversalen Moden, kann für viele Anwendungen in Kauf genommen werden. Haupteinsatzgebiet von leistungsstarken, multimodigen Laserdioden ist das Pumpen von Festkörperlasern (Scheibenlaser, Faserlaser [79], s.o., etc) sowie die Lasermaterialbearbeitung. Abb. (6.6) zeigt den Aufbau von Breitsstreifendioden, deren Austrittsfacetten typische Abmessungen von 1 µm in der einen (vertikalen) transversalen Richtung und 20 µm – 500 µm in der anderen (horizontalen) Richtung haben [81]. Daraus ergibt sich eine singlemodige Emission in der vertikalen Richtung mit Beugungsmaßzahlen $M^2 \approx 1$ und eine multimodige Emission mit $M^2 > 1$ in der horizontalen Richtung [33].
Mit einer solchen Breitstreifendiode wurde ein LDA mit dem in Abschnitt 4.1) beschriebenen Aufbau realisiert, wobei das Faserende direkt durch die Diode ersetzt wurde. Die Diode wurde dabei so orientiert, daß die multimodige Richtung in der Ebene der Teilstrahlen liegt, d.h.

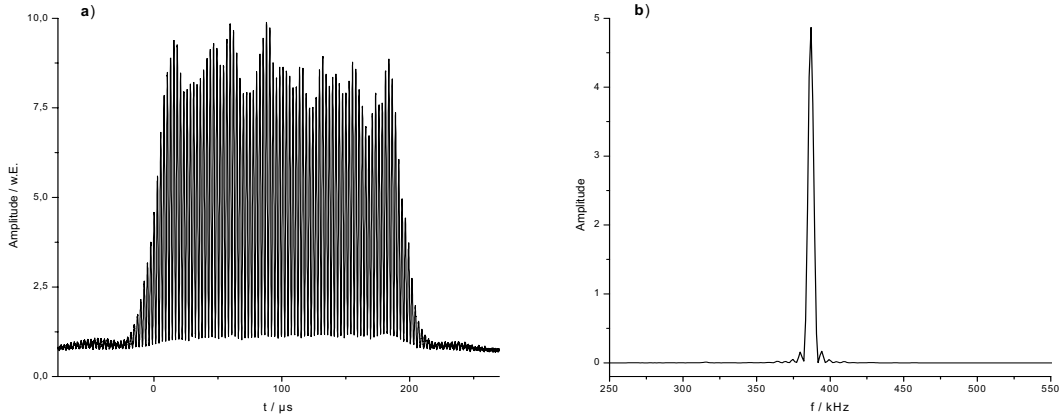


Abb. (6.7): LDA-Burstsignal bei Einsatz einer Breitstreifendiode als Lichtquelle, a) im Zeit-, b) im Frequenzbereich.

horizontal. Abb. (6.7) zeigt ein Burstsignal aus der Mitte des Meßvolumens, das mit einem 4 µm Draht als Streuobjekt erzeugt wurde.
Auch hier wird deutlich, daß selbst bei geringer örtlicher Kohärenz noch ein voller Interferenzkontrast (V−1) auftritt. Damit sind LDA-Messungen prinzipiell möglich. Ähnlich dem Speckle-Effekt tritt auch bei Breitstreifendioden eine parasitäre Fluktuation der Einhüllenden auf, die sich durch die Überlagerung der transversalen Moden ergibt. Sie kann hier nur durch den Diodenstrom beeinflußt, jedoch nicht unterdrückt werden. Auch hier ist die Amplitude der Fluktuationen deutlich geringer als die Modulation durch den Doppler-Effekt, so daß der Einfluß ähnlich dem der Speckle als gering zu bewerten ist.

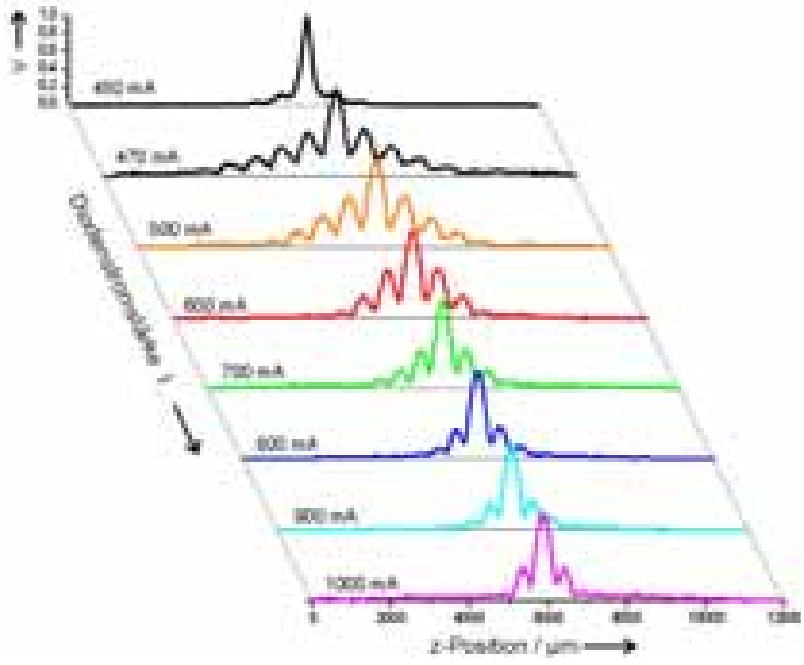


Abb. (6.8): Verlauf des Interferenzkontrastes V entlang der optischen Achse z für verschiedene Betriebsströme der Breitstreifendiode. Mit steigender Stromstärke schwingen immer mehr Moden an und die Korrelation geht zunehmend verloren, so daß sich das Interferenzgebiet auf den zentralen Teil einschnürt. Die Kurve bei 450 mA liegt knapp unterhalb der Laser schwelle.

Die Optik wurde zunächst so ausgelegt, daß sich ein relativ großer Überlappungsbereich von $2l_z$= 12 mm Länge ergab. Zur Charakterisierung wurde der Interferenzkontrast V entlang der optischen Achse z für verschiedene Betriebsströme I_{LD} gemessen, siehe Abb. (6.8).
Wie im Fall von Multimode-Fasern tritt auch hier eine Reduzierung des Interferenzgebiets auf den zentralen Teil des Überlappungsvolumens auf, in den Randgebieten wird die Interferenz unterdrückt. Es zeigt sich aber, daß knapp oberhalb der Laserschwelle (Schwellstromstärke I_{thr}– 460 mA) eine Reihe von parasitären Nebenmaxima im Verlauf des Interferenzkontrastes auftreten, die etwa äquidistant entlang der optischen Achse verteilt sind. Für LDA-Geschwindigkeitsmessungen sind diese Nebenmaxima nachteilig, da sie die beabsichtigte hohe Ortsauflösung verhindern. Wird die Stromstärke vergrößert, so verschwinden die Nebenmaxima allmählich von außen nach innen.

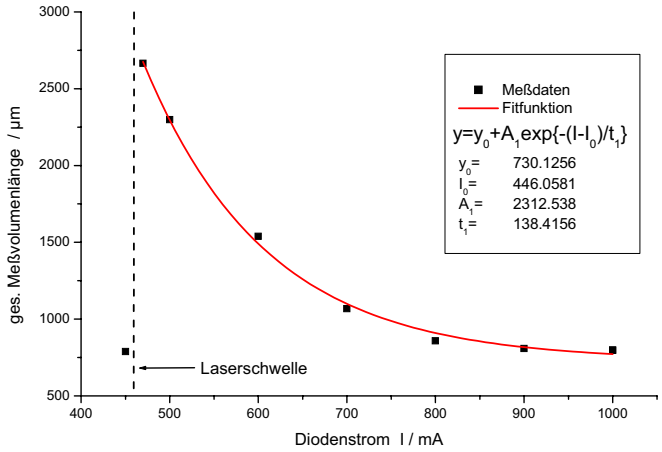


Abb. (6.9): Abnahme der effektiven Länge des Meßvolumens bei steigendem Diodenstrom. Für eine hohe Ortsauflösung sollte die Diode immer bei Nennstromstärke betrieben werden.

Bei der Nennstromstärke von 1000 mA sind alle Nebenmaxima bis auf zwei rechts und links vom Hauptmaximum verschwunden. Das Auftreten der Nebenmaxima und ihr Verschwinden bei höheren Strömen liegt in der transversalen Modenverteilung der Breitstreifendiode begründet. Bei niedrigen Strömen schwingen nur wenige Moden an und diese besitzen vermutlich noch ein gewisses Maß an Korrelation. Bei zunehmender Stromstärke schwingen immer mehr Moden an und die Korrelation untereinander nimmt ab.
Abb. (6.9) zeigt die „effektive“ Länge des Meßvolumens in Abhängigkeit von der Stromstärke, wobei die Einhüllende der Maxima des Interferenzkontrastes ausgewertet wurde. Der abfallende Verlauf kann in sehr guter Übereinstimmung mit einer exponentiell abklingenden Kurve $y=y_0+A_1\cdot\exp\{-(I-I_0)/t_1\}$ angepaßt werden, wobei y_0, A_1, I_0 und t_1 empirische Konstanten sind. Interessant ist der Fall, bei dem die Diode knapp unterhalb der Laserschwelle betrieben wird (Meßpunkt bei I= 450 mA). Hier emittiert die Diode keine kohärente Strahlung, sondern nur verstärkte spontane Emission. Da hier keine Moden auftreten, treten im Verlauf des Interferenzkontrastes auch keine Nebenmaxima auf. Aufgrund der zu geringen Leistung ist dieser (ideale) Fall jedoch für LDA-Messungen nicht geeignet.
Der für einen LDA-Einsatz nächste wichtige Punkt ist die Variation des Interferenzstreifenabstandes. Abb. (6.10) zeigt dessen Verlauf im Bereich des Hauptmaximums und der beiden Nebenmaxima bei Nennstromstärke. Es ergibt sich, bis auf die Stellen, an denen der Interferenzkontrast lokale Minima aufweist, ein monoton ansteigender Verlauf.

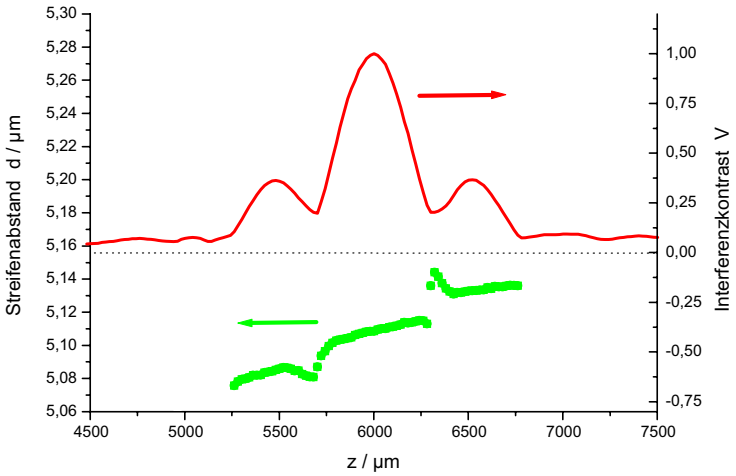


Abb. (6.10): Verlauf des Interferenzkontrastes und des Streifenabstandes entlang der optischen Achse. Der Astigmatismus verursacht einen ansteigenden Verlauf des Streifenabstandes mit ÷d/d= 1,1% und damit einen hohen Meßfehler der Geschwindigkeit.

Die Variation unterhalb des Hauptmaximums beträgt ÷d/d– 0,26%, über den gesamten Bereich 1,1%. Für viele Anwendungen ist dieses Ergebnis durchaus ausreichend, für präzise Turbulenzuntersuchungen ist jedoch eine Optimierung notwendig.

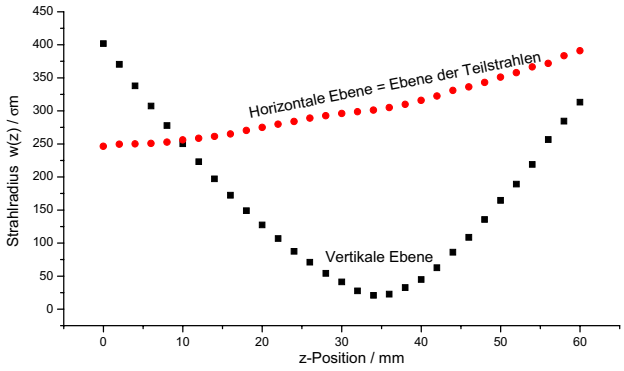


Abb. (6.11): Kaustikkurven in horizontaler und vertikaler Richtung. Es tritt ein deutlicher Astigmatismus auf, der den monotonen Anstieg des Streifenabstandes verursacht.

Der monotone Anstieg des Interferenzstreifenabstandes läßt auf einen divergierenden Strahl schließen, siehe Abschnitt 3.3). Dieses wird durch die Vermessung der Kaustikkurven in horizontaler und vertikaler Richtung bestätigt, dessen Ergebnis in Abb. (6.11) dargestellt ist. Es erscheint ein deutlicher Astigmatismus, d.h. die Strahltaillenpositionen in horizontaler und vertikaler Richtung fallen nicht mehr zusammen, sondern sind örtlich getrennt. Astigmatismus ist ein bekanntes Merkmal von Breitstreifendioden und kann bereits innerhalb der Diode schon einige 100 µm betragen. Durch eine vergrößernde Abbildung wird der Astigmatismus weiter erhöht und kann wie im vorliegenden Fall einige cm betragen. Um eine hohe Intensität im Meßvolumen zu erhalten, wurde daß LDA so justiert, daß die Strahltaille der vertikalen Richtung mit dem Kreuzungspunkt zusammenfällt. Die für das Streifensystem entscheidende Richtung ist jedoch die horizontale, in der die beiden Teilstrahlen verlaufen.

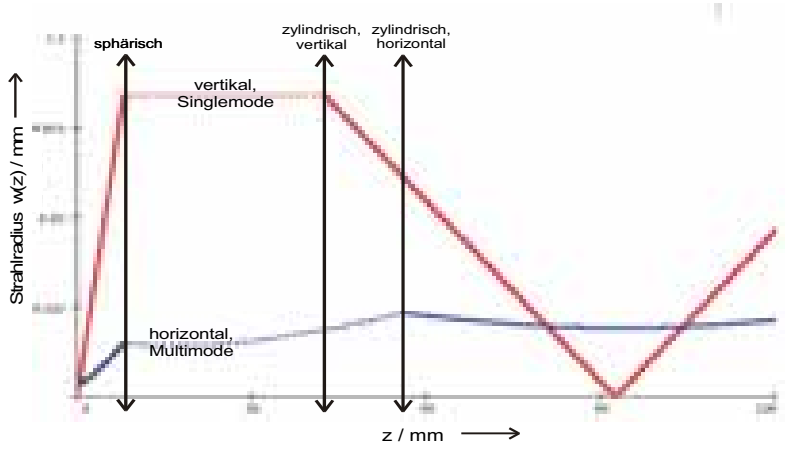


Abb. (6.12): Korrektur des von der Breitstreifendiode stammenden Astigmatismus durch eine Anordnung von zwei gekreuzten Zylinderlinsen. Dargestellt sind die mit dem ABCD-Matrixformalismus simulierten Kaustikkurven in horizontaler (=multimodiger) und vertikaler (=singlemodiger) Richtung.

Hier liegt die Strahltaille einige cm vor dem Meßvolumen und verursacht so das divergierende Streifensystem. Dem Problem kann begegnet werden, in dem eine Astigmatismuskorrektur, z.B. mit Zylinderlinsen, vorgenommen wird. In diesem Fall wurde die Lösung gewählt, die zweite Linse des Kepler-Teleskops vor dem strahlteilenden Gitter durch eine Anordnung von zwei gekreuzten Zylinderlinsen zu ersetzen, die relativ zueinander entlang der optischen Achse verschoben werden können. Jede Zylinderlinse beeinflußt nur eine Richtung, so daß eine individuelle Justage der Strahltaillenpositionen in horizontaler und vertikaler Richtung vorgenommen werden kann, bis beide Strahltaillen zusammenfallen. Abb. (6.12) zeigt eine derartige Lösung, die mit dem ABCD-Matrixformalismus zur Simulation der Strahlpropagation erstellt wurde. Diese Anordnung ersetzt das bisherige erste Kepler Teleskop, der übrige Aufbau des LDA bleibt unverändert. Das Gitter zur Strahlteilung würde sich auf dieser Skala bei z= 93 mm befinden.

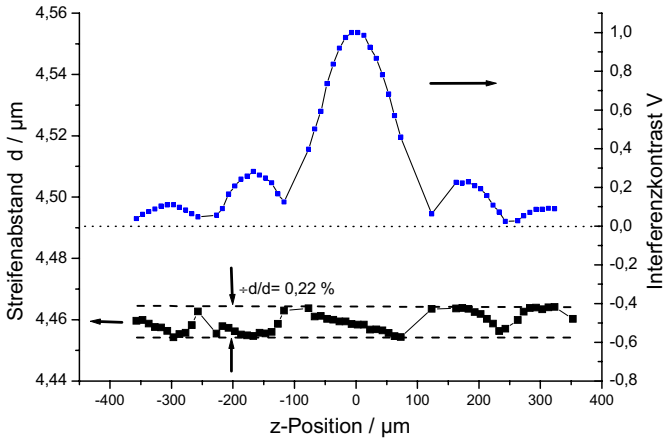


Abb. (6.13): Verlauf des Interferenzkontrastes und des Streifenabstandes entlang der optischen Achse mit astigmatismus-korrigierendem Aufbau. Die Variation des Streifenabstandes konnte auf ÷d/d= 0,22% gesenkt werden.

Mit dieser Idee wurde ein LDA realisiert und derart justiert, daß die horizontale wie auch die vertikale Strahltaille mit dem Kreuzungspunkt der LDA-Teilstrahlen zusammenfallen. Abb. (6.13) zeigt den Verlauf des Interferenzkontrastes und des Streifenabstandes entlang der

optischen Achse im Meßvolumen. (Anmerkung: Der Interferenzkontrast zeigt ein unterschiedliches Verhalten im Vergl. zu Abb. (6.10), da eine andere Diode verwendet wurde). Hier zeigt sich deutlich, daß der Streifenabstand nicht mehr monoton ansteigt, sondern nur um einen bestimmten Wert schwankt. Insbesondere in den Nebenmaxima des Interferenzkontrastes tritt derselbe Streifenabstand auf wie im zentralen Maximum. Die relative Variation konnte durch die Astigmatismuskorrektur von 1,1% (siehe Abb. (6.13)) auf 0,22% gesenkt werden. Auch die Strahltaille als Ort mit der höchsten Intensität befindet sich nun im Meßvolumen. Damit ist gezeigt, daß sich auch Breitstreifendioden in einem Freistrahl-Aufbau für präzise LDA-Messungen einsetzen lassen.

6.5) Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden drei neuartige Lichtquellen für die Laser-Doppler-Anemometrie vorgestellt und hinsichtlich ihrer Eignung charakterisiert.

Faserlaser sowie das kürzlich realisierte Konzept des Scheibenlasers haben sich dabei als attraktiv für den Einsatz in der LDA-Technik herausgestellt, wobei sie hinsichtlich ihrer Eigenschaften als nahezu gleichwertig einzustufen sind. Wegen ihrer hohen Ausgangsleistungen im Wattbereich und ihrer hervorragenden Strahlqualität und Fokussierbarkeit mit M^2–1 werden derartige Laser momentan hauptsächlich auf dem Gebiet der Lasermaterialbearbeitung, z.B. für die Mikrostrukturierung, eingesetzt. Für den Einsatz in der Laser-Doppler-Anemometrie sind weitere Forderungen an den Laser zu stellen, siehe Abschnitt 6.1), die aber von dem untersuchten Faserlaser und Scheibenlaser in ähnlicher Weise gleich gut erfüllt wurden. Die Wellenlängen liegen im nah-infraroten Spektralbereich und sind optimal auf Halbleiter-Detektoren angepaßt. Wird, z.B. aus praktischen Gründen, eine Emission im sichtbaren Bereich gewünscht, so kann die Strahlung resonatorintern oder –extern frequenzverdoppelt oder –verdreifacht werden. Als störend stellte sich bei beiden Lasern lediglich das Auftreten von Modenbeatsignalen heraus, das bei Doppler-Signalen mit geringer Amplitude den Meßbereich einschränkt. Der Scheibenlaser bietet aufgrund seines kürzeren Resonators und der daraus folgenden höheren Modenbeatfrequenz einen größeren Meßbereich und besitzt in dieser Hinsicht einen Vorteil gegenüber dem Faserlaser.

Breitstreifenlaserdioden haben dagegen grundlegend andere Eigenschaften und müssen daher für den Einsatz in der Laser-Doppler-Anemometrie unterschiedlich bewertet werden. Wegen ihrer hohen Ausgangsleistungen einerseits und der ultra-kompakten Bauweise andererseits sind sie prinzipiell für die LDA-Techik hochattraktiv. Sie weisen eine transversal multimodige Emission auf, können aber unter Berücksichtigung der in dieser Arbeit erstmals beschriebenen Effekte für LDA-Sensoren eingesetzt werden. Sie können unmittelbar als Lichtquelle für das in Abschnitt 4.1) beschriebene Multimode-Faser-LDA Verwendung finden. In diesem Fall wirkt die Faser als Strahlhomogenisator, der das stark unsymmetrische Emissionsprofil in ein rotationssymmetrisches Top-Hat-Profil überführt und die örtliche Kohärenz weiter verringern kann. Breitstreifendioden lassen sich aber auch ohne Faser in einem kompakten Freistrahl-Aufbau einsetzen. Dabei muß beachtet werden, daß bei niedrigen Strömen parasitäre

Maxima im Verlauf des Interferenzkontrastes entlang der optischen Achse auftreten, die die Ortsauflösung drastisch verschlechtern. Um den Effekt zu minimieren, sollte die Diode daher immer bei Nennstromstärke betrieben werden. Weiterhin tritt ein Astigmatismus auf, der – je nach Justage – zu einer geringen Intensität im Meßvolumen und/oder zu einer hohen Streifenabstandsvariation führt. Durch Verwendung von Zylinderlinsen läßt sich dieses Problem beheben. Damit läßt sich ein einfacher, robuster und kompakter Sensor aufbauen, der eine Ortsauflösung im 100 μm-Bereich und eine virtuelle Turbulenz im Promille-Bereich bietet.

7. KAPITEL. ANWENDUNGEN DER UNTERSUCHTEN SENSOREN

Dieses Kapitel beschreibt als Anwendung der in Kap. 4 beschriebenen Sensoren Geschwindigkeitsprofilmessungen im Windkanal. Es soll demonstriert werden, daß die entwickelten Sensoren prinzipiell für präzise Geschwindigkeitsmessungen mit hoher örtlicher Auflösung geeignet und damit konventionellen LDA-Sensoren deutlich überlegen sind. Als Testströmungen sind dafür alle Konfigurationen geeignet, bei denen sich die Geschwindigkeit örtlich stark ändert, d.h. die einen hohen Gradienten der Geschwindigkeit aufweisen. Hier wurden sowohl die laminare Rohrströmung als auch die laminare Blasius-Grenzschicht gewählt, da deren Eigenschaften theoretisch bekannt sind und sich daher gut für den Vergleich mit den Messungen eignen.
In diesem Kapitel werden zunächst die Fundamentalgleichungen der Strömungsmechanik (Navier-Stokes- und Kontinuitätsgleichung) diskutiert und daraus die Geschwindigkeitsprofile von Rohrströmungen sowie laminaren Plattengrenzschichten (Blasius-Grenzschicht) hergeleitet. Anschließend werden die mit den verschiedenen Sensoren durchgeführten Strömungsmessungen vorgestellt und mit der Theorie verglichen.

7.1) Fundamentalgleichungen der Strömungsmechanik

Die Strömungsmechanik behandelt Bewegungsvorgänge von Flüssigkeiten und Gasen, die unter dem Oberbegriff „Fluide“ zusammengefaßt werden. Es wird insbesondere die Wechselwirkung zwischen dem strömenden Fluid und umströmten festen Körpern betrachtet. Die Fluide werden dabei als kontinuierliche Medien betrachtet, die den verfügbaren Raum erfüllen. Für die mathematische Beschreibung werden genügend kleine Volumenelemente des Fluids betrachtet, für die die klassischen Erhaltungssätze von Masse, Impuls und Energie gelten. Aus der Massenerhaltung folgt die Kontinuitätsgleichung (ψ: Dichte) [11]:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \operatorname{div}(\psi \underline{v}) = 0 \tag{7.1}$$

die sich für inkompressible Fluide zu:

$$\operatorname{div} \underline{v} = 0 \tag{7.2}$$

reduziert. Ein weiteres fundamentales Gesetz ist die Impulsgleichung, die sich aus der auf die Volumeneinheit bezogenen Newtonschen Bewegungsgleichung ergibt [11]:

$$\frac{d}{dt}(\psi \underline{v}) = \sum_i \underline{F}_i \tag{7.3}$$

Die auf der linken Seite auftretende totale Ableitung der Geschwindigkeit schreibt sich dabei als Summe einer sog. „lokalen Beschleunigung“ (1. Summand) und einer sog. „konvektiven Beschleunigung“ (2. Summand) [79]:

$$\frac{d\underline{v}}{dt} = \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla)\underline{v} \tag{7.4}$$

Die rechte Seite von Gl. (7.3) beschreibt dabei alle auf die Volumeneinheit bezogenen auftretenden Kräfte. Dazu zählen:

- **Druckkräfte**. Sie werden auf ein Volumenelement durch benachbarte Elemente infolge eines Druckgefälles ausgeübt und wirken senkrecht auf die Oberfläche des betrachteten Elementes: $\underline{F}_{Druck} = -\nabla p$ (p: Druck).

- **Reibungskräfte**, die durch die endliche Viskosität eines Fluids hervorgerufen werden. Man unterscheidet zwischen Normal- und Scherspannung, je nachdem, ob die Kräfte senkrecht oder tangential auf das Volumenelement angreifen. Die Reibungskräfte werden durch einen Spannungstensor $\underline{\underline{\vartheta}} = [\vartheta_{ij}]$ beschrieben: $\underline{F}_{Reibung} = \nabla \cdot \underline{\underline{\vartheta}}$. Der Tensor ist symmetrisch und besteht aus drei Normal- und drei Scherspannungen. Er ist definiert durch (σ: dynamische Viskosität):

$$\vartheta_{ij} = \sigma\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right) \tag{7.5}$$

- **Volumenkräfte**. Das sind äußere Kräfte $\underline{F}_{ext}$, die dem Volumen (der Masse) des Fluidelements proportional sind, z.B. die Schwerkraftdichte $\underline{F}_{ext} = \underline{F}_{Schwerkraft} = \rho \underline{g}$.

Gl. (7.3) schreibt sich mit diesen Kraftdichten dann folgendermaßen:

$$\rho\left(\frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + (\underline{v} \cdot \nabla)\underline{v}\right) = -\nabla p + \nabla \cdot \underline{\underline{\vartheta}} + \underline{F}_{ext} \tag{7.6}$$

Wird weiterhin eine stationäre Strömung angenommen und werden konstante Stoffwerte vorausgesetzt, so folgt aus Gl. (7.6) unter Berücksichtigung der Gl. (7.5):

$$\rho(\underline{v} \cdot \nabla)\underline{v} = -\nabla p + \sigma \Delta \underline{v} + \underline{F}_{ext} \tag{7.7}$$

bzw. in Komponentenschreibweise:

$$
\begin{aligned}
\rho\left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x\frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y\frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z\frac{\partial v_x}{\partial z}\right) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \eta\left(\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_x}{\partial z^2}\right) + F_{ext,x},\\
\rho\left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x\frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y\frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z\frac{\partial v_y}{\partial z}\right) &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \eta\left(\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_y}{\partial z^2}\right) + F_{ext,y}, \qquad (7.8)\\
\rho\left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x\frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y\frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z\frac{\partial v_z}{\partial z}\right) &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \eta\left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}\right) + F_{ext,z}.
\end{aligned}
$$

Dieser Satz der drei Navier-Stokes-Gleichungen bildet zusammen mit der Kontinuitätsgleichung (Gl. (7.1)) ein fundamentales System zur Beschreibung des Vektorfeldes der Geschwindigkeit $\underline{v}(\underline{r})$ sowie der Druckverteilung $p(\underline{r})$, das zur Behandlung des Großteils der strömungsmechanischen Anwendungsfälle herangezogen werden kann. Im folgenden sollen zwei Spezialfälle von Strömungsfeldern hergeleitet werden, für deren Vermessung die in dieser Arbeit entwickelten Sensoren eingesetzt wurden.

7.2) Rohrströmung

In diesem Abschnitt sollen kurz die Merkmale einer Rohrströmung hergeleitet werden. Dazu wird zunächst eine eindimensionale Spaltströmung betrachtet. Die Strömungsrichtung wird dabei entlang der x-Richtung gewählt, y kennzeichnet die orthogonale Koordinate. Bei einer stationären, voll entwickelten laminaren Strömung einer inkompressiblen Flüssigkeit hängt die v_x-Komponente nur noch von y ab, alle anderen Geschwindigkeitskomponenten sind null. Weiterhin tritt eine Druckänderung offenbar nur noch in Strömungsrichtung auf. Damit ergeben sich folgende Randbedingungen für die Navier-Stokes-Gleichungen:

$$
v_x = v_x(y), \qquad v_y = 0, \qquad v_z = 0, \qquad \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \qquad \frac{\partial p}{\partial z} = 0 \qquad (7.9)
$$

Daraus folgt:

$$
\eta\frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} = \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\Delta p}{l} \qquad (7.10)
$$

Die linke Seite dieser partiellen Differentialgleichung ist unabhängig von x, ebenso ist die rechte unabhängig von y. Folglich muß der Ausdruck konstant sein, so daß sich ein lineares Druckgefälle ergibt. Dessen Betrag wird als $\Delta p/l$ gesetzt, wobei Δp die Druckdifferenz zwischen zwei Punkten ist, die sich in Stromrichtung im Abstand l befinden. Eine zweifache Integration unter Berücksichtigung der Randbedingungen $v_x(+h) = v_x(-h) = 0$ (die Geschwindigkeit verschwindet auf der Oberfläche, h: halbe Höhe des Kanals) ergibt ein parabelförmiges Geschwindigkeitsprofil:

$$
v_x(y) = \frac{\Delta p}{2\eta}\left(h^2 - y^2\right) \qquad (7.11)
$$

In analoger Weise läßt sich das Geschwindigkeitsprofil einer Rohrströmung mit kreisförmigem Querschnitt vom Radius R in Zylinderkoordinaten herleiten. Hier resultiert ein paraboloidförmiges Profil:

$$v(r) = \frac{\Delta p}{4\eta l}\left(R^2 - r^2\right) \tag{7.12}$$

Der Volumenstrom, d.h. das pro Zeiteinheit transportierte Flüssigkeitsvolumen, ergibt sich durch Integration der Geschwindigkeitsverteilung über den Rohrquerschnitt A:

$$\dot{V} = \int_A v(r)\,dA = \frac{\pi \Delta p}{8\eta l} R^4 \tag{7.13}$$

Dieses ist das Hagen-Poisseuillesche Gesetz, das allerdings nur für laminare Strömungen gilt. Als Kriterium, ob eine laminare oder turbulente Strömung auftritt, dient die Reynolds-Zahl Re:

$$Re = \frac{v_M \rho R}{\eta} \tag{7.14}$$

Dabei ist $v_M = v_{Max}/2$ die über den Rohrquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit, die gleich der halben Maximalgeschwindigkeit $v_{Max} = v(r=0)$ in der Rohrmitte ist. Für $Re<2300$ ist die Strömung laminar, im Bereich $2300<Re<4000$ tritt laminar-turbulente Transition auf und für große Reynolds-Zahlen $Re>4000$ wird eine rein turbulente Strömung beobachtet. Für nichtlaminare Strömungen weicht das Geschwindigkeitsprofil von der Paraboloid-Form Gl. (7.12) ab und das Hagen-Poisseuillesche Gesetz verliert seine Gültigkeit. Um dennoch mittels optischer Methoden eine präzise Bestimmung des Volumenstromes zu erhalten, ist das Geschwindigkeitsprofil innerhalb des Rohres zu messen [80,81]. Dieses ist ein typisches Anwendungsbeispiel für den Einsatz der vorgestellten ortsauflösenden Sensoren, die das Profil ohne mechanische Traversierung zu bestimmen vermögen.

7.3) Laminare Grenzschichtströmung: Die Blasius-Grenzschicht

Grenzschichtströmungen nehmen in der Strömungsmechanik eine Schlüsselrolle ein, da sie faktisch an allen umströmten Körpern auftreten. Von besonderem technischen Interesse ist die Umströmung von Gebäuden, Kraftfahrzeugen und Tragflächen. Bei letzteren ist man bestrebt, die Strömung über einen möglichst großen Bereich über den Flügel laminar zu halten. Die Verzögerung des laminar-turbulenten Überganges verringert die Wirbelbildung an den Flügelenden und bietet daher Potential für die Verringerung des Luftwiderstandsbeiwertes und damit des Treibstoffverbrauchs [7].

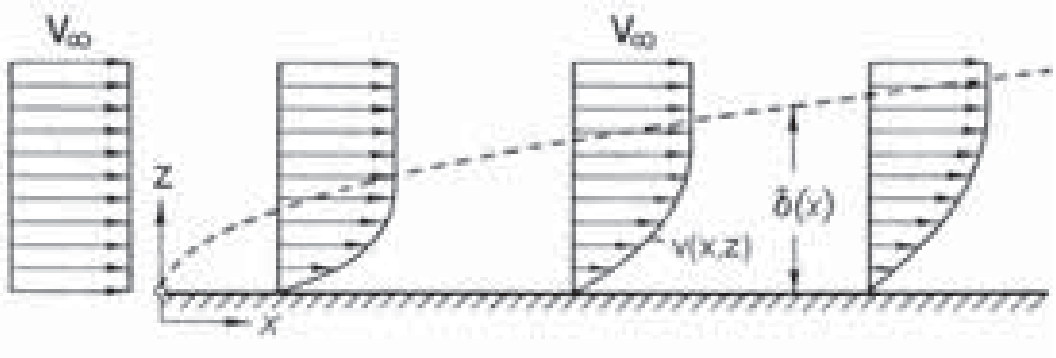


Abb. (7.1): Ausbildung einer Strömungsgrenzschicht an einer halbunendlichen Platte, die bei x= 0 beginnt. Die Strömungsprofile an verschiedenen x-Positionen sind selbstähnlich, lediglich der Maßstabsfaktor, charakterisiert durch die Dicke, ändert sich.

Für die mathematische Beschreibung der Grenzschichtströmung wird zunächst vom idealisierten Fall einer sehr dünnen ebenen Platte ausgegangen, die sich parallel zur x-Achse von x=0 bis x⇓ ←erstreckt. Die Platte wird von negativer x-Richtung her mit $v_{\leftarrow}$ angeströmt, siehe Abb. (7.1). Damit ergeben sich folgende Abhängigkeiten: $v_x=v_x(x,z)$, $v_y=0$, $v_z<<v_x$ und $\in p/\in x=0$. Als Randbedingungen ergeben sich: $v_x(z=0)=0$, $v_z(z=0)=0$ sowie $v_x(z⇓ ←)=v_{\leftarrow}$ [11]. Führt man ferner die Beziehung $\tau=\sigma/\psi$ (τ: kinematische Viskosität, σ: dynamische Viskosität, ψ: Dichte) ein, so ergibt sich unter Vernachlässigung der Schwerkraft aus den Navier-Stokes-Gleichungen (Gl. (7.8)) und der Kontinuitätsgleichung (Gl. (7.1)) das Gleichungssystem für die Beschreibung einer laminaren, stationären und inkompressiblen Grenzschichtströmung [11]:

$$v_x \frac{\in v_x}{\in x} 2\, v_z \frac{\in v_z}{\in z} \mid \tau \frac{\in^2 v_x}{\in z^2} \quad , \quad \frac{\in v_x}{\in x} 2 \frac{\in v_z}{\in z} \mid 0 \tag{7.15}$$

Als Kriterium für die Art der Strömung, d.h. laminar oder turbulent, fungiert wieder die Reynolds-Zahl, die in diesem Fall mit der Lauflänge x gebildet wird:

$$Re_x \mid \frac{v_{\leftarrow} \int x}{\tau} \tag{7.16}$$

Die kritische Reynolds-Zahl für laminar-turbulente Transition liegt im Bereich $3{,}5\cdot10^5$ bis 10^6. Aus der Tatsache, daß hier die Reynolds-Zahl mit der Lauflänge x gebildet wird, ist sofort ersichtlich, daß z.B. bei einer Tragfläche ab einer bestimmten Position die Strömung turbulent wird.

Bei der laminaren Strömung tritt zunächst der Fall auf, daß die Strömungsprofile selbstähnlich (affin) sind [11]. Sie lassen sich durch entsprechende Maßstabsfaktoren für Ort und Geschwindigkeit ineinander überführen. Dazu führt man eine dimensionslose Funktion $f'(\xi)$ (Der Strich bedeutet dabei eine Differentiation nach ξ; dieses wurde aus praktikablen Gründen eingeführt, siehe später) ein mit $f'(\xi)=v_x/v_{\leftarrow}$ und $\xi=z/\iota(x)$. Schreibt man die Grenzschichtdicke $\iota(x)$ in der Form:

$$\iota(x) = \sqrt{\frac{2\tau x}{v_{\leftarrow}}} \tag{7.17}$$

so ergibt sich aus Gl. (7.17) folgende gewöhnliche Differentialgleichung, die sog. Blasius-Gleichung [11]:

$$f'''(\xi) + f(\xi)\, f''(\xi) = 0 \tag{7.18}$$

wobei im folgenden kurz v anstatt v_x geschrieben wird und als normierte Einheiten

$$v = \frac{v}{v_{\leftarrow}} \quad , \quad z = \xi = z\sqrt{\frac{v_{\leftarrow}}{2\tau x}} \tag{7.19}$$

verwendet werden. Die Lösung dieser Gleichung $v(z)= v_{\leftarrow} f'(\xi)$ wird als „Blasius-Profil“ bezeichnet. Sie kann durch numerisches Lösen mit den Anfangsbedingungen $f(0)= f'(0)= 0$ sowie $f''(0)= 0{,}4696$ [11] erhalten werden; eine analytische Lösung existiert nicht. Der Verlauf des Blasius-Profils kann Abb. (7.1) entnommen werden. In Wandnähe ergibt sich ein zunächst linearer Anstieg der Geschwindigkeit, der dann in eine konstante Geschwindigkeit übergeht. Diese ist mit der Anströmgeschwindigkeit $v_{\leftarrow}$ identisch.

Abschließend soll kurz auf die Wandschubspannung eingegangen werden. Im Fall der hier beschriebenen Grenzschichtströmung wirkt auf die Wand gemäß Gl. (7.5) folgende Scherkraft (z_w: Position der Oberfläche der Wandung):

$$\vartheta = \sigma \left.\frac{dv}{dz}\right|_{z = z_w} \tag{7.20}$$

Sie ergibt sich also direkt aus der Steigung des Geschwidigkeitsprofils nahe der Wand. Die Wandschubspannung ist deshalb von großer Bedeutung, da sie aufintegriert über den umströmten Körper dessen Reibungswiderstand W ergibt [11]:

$$W = b \int_0^l \vartheta(x)\, dx \tag{7.21}$$

mit b: Breite und l: Länge des umströmten Körpers. Für einen geringen Reibungswiderstand ist entsprechend die Wandschubspannung gering zu halten. Allgemein weisen turbulente Strömungen ein steileres Geschwindigkeitsprofil in der Nähe der Wand und damit größere Wandschubspannungen und höheren Reibungswiderstand auf. Daher ist man bestrebt, das turbulente Umströmen von Körpern weitestgehend zu vermeiden. Nach Blasius ergibt sich für eine laminare Strömung die Wandschubspannung zu:

$$\vartheta(x, v_{\leftarrow}) = 0{,}332\, \sigma \sqrt{\frac{v_{\leftarrow}^3}{2\tau x}} \tag{7.22}$$

7.4) Strömungsmessungen mit dem Multimode-Faser-LDA

Für die Windkanalmessungen konnte am Lehrstuhl für Strömungsmechanik (LSTM) in Erlangen ein Windkanal Göttinger Bauart genutzt werden, der sich durch eine geschlossene Bauform und eine offene Meßstrecke auszeichnet, siehe Abb. (7.2). Mittels Hitzdrahtmessungen war der windkanalintrinsische Turbulenzgrad zu etwa 0,4% bestimmt worden [12]. Er kennzeichnet die relative Schwankung der Strömungsgeschwindigkeit bezogen auf den Mittelwert. Als Seedingpartikel für die LDA-Messungen wurden DEHS (Diethylhexalsebacate)-Tröpfchen mit einem mittleren Durchmesser von 2,5 µm verwendet. Der Multimode-Faser-LDA-Sensor wurde senkrecht zur Strömungsrichtung montiert und die Empfangsoptik in Vorwärtsrichtung justiert. Zur Datenauswertung wurden die Burstsignale in einen PC mit Analog/Digitalwandlerkarte eingelesen und mit einem LabVIEW-Programm weiterverarbeitet. Das Programm berechnete aus einer FFT die Dopplerfrequenz und daraus die Geschwindigkeit. Es wurde eine Peakhöhenvalidierung eingesetzt, die die Signale nur dann weiterverarbeitete, wenn deren FFT-Peakhöhe einen bestimmten, willkürlich festzulegenden Schwellwert überschritt. Damit wird zwischen Teilchen unterschieden, die durch das Meßvolumen flogen und solchen, die durch den äußeren Bereich des Schnittvolumens flogen, in dem keine Interferenz auftrat. Eine ähnliche Signalvalidierung über den Signal-zu-Rauschabstand findet auch in kommerziellen Geräten Verwendung.

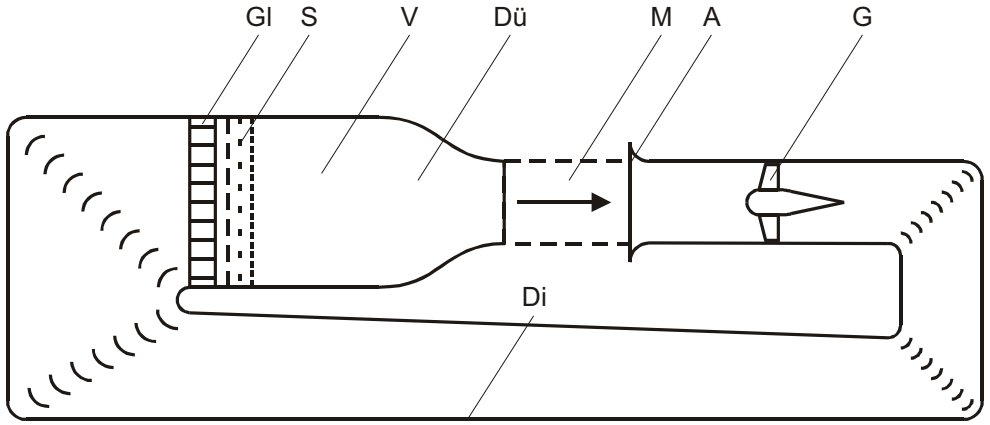


Abb. (7.2): Windkanal Göttinger Bauart am LSTM/Erlangen. Erläuterungen: Gl: Gleichrichter, S: Siebe, V: Vorkammer, Dü: Austrittsdüse, M: Meßstrecke, A: Auffangtrichter, G: Gebläse, Di: Diffusor.

Zunächst wurde der windkanalintrinsische Turbulenzgrad mit dem Multimode-LDA überprüft. Dazu wurde das Meßvolumen zentral in der Meßstrecke plaziert und ca. $1{,}1 \cdot 10^4$ Burstsignale aufgenommen. Abb. (7.3) zeigt die Häufigkeitsverteilung über der Geschwindigkeit. Die mittlere Geschwindigkeit und der Turbulenzgrad ergaben sich zu:

$$v_{\leftarrow} = (8{,}176 \pm 0{,}025)\ \text{m/s}\,, \qquad Tu_{\text{Windkanal}} = \frac{\sigma_{v_{\leftarrow}}}{v_{\leftarrow}} = 0{,}30\ \% \qquad (7.23)$$

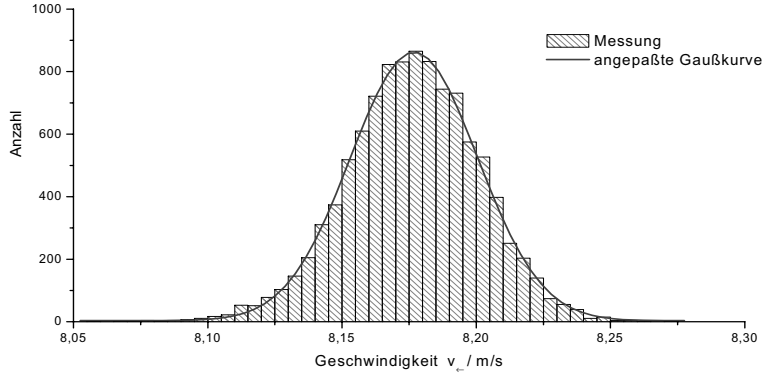


Abb. (7.3): Gemessene Geschwindigkeitsverteilung der freien Windkanal-strömung. Es ergibt sich in sehr guter Näherung eine Gauß-Verteilung, wie auch anhand der gefitteten Kurve deutlich wird.

Der Turbulenzgrad ist geringer als der mit einem Hitzdrahtanemometer gemessene. Hitzdrahtanemometer messen zwar den Turbulenzgrad genauer als konventionelle LDA, allerdings sind auch dieser Technik Grenzen gesetzt, da durch die invasive Messung die Strömung selbst gestört wird. Hier ist das Multimode-Faser-LDA offenbar überlegen.
Die Geschwindigkeitsverteilung ist in sehr guter Näherung gaußförmig, was schon rein visuell aus der gefitteten Gaußkurve deutlich wird. Als Maß dafür, wie gut die gemessene Verteilung einer Gaußverteilung ähnelt, können dimensionslose Formfaktoren herangezogen werden. Dies sind z.B. der Schiefheitsfaktor („Skewness factor“) S und der Flachheitsfaktor („Flatness factor“) F, die als Verhältnisse von Momenten höherer Ordnung einer Verteilung definiert sind [9,10]:

$$S = \frac{\langle v'^3 \rangle}{\langle v'^2 \rangle^{3/2}} \quad , \qquad F = \frac{\langle v'^4 \rangle}{\langle v'^2 \rangle^2} \tag{7.24}$$

Die Momente höherer Ordnung sind gegeben durch (<v>: Mittelwert, v_i: i-ter Meßwert, N: Gesamtzahl der Meßwerte):

$$\langle v'^n \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} (v_i - \langle v \rangle)^n \tag{7.25}$$

Die beiden Faktoren beschreiben die Abweichung der Verteilung von einer idealen Gaußfunktion. Für eine ungestörte, d.h. nicht turbulente Strömung ist die Verteilung gaußförmig und die Faktoren nehmen die Werte S=0 und F=3 an. Aus der Messung ergaben sich die Werte zu S= -0,20 und F= 3,40 und sind damit mit den idealen in guter Übereinstimmung. Daher kann von einer ungestörten, laminaren Strömung in der Meßstrecke des Windkanals ausgegangen werden.

Um eine Strömungsgrenzschicht zu erzeugen, wurde eine Glasplatte mit genormtem („NACA“-) Vorderkantenprofil in der Mitte der Meßstrecke installiert und parallel zur Strömung ausrichtet. Der Sensor wurde auf einen motorisierten Verstelltisch montiert, um das Geschwindigkeitsprofil abzufahren. Die Ansteuerung wurde ebenfalls von dem LabVIEW-Programm vorgenommen. Die Empfangsoptik wurde ca. 20° aus der Ebene der Teilstrahlen

angehoben, um den Einfluß von Wandreflexen zu mindern. Geschwindigkeitsprofile wurden mit variierter Anströmgeschwindigkeit $v_{\leftarrow}$ und variierter Position x bezüglich des Plattenanfangs gemessen. Abb. (7.4) zeigt die Strömungsprofile für Reynoldszahlen $Re_x = 5{,}8 \cdot 10^3$, $2{,}3 \cdot 10^4$ und $5{,}8 \cdot 10^4$ ($Re_x = x v_{\leftarrow}/\tau$, mit $\tau = 1{,}5 \cdot 10^{-5}$ m^2/s als die kinematische Viskosität von Luft) in normierten Einheiten (s. Gl. (7.16)). Für jede Position wurden ca. 20 Burstsignale ausgewertet und gemittelt. Da die betrachteten Reynoldszahlen deutlich kleiner sind als $3{,}5 \cdot 10^5 \ldots 1 \cdot 10^6$, bei denen ein Übergang zu turbulenten Grenzschichten zu erwarten ist, kann hier vom Vorliegen laminarer Grenzschichten ausgegangen werden. In der Abbildung zeigt sich die Selbstähnlichkeit der Profile deutlich: Durch die Normierung fallen alle Profile zu einem zusammen. Die theoretisch zu erwartende Blasius-Funktion wurde numerisch aus Gl. (7.18) mit dem Mathematik-Programm Maple berechnet und ebenfalls in Abb. (7.4) mit eingetragen. Es ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung.

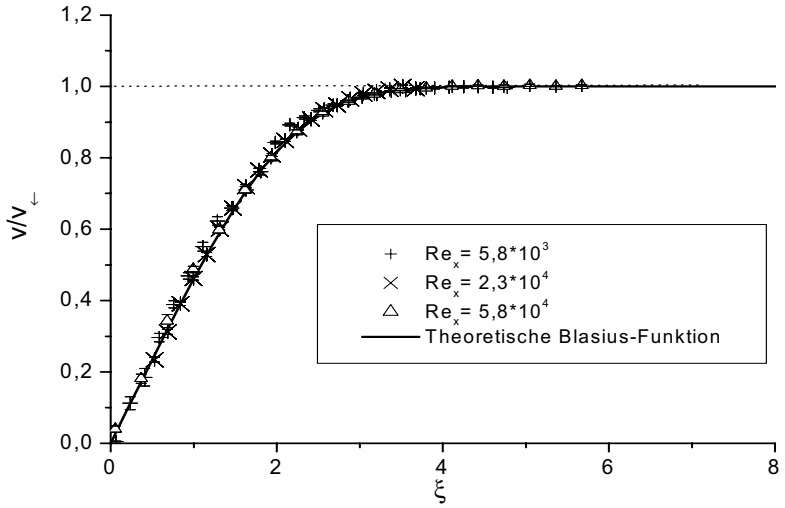


Abb. (7.4): Mit dem MMF-LDA gemessene Grenzschichtprofile an einer Glasplatte in normierten Einheiten bei drei unterschiedlichen Reynoldszahlen. Es ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung sowohl untereinander als auch mit der theoretischen Blasius-Funktion.

Aus den Geschwindigkeitsprofilen kann gemäß Gl. (7.20) mit der Steigung der Kurve in Wandnähe die Wandschubspannung ϑ ermittelt werden. Abb. (7.5) zeigt die Wandschubspannung in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit $v_{\leftarrow}$ bei fester Position hinter dem Plattenanfang x= 51 mm. Anhand von Gl. (7.22) kann die Wandschubspannung gemäß der Blasius-Theorie [11] berechnet werden, nach der sich eine Proportionalität zu $v_{\leftarrow}^{3/2}$ ergibt. Auch hier sind Theorie und Experiment in sehr guter Übereinstimmung.

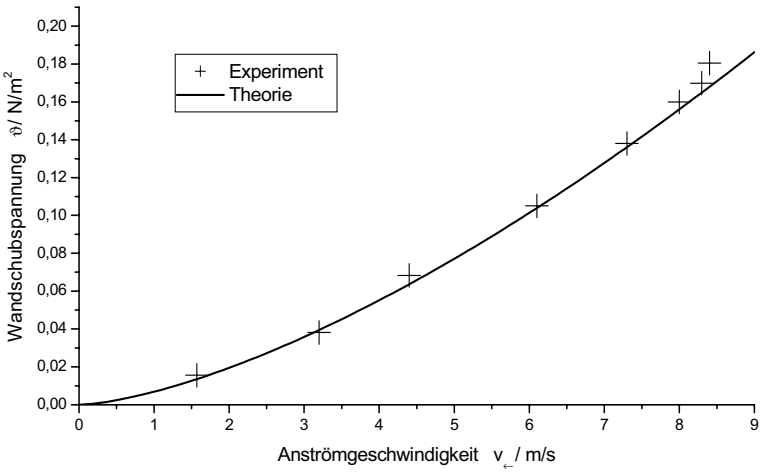


Abb. (7.5): Aus dem Geschwindigkeitsgradienten nahe der Platte ermittelte Wandschubspannung im Vergleich zur Theorie nach Blasius. Variiert wurde die Anströmgeschwindigkeit bei fester Position x= 51 mm hinter dem Plattenanfang.

Für die Erzeugung einer laminar-turbulenten Transition bzw. turbulenter Grenzschichten war der Windkanal bzgl. der Anströmgeschwindigkeit und Plattenlänge nicht ausgelegt. Turbulenz läßt sich aber induzieren, indem stromaufwärts des Meßortes ein Hindernis plaziert wird. In diesem Fall wurde ein Draht von wenigen mm Dicke quer über die Glasplatte gespannt.

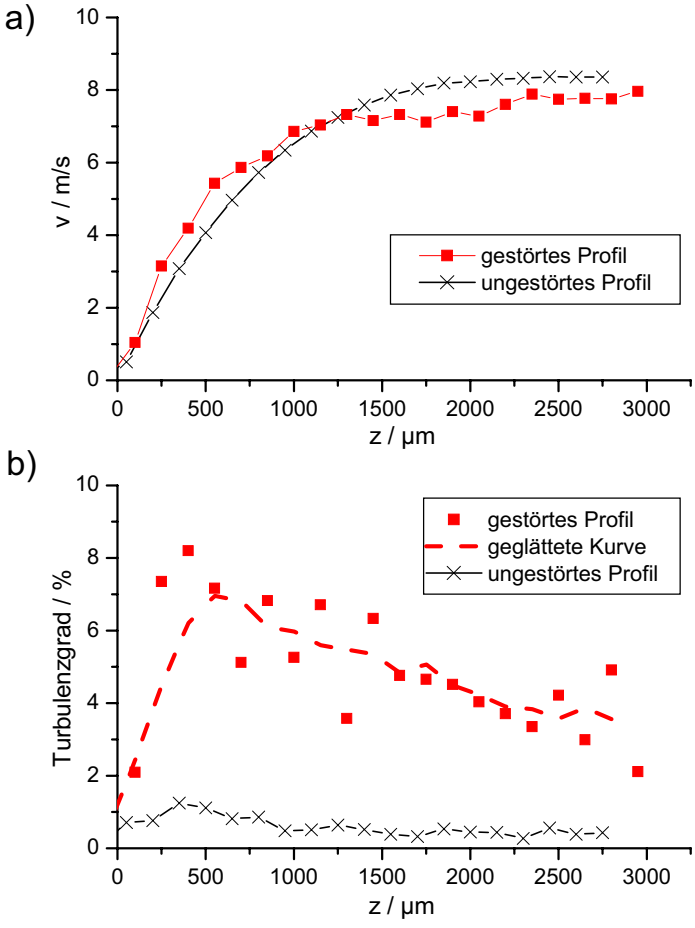


Abb. (7.6): Veränderung der Grenzschichtströmung durch Einfügen einer Störung stromaufwärts.

a) Geschwindigkeitsprofil im gestörten und ungestörten Fall. Im gestörten, d.h. turbulenten Fall ergibt sich eine größere Steigung des Profils in Wandnähe, was zu einer vergrößerten Wandschubspannung und damit zu einem größeren Reibungswiderstand führt.

b) Turbulenzgradprofil im gestörten und ungestörten Fall. Der Turbulenzgrad, gegeben durch die relative Schwankung der Geschwindigkeit, wird durch die Störung deutlich erhöht.

In Abb. (7.6) ist die Veränderung der Grenzschichtströmung, wie sie durch den Draht hervorgerufen wird, dargestellt. Abb. (7.6) a) zeigt den Verlauf der mittleren Geschwindigkeit im ungestörten und im gestörten Fall in benannten Einheiten, wobei die Platte bei z= 0 lokalisiert ist. Die gestörte Grenzschicht zeigt dabei in Wandnähe einen größeren Gradienten der mittleren Geschwindigkeit, wie es auch im Fall von Turbulenz zu erwarten ist. Damit einher geht gemäß Gl. (7.20) eine höhere Wandschubspannung und damit auch ein größerer Reibungswiderstand, Gl. (7.21). Damit wird die im vorigen Abschnitt getroffene Aussage, daß für einen geringen Reibungswiderstand die Strömung möglichst lange laminar zu halten ist, durch das Experiment bestätigt.
Abb. (7.6)b) zeigt das Turbulenzgradprofil, gegeben durch die auf die Geschwindigkeit der freien Strömung bezogene Standardabweichung, für den ungestörten und den gestörten Fall. Im ungestörten Fall liegt der Turbulenzgrad fast über den gesamten Bereich bei 0,4% mit einer leichten Überhöhung auf 1% in Wandnähe (bei z– 300 µm). Er entspricht damit etwa dem Wert der freien Strömung ohne eingefügte Glassplatte, siehe oben. Bei Anwesenheit der Störung steigt der Turbulenzgrad deutlich an. Da an jeder z-Position nur 20 Einzelwerte ausgewertet wurden, unterliegt die Standardabweichung noch großen Schwankungen. Die Kurve wurde daher durch eine gleitende Mittelwertbildung geglättet. Der Turbulenzgrad der gestörten Strömung steigt zur Wand hin stetig an und liegt im Bereich 4% - 8%, um in unmittelbarer Wandnähe wieder abzusinken, siehe auch [9].

7.5) Strömungsmessungen mit dem Divergenz-Profilsensor

Mit dem Divergenz-Profilsensor wurden dieselben Messungen durchgeführt wie im letzten Abschnitt mit dem MMF-LDA. Zunächst wurde des Meßvolumen in der Mitte der Meßstrecke ohne Glasplatte plaziert und die freie Windkanalströmung vermessen.

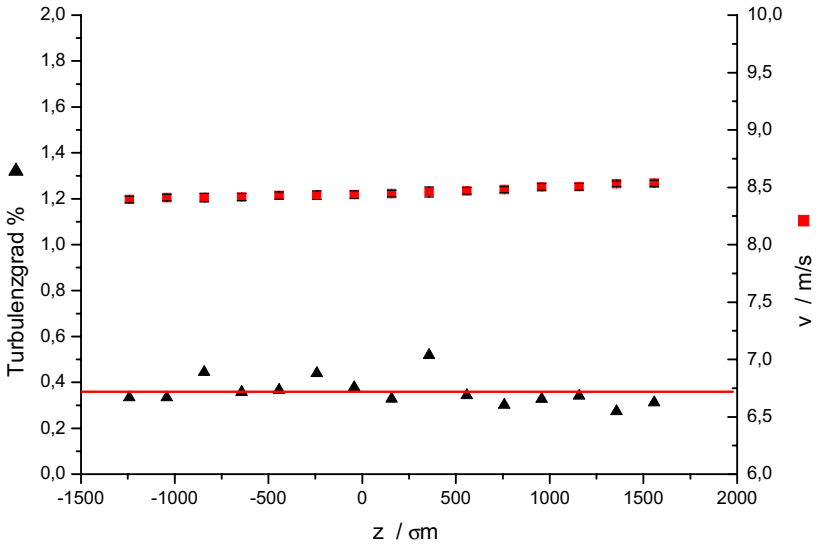


Abb. (7.7): Bestimmung des Turbulenzgrades der freien Windkanalströmung mit dem Divergenz-Profilsensor. Dargestellt sind die Geschwindigkeit und der Turbulenzgrad in Abhängigkeit von der Position im Meßvolumen.

Durch die Ortsauflösung des Sensors innerhalb des Meßvolumens ergeben sich Wertepaare aus Geschwindigkeit und Position, wobei aufgrund der statistischen Partikelverteilung die Positionswerte den gesamten Meßbereich überstreichen. Eine Statistik kann nur über einen definierten Bereich vorgenommen werden. Der Meßbereich kann dafür in sog. „Slots“ bestimmter Länge eingeteilt werden, innerhalb derer die Strömungseigenschaften als konstant angenommen werden und in denen eine Statistik gebildet wird. Abb. (7.7) zeigt von der freien Windkanalströmung den Verlauf der Geschwindigkeit und des Turbulenzgrades in Abhängigkeit von der Position im Meßvolumen, wobei als Slotintervallbreite 200 µm verwendet wurde. Es ergeben sich ein konstantes Geschwindigkeits- und Turbulenzgradprofil. Der mittlere Turbulenzgrad wurde zu 0,35% bestimmt und liegt damit nahe an dem mit dem MMF-LDA gemessenen Wert von 0,30%.
In Abb. (7.8) ist eine Grenzschichtmessung an einer Glasplatte zu sehen. Zur Auswertung der Rohdaten wurde wieder eine Einteilung in Slots vorgenommen, diesmal von 10 µm Intervallbreite. Die Anzahl der pro Slot ausgewerteten Burstsignale ist ebenfalls dargestellt. Sie liegt etwa im Bereich von 100 bis 200 pro Slot, was für die Mittelwert- und Turbulenzgradbildung ausreichend ist. Für die Bestimmung von Skewness- und Flatness-Faktoren sind jedoch deutlich mehr Meßwerte aufzunehmen. Alternativ kann die Slotbreite verringert werden, was zu einer höheren Anzahl der Meßwerte pro Slot, aber auch zu einer geringeren effektiven Ortsauflösung führt. Ebenfalls eingezeichnet in Abb. (7.8) ist das an derselben Plattenposition mit einem Hitzdraht-Anemometer gemessene Geschwindigkeitsprofil, das mit dem Geschwindigkeitsprofil des Profilsensors optimal zusammenfällt.

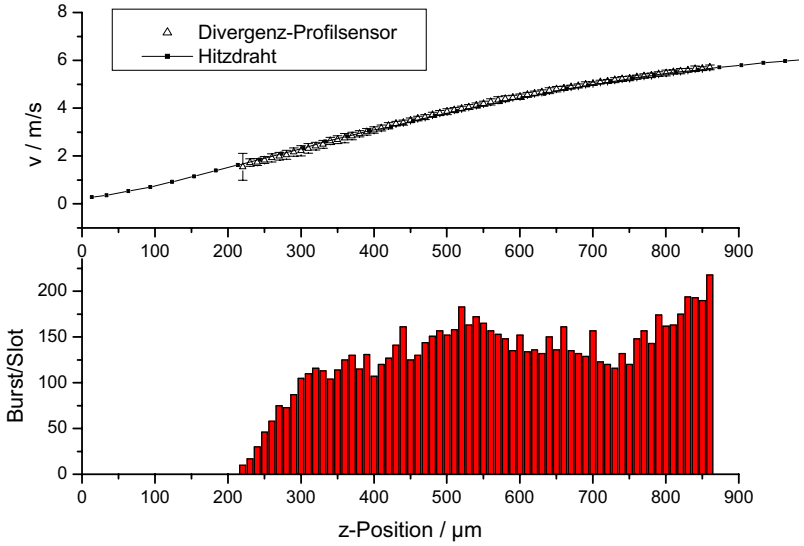


Abb. (7.8): Gemessenes Grenzschichtprofil in Slotdarstellung im Vergleich zu dem durch Hitzdrahtmessungen bestimmten Profil. Oben das Geschwindigkeitsprofil, unten die Anzahl der pro Slot enthaltenen Burstsignale.

Strömungsmessungen wurden ebenfalls in einem Eiffel-Windkanal durchgeführt, der in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig zur Verfügung stand [85]. Abb. (7.9) zeigt eine Photographie der Meßanordnung für die Grenzschichtmessung in der Experimentierkammer dieses Windkanals. Zu erkennen sind die Sende- und die Empfangsoptik und die Glasplatte zur Erzeugung der Grenzschicht.

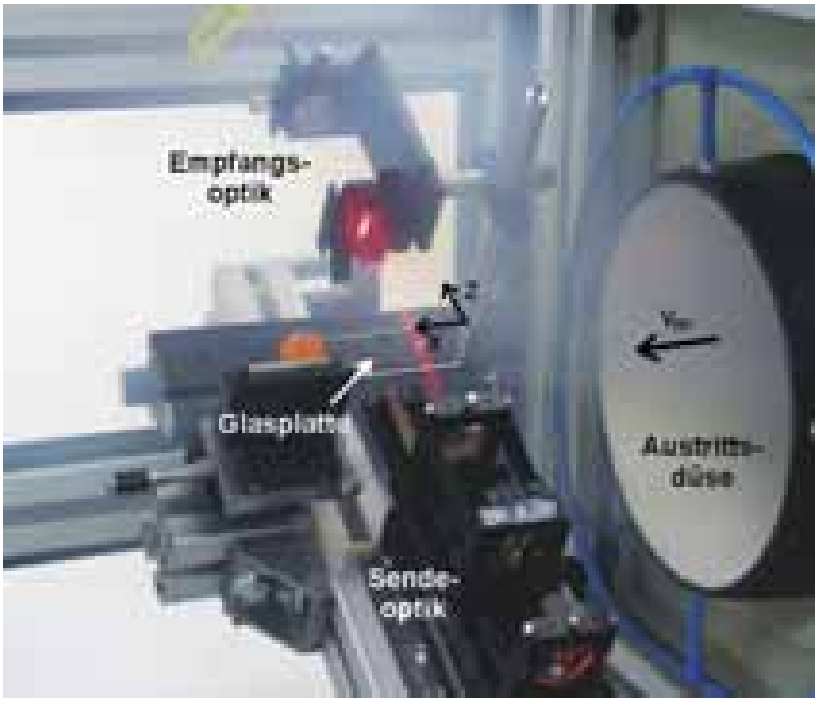


Abb. (7.9): Photographie der Meßanordnung in einem „Eiffel"-Windkanal. Zu erkennen sind die Glasplatte, die der Erzeugung der Grenzschicht dient, die Sende- und die Empfangsoptik sowie der Meßort auf der Glasplatte. Die Anordnung wird von rechts her angeströmt.

Abb. (7.10) zeigt Grenzschichtmessungen, die mit einem anderen Sensoraufbau an dem Eiffel-Windkanal durchgeführt wurden [3]. Da der Meßbereich deutlich größer war als die Dicke der Grenzschicht, konnte diese ohne mechanische Traversierung vermessen werden. Die beiden Abbildungen zeigen im Gegensatz zu vorher nicht die Slotergebnisse, sondern direkt die Rohdaten. Jeder Punkt entstand aus einem Burstsignal, aus dem Geschwindigkeit und Ort gleichzeitig ermittelt wurden, und repräsentiert damit ein einzelnes Teilchen, das das Meßvolumen durchquerte. Eine genügend große Anzahl von Ereignissen (in den Plots etwa einige hundert) liefert das vollständige Geschwindigkeitsprofil. Die Seeding-Teilchen „scannen" das Profil ab. Abb. (7.10), rechts, zeigt ein ausgewähltes Profil in normierten Einheiten im Vergleich zur theoretischen Blasiusfunktion. Auch hier zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung.

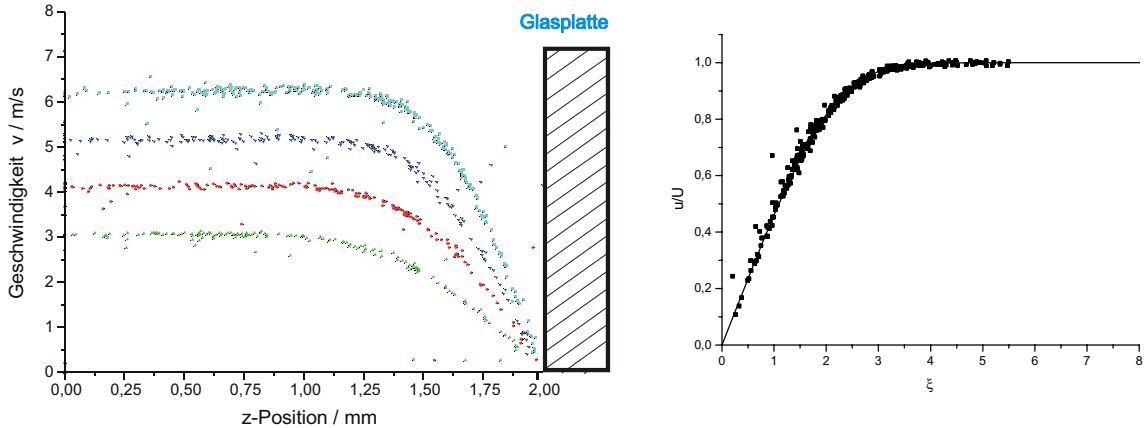


Abb. (7.10): Gemessene Blasius-Grenzschichtprofile als Rohdaten. Jeder Punkt repräsentiert ein Streuteilchen, von dessen Burstsignalpaar Geschwindigkeit und Ort bestimmt wurden. Links für unterschiedliche Anströmgeschwindigkeiten in benannten Einheiten, rechts in normierten Einheiten im Vergleich zum theoretischen Blasius-Profil.

Abb. (7.11) zeigt die aus den Geschwindigkeitsprofilen bestimmte Wandschubspannung in Übereinstimmung mit der Theorie nach Blasius.

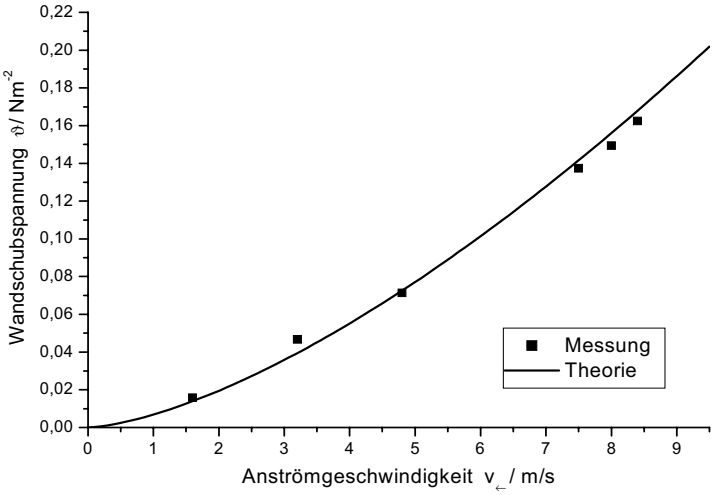


Abb. (7.11): Aus den Geschwindigkeitsprofilen bestimmte Wandschubspannung, gemessen für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten bei fester Position x= 51 mm auf der Glasplatte.

Abb. (7.12) zeigt eine Geschwindigkeitsmessung an der Strömung, die aus einem Rohr von 7 mm Durchmesser austrat. Eingezeichnet sind hier wieder die Rohdaten sowie ein Parabelfit. Auch hier ergibt sich eine gute Übereinstimmung. Problematisch bei der Messung war zum einen der im Vergleich zum Meßbereich von ca. 5 mm relativ große Durchmesser der Düse. Andererseits trat Mehrteilchenstreuung auf, bei der es zu Fehlinterpretationen in der Signalverarbeitung und damit zu einer Meßdatenstreuung kommen kann. Qualitativ kann das in Abschnitt (7.2) hergeleitete Parabelprofil jedoch durch das Experiment bestätigt werden. Extrapoliert man die Fitkurve bis zur Geschwindigkeit Null, so ergibt sich die Breite der Strömung zu 7,2 mm, was mit dem Rohrdurchmesser von 7 mm in guter Übereinstimmung steht.

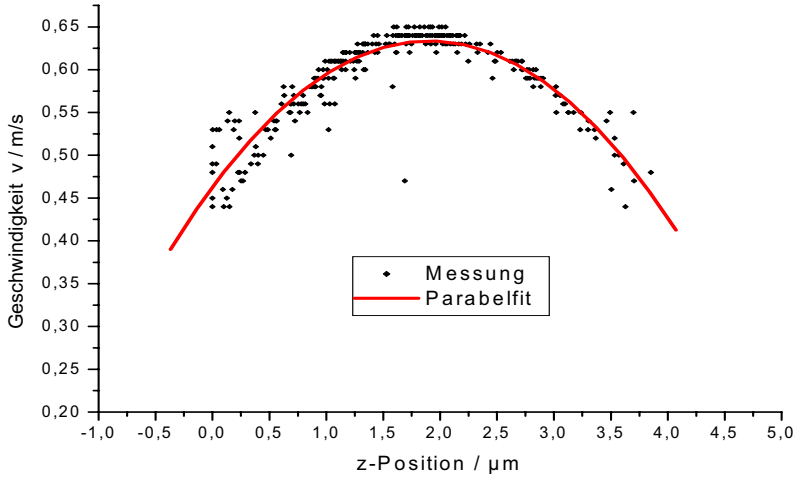


Abb. (7.12): Parabelförmiges Geschwindigkeitsprofil hinter einer Düse von 7 mm Durchmesser.

7.6) Strömungsmessungen mit dem Phasen-Profilsensor

Der Phasen-Profilsensor wurde in dem Windkanal Göttinger Bauart am LSTM/Erlangen ebenfalls eingesetzt. Auch hier wurde zunächst die freie Strömung vermessen. Abb. (7.13) zeigt das erhaltene Profil mit den Rohdaten. Der Turbulenzgrad wurde zu 0,55% bestimmt und ist damit etwas höher als die Messungen mit dem MMF-LDA (0,30%) und dem Divergenz-Profilsensor (0,35%). In Abschnitt 4.3.3) c) wurde gezeigt, daß die verbleibende „virtuelle Turbulenz“ des Sensors 0,2% beträgt, siehe Abb. (4.46). Offenbar addieren sich der Turbulenzgrad des Windkanals und der sensorintrinsische Turbulenzgrad gerade zu dem gemessenen Wert.

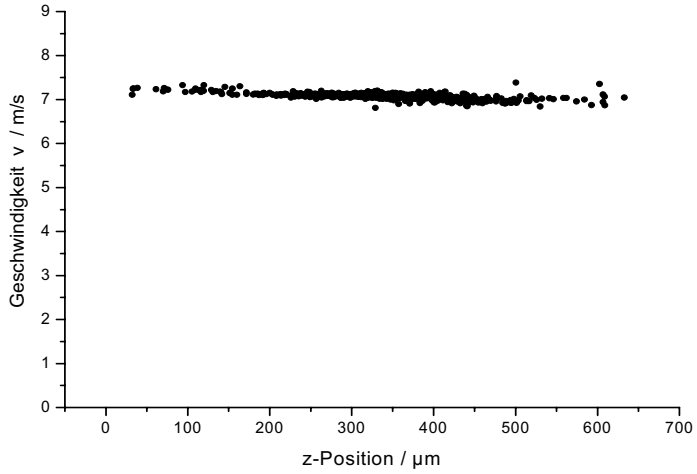


Abb. (7.13): Geschwindigkeitsprofil weit entfernt von der Glasplatte. Die mittlere Geschwindigkeit ist 7,1 m/s, der gemessene Turbulenzgrad beträgt 0,55%.

Für die Vermessung der Grenzschicht wurde wie bisher eine Glasplatte in die Meßstrecke installiert. Da die hier erhaltene Grenzschicht deutlich größer war als der Meßbereich des Sensors von ca. 600 µm, mußte der Sensor mehrmals nachgeführt werden und die einzelnen Meßabschnitte zum gesamten Profil zusammengesetzt werden, siehe Abb. (7.14). Auch hier ergibt sich wieder eine gute Übereinstimmung zum Blasius-Profil. Es fällt jedoch auf, daß die Streuung der Meßpunkte in bestimmten Abschnitten des Meßvolumens größer ist als in anderen. Da das Problem auch dann bestehen bleibt, wenn man den Sensor relativ zur Grenzschicht verschiebt, liegt die Ursache für die Streuung im Sensor selbst begründet. Offenbar ist hier die Ortsauflösung geringer als die mit dem Streudraht bestimmte (<1 µm).
Dafür können folgende Gründe in Betracht kommen:

- Der Streudraht ist kein Punktobjekt, sondern ein lineares Streuobjekt. Entsprechend wird das Streulicht in y-Richtung aufintegriert, siehe Abschnitt 5.2). In y-Richtung könnte eine zusätzliche Phasenvariation auftreten, die mit dem Streudraht nicht nachweisbar war.
  Wahrscheinlicher ist aber der folgende Grund:
- Im Experiment wurden Partikel mit einer breiten Größenverteilung (polydisperse Partikel) verwendet. Aufgrund der mit Wellenlänge und Größe variierenden Form der Streukeule, siehe Abb. (2.4) kann sich daraus ein Einfluß auf die Phasenmes-

sung ergeben. Die Streuung sollte sich deutlich reduzieren lassen, wenn kleine Partikel mit einer schmalen Partikelgrößenverteilung (monodisperse Partikel) verwendet werden [86].

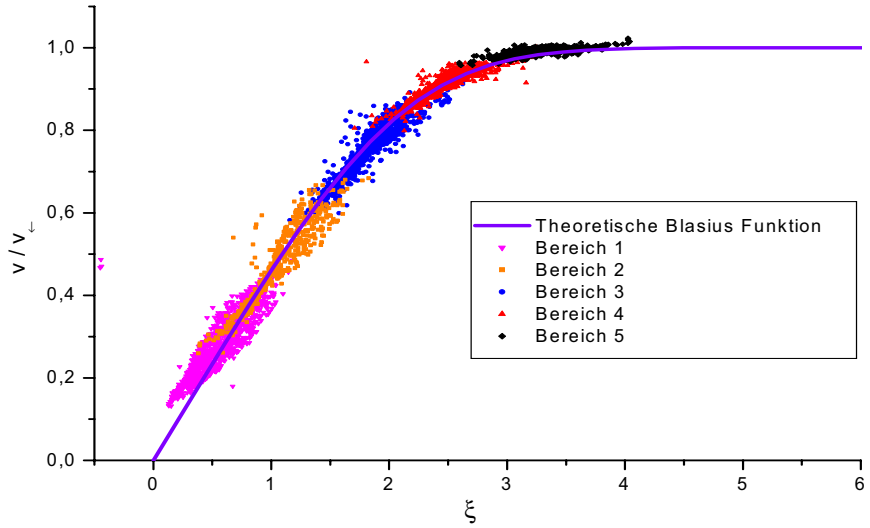


Abb. (7.14): Mit dem Phasen-Profilsensor gemessenes Geschwindigkeitsprofil in normierten Einheiten sowie das theoretische Blasius-Profil. Meßparameter: x= 34,5 mm, $v_{\leftarrow}$ *= 7,1 m/s und* $Re_x = x v_{\leftarrow}/\tau = 16330$.

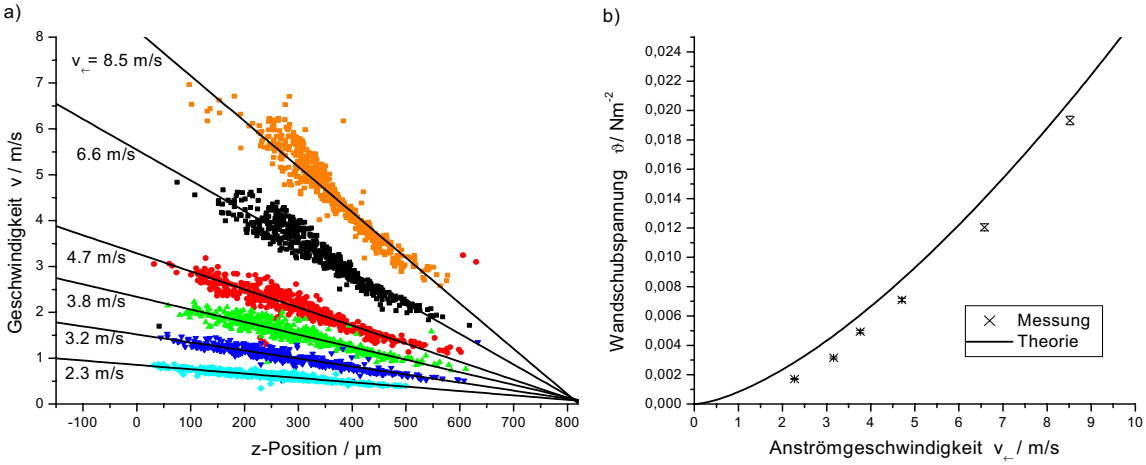


Abb. (7.15): Bestimmung der Wandschubspannung an einer konstanten Position x= 34,5 mm hinter dem Plattenanfang für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten $v_{\leftarrow}$ *a) Gemessene Geschwindigkeitsprofile und die dazugehörigen Regressionsgeraden, b) die aus deren Steigung ermittelte Wandschubspannung im Vergleich zur Blasius-Theorie.*

Da der Sensor in diesem Fall nur einen kleinen Ausschnitt aus dem Grenzschichtprofil erfaßt, kann er vorteilhaft für eine direkte Bestimmung der Wandschubspannung eingesetzt werden. In Abschnitt 7.3) wurde gezeigt, daß in Wandnähe ein linearer Gradient der Geschwindigkeit vorliegt und daß die Wandschubspannung proportional zur Steigung des Profils ist. Um diese zu bestimmen, muß folglich das Meßvolumen nur in den linear ansteigenden Teil der Grenzschicht, d.h. in unmittelbarer Wandnähe, plaziert werden und aus dem gemessen Profil die Steigung, z.B. anhand einer Regressionsgeraden, ermittelt werden.

Für das Experiment wurde die Mitte des Meßvolumens an der Position x= 34,5 mm hinter dem Plattenanfang und in z-Richtung ca. 500 µm von der Wand entfernt plaziert. Abb. (7.15) a) zeigt die für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten $v_{\leftarrow}$ erhaltenen Profile sowie die jeweiligen Regressionsgeraden. In Abb. (7.15)b) sind die mit Gl. (7.20) ermittelten Wandschubspannungen im Vergleich zur Blasius-Theorie, Gl. (7.22), dargestellt. Abgesehen von einem kleinen Offset, der vermutlich auf die Streuung der Profile, s.o., zurückzuführen ist, ergibt sich eine gute Übereinstimmung.
Da nur wenige Meßpunkte für die Bestimmung der Steigung ausreichend sind, kann der Sensor z.B. für die schnelle Erfassung der Wandschubspannung eingesetzt werden.

8. KAPITEL. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

8.1) Zusammenfassung

Die Laser-Doppler-Anemometrie ist ein etabliertes optisches Meßverfahren zur Untersuchung von Strömungsfeldern mit hoher Orts- und Zeitauflösung. Das Prinzip basiert auf der Erzeugung eines Interferenzstreifensystems im Schnittvolumen zweier kohärenter Laserstrahlen. Das Streulicht von Teilchen, die im Fluid mitgeführt werden und das Streifensystem durchqueren, weist eine Modulation mit der Dopplerfrequenz auf. Das Produkt aus Dopplerfrequenz und dem Interferenzstreifenabstand ergibt direkt die Geschwindigkeit des Teilchens bzw. des Fluids. Die Ortsauflösung eines LDAs ist durch die Größe des Schnittvolumens der Laserstrahlen vorgegeben und liegt typischerweise im Bereich 50...200 µm. Für eine Vielzahl von Anwendungsfällen, inbesondere in dem aufkommenden Gebiet der Mikro- und Nanofluidik, werden weitaus höhere Ortsauflösungen gefordert. Zwar läßt sich die Ortsauflösung auch bei konventionellen LDAs durch eine stärkere Fokussierung verbessern, jedoch geht dieses auf Kosten der Meßgenauigkeit der Geschwindigkeit. Der Interferenzstreifenabstand weist eine Variation auf (typischerweise im Bereich 0,1%-1%), welche die Meßunsicherheit der Geschwindigkeit und den minimal meßbaren Turbulenzgrad von Strömungen begrenzt. Zwischen Ortsauflösung und präziser Geschwindigkeitsbestimmung besteht eine Komplementarität, die in Beugungseffekten begründet liegt.
Ein LDA stellt prinzipbedingt ein Mach-Zehnder-Interferometer dar, das wie alle Interferometer den Einflüssen von Beugung, Kohärenz und Wellenfrontkrümmung unterliegt. Das Ziel der vorliegenden Arbeit war, das Interferenzstreifensystem eines Mach-Zehnder-Interferometers zu untersuchen und aus den gewonnenen Erkenntnissen neuartige Laser-Doppler-Sensoren mit deutlich höherer Ortsauflösung und einer präzisen Geschwindigkeitsmessung zu entwickeln.
Insgesamt konnten folgende Ergebnisse erzielt werden:

- **Ausnutzung von Kohärenzeigenschaften: Multimode-Faser-LDA.** Das Interferenzstreifensystem eines Mach-Zehnder-Interferometers wurde hinsichtlich der Einflüsse von zeitlicher und örtlicher Kohärenz untersucht. Es wurde dargelegt, daß die örtliche Kohärenz das Interferenzstreifensystem entlang der optischen Achse beeinflußt, während bei zeitlicher Kohärenz eine Abhängigkeit in transversaler Richtung vorliegt. Es konnte erstmals gezeigt werden, daß im Fall von örtlich inkohärenter Strahlung, wie sie z.B. aus Multimode-Fasern emittiert wird, Interferenz nur im zentralen Teil des Schnittvolumens der LDA-Teilstrahlen auftritt. In den Randbereichen des Schnittvolumens überlappen sich nur unkorrelierte Strahlbündel, so daß hier die Interferenz unterdrückt wird. Im Zentralbereich tritt eine Überlappung identischer Strahlbündel auf, was zur Entstehung des Interferenzstreifensystems führt. Um eine geringe örtliche Kohärenz aus der Faser zu erhalten, sollte bereits mit multimodigen Lichtquellen in die Faser eingekoppelt werden. Innerhalb der Faser unterstützt die Modendispersion die Verringerung der örtl. Kohärenz. Damit lassen sich sehr kurze Interferenzstreifensysteme von wenigen 10 µm Länge erzeugen. Der Einfluß des störenden Speckle-Effekts auf den Signal-zu-Rauschabstand wurde detailliert

untersucht. Es konnte demonstriert werden, wie der Speckle-Effekt durch eine hohe Intermoden-Dispersion und die Verwendung von Hochleistungs-Laserdioden mit geringer zeitlicher Kohärenz wirkungsvoll unterdrückt werden kann, so daß sich Frequenzmessungen mit hohem SNR durchführen lassen. Ferner zeigt die Multimode-Strahlung ein Verhalten wie geometrisch-optische Lichtausbreitung mit ebenen Wellenfronten, die zu einem äußerst homogenen Streifensystem mit einer sehr geringen rel. Variation von $<5\cdot10^{-4}$ führt. Aufgrund der daraus resultierenden hohen Präzision der Geschwindigkeitsmessung kann der Sensor z.B. als einfaches, kompaktes und kostengünstiges Prüfgerät für Windkanäle Verwendung finden.

∉ **Ausnutzung der Wellenfrontkrümmung: „Divergenz-Profilsensor".** Befindet sich die Strahltaille eines Gaußschen Strahls außerhalb des Meßvolumens, so liegen im Meßvolumen gekrümmte Wellenfronten vor und es ergibt sich ein variierender Interferenzstreifenabstand, der im Prinzip einen systematischen Fehler darstellt. Durch eine weitere, unabhängige Messung kann dieser Fehler korrigiert werden: Durch die Verwendung zweier Wellenlängen kann ein bichromatisches Meßvolumen erzeugt werden. Die Strahltaille der einen Wellenlänge befindet sich vor dem Meßvolumen und erzeugt so divergente Interferenzstreifen, diejenige der anderen Wellenlänge befindet sich hinter dem Meßvolumen und erzeugt konvergente Interferenzstreifen. Das Verhältnis der lokalen Streifenabstände ändert sich monoton entlang der optischen Achse. Dieses Verhältnis tritt auch zwischen den Dopplerfrequenzen auf, die für jede Wellenlänge separat ausgewertet werden. Dadurch wird eine Bestimmung der Durchtrittsposition von Tracerteilchen *innerhalb* des Meßvolumens möglich. Experimentell konnte bereits eine Ortsauflösung von unter 1 µm innerhalb eines Meßvolumens von 1 mm Länge erreicht werden. Die Ortsauflösung läßt sich weiter skalieren und wird nicht durch die Beugung begrenzt. Die relative Meßunsicherheit der Geschwindigkeit wurde zu $-1{,}4\cdot10^{-4}$ bestimmt. Durch die Verwendung von Faseroptik und diffraktiven Linsen läßt sich der Sensor miniaturisieren.

∉ **Auswertung der Interferenzphase I: „Phasen-Profilsensor".** Bei dem Divergenz-Profilsensor werden zur Erzeugung der verzerrten Streifensysteme die Strahltaillen außerhalb des Meßvolumens plaziert. Folglich wird damit auch die Intensität im Meßvolumen verringert, so daß die Burstsignale ein etwas geringeres SNR aufweisen. Der Phasen-Profilsensor überwindert dieses Problem durch eine modifizierte Auswertung: Im Gegensatz zum vorigen Prinzip werden die Strahlen so justiert, daß die Strahltaille im Meßvolumen liegt und daß überall im Meßvolumen der gleiche Streifenabstand für beide Wellenlängen auftritt. Jedoch sind die Interferenzstreifensysteme um einen kleinen Winkel gegeneinander gekippt. Die Streulichtsignale von Tracerteilchen weisen daher eine Phasenverschiebung auf, die sich linear mit der Position entlang der optischen Achse ändert. Dadurch wird ebenfalls eine Positionsbestimmung innerhalb des Interferenzstreifensystems möglich. Auch dieser Sensor wird nicht durch die Beugung begrenzt. Experimentell konnte hier eine Ortsauflösung von <1 µm bei einer Meßunsicherheit der Geschwindigkeit von 0,2% erreicht werden. Die *relative* Ortsauflösung, d.h. die Ortsauflösung bezogen auf die Meßvolumenlänge, wird durch die Mehrdeutigkeit der Phase begrenzt. Diese Begrenzung kann durch den Einsatz einer dritten Wellenlänge oder durch zusätzliche Auswer-

tung der Burstsignal-Einhüllenden aufgehoben werden. Die *absolute* Ortsauflösung kann durch eine Verkleinerung des Meßvolumens weiter gesteigert werden.

- **Auswertung der Interferenzphase II: Quadratur-Homodyn-LDA.** Die Auswertung der Interferenzphase zwischen den zwei Burstsignalen kann auch zur Bestimmung des Richtungssinns der Teilchenbewegung, d.h. des Vorzeichens der gemessenen Geschwindigkeitskomponente, genutzt werden. Dies ist z.B. in hochturbulenten Strömungen von Bedeutung, in denen die Strömung keine Vorzugsrichtung mehr aufweist. Experimentell kann der Sensor so justiert werden, daß die beiden Interferenzstreifensysteme parallel zueinander liegen. Durch Materialdispersion beim Durchtritt durch Glasplatten kann zwischen den beiden Wellenlängen eine unterschiedliche Phasenverzögerung erreicht werden, die zu einer relativen Phasenverschiebung zwischen den Streifensystemen führt. Stellt man diese zu 90° ein, so werden durch das Streulicht Sinus-/Cosinus- („Quadratur-„) Signalpaare erzeugt. Der Richtungssinn ergibt sich aus der Auswertung des Vorzeichens der Phasenverschiebung. Experimentell konnten damit z.B. im Meßvolumen oszillierende Teilchenbewegungen ausgewertet werden. Bei Strömungsmessungen im Windkanal konnte die Richtungserkennung ebenfalls eindeutig verifiziert werden.

- **Spektroskopische Auswertung der Doppler-Verschiebung: DGV-Arraysensor mit Frequenzmodulation.** Bei dem Verfahren der Doppler-Global-Velozimetrie (DGV) wird die Bestimmung der Dopplerverschiebung nicht durch optischen Überlagerungsempfang durchgeführt und unterscheidet sich daher grundlegend zu den LDA-Sensoren. Bei der DGV-Technik wird die Dopplerverschiebung über die Flanke der Absorptionskurve eines molekularen Übergangs in eine Transmissionsänderung überführt. Das hier vorgestellte Verfahren nutzt im Gegensatz zur konventionellen DGV-Technik eine sinusförmige Frequenzmodulation des Laserstrahls durch eine DBR-Laserdiode. Durch eine Auswertung der Amplituden von Grundwelle und 1. Oberwelle des von der Absorptionskurve transmittierten Lichts kann auf die Dopplerfrequenzverschiebung geschlossen werden, ohne daß ein Referenzempfänger notwendig ist. Als Empfänger lassen sich Diodenarrays für eine Mehrpunktmessung des Strömungsfeldes einsetzen. Experimentell konnte mit dieser Technik eine Meßunsicherheit der Geschwindigkeit von 0,5 m/s nachgewiesen werden, was etwa der besten mit konventioneller DGV-Technik erreichten Auflösung entspricht. Das Sensorprinzip wird zwar durch die Beugung begrenzt, jedoch lassen sich durch eine Parallelverarbeitung der Meßstellen hohe Datenraten erreichen.

- **Neuartige Lichtquellen für die LDA-Technik.** Es wurden die Anforderungen diskutiert, die an Lichtquellen für die Meßtechnik und speziell die Laser-Doppler-Sensorik zu stellen sind. Unter den vielen neuartigen Laserkonzepten stellen Faserlaser und Scheibenlaser Varianten mit starkem Anwendungspotential dar. Hinsichtlich der dargelegten Anforderungen wurden ein Faserlaser und ein Scheibenlaser untersucht und als geeignet beurteilt. Sie stellen kompakte und leistungsstarke Lichtquellen dar, die auch mit Faseroptik eingesetzt werden können. Problematisch sind hier lediglich die Beatsignale der longitudinalen Moden, die bei kleinen Streulichtintensitäten den Meßbereich einschränken. Es konnte weiterhin gezeigt werden, daß sich Breitstreifendioden ebenfalls als Lichtquellen für die

LDA-Technik einsetzen lassen. Da sie in einer transversalen Richtung eine multimodige Emission aufweisen, gelten für sie dieselben Betrachtungen wie für das Multimode-Faser-LDA. Zusätzlich muß hier jedoch der Betriebsstrom beachtet werden, welcher die Anzahl der anschwingenden Moden und deren Korrelation beeinflußt. Der bei Breitstreifendioden ausgeprägte, nachteilig wirkende Astigmatismus kann durch die Verwendung von Zylinderoptiken korrigiert werden.

- **Strömungsmessungen im Windkanal.** Die in dieser Arbeit entwickelten hochauflösenden Sensoren (Multimode-Faser-LDA, Divergenz-Profilsensor und Phasenprofilsensor) wurden in Windkanalexperimenten zur Untersuchung von Strömungsgrenzschichten eingesetzt. Um die Ergebnisse überprüfen zu können, wurde das „Blasius-Profil“ vermessen, das bei der laminaren Umströmung einer ebenen Platte vorliegt und theoretisch gut bekannt ist. Alle gemessenen Grenzschichten liegen in hervorragender Übereinstimmung zur Theorie, womit die Funktionsweise der Sensoren eindeutig verifiziert ist. Es wurde weiterhin gezeigt, daß sich die Sensoren zur Bestimmung der Wandschubspannung einsetzen lassen. Die Wandschubspannung ist für Newtonsche Fluide proportional zum Gradienten der Geschwindigkeit in der Nähe der Oberfläche und ergibt anteilig den Reibungswiderstand des umströmten Körpers. Auch hier lieferten die Sensoren die theoretisch vorhergesagten Werte.

Die Ortsauflösung des Divergenz-Profilsensors und des Phasen-Profilsensors ist bei weitem noch nicht ausgereizt, sie kann durch eine entsprechende Skalierung weiter verbessert werden. Eine Auflösung von ca. 100 nm erscheint bei beiden Varianten möglich. Für eine weitere Erhöhung der Ortsauflösung müssen parasitäre Effekte berücksichtigt werden, so z.B. die Brownsche Molekularbewegung, das Streuverhalten der Tracerteilchen oder der Impulsübertrag vom Lichtfeld auf das Streuteilchen.

Das Interferenzstreifensystem eines Mach-Zehnder-Interferometers wurde hinsichtlich der Einflüsse von Wellenfrontkrümmung sowie zeitlicher und örtlicher Kohärenz untersucht. Auf der Basis der daraus gewonnenen Erkenntnisse wurden neuartige Prinzipien für Laser-Doppler-Sensoren entwickelt, charakterisiert und eingesetzt, die u.a. auf Effekten der Kohärenz und Wellenfrontkrümmung basieren und die eine hohe Ortsauflösung (<1 µm) bei gleichzeitig geringer Meßunsicherheit der Geschwindigkeit ($<5\cdot10^{-4}$) besitzen. Sie weisen damit einen deutlichen Fortschritt gegenüber konventionellen Laser-Doppler-Velozimetern auf. Die Einsatzmöglichkeiten sind vielfältig: Die Sensoren können beispielsweise zur Bestimmung des intrinsischen Turbulenzgrades von Windkanälen, zur schnellen Vermessung von Wandschubspannungen oder zur präzisen Durchflußmessung verwendet werden und bieten das Potential für präzise Strömungsuntersuchungen in der Mikro- und Nanofluidik.

8.2) Bewertung der untersuchten Sensoren. Ausblick

In dieser Arbeit wurde das Interferenzstreifensystem eines Mach-Zehnder-Interferometers hinsichtlich der Einflüsse von Kohärenz und Wellenfrontkrümmung der Laserstrahlung untersucht. Das Interferenzstreifensystem bildet das Meßvolumen eines Laser-Doppler-Anemometers. Effekte wie die Beugung und das Abbe-Limit begrenzen die Ortsauflösung und die Meßunsicherheit der Geschwindigkeit konventioneller LDA-Sensoren.
Basierend auf den Effekten der Kohärenz und Wellenfrontkrümmung wurden Sensoren untersucht (Abschnitte 4.1), 4.2), 4.3)), die nicht diesen Beschränkungen unterliegen. Insbesondere unterschreiten die der Divergenz-Profilsensor (Abschnitt 4.2)) und der Phasenprofilsensor (Abschnitt 4.3)) das Abbe-Limit und bieten so eine deutlich höhere Ortsauflösung als konventionelle LDAs.
Die untersuchten Sensoren sollen abschließend untereinander und mit mit einem konventionellen LDA im Vergleich bewertet werden. Der in Abschnitt 4.4) vorgestellte Array-DGV-Sensor mit Frequenzmodulation basiert auf der spektroskopischen Auswertung der Doppler-Verschiebung und unterscheided sich daher grundlegend zu den LDA-Sensoren. Er wurde deshalb in den Vergleich nicht mit einbezogen.

	Multimode-Faser-LDA	**Divergenz-Profilsensor**	**Phasen-Profilsensor**	**Konventionelles LDA**
Hohe Ortsauflösung wird erreicht durch	kleines Meßvolumen	Ortsbestimmung innerhalb des MV durch Frequenzauswertung	Ortsbestimmung innerhalb des MV durch Phasenauswertung	Verkleinerung des Meß- oder Empfangsvolumens
Physikalischer Effekt	geringe örtliche Kohärenz	Wellenfrontkrümmung, divergente Interferenzstreifen	zwei verkippte Interferenzstreifensysteme	starke Fokussierung, Einsatz von Blenden
Erreichte Ortsauflösung	40 µm	< 1 µm	< 1 µm	(50-250) µm
Meßunsicherheit der Geschwindigkeit	$< 5 \cdot 10^{-4}$	$- 1{,}4 \cdot 10^{-4}$	< 0,2%	1%-0,1%
Anzahl der Interferenzstreifen	300	20	20	20
Speckle-Kontrast	< 6%	0	0	0
mech. Traversierung notwendig	ja	nein	nein	ja

Tab. (8.1): Vergleich der entwickelten LDA-Sensoren untereinander und mit einem konventionellen System.

Tab. (8.1) faßt die wichtigsten Merkmale der Sensoren zusammen. Die Meßunsicherheiten kennzeichnen dabei die 1ω-Standardabweichungen. Alle angegebenen Werte sind dabei lediglich als Richtwerte zu verstehen.
Das Multimode-Faser-LDA kann als Ersatz für konventionelle LDA bei kleinen Arbeitsabständen (mm..dm) angesehen werden. Zwar läßt sich auch mit diesen eine hohe Ortsauflösung durch stark fokussierte Strahlen erreichen, jedoch steigt der Meßfehler der Geschwindigkeit bis zu einigen Prozent an, da die Anzahl der Interferenzstreifen abnimmt und deren Variation im Meßvolumen aufgrund der zunehmenden Wellenfrontkrümmung ansteigt. Das Multimode-Faser-LDA überwindet diese Komplementarität, d.h. hier lassen sich eine hohe Ortsauflösung und geringer Geschwindigkeitsmeßfehler gleichzeitig erreichen. Auch bei kurzen Meßvolumina liegen aufgrund der um den Faktor M^2 höheren transversalen Ausdehnung einige hundert Interferenzstreifen vor, die eine präzise Frequenzmessung erlauben. Treten beschleunigte Teilchenbewegungen auf, so läßt sich der entstehende Chirp auf dem Signal einfach auswerten. Bei kurzen Arbeitsabständen bietet das Multimode-LDA also einen deutlichen Vorteil gegenüber konventionellen Geräten.
Die Ortsauflösung läßt sich durch die Prinzipien der Profilsensoren (Divergenz- und Phasen-Profilsensor) weiter erhöhen. Durch Zweiwellenlängen-Techniken wird eine Ortsmessung *innerhalb* des Interferenzstreifensystems ermöglicht, deren Auflösung das Beugungslimit unterschreitet. Bei beiden Sensoren konnten Ortsauflösungen im sub-µm Bereich erreicht werden. Die Kenntnis der Position, an der das Streuteilchen durch das Meßvolumen trat, ermöglicht es, den Meßfehler, der durch den variierenden Streifenabstand hervorgerufen wird, zu kompensieren. Dazu wird für die Geschwindigkeitsbestimmung gemäß $v=f \cdot d$ nicht ein konstanter, sondern der lokale Streifenabstand an der ermittelten Position verwendet, der vorher durch eine Kalibrationsmessung bestimmt wurde. Die Meßunsicherheit der Geschwindigkeit konnte damit auf $-1{,}4 \cdot 10^{-4}$ beim Divergenz-Profilsensor und <0,2% beim Phasen-Profilsensor reduziert werden. Beide Profilsensoren weisen eine deutlich bessere Ortsauflösung und Meßunsicherheit der Geschwindigkeit auf als konventionelle Geräte. Mit diesen Verfahren können Geschwindigkeitsprofile ohne mechanische Traversierung erfaßt werden. Damit liegt ein deutlicher Fortschritt für die Strömungsmeßtechnik vor.

Die untersuchten Sensoren können durch verschiedene Ansätze weiterentwickelt werden:

- Beim Multimode-Faser-LDA kann durch Laserablation (mit Excimer-Lasern oder Ultrakurzpuls-Lasern) ein Beugungsgitter direkt auf die Endfläche der Multimode-Faser geschrieben werden. Damit werden die Teilstrahlen direkt aus der Faser emittiert und es wird lediglich eine Linse benötigt, um die Strahlen zur Überschneidung zu bringen. Durch diese Anordnung läßt sich ein äußerst kompakter Aufbau des Sensors mit wenigen mm Größe realisieren, der überall dort eingesetzt werden kann, wo nur ein begrenzter Zugang zur Strömung besteht. In ersten Vorversuchen konnte mit Excimer-Laserbearbeitung bereits ein Gitter auf die Faserendfläche geschrieben werden, dessen Funktion als Strahlteiler ebenfalls festgestellt werden konnte.
- Die Ortsauflösung des Divergenz-Profilsensors läßt sich weiter erhöhen: Da der Effekt der Ortsbestimmung im Meßvolumen auf der Wellenfrontkrümmung basiert, kann diese durch eine schärfere Fokussierung der Sendestrahlen erhöht werden. Daraus resultiert eine größere Steigung der für die Ortsbestimmung notwendigen Kalibrationskurve

$q(z)=d_2(z)/d_1(z)$, siehe Anhang A), und damit eine höhere Ortsauflösung. Die damit ebenfalls verbundene Verkleinerung des Meßbereiches kann in Kauf genommen werden, da bei kleineren Skalen die Ausdehnung der zu untersuchenden Strömung ebenfalls sinkt, d.h hier ist nur die absolute Ortsauflösung entscheidend.

- Diese Aussagen treffen gleichermaßen auf den Phasen-Profilsensor zu. Auch hier führt eine stärkere Fokussierung zu kürzeren Meßvolumina, die es erlauben, den Winkel zwischen den beiden Interferenzstreifensystemen zu vergrößern. Die damit verbundene steilere Phasenkurve führt zu einer höheren Ortsauflösung. Auch hier gilt, daß die relative Auflösung, d.h. die Ortsauflösung bezogen auf die Länge des Meßbereichs, konstant bleibt, während die absolute Ortsauflösung ansteigt. Durch spezielle Techniken läßt sich jedoch auch die relative Auflösung vergrößern: Durch Verwendung einer dritten Wellenlänge läßt sich eine Phasenkurve mit geringer Steigung für die grobe Bestimmung der Position, und eine andere mit hoher Steigung für die Feinauflösung einsetzen. Eine analoge Technik wird bei Michelson-Interferometern zur absoluten Ortsmessung verwendet („Absolute-Distanz-Interferometrie“,ADI). Alternativ kann die Verschiebung der Einhüllenden der Burstsignale mit ausgewertet werden, die sich ebenfalls mit der Position ändert, siehe Abb. (4.39).
- Die auf der Phasenmessung basierenden Verfahren zur Richtungssinnerkennung und Ortsauflösung innerhalb des Meßvolumens können kombiniert werden. Die Steigung der Phasenkurve s ist dabei auf mindestens die Hälfte zu reduzieren. Dadurch verringert sich zwar die Ortsauflösung entsprechend, jedoch kann durch eine Bereichsauswertung zusätzlich auf den Richtungssinn geschlossen werden.
- Für extrem wandnahe Geschwindigkeitsmessungen (Abstände <1 μm von der Oberfläche) lassen sich der Divergenz-Profilsensor und der Phasen-Profilsensor für einen Betrieb in brechungsindexangepaßten Kanälen auslegen. Dabei wird als strömendes Fluid und als Umgebungsmedium ein Öl gewählt, das denselben Brechungsindex besitzt wie der die Strömung führende Kanal. Störende Fresnel-Reflexe von der Wandung werden dadurch unterdrückt, und es läßt sich besonders nah an der Wand messen [87,88]. Weiterhin können fluoreszierende Streuteilchen verwendet werden, deren Streulicht sich durch Farbfilter von Reflexen des Sendelichts trennen läßt.

ANHANG A) ZUR OPTIMIERUNG DES DIVERGENZ-PROFILSENSORS

In diesem Abschnitt sollen kurz die Parameter des LDA-Systems hergeitet werden, die die Ortsbestimmung des Divergenz-Profilsensors optimieren.

Bei der Betrachtung des Divergenz-Profilsensors wurde gezeigt, daß die Genauigkeit der Ortsbestimmung mit der Steigung der Quotientenkurve q(z) ansteigt, die wiederum von der Variation des Streifenabstandes abhängt. Der Verlauf des Streifenabstandes entlang der optischen Achse war gemäß Gl. (3.17) [20] gegeben durch:

$$d(z) = \frac{\varsigma}{2\sin\chi}\left(1 + \frac{z\cos^2\chi\,(z\cos^2\chi - z_w)}{z_R^2\cos^2\chi + z_w(z\cos^2\chi - z_w)}\right) \tag{A1}$$

Entfernt man die Strahltaille kontinuierlich vom Kreuzungspunkt der LDA-Teilstrahlen, so erhöht sich zunächst die Variation des Streifenabstandes, um danach wieder abzufallen. Folglich existiert eine definierte Verschiebung, die die Variation maximiert und die folglich die bestmögliche Ortsauflösung für den Profilsensor bietet. Diese optimale Verschiebung $z_{w,opt}$ soll im folgenden berechnet werden. Dazu ist offenbar die Steigung der Streifenabstandsfunktion zu maximieren. Bildet man die Ableitung von Gl. (A1) nach z, so erhält man aufgrund des hochgradig nichtlinearen Charakters von d(z) einen schwer zu handhabenden Ausdruck. Zur Vereinfachung wird daher nur die Situation in der zentralen Schnittebene z=0 betrachtet. Die Ableitung in diesem Punkt kann als „mittlere“ Steigung der Streifenabstandsfunktion angesehen werden, die im folgenden als eine Hilfsfunktion h definiert wird mit z_w als Variable und zu optimierenden Parameter:

$$h(z_w) := \left.\frac{\partial d(z)}{\partial z}\right|_{z=0} = -4\,d_0\,\frac{z_w\cos^2\chi}{z_R^2\cos^2\chi + z_w^2} \tag{A2}$$

wobei

$$d_0 := d(z=0) = \frac{\varsigma}{2\sin\chi} \tag{A3}$$

als Abkürzung eingeführt wurde. Von dieser Funktion ist die Lage des Maximalwertes zu bestimmen, was auf ein einfaches Extremwertproblem der Analysis führt. Dazu ist zunächst die Ableitung zu bilden:

$$\frac{\mathrm{d}\,h(z_w)}{\mathrm{d}\,z_w} = -4\,d_0\,\frac{\cos^2\chi\,(z_R^2\cos^2\chi + z_w^2) - (-4z_w^2\cos^2\chi)}{(z_R^2\cos^2\chi + z_w^2)^2} \tag{A4}$$

deren Nullstellen die Extrema angeben. Als Lösung erhält man:

$$z_{w,opt} = \pm z_R \cos\chi \tag{A5}$$

Die maximale Steigung liegt also dann vor, wenn die Verschiebung gerade der Rayleigh-Länge entspricht, d.h. wenn der Rayleigh-Bereich sich gerade im Meßvolumen befindet. Dieses Ergebnis ist sofort einsichtig, wenn man bedenkt, daß in diesem Bereich die maximale Krümmung der Wellenfronten des Gaußschen Strahls auftritt, siehe Abb. (3.2). Die maximale Steigung der Streifenabstandsfunktion erhält man durch Einsetzen von Gl. (A5) in Gl. (A2):

$$\left|h(z_{w,opt})\right| = d_0 \frac{\cos\chi}{2z_R} = \frac{\varsigma \sin\chi}{4z_R \sin\chi} = \frac{\varsigma^2 \sin\chi}{4\phi w_0^2 \sin\chi} \tag{A6}$$

Im folgenden soll noch kurz abgeschätzt werden, welche maximale Steigung der Quotientenfunktion, die maßgeblich die erreichbare Ortsauflösung bestimmt, für gegebene Strahlparameter zu erwarten ist. Dafür werden die Streifenabstandsfunktionen wieder durch lineare Kurven genähert (Taylorreihe 1. Ordnung als „mittlerer“ Streifenabstandsverlauf):

$$d_1(z) = h_1 z + d_0 \quad , \quad d_2(z) = h_2 z + d_0 \tag{A7 a,b}$$

($h_{1,2}$: Konstanten, Proportionalitätsfaktoren zwischen z-Position und Streifenabstand). Die Steigung der Quotientenkurve $q(z)=d_2(z)/d_1(z)$ in der Mitte des Meßvolumens wird ebenfalls wieder als „repräsentativer“ Wert betrachtet, für den sich folgender Wert ergibt:

$$\left.\frac{\mathrm{d}\,q(z)}{\mathrm{d}\,z}\right|_{z=0} = \frac{h_2 - h_1}{d_0} \tag{A8}$$

Nimmt man ferner $h_1=-h_2$ an (gleicher Gradient der Streifenabstände, aber entgegengesetztes Vorzeichen) und benutzt Gl. (A6), so erhält man folgenden einfachen Ausdruck:

$$\left.\frac{\mathrm{d}\,q(z)}{\mathrm{d}\,z}\right|_{z=0} = \frac{\varsigma \cos\chi}{\phi w_0^2} = \frac{\cos\chi}{z_R} \tag{A9}$$

Anmerkung: Die hier hergeleiteten Formeln sind nur für einen idealen Gaußschen Strahl exakt gültig. Die Strahlung von Laserdioden ist i.A. mit einem Astigmatismus behaftet und besitzt eine Beugungsmaßzahl $M^2>1$ und weicht daher vom Gaußschen Strahl ab. Für solche Fälle sind die Formeln nur als Richtwert zu verstehen.

ANHANG B) FORMELZEICHEN- UND AKRONYMVERZEICHNIS

Verzeichnis der verwendeten Formelzeichen

a_z : halbe Länge des LDA-Interferenzvolumens
A_N: numerische Apertur
b : Breite; Bildweite
c : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
d : Interferenzstreifenabstand
D: Faserkerndurchmesser
$\underline{e}$: Einheitsvektor zur Kennzeichnung einer Richtung
$\underline{E}$: Vektor der elektrischen Feldstärke
E : Betrag der elektrischen Feldstärke, $E=|\underline{E}|$
f : Frequenz; Linsenbrennweite
F : Kraftdichte; Flatness-Faktor (dimensionsloser Formparameter)
g : Gitterkonstante; Gegenstandsweite
h : Ableitung des Interferenzstreifenabstandes nach z
H(u) : Hermitesche Polynome
i : imaginäre Einheit
I : Intensität
$\underline{k}$: Wellenvektor
k : Betrag des Wellenvektors, $k=|\underline{k}|$
l : Länge; Ordnungszahl
l_x : halbe laterale Ausdehnung („Breite“) des LDA-Messvolumens
l_z : halbe longitudinale Ausdehnung („Länge“) des LDA-Messvolumens
L : Länge
m : Ordnungszahl
M^2 : Beugungsmaßzahl zur Kennzeichnung der Strahlqualität
n : Brechungsindex
N : allgemein: Anzahl (Periodenanzahl; Modenanzahl; etc.)
p : Druck
P : optische Leistung
q : Quotient zweier Streifenabstände beim Divergenz-Profilsensor
$\underline{r}$: Ortsvektor
R: allgemein: Radius; z.B. Krümmungsradius einer Wellenfront
Re : Reynolds-Zahl
s : Proportionalitätsfaktor zwischen Phase und z-Position
S : Skewness-Faktor (dimensionsloser Formparameter)
t : Zeit
T : Periodendauer; Transmission
$\underline{v}$: Geschwindigkeitsvektor
v : Betrag des Geschwindigkeitsvektors, $v=|\underline{v}|$
V : Interferenzkontrast; dimensionsloser Faserparameter; Volumen

w : Strahlradius
w_0 : Strahltaillenradius
W : Reibungswiderstand
x : 1. transversale Koordinate
y : 2. transversale Koordinate
z : longitudinale Koordinate, Koordinate entlang der optischen Achse
z_w : Position der Strahltaille
z_R : Rayleigh-Länge

ζ : Fernfeld-Divergenzwinkel
η : Abbildungsmaßstab
κ_0 : absolute Dielektrizitätskonstante
κ_r : relative Dielektrizitätskonstante
ν : normierte Autokorrelationsfunktion, Kohärenzgrad
ξ : normierte Ortskoordinate (in der Grenzschichttheorie)
π : Interferenzphase, Signalphase
…: Verkippungswinkel
ς : Laserwellenlänge
σ : dynamische Viskosität
τ: kinematische Viskosität
χ : halber Kreuzungswinkel zweier Laserstrahlen
ψ: Dichte
ϑ: Verzögerungszeit; skalare Wandschubspannung
$\underline{\underline{\vartheta}}$: Tensor der Wandschubspannung
Z : Beugungswinkel
ϖ : Kreisfrequenz
$\bullet$: Verkürzungsfaktor, Reduktionsfaktor

Akronymverzeichnis

DGV : Doppler-Global-Velocimetry

DOE : Diffraktive(s) optische(s) Element(e)

FFT : Fast-Fourier-Transformation

GALA : German Association for Laser Anemometry e.V.

LDA : Laser Doppler Anemometrie, Laser Doppler Anemometer

LDV : Laser Doppler Velozimetrie, Laser Doppler Velozimeter

MZI : Mach-Zehnder-Interferometer

SNR : Signal-zu-Rauschabstand („Signal-to-noise ratio“)

ANHANG C) LITERATUR

ΨβC. Tropea, „Laser Doppler anemometry: recent developments and future challenges“, Sci. Technol. 6, S. 605-619, 1995

[2] B. Ruck (Hrsg), „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, AT-Fachverlag GmbH Stuttgart, ISBN 3-921 681-01-4, 1990

[3] J. Czarske, „Laserinterferometrische Sensoren zur Abstands-, Geschwindigkeits- und Temperaturmessung“, Habilitationsschrift, Fachbereich Maschinenbau der Universität Hannover, erscheint im Expert Verlag, Renningen, 2004

[4] L. E. Drain, „The Laser Doppler Technique“, John Wiley & Sons, Chichester/ New York/ Brisbane/ Toronto, 1980

[5] H.-E. Albrecht, M. Borys, N. Damaschke, C. Tropea, „Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques“ , Springer-Verlag, Berlin/Heidelberg/New York 2003

[6] Y. Yeh, H.Z. Cummins, „Localized fluid flow measurements with an He-Ne laser spectrometer“, Appl. Phys. Lett.., Vol. 4, No. 10, S. 176-178, 1964

[7] S. Becker, F. Durst, H. Lienhart, „Laser Doppler Anemometer for In-Flight Velocity Measurements on Airplane wings“, American Institute of Aeronautics and Astronautics AIAA Journal, Vol. 37, No. 6, pp. 680-687, 1999

[8] R. Bayt, A. Ayon, K. Breuer, „A performance evalutation of MEMS-bases micronozzles, 33rd Joint Propulsion Conference, AIAA paper 97-3169, Seattle/USA, 7.-9. Juli 1997

[9] M. Fischer, J. Jovanovic and F. Durst, „Reynolds number effects in the near-wall region of turbulent channel flows“, Physics of Fluids, Vol. 13, No. 6, S. 1755-1767, 2001

[10] J. Jovanovic, F. Durst, T.G. Johansson, „Statistical analysis of the dynamic equations for higher-order moments int turbulent wall bounded flows“, Phys. Fluids A, Vol. 5, No. 11, S. 2886-2900, 1993

[11] H. Schlichting, K. Gersten, „Grenzschicht-Theorie“, Springer-Verlag Berlin/ Heidelberg/ New York, 1997

[12] F. Durst, E.-S. Zanoun, M. Pashtrapanska, „In situ calibration of hot wires close to highly heat-conducting walls“, Exp. in Fluids Vol. 31, S. 103-110, 2001

[13] C.D. Meinhart, S.T. Wereley, J.G. Santiago, „Micron-resolution velocimetry techniques“, Selected paper of the 9th Int. Symp. Laser Techniques Applied to Fluid Mechanics (Lissabon/Portugal, 1998), S. 57-70, Springer-Verlag Berlin, 2000

[14] M.K. Mazumder, S. Wanchoo, P.C. McLeod, G.S. Ballard, S. Mozumdar, N. Caraballo, “Skin friction drag measurements by LDV“, Appl. Opt. **20**, S. 2832–7, 1981

[15] A.K. Tieu, M.R. Mackenzie, E.B. Li, “Measurements in microscopic flow with a solid-state LDA“, Exp. Fluids 19, 293–4, 1994

[16] E.J. Nijhof, W.S.J. Uijttewaal, R.M. Heethaar, „Blood particle distributions accessed by microscopic laser-Doppler velocimetry“, Proc. SPIE 2052, Laser Anemometry Advances and Applications, S. 187-194, 1993

[17] P.M. Schuster, „Weltbewegend und doch unbekannt!“, Physik Journal 2, Nr. 10, S. 47-51, 2003

[18] B.E.A. Saleh, M.C. Teich, „Fundamentals of Photonics“, Verlag John Wiley & Sons, Inc., 1991

[19] E.B. Li, A.K. Tieu, “Analysis of the three-dimensional fringe pattern formed by the interference of ideal and astigmatic Gaussian beams”, Proc. 9th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, paper 15.5, Lisbon/Portugal 1998

[20] P. Miles, P. Witze, "Evaluation of the Gaussian beam model for prediction of LDV fringe fields", Proc. 8th Int. Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, paper 40.1, Lisbon/Portugal 1996

[21] P.C. Miles, P.O. Witze, „Fringe field quantification in an LDV probe volume by use of a magnified image“, Exp. in Fluids 16, pp. 330-335, 1994

[22] F. Durst, R. Müller, A. Naqwi, „Measurement accuracy of semiconductor LDA systems“, Exp. in Fluids 10, pp. 125-137, 1990

[23] S. Hanson, „Broadening of the measured frequency spectrum in a differential laser anemometer due to interference plane gradients“, Appl. Phys. 6, S. 164-171, 1973

[24] D.P. Hand, J.D. Entwistle, R.R.J. Maler, A. Kuhn, C. A. Greated, J.D.C. Jones, “Fibre optic beam delivery system for high peak power laser PIV illumination”, Meas. Sci. Technol, Vol. 10, S. 239-245, 1999

[25] D.P. Hand, J.D. Entwhistle, D.P.Wiles, A. Kuhn, J.D.C. Jones, C.A. Greated, „Fibre optic beam delivery of high peak power, short pulse laser light for PIV“, 9. International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid mechanics, S. 6.3.1-6.3.7, Lissabon/Portugal, 1998

[26] Produktkatalog, Fa. Linos Photonics, 2003

[27] D.A. Jackson, J.D.C. Jones, R.K.Y. Chan, „A high-power fibre optic laser Doppler velocimeter“, J. Physics E: Sci. Instrum. 17, 977-980, 1984

[28] S.L. Kaufman, L.M. Fingerson, „Fiber Optics in LDV Applications“, Proc. Int. Conference on Laser Anemometry – Advances and Applications, S. 53-65, Manchester/UK, 16-18. Sept. 1985

[29] F. Durst, H. Krebs, H. Weber, „Faseroptische Laser-Doppler-Anemometer für die industrielle Strömungsmessung“, Technisches Messen, Heft 9, S. 351-354, 1986

[30] M. Stieglmeier, C. Tropea, „Mobile fiber-optic laser Doppler anemometer“, Applied Optics, Vol 31, No. 21, S. 4096-4105, 1992

[31] J. Czarske, „A miniaturised double-core fibre laser Doppler sensor“, Meas. Sci. Technol. 12, S. 1191-1198, 2001

[32] M. Haag, M. Brandner, "Diode lasers - an innovative tool for production", S. 36, LaserOpto 03/2000

[33] A. von Pfeil, „Hochleistungsdiodenlasermodule bis 30 W: Höchste Strahlqualität für´s Pumpen und für direkte Anwendungen“, Photonik, Fachzeitschrift für optische Technologien, No. 2, S. 62-64, 2003

[34] B. Ruck, F. Durst, “Laser-Doppler-Anemometer auf der Basis von Gradientenfasern”, Heft 6, S. 243-249, Technisches Messen 1983

[35] S. Bopp, C. Tropea, L. Zhan, “The use of graded-index fibers in fiber-optic laser-Doppler anemometry probes”, Rev. Sci. Instrum. 60(10), Oct. 1989

[36] M. Young, „Optik, Laser, Wellenleiter“, Springer Verlag Berlin/Heidelberg/New York 1997

[37] D. Su, A.A.P. Boechat, J.D.C. Jones, “Beam delivery by large-core fibers: effect of launching conditions on near-field output profile”, Applied Optics, Vol. 31, No. 27, p. 5816, 1992

[38] I. Verrier, J.P. Goure, „Effects of bending on multimode step-index fibers“, Optics Letters, Vol. 15, No. 1, S. 15-17, 1990

[39] A. Kuhn, Ian J. Blewett, D.P. Hand, J.D.C. Jones, „Beam quality after propagation of Nd:YAG laser light through large-core optical fibers“, Applied Optics, Vol. 39, No. 36, S. 6754-6760, 2000

[40] P. Hill, "Thinking thin", OptoLaserEurope, S. 27-30, Dez. 2000

[41] R.D. Morgan, D.J. Anderson, J.D.C. Jones, W. Easson, C. Greated, “Design of fibre optic beam delivery system for particle image velocimetry”, SPIE Vol. 2052 p. 675, Laser Anemometry Advances and Applications 1993

[42] K.O. Hill, Y. Tremblay, B.S. Kawasaki, „Modal noise in multimode fiber links: theory and experiment“, Optics Letters, Vol. 5, No. 6, S.270-272, 1980

[43] N. Takai, T. Asakura, “Statistical properties of laser speckles produced under illumination from a multimode optical fibre”, J. Opt. Soc. Am. A, Vol.2, No.8, p.1282, Aug. 1985

[44] B. Lohmüller, „Puls für Puls sicher durch die Leitung – Multimode-Lichtwellenleiter analysieren mit der Streak-Kamera-Technik“, Laser+Photonik, S. 41-43, Apr. 2003

[45] D.Z. Anderson, „Stabilization of the speckle pattern of a multimode fiber undergoing bending“, Optics Letters, Vol. 21, No. 11, S. 785-787, 1996

[46] F.T.S. Yu, M. Wen, S. Yin, C.Uang, “Submicrometer displacement sensing using inner-product multimode fibre speckle fields”, Applied Optics, Vol. 32, No. 25, p. 4685, 1993

[47] R. Schulz, W. Staude, „The differential speckle strophometry – a light scattering technique for the measurement of velocity gradients in turbulent fluid flow“, 8th Int. Symp. Developments in Laser Techniques and Fluid Mechanics, S. 17.4, Lisbon/Portugal, 1996

[48] L. Berkner, A. Naqwi, “A compact LDV system for high resolution flow measurements”, 9th International Symposium on Applications of laser techniques to fluid mechanics, paper 15.2, Lisbon/Portugal, July 13th-16th 1998

[49] D. Dopheide, „Neue Halbleitermessverfahren für komplexe Strömungen“, Habilitationsschrift, Fachbereich Maschinentechnik, Universität-Gesamthochschule Siegen 1995

[50] J.W. Czarske, H. Müller, „Two-dimensional directional fiber-optic laser Doppler anemometer based on heterodyning by means of a chirp frequency modulated Nd:YAG miniature ring laser“, Optics Communications 132, S. 421-426, 1996

[51] J.W. Czarske, O. Dölle, H. Welling, „Faseroptisches Heterodyn-Laser-Doppler-Velocimeter mit Einsatz eines leistungsstarken Chirp-frequenzmodulierten Nd:YAG-Miniaturringlasers“, LaserOpto 31(4), S. 27-35, 1999

[52] Produktkatalog Fa. Thorlabs, Inc., Volume 14, 2002

[53] J.W. Wais, K. Plamann, J. Czarske, „Rapid fabrication of robust phase transmission gratings in optical glass by excimer laser fabrication“, LaserOpto 31(3), S. 48-52, 1999

[54] J. Czarske, „Laser Doppler velocity profile sensor using a chromatic coding“, Meas. Sci. Technol.12, S. 52-57, 2001

[55]S.G. Lipson, H. S. Lipson, D.S. Tannhauser, „Optik“, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1997

[56] S. Sinzinger, J. Jahns, "Microoptics", Wiley-VCH, Weinheim, 2nd. edition, 2003

[57] T. Graf, „Realisierung eines miniaturisierten Faserlaser-Doppler-Anemometers unter Einsatz diffraktiver Mikrooptik“, Diplomarbeit FH Wilhelmshaven / Laser Zentrum Hannover, Hannover, 1999

[58] K. Plamann, H. Zellmer, J. Czarske, A. Tünnermann, „Directional discrimination in laser Doppler anemometry (LDA) without frequency shifting using twinned optical fibres in the receiving optics“, Meas. Sci. Technol. 9, S. 1840-1846, 1998

[59] M.H. Koelink, F.F.M. de Mul, A.L. Weijers, J. Greve, R. Graaff, A.C.M. Dassel, J.G. Aarnoudse, “Fibre-coupled self-mixing diode-laser Doppler velocimeter: technical aspects and flow velocity profile disturbances in water and blood”, Appl. Opt. 33, pp. 5628-41, 1994

[60] H.W. Jentink, M. Stiegelmeier, C. Tropea, “In-flight measurements using laser Doppler anemometry”, J. Aircraft 31, p. 444, 1993

[61] C. Egbers, W. Brasch, B. Sitte, J. Immohr, J.R. Schmidt, “Estimates on diagnostic methods for investigations of thermal convection between spherical shells in space”, Meas. Sci. Technol. 10, p. 866, 1999

[62] S. Damp, “Use of modified miniature-LDA in high spatial resolution application”, Int. Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, IEEE catalog number 95CH3482-7, pp. 21.1-21.5, 1995

[63] T. Ito, R. Sawada, E. Higurashi, „Integrated Microlaser Doppler Velocimeter“, J. Lightwave Technol., Vol. 17, No. 1, S. 30-33, 1999

[64] J. Czarske, „Verfahren zur Messung und Auswertung der Interferenzphase in der Laser-Doppler-Velocimetrie“, Dissertation Universität Hannover, ISBN 3-18-353008-2, VDI-Verlag, Reihe 8, Nr. 530, 1996

[65] J. Czarske, F. Hock, H. Müller, "Applications of diffraction gratings in the laser Doppler velocimetry", Proc. 16th congress of the International commission for Optics (Proc. SPIE vol. 1983, part two), editors G. Ákos et al., pp. 654-655, Budapest/Ungarn 1993

[66] Melles Griot „The Practical Application of Light“, Produktkatalog, 1999

[67] J.W. Czarske, “Statistical frequency measuring error of the quadrature demodulation technique for noisy single-tone pulse signals”, Meas. Sci. Technol. 12, S. 597-614, 2001

[68] J.F. Meyers, „Development of Doppler global velocimetry as a flow diagnostics tool“, Meas. Sci. Technol. 6, S. 769-783, 1995

[69] R.L. McKenzie, „Measurement capabilities of planar Doppler velocimetry using pulsed lasers“, Appl. Optics, Vol. 35, No. 6, S. 948-964, 1996

[70] R.W. Ainsworth, S.J. Thorpe, R.J. Manners, „A new approach to flow field measurement – A view of Doppler global velocimetry techniques“, Int. J. Heat and Fluid Flow 18, No. 1, S. 116-130, 1997

[71] I. Roehle, R. Schodl, P. Voigt, C. Willert, „Recent developments and applications of quantitative laser light sheet measuring techniques in turbomachinery components“, Meas. Sci. Technol. 11, S. 1023-1035, 2000

[72] I. Roehle, C.E. Willert, „Extension of Doppler global velocimetry to periodic flows“, Meas. Sci. Technol. 12, S. 420-431, 2001

[73] H. Müller, T. Lehmacher, N. Pape, V. Strunck, D. Dopheide, „3D-DGV for flow field investigations in pipes“, Proc. 11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid mechanics, Beitrag 9.2, Lissabon/Portugal, 8.-11. Juli 2002

[74] H. Müller, K. Kohlenberg, N. Pape, V. Strunck, D. Dopheide, „Doppler Global Velozimetrie: Unterschiedliche Verfahren im Vergleich“, 10. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, Beitrag 12.1-12.6, Rostock, 10.-12. Sept. 2002

[75] H. Müller, R. Kramer, V. Strunck, B. Mickan, D. Dopheide, „Laser-Doppler-Anemometer zur Darstellung und Weitergabe der Einheit Strömungsgeschwindigkeit“, 9. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, S. 24.1-24.8, Winterthur/Schweiz, 18.-20. Sept. 2001

[76] C. Emmelmann, "Diodenlasergepumpte Festkörperlaser für die industrielle Lasermaterialbearbeitung", LaserOpto 31(1), S. 47-49, 1999

[77] A. Giesen, E. Erhard, M. Karszewski, T. Rupp, Ch. Schmitz, C. Stewen, H. Hügel, "Der Scheibenlaser mit neuem Pumpdesign. Erste Ergebnisse", LaserOpto 31(1), S. 36-39, 1999

[78] R. Mästle, A. Giesen, H. Hügel, "Genormte Messverfahren zur Laserstrahlcharakterisierung", LaserOpto 32(3), 2000

[79] M. Auerbach, „Abstimmbare ytterbiumdotierte Faserlaser mit schmalbandiger Laseremission“, Dissertation Universität Hannover, ISBN 3-89873-887-6, Cuvillier-Verlag Göttingen, 2003

[80] V. Dominic et al., "110 W fibre laser", Electronics letters, Vol. 35, No. 14, S. 1158, 1999

[81] P. Peuser, N.P. Schmitt, „Diodengepumpte Festkörperlaser“, Springer-VDI-Verlag, Berlin, 1995.

[82] B. Lehmann, H. Nobach, C. Tropea, „Measurement of acceleration using the laser Doppler technique“, Meas. Sci. Technol. 13, S. 1367-1381, 2002

[83] T. Buschmann, V. Strunck, H. Müller, D. Dopheide, „Faseroptischer LDA-Liniensensor mit hoher Ortsauflösung“, 11. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, Beitrag 7.1-7.6, Braunschweig, 9.-11. Sept. 2003

[84] H. Müller, V. Strunck, B. Mickan, R. Kramer, D. Dopheide, H.-J. Hotze, „Optisches Durchflussnormal für HD-Erdgas: Voraussetzungen für einen LDA-Einsatz“, 11. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, Beitrag 8.1-8.6, Braunschweig, 9.-11. Sept. 2003

[85] H. Müller, T. Sodomann, N. Pape, J. Sanchez, I. Care, Y. Cordier, J.-M. Seynhave, D. Dopheide, "LDA gestützte Kalibrierung von Anemometern: Ergebnisse eines Ringvergleiches", 11. GALA-Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik", Beitrag 6.1-6.6, Braunschweig, 9.-11. Sept. 2003

[86] Nils Damaschke, Koautor von [5], private Mitteilung

[87] C. Stoots, S. Becker, K. Condie, F. Durst, D. McEligot, „A large-scale matched index of refraction flow facility for LDA studies around complex geometries“, Exp. in Fluids 30, S. 391-398, 2001

[88] S. Becker, H. Lienhart, „LDA-Untersuchungen wandgebundener Strömungen in einem großen brechungsindexangepassten Ölkanal“, 11. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, Beitrag 20.1-20.6, Braunschweig, 9.-11. Sept. 2003

[89] H. Müller, N. Pape, G. Grosche, V. Strunck, D. Dopheide, „Simplified DGV on-line profile sensor“, Proc. 11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid mechanics, Beitrag 9.3, Lissabon/Portugal, 8.-11. Juli 2002

ANHANG D) PUBLIKATIONEN

Dieser Abschnitt gibt eine Übersicht über Teilergebnisse der Arbeit, die aus Prioritätsgründen bereits vorveröffentlicht wurden.

Zeitschriftenartikel

L. Büttner, J. Czarske, „Multimode fibre laser Doppler anemometer (LDA) with high spatial resolution for the investigation of boundary layers“, Selected paper from the 11th Lisbon Symposium, Experiments in Fluids **36**, S. 214-216, 2004

L. Büttner, J. Czarske, „Spatial resolving laser Doppler velocity profile sensor using slightly tilted fringe systems and phase evaluation“, Meas. Sci. Technol. **14**, S. 2111-2120, 2003

L. Büttner, J. Czarske, „Passive Directional Discrimination in Laser-Doppler Anemometry by the Two-Wavelength Quadrature Homodyne Technique“, Applied Optics Vol. **42**, No. 19, pp. 3843-3852, 2003

J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller, „Ortsaufgelöste Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilmessung von Grenzschichtströmungen“, Technisches Messen Vol. **70**, Issue 02, S. 59, 2003

J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller, „Boundary layer velocity measurements by a laser Doppler profile sensor with micrometre spatial resolution“, Meas. Sci. Technol. **13**, S. 1979-1989, 2002

L. Büttner, J. Czarske, H. Becker, M. Goede und A. Ostendorf, „Leistungsstarke Grundmode-Festkörperlaser für die Lasermaterialbearbeitung und die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)“, Laser Magazin **5**/2001, S. 15-19

L. Büttner, J. Czarske, „A multimode-fibre laser-Doppler anemometer for highly spatially resolved velocity measurements using low-coherence light“, Meas. Sci. Technol. **12**, S. 1891-1903, 2001

Tagungsbeiträge

T. Pfister, L. Büttner, T. Razik, J. Czarske, „Two-Wavelength Velocity Profile Sensor for the Measurement of Rotating Objects“, als Poster akzeptiert beim International Symposium on Photonics in Measurement, Frankfurt a.M., 23.-24. Juni 2004

Lars Büttner, Jürgen Czarske, „Laser Doppler velocity profile sensor using a two-wavelength technique and a diffractive lens“, als Vortrag akzeptiert bei der Conference on Lasers and Electro Optics CLEO/IQEC, San Francisco/USA, 16.-21. Mai 2004

H. Müller, J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, „Velocity profile sensor using a frequency modulated laser diode and a molecular absorption cell“, als Poster akzeptiert bei der Conference on Lasers and Electro Optics CLEO/IQEC, San Francisco/USA, 16.-21. Mai 2004

J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller, D. Dopheide, S. Becker, H. Lienhart, F. Durst, „Ortsaufgelöste Vermessung turbulenter Scherströmungen mittels Laser-Doppler-Profilsensor”, 11. GALA-Fachtagung “Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik”, S. 1.1-1.8, Braunschweig, 9.-11. Sept. 2003

L. Büttner, T. Razik, J. Czarske, “Richtungssinnerkennendes und ortsauflösendes Zweiwellenlängen-Laser-Doppler-Anemometer mit Phasenauswertung”, 11. GALA-Fachtagung “Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik”, S. 3.1-3.6, Braunschweig, 9.-11. Sept. 2003

H. Müller, J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, D. Dopheide, „DGV-Photodioden-Array-Sensor mit Nutzung einer Laserfrequenzmodulation zur Vermessung von instationären Strömungsfeldern“, 11. GALA-Fachtagung “Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik”, S. 31.1-31.7, Braunschweig, 9.-11. Sept. 2003

L. Büttner, J. Czarske, „Multimode laser Doppler anemometer for turbulence measurements with high spatial resolution“, Proc. of FEDSM’03, 4th ASME_JSME Joint Fluids Engineering Conference, paper 45598, Honolulu/Hawaii/USA, 6.-11. Juli 2003

J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller, D. Dopheide, S. Becker, F. Durst, „Velocity measurements of shear flows by a novel velocity profile sensor with mircrometer spatial resolution“, Proceedings of FEDSM’03, 4th ASME_JSME Joint Fluids Engineering Conference, paper 45596, Honolulu/Hawaii/USA, 6.-11. Juli 2003

J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller, D. Dopheide, S. Becker, F. Durst, „Laser-Doppler-Geschwindigkeitsprofilsensor mit Mikrometer-Ortsauflösung für die Turbulenzforschung“, 104. Jahrestagung des Deutschen Gesellschaft für Angewandte Optik (DGaO), Münster/Westfalen, 10.-14. Juni 2003

L. Büttner, J. Czarske, "Low spatial coherence interferometer for high resolved velocity measurements with passive directional discrimination", Conference on Lasers and Electro Optics CLEO/QELS, Beitrag CTuK6, Baltimore/Maryland/USA, 1.-6. Juni 2003

L. Büttner, J. Czarske, T. Razik, „Spatially-resolved velocity profile measurements by means of a two-wavelength technique", Conference on Lasers and Electro Optics CLEO/QELS, Posterbeitrag CTuM55, Baltimore/Maryland/USA, 1.-6. Juni 2003

L. Büttner, J. Osena, T. Razik, J. Czarske, W. Ertmer, H. Müller, F. Durst, „Miniature Laser Doppler Sensor Employing Diffractive Micro-optics for Spatial Highly Resolved Flow Measurements in Research and Development", Poster beim Workshop „Optische Technologien in der Mikrosystemtechnik", veranstaltet vom Kompetenznetz Optische Technologien, PhotonicNet, Laser Zentrum Hannover, 27. Mai 2003

L. Büttner, J. Osena, T. Razik, J. Czarske, W. Ertmer, H. Müller, F. Durst, „Two-Wavelength Interferometer Employing Diffractive Micro-optics for Spatially High Resolved Velocity Measurements of Turbulent flows", Poster beim InnovationsForum Photonik, Goslar, 13. Mai 2003

L. Büttner, M. Hinrichs, T. Razik, J. Czarske, H. Müller, „Mehrwellenlängen Laser-Doppler-Velocimetrie zur richtungsempfindlichen und ortsaufgelösten Geschwindigkeitsmessung", 10. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik", S. 7.1-7.7, Rostock, 10.-12. Sept. 2002

L. Büttner, J. Czarske, „Multimode-Laser-Doppler-Anemometer zur Vermessung turbulenter Grenzschichten", 10. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik", S. 8.1-8.6, Rostock, 10.-12. Sept. 2002

J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller, D. Dopheide, S. Becker, F. Durst, „Messung der Wandschubspannung mit einem ortsauflösendem Laser-Doppler-Profilsensor", 10. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik", S. 9.1-9.6, Rostock, 10.-12. Sept. 2002

J. Czarske, L. Büttner, „Spatial resolved measurements of shear flows with a novel differential Doppler velocity profile sensor", 11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid mechanics, paper 21.1, 8.-11. Juli 2002, Lissabon/Portugal

L. Büttner, J. Czarske, „Multimode fibre laser Doppler anemometer with directional discrimination and high spatial resolution for the investigation of turbulent boundary layers", 11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid mechanics, paper 21.3, 8.-11. Juli 2002, Lissabon/Portugal

J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller, „Spatial-resolved laser Doppler sensing of velocity profiles in boundary layers“, International Symposium on Photonics in Measurement, Aachen, 11.-12. Juni 2002

L. Büttner, J. Czarske, „Low spatial coherence interferometer for precise velocity measurements of fluid flows“, OSA Annual Meeting, 17th Interdisciplinary Laser Science Conference, Posterbeitrag TuKK13, Long Beach/California/USA, 14.-18. Okt. 2001

J. Czarske, T. Razik, L. Büttner, H. Welling, „Noise insensitive phase unwrapping of quadrature signals, generated by homodyne laser Doppler velocimeters“, OSA Annual Meeting, 17th interdisciplinary Laser Science Conference, Posterbeitrag TuKK10, Long Beach/California/USA, 14.-18. Okt. 2001

L. Büttner, J. Czarske, C. Fallnich, „Multimode-Faser-Laser-Doppler-Anemometer mit Richtungserkennung und hoher örtlicher Auflösung”, 9. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, Beitrag Nr. 3, Winterthur/Schweiz 2001

J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Müller, „Differenz-LDA-Profilsensor zur Messung von Geschwindigkeitsgradienten in Strömungsscherschichten”, 9. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, Beitrag Nr. 2, Winterthur/Schweiz 2001

J. Czarske, L. Büttner, T. Razik, H. Welling, „Measurement of velocity gradients in boundary layers by a spatially resolving laser Doppler sensor“, SPIE Annual Meeting, Conference 4448, Optical Diagnostics for Fluids, Solids and Combustion, Session Micro Optics, July 31th 2001, San Diego, CA

L. Büttner, J. Czarske, C. Fallnich, "Diodengepumpte Faserlaser in achromatischen LDA-Systemen mit Richtungserkennung und Mehrpunktmessung", 8. GALA-Fachtagung „Lasermethoden in der Strömungsmeßtechnik“, Beitrag Nr. 8, München 2000

ANHANG E) LEBENSLAUF

Persönliche Daten

Name :	Lars Büttner
Geburtstag :	27.09.1972
Geburtsort :	Bad Gandersheim
Eltern :	Bernd Büttner
	Hildegard Büttner, geb. Uhde
Staatsangehörigkeit:	Deutsch

Schulische Ausbildung

08/1979 - 07/1983	Grundschule Kreiensen
08/1983 - 07/1985	Orientierungsstufe Greene
08/1985 - 05/1992	Gymnasium Bad Gandersheim

Wehrdienst

10/1992 - 09/1993	Wehrdienst in Braunschweig und Giesen/Ahrbergen

Studium

10/1993 - 08/1999	Studium der Physik an der TU Clausthal
11/1997 - 05/1999	Diplomarbeit zum Thema: "Photokapazitätsmessungen an Au-dotiertem Silizium unter einachsiger Zugspannung"
08/1999	Abschluß mit Diplom: Physik

Beruflicher Werdegang

Seit 10/1999	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Laser Zentrum Hannover e.V.

DANKSAGUNG

Ohne die Unterstützung einer Vielzahl von Personen wäre die vorliegende Arbeit sicherlich nicht in dieser Form entstanden. Es ist mir daher ein Bedürfnis, all denjenigen Dank auszusprechen, die, in welcher Form auch immer, zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. W. Ertmer danke ich für die Betreuung der Arbeit sowie Herrn Prof. Dr. K. Danzmann für die bereitwillige Übernahme des Korreferats. Herrn Prof. Dr. H. Krambeer und Herrn Prof. Dr. B. Chichkov danke ich für ihr Mitwirken am Promotionsverfahren.

Ein besonderer Dank gilt meinem Mentor Dr.-Ing. habil. Jürgen Czarske für die stete Förderung der Arbeiten sowie für zahlreiche fruchtbare Diskussionen und wertvolle Anregungen.

Herrn Dipl.-Ing. (FH) Thorsten Razik danke ich für die Bereitstellung der maßgeschneiderten LabVIEW-Programme, die viele Messungen erst ermöglichten. Seine Ideen und seine Unterstützung bei zahlreichen Experimenten, insbesondere seine Ausdauer bei Meßkampagnen im Keller der PTB, dürfen nicht unerwähnt bleiben.

Für die Möglichkeit, die Windkanalmessungen durchführen zu können, danke ich Prof. Dr. D. Dopheide und Dr. H. Müller von der PTB/Braunschweig sowie Prof. Dr. F. Durst, Dr. S. Becker und H. Lienhart vom LSTM/Erlangen.

Für die Durchführung von Messungen bedanke ich mich bei Katsuaki Shirai, Patrick Pfeiffer, Joash Osena, sowie den Studenten der Nouvelle Formation d´Ingénieur en Optronique (NFIO)/Université de Paris-Sud, die alle namentlich zu nennen hier zu weit führen würde.

Für die Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit danke ich Dipl.-Phys. Jasper Möbius, Dipl.-Phys. Karsten Moldenhauer, Dr. Peter Regenfuß, Anja Weinert und Florian Runge.

Allen anderen Mitgliedern der Gruppe Meßtechnik und der Abteilung Entwicklung danke ich für die kollegiale Zusammenarbeit.