
Entwicklung eines hochauflösenden Geschwindigkeitssensors

Stephan Barth



Oldenburg 2004

“I became interested in turbulent liquid and gas flows at the end of the thirties. From the very beginning it was clear that the theory of random functions of many variables (random fields), whose development only started at that time, must be the underlying mathematical technique. Moreover, I soon understood that there was little hope of developing a pure, closed theory, and because of the absence of such a theory the investigation must be based on hypotheses obtained by processing experimental data.“



A.N. Kolmogorov 1985 über seine Arbeiten zur Turbulenz [51].

Entwicklung eines hochauflösenden Geschwindigkeitssensors

Stephan Barth

Von der Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften
der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg
zur Erlangung des Grades und Titels eines

DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN
DR. RER. NAT.

angenommene Dissertation

von Herrn Stephan Barth
geboren am 02.04.1976 in Sande

Gutachter: Prof. Dr. Joachim Peinke

Zweitgutachter: Priv.-Doz. Dr. Achim Kittel

Tag der Disputation: 14. Juli 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	11
1.1	Motivation und Zielsetzung	11
1.2	Aufbau der Arbeit	13
2	Beschreibung der Turbulenz	15
2.1	Navier-Stokes-Gleichung und die Ähnlichkeitshypothese	15
2.2	Modellvorstellung	17
2.3	Spektrale Betrachtungen	18
2.3.1	Taylor-Hypothese	18
2.3.2	Das Leistungsspektrum	19
2.3.3	Kolmogorovs $-5/3$ -Gesetz	19
2.3.4	Die Autokorrelation	20
2.4	Statistische Betrachtung	21
2.4.1	Momente	21
2.4.2	Geschwindigkeitsinkrement	22
2.4.3	Strukturfunktionen	22
2.4.4	Wahrscheinlichkeitsverteilungen	24
2.5	Wahrscheinlichkeitsbeschreibung	26
2.5.1	Notation	26
2.5.2	Markov-Prozesse	27
2.5.3	Fokker-Planck-Gleichung	27
2.6	Bewertung der einzelnen Untersuchungsmethoden	29
3	Hitzdraht-Anemometrie	31
3.1	Messprinzip	31
3.2	Konstant-Temperatur-Modus	33
3.2.1	Richtungsempfindlichkeit	35
3.3	Probleme der Hitzdraht-Anemometrie	36
4	Laser-Cantilever-Anemometrie	39
4.1	Die Idee	39
4.2	Der Biegebalken	40

4.3	Der Strömungswiderstand	41
4.4	Detektion der Cantilever-Auslenkung	42
5	Beschreibung der experimentellen Anlagen	45
5.1	Der Windkanal	45
5.2	Der Oldenburger Freistrahл	46
5.3	Einfacher Wasser-Freistrahл	47
6	Entwicklungsstand vor dieser Arbeit	49
6.1	Erste experimentelle Umsetzung	49
6.2	Erste Umsetzung für Messungen in Wasser	50
7	Laser-Cantilever-Anemometer erster Art	53
7.1	Strahlengang und Gehäuse-Konstruktion	53
7.2	Verstärkerschaltung	55
7.3	Cantilever	56
7.4	Dynamische Untersuchung im Freistrahл	58
7.4.1	Spektrale Analyse	58
7.4.2	Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente	59
7.4.3	Diskussion der Ergebnisse	61
7.5	Überprüfung des Geometrieinflusses mittels Hitzdraht	61
7.6	Zusammenfassung	63
8	Laser-Cantilever-Anemometer zweiter Art	65
8.1	Konstruktion	65
8.1.1	Herstellung von Cantilevern mit speziellen Geometrien	65
8.1.2	Cantilever-Halterung	68
8.1.3	Gehäuse und beinhaltete Baugruppen	69
8.2	Charakterisierung der Richtungsauflösung	73
8.2.1	Horizontale Drehrichtung	74
8.2.2	Vertikale Drehrichtung	77
8.2.3	Untersuchung des Geometrieinflusses mittels Hitzdraht	79
8.2.4	Diskussion der Richtungsauflösung	80
8.3	Experimente in turbulenten Luftströmungen	82
8.3.1	Langzeitstabilität	82
8.3.2	Spektrale Analyse	83
8.3.3	Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente	84
8.3.4	Fokker-Planck-Analyse	87
8.4	Experimente in turbulenten Wasserströmungen	90
8.4.1	Spektrale Analyse	91
8.4.2	Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente	92
8.4.3	Zusammenfassung der bisherigen Analysen	95
8.4.4	Fokker-Planck-Analyse	96

Inhaltsverzeichnis	vii
8.5 Die Bedeutung des Parameters α	98
8.6 Zusammenfassung	99
9 Zusammenfassung und Ausblick	101
A Datenaufnahme-System ADwin-Pro	105
Danksagung	115

Abbildungsverzeichnis

2.1	λ -Bestimmung durch PDF Fit	26
3.1	Schematische Darstellung einer Hitzdraht-Sonde	32
3.2	Schaltung eines Konstant-Temperatur-Anemometers	33
3.3	Kalibrierkurve des Hitzdraht-Anemometers	34
4.1	Biegebalken bei Flächenlast	40
4.2	Darstellung des Funktionsprinzips	42
4.3	Schematische Darstellung eines PSD-Elementes	43
4.4	Schaltbild eines Trans-Impedanz-Verstärkers und PSD-Elementes	44
4.5	Signal-Verhalten in einer Kalibrier-Messung	44
5.1	Windkanal der Carl von Ossietzky Universität	46
5.2	Schematische Darstellung des Oldenburger Freistrahls.	47
5.3	Schematische Darstellung des verwendeten Wasser-Experimentes.	48
6.1	Erste experimentelle Umsetzung des Messprinzips	50
6.2	Zweite experimentelle Umsetzung des Messprinzips	51
7.1	Darstellung des Lichtweges im Laser-Cantilever-Anemometer er- ster Art.	54
7.2	LCA1 mit und ohne Gehäuse	54
7.3	Geschwindigkeitstest der Elektronik	55
7.4	Verwendete kommerzielle AFM-Cantilever	56
7.5	Resonanzschwingung des Cantilevers	57
7.6	Leistungsspektren für die LCA1- und Hitzdraht-Datensätze	59
7.7	PDFs für die LCA1- und Hitzdraht-Datensätze	60
7.8	λ^2 -Verlauf für die LCA1- und Hitzdraht-Datensätze	60
7.9	Strukturfunktionen 1-4 für die LCA1- und Hitzdraht-Datensätze .	61
7.10	Untersuchung des Geometrieinflusses per Hitzdraht	62
7.11	PDFs für die gestörte und ungestörte Hitzdrahtmessung	62
7.12	λ^2 -Verlauf für die gestörte und ungestörte Hitzdrahtmessung . . .	63
8.1	REM-Aufnahme der hergestellten Mikrostrukturen	66

8.2	Prozessschema des mehrstufigen Strukturierungsprozesses.	67
8.3	Darstellung des LCA-Arms	69
8.4	3/4-Schnitt durch das LCA2	70
8.5	Lichtweg im LCA2	71
8.6	Justagefenster im Gehäuse	72
8.7	Messaufbau zur Messung der Richtungsabhängigkeit.	73
8.8	Kalibrierkurve zur Winkelabhängigkeit	74
8.9	Zeitserie der Richtungsauflösung	75
8.10	Horizontale Winkelauflösung Cantilever-Variante Fenster	75
8.11	Horizontale Winkelauflösung Cantilever-Variante Ausleger	76
8.12	Horizontale Winkelauflösung Hitzdraht	77
8.13	Vertikale Winkelauflösung Cantilever-Variante Fenster	78
8.14	Vertikale Winkelauflösung Cantilever-Variante Ausleger	78
8.15	Vertikale Winkelauflösung Hitzdraht	79
8.16	Hitzdrahtmessung vor LCA	80
8.17	Winkelabhängigkeit des LCA, gemessen mit Hitzdraht	81
8.18	45h-Drift von LCA2 und Hitzdraht	82
8.19	Drift-Einfluss auf die Kalibrierung	83
8.20	Leistungsspektren für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	84
8.21	PDFs für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	85
8.22	λ^2 -Verlauf für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	85
8.23	Strukturfunktionen 1-4 für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	86
8.24	Skalenexponenten ξ_n für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	87
8.25	Wilcoxon-Test für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	88
8.26	Driftkoeffizient D_1 für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	89
8.27	Diffusionskoeffizient D_2 für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	89
8.28	$\alpha(r)$ -Paramter des Diffusionskoeffizienten	90
8.29	Leistungsspektren der Wassermessungen	92
8.30	PDFs für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	93
8.31	Verlauf des Formparameters λ im Wasserexperiment	94
8.32	Strukturfunktionen 1-4 für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	94
8.33	Skalenexponenten ξ_n für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	95
8.34	Wilcoxon-Test für die LCA2- und Hitzdraht-Datensätze	97
8.35	Drift- und Diffusionskoeffizient für die LCA2 und Hitzdraht	97
8.36	$\alpha(r)$ -Paramter des Diffusionskoeffizienten	98

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation und Zielsetzung

Gegeben durch die komplizierten mathematischen Zusammenhänge auf dem Gebiet der Fluidodynamik und insbesondere im Bereich der Turbulenz-Forschung besteht ein großes Interesse an Techniken zur hochauflösenden Geschwindigkeitsmessung, siehe Eingangszitat von Kolmogorov [51]. Dies liegt zum Teil darin begründet, dass bis heute die aktuelle Rechnerleistung nicht ausreicht, um innerhalb vernünftiger Zeiten voll turbulente Strömungen numerisch zu simulieren und so allein durch diese numerischen Experimente Theorien und Hypothesen entwickeln und überprüfen zu können. Daher liefern immer noch Labor- bzw. Freifeldexperimente die Grundlage des theoretischen Verständnisses turbulenter Strömungen. Gerade auf den kleinen Skalen derartiger Strömungen weicht die Statistik dieser Geschwindigkeitsfelder von der Gleichgewichtsstatistik ab. Diese Abweichung von der bekannten und verstandenen Gleichgewichtsstatistik führt zu den offenen Fragen der Turbulenz, wie zum Beispiel dem so genannten Schließungsproblem. Für das Verständnis turbulenter Strömungen ist also eine Strömungsmesstechnik erforderlich, die diese kleinen Skalen auflösen kann.

Neben bestehenden und wohl etablierten Methoden wie der Laser-Doppler-Anemometrie, bei der mittels Laserstrahlen berührungslos die Strömungsgeschwindigkeit gemessen wird oder der Hitzdraht-Anemometrie, welche zeitlich und räumlich sehr hoch aufgelöste Messungen ermöglicht, gibt es immer noch den Bedarf auch neue Techniken zu entwickeln. Einerseits, um alternative Messmethoden zum Zweck von Referenzmessungen zur Hand zu haben und andererseits, um unter Bedingungen messen zu können, in denen es bisher nicht möglich war, bzw. nur unter sehr großen experimentellen Umständen. Beispiele hierfür sind Experimente mit gasförmigem Helium bei tiefen Temperaturen [14] oder Experimente mit Flüssigmetallen [21].

Entwicklungen neuerer Zeit, die unter diesen Gesichtspunkten veröffentlicht wurden, sind zum Beispiel Methoden, mittels derer es möglich ist die Geschwin-

digkeit im Lagrange-Bild zu messen, also die Geschwindigkeit eines Fluidteilchens samt seiner Trajektorie zu bestimmen. Hierzu werden zum einen Detektoren, die aus dem Bereich der Hochenergie-Physik kommen [10], verwendet oder alternativ Arrays aus schnellen Ultraschall-Gebern und -Detektoren [37]. Weitere Beispiele neuerer Entwicklungen sind Techniken, die die magnetische Kernresonanz (NMR) ausnutzen, um beispielsweise das Strömungsverhalten innerhalb eines fallenden Flüssigkeitstropfens zu messen [9], oder die so genannte RELIEF-Methode, bei der Moleküle mit Laser-Lichtschnitten markiert werden und deren Verlauf dann Aufschluss über das Strömungsverhalten gibt [54][20].

Hitzdraht-Anemometer werden seit mehreren Jahrzehnten als geeignete Geschwindigkeitsdetektoren verwendet und gelten bis heute als Standard-Sensoren für hochaufgelöste Geschwindigkeitsmessungen [16][12][53]. Dies gilt insbesondere für Turbulenzexperimente, in denen kleinskalige Effekte untersucht werden. Mittels Strom geheizt, werden diese Sensoren durch das sie umströmende Fluid gekühlt. Betrieben in einem Konstant-Temperatur-Modus liefert der benötigte Strom die Information der Fluid-Geschwindigkeit. Durch die geringen Abmessungen dieser Sensoren ist ihre Wärmekapazität sehr klein, was ihnen ein dynamisches Antwortverhalten bis zu mehreren kHz ermöglicht.

Durch die hohe Auflösung in Zusammenspiel mit dem ausgereiften technischen Entwicklungsstand, begründet durch die lange Optimierungszeit, stellt die Hitzdraht-Anemometrie in dieser Arbeit die Messlatte bei der Entwicklung eines hochauflösenden Geschwindigkeitssensors dar. Nichtsdestotrotz ist diese Technik an ihre Grenzen gestoßen. Drähte mit einem geringeren Durchmesser als $1\mu\text{m}$ sind mechanisch nicht mehr stabil genug, um sie in Strömungsexperimenten einzusetzen [17]. Das notwendige Aspekt-Verhältnis (Länge zu Durchmesser) von 100 : 1 legt daher ihre Länge auf eine untere Grenze von $100\mu\text{m}$ fest. Der Hitzdraht-Anemometrie ist eine weitere Einschränkung in Wasserexperimenten auferlegt. Hier können die Überhitzungsverhältnisse der Drähte, also der Temperaturunterschied zum strömenden Fluid, nur deutlich geringer als in Luft gewählt werden, was ihre Sensitivität stark einschränkt. Hinzu kommt, dass eine elektrische Isolierung verwendet werden muss, welche die thermische Masse der Sensoren vergrößert und sie damit unempfindlicher macht. Bedingt durch seine Bauart ist der Hitzdraht immer ein ungeschirmter Teil der Verstärkerschaltung eines Hitzdraht-Anemometers und wirkt so als Antenne. Dadurch sind Hitzdraht-Anemometer anfällig gegenüber hochfrequenten elektromagnetischen Störsignalen.

Die zuvor genannten Punkte sollen keineswegs die Erfolge dieser Anemometrie-Methode in Frage stellen, sondern vielmehr die Herausforderung deutlich machen, eine alternative Messmethode zu entwickeln. Diese soll möglichst die hohe Auflösung der Hitzdraht-Anemometrie erreichen und sie in den Bereichen übertreffen, in denen die Hitzdraht-Anemometrie gar nicht oder nur unzureichend eingesetzt werden kann. Beispiele für derartige Bereiche sind Strömungen mit Wasser oder Flüssigmetallen als Fluid. Auch sehr langsame Strömungen, wie

sie in der Mikro-Fluidität vorkommen, stellen eine Herausforderung an eine neue Messmethode dar.

1.2 Aufbau der Arbeit

An dieser Stelle soll ein Überblick der Struktur der hier vorliegenden Arbeit gegeben werden, mit einer jeweiligen kurzen Beschreibung der einzelnen Kapitel.

Das gesetzte Ziel, einen hochauflösenden Geschwindigkeitssensor für Messungen in Strömungen kleinskaliger Turbulenz zu entwickeln, setzt natürlich voraus, dass entsprechende Analyse-Methoden zur Verfügung stehen, um eine adäquate Charakterisierung und Überprüfung durchzuführen. Daher wird in Kapitel 2 zunächst ein Grundverständnis für das Gebiet der Turbulenz vermittelt. Anschließend werden die in dieser Arbeit verwendeten verschiedenen Verfahren eingeführt und ihre Wertigkeit abgeschätzt.

Durch die Forderung, als alternative Messmethode zur Hitzdraht-Anemometrie zur Verfügung zu stehen, entsteht die Notwendigkeit vergleichende Messungen mit dieser Technik durchzuführen. Daher wird in Kapitel 3 das Prinzip und die Funktionsweise der Hitzdraht-Anemometrie beschrieben. Abschließend erfolgt dort eine Betrachtung der Schwachstellen dieser Messmethodik.

In Kapitel 4 wird das Funktionsprinzip des hier vorzustellenden Sensors beschrieben. Dabei wird Schritt für Schritt von der Idee über die physikalischen Gesetzmäßigkeiten bis zur technischen Umsetzung der Signaldetektion vorgegangen.

Die für die Entwicklung und Untersuchung notwendigen experimentellen Anlagen werden in Kapitel 5 vorgestellt. Dabei liegt der Schwerpunkt lediglich auf einer kurzen Beschreibung.

In Kapitel 6 wird der Ausgangspunkt vor Beginn dieser Arbeit dargestellt. Durch zwei Vorarbeiten ist bereits ein Lösungsansatz zur Konstruktion entstanden und es konnten einige Erfahrungen gesammelt werden.

Basierend auf diesen Erfahrungen und vor allem der beobachteten Probleme wird in Kapitel 7 die Konstruktion des ersten Prototyps eines Laser-Cantilever-Anemometers vorgestellt. Es werden die Konstruktionen und einzelnen Bauteile beschrieben. Eine anschließende Überprüfung zeigt den Betrieb im geforderten Messbereich. Im Anschluss daran werden erste vergleichende Messungen zum Hitzdraht-Anemometer vorgestellt und die Ergebnisse werden mit den in Kapitel 2 eingeführten Analyseverfahren untersucht. Für die auftretenden Abweichungen zwischen den Messverfahren wird eine Hypothese aufgestellt und diese experimentell untersucht und bestätigt.

Ein Laser-Cantilever-Anemometer zweiter Art wird in Kapitel 8 vorgestellt. Ausgehend von den in Kapitel 7 gesammelten Erkenntnissen wird das eigentliche Messelement - der Cantilever - neu entworfen und dessen Herstellungsprozess beschrieben. Dies zieht eine geometrische Änderung seiner Halterung und des

gesamten Anemometers nach sich. Dabei fließen Lösungen zur besseren Handhabung des Sensors in die Konstruktion ein. Angeregt durch die mit dem ersten Prototypen gemachten Erfahrungen wird das neue Laser-Cantilever-Anemometer zunächst bezüglich der Richtungsauflösung und der thermischen Stabilität untersucht. Basierend auf einer Diskussion dieser Ergebnisse werden vergleichende Messungen mit LCA und Hitzdraht-Anemometer sowohl in turbulenten Luft-, als auch in turbulenten Wasserströmungen durchgeführt. Dabei zeigt sich, dass die gesteckten Ziele erreicht werden konnten, jedoch auch neue Fragen aufgeworfen wurden.

Abschließend folgt in Kapitel 9 eine Zusammenfassung der Arbeit.

Kapitel 2

Beschreibung der Turbulenz

Mit der Zielsetzung, einen hochauflösenden Geschwindigkeitssensor für Experimente mit kleinskaliger Turbulenz zu entwickeln, ist direkt verbunden, dass der Prototyp neben der Charakterisierung in laminaren Strömungssituationen insbesondere in turbulenten Strömungen getestet wird. Die für die Qualifizierung dieser Messungen notwendigen Modellvorstellungen und Theorien sollen in diesem Kapitel präsentiert werden. Dabei handelt es sich größtenteils um Standard-Theorien, die in vielen Büchern über Turbulenz zu finden sind. Sie werden hier daher ohne weitere Zitate angegeben.

2.1 Navier-Stokes-Gleichung und die Ähnlichkeitshypothese

Die Grundgleichung für die Fluidodynamik ist die Navier-Stokes-Gleichung

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{u} + \vec{f}, \quad (2.1)$$

mit den Größen Geschwindigkeit \vec{u} , spezifischer Dichte ρ , Druck p und der kinematischen Viskosität ν . In \vec{f} sind übrige äußere Kraftdichten zusammengefasst. Gleichung (2.1) stellt die grundlegende Bewegungsgleichung für ein Fluid-Teilchen in einer Strömung dar. Das totale zeitliche Differential beinhaltet dabei den so genannten Advektionsterm $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u}$, welcher räumliche Änderungen der Geschwindigkeit eines Fluid-Teilchens darstellt. Die Nichtlinearität dieses Advektionsterms sowie des Drucks begründet das turbulente Verhalten einer Strömung. Diesem gegenüber stehen der Druckterm und der Dissipationsterm $\nu \Delta \vec{u}$, welcher die innere Reibungskraft aufgrund der Zähigkeit des Fluids darstellt. Ist der Dissipationsterm groß gegenüber dem Advektionsterm, werden Störungen in einer Strömung geglättet und diese verhält sich laminar. Im anderen Fall wachsen Störungen an und die Strömung wird turbulent. Das Verhältnis dieser beiden Terme, also der

Produktion zur Dissipation wird durch die dimensionslose Reynoldszahl

$$Re = \frac{U \cdot L}{\nu} = \frac{U \cdot L \cdot \rho}{\eta} \quad (2.2)$$

beschrieben. Hier ist η die dynamische Viskosität des Fluids. U und L stellen eine typische Geschwindigkeit und eine typische Länge in einer Strömungssituation dar. Zum Beispiel wäre in einem Freistrah-Experiment U die Austrittsgeschwindigkeit an der Düse und L der Düsendurchmesser. Normiert man die Größen aus Gleichung (2.1) mit diesen typischen Werten

$$\hat{t} = t \frac{u}{L}, \quad \vec{\hat{x}} = \frac{\vec{x}}{L}, \quad \hat{p} = \frac{p}{\rho u^2}, \quad \vec{\hat{u}} = \frac{\vec{u}}{u}, \quad (2.3)$$

so erhält man die dimensionslose Variante der Navier-Stokes-Gleichung

$$\frac{\partial \vec{\hat{u}}}{\partial \hat{t}} + \left(\vec{\hat{u}} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{\hat{u}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \hat{p} + \frac{1}{Re} \Delta \vec{\hat{u}} + \vec{\hat{f}}. \quad (2.4)$$

Das bedeutet, dass Strömungen, welche die gleiche Reynoldszahl aufweisen, derselben Differentialgleichung genügen. Damit verhalten sich Strömungen mit gleicher Reynoldszahl ähnlich.

Es ist also möglich, Experimente mit Wasser- und Luftströmungen direkt miteinander zu vergleichen. Ändert man in einem Experiment nur das Fluid von Luft zu Wasser, welches eine etwa 100-fach größere dynamische Viskosität und eine 1000-fach höhere Dichte als Luft besitzt, so kann bei gleicher Experiment-Geometrie die Reynoldszahl um das 10-fache gesteigert werden.

Dies ist wichtig, wenn turbulentes Verhalten über einen großen Bereich untersucht werden soll. Will man dies nur mit Luft erreichen, treten eventuell Probleme auf, da ab einer gewissen Geschwindigkeit die Luft nicht mehr als inkompressibel angenommen werden kann und Effekte von Schockwellen zu berücksichtigen sind.

Eine allgemeine analytische Lösung von Gleichung (2.1) zusammen mit der Kontinuitätsgleichung

$$\vec{\nabla} \cdot u = 0, \quad (2.5)$$

ist bis heute nicht gefunden, obwohl die Gleichungen schon seit über 150 Jahren bekannt sind und verwendet werden. Auch mit der größten, heute zur Verfügung stehenden Computer-Rechenleistung ist nur für eher moderate Reynoldszahlen eine numerische Lösung möglich. Dies liegt an der Nichtlokalität des Drucks und der Nichtlinearität des Advektionsterms. Um im Bereich großer Reynoldszahlen Berechnungen durchführen zu können, bedarf es einiger Annahmen und Modelle. Ihre Gültigkeit kann jedoch nur durch experimentelle Untersuchungen überprüft werden. Dies stellt eine weitere wichtige Motivation dieser Arbeit dar.

2.2 Modellvorstellung

Aufgrund der Schwierigkeiten bei der Berechnung turbulenter Strömungen gilt ein besonderes Interesse, insbesondere unter Physikern, einer vereinfachten Turbulenz, wie sie auch Gegenstand dieser Arbeit ist (Kapitel 7 und 8). Die Einschränkungen, welche für die Vereinfachung notwendig sind, sollen im Folgenden erläutert werden.

Es wird zunächst davon ausgegangen, dass die betrachtete Strömung *stationär* ist, ihre Mittelwerte also nicht mit der Zeit variieren. Für die Geschwindigkeit $\vec{u}(x, t)$ in einem turbulenten Feld bedeutet dies $\langle \vec{u}(x, t) \rangle = \langle \vec{u}(x) \rangle$. Daher kann die Beschreibung der Phänomene auf die Betrachtung der Fluktuationen $\vec{u}(x)' = \vec{u}(x) - \langle \vec{u}(x) \rangle$ um den Mittelwert reduziert werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Labor-Experimente können als stationär angesehen werden, da hier die mittlere Strömung hinreichend konstant gehalten werden kann, wohingegen für Freifeldmessungen dies nur für zeitliche Abschnitte richtig ist.

Des Weiteren soll idealerweise die *Isotropie* der Geschwindigkeit gelten, also eine richtungsunabhängige Betrachtung der statistischen Eigenschaften möglich sein. Die Untersuchung des Geschwindigkeitsfeldes kann somit auf eine Komponente des Geschwindigkeitsvektors beschränkt werden, ohne Informationen zu verlieren.

Die dritte Vereinfachung stellt die Annahme der *Homogenität* dar. Durch diese wird die Wahrscheinlichkeitsdichte¹ $p(u(x))$ der Geschwindigkeit unabhängig von der Position im Raum, $p(u(x)) = p(u(x + r))$.

Diese drei Bedingungen sind in einem Experiment kaum zu erfüllen; deshalb wird die Beschreibung einer Strömungssituation in einem Freistrahle sicher stark davon abhängig sein, ob man sich zentral im Strahl oder in seinem Randbereich befindet. Daher wird für die letzten beiden Einschränkungen von der *Lokalität* gesprochen. Die *lokale Homogenität* und *lokale Isotropie* bedeutet, dass diese nur für einen angrenzenden Raumbereich als erfüllt angesehen werden können. Dies macht deutlich, dass die darauf beruhenden Theorien ausschließlich für kleinskalige Turbulenz richtig greifen können.

Die geläufigste Modellvorstellung turbulenter Geschwindigkeitsfelder beruht auf der Vorstellung von L.F. Richardson [43]. Dieser hat durch Beobachtung von Wolkenstrukturen über einen langen Zeitraum die Vorstellung einer Kaskade zerfallender Wirbel entwickelt. Dabei wird davon ausgegangen, dass auf einer großen Längenskala L_0 Wirbelstrukturen erzeugt werden. Ein Beispiel dafür kann ein Zylinder sein, in dessen Nachlauf ein turbulentes Feld entsteht, welches auf der Skala des Zylinderdurchmessers mit Energie versorgt wird. Die entstandenen größten Wirbel sind instabil und zerfallen in kleinere Wirbel, an die sie ihre Energie weitergeben. Diese zerfallen wieder in kleinere und geben ihre Energie

¹An dieser Stelle sei angemerkt, dass im Folgenden, entgegen der bisherigen Bezeichnung, p die Wahrscheinlichkeitsdichte und nicht mehr den Druck beschreibt.

weiter, usw. Dieser Prozess setzt sich solange fort, bis der Einfluss der Reibung durch die Viskosität des Fluids so groß wird, dass die kleinsten Wirbel nicht mehr zerfallen, sondern ihre Energie in Wärme dissipiert. Diese kleinste Längenskala bezeichnet man als die Kolmogorov-Länge η . Da dieser Wirbelzerfall zu jeder Zeit auf allen Längenskalen erfolgt, sind in einem turbulenten Geschwindigkeitsfeld ständig Wirbel der Größe zwischen L_0 und η vorhanden.

Beim Energieübertrag in der Kaskade wird angenommen, dass für große Wirbel die Energie vollständig an die nächst kleinere Wirbelgeneration übergeben wird. Dabei ist der Übertrag zufällig und geschieht nicht notwendigerweise zu gleichen Anteilen. Ab einer gewissen Längenskala beginnt dann die Viskosität einen Einfluss zu nehmen und die Energiedissipation setzt ein, so dass nicht mehr die gesamte Energie übergeben werden kann.

Die Länge, auf der sich Energiedissipation und Energieübertrag gerade die Waage halten, bezeichnet man als die Taylor-Länge r_λ . Der Bereich zwischen L_0 und r_λ wird als Inertialbereich bezeichnet. Eine auf der Basis der Taylor-Länge r_λ definierte Reynoldszahl

$$R_\lambda = \frac{\sqrt{\langle u'^2 \rangle} r_\lambda}{\nu} \quad (2.6)$$

ist universeller als die in Gleichung (2.2) definierte Reynoldszahl Re , da hier Eigenschaften der turbulenten Strömung als Basis verwendet werden. Zwischen den beiden Reynoldszahlen gilt dabei die Beziehung $R_\lambda \propto c_\gamma \sqrt{Re}$ [22]. Der Proportionalitätsfaktor c_γ ist dabei vom Experiment abhängig.

2.3 Spektrale Betrachtungen

Ausgehend von der Modellvorstellung von Richardson [43] wird klar, dass in einem turbulenten Feld sowohl großskalige, als auch kleinskalige Wirbel vorkommen. Daraus ergibt sich ein sehr komplexes Bild, in dem zunächst keine geordneten Strukturen zu erkennen sind. Daher ist eine statistische Beschreibung solch turbulenter Felder notwendig. Die verwendeten Methoden werden in diesem Abschnitt kurz eingeführt.

2.3.1 Taylor-Hypothese

Wie zuvor erwähnt, beschreibt die Modellvorstellung der turbulenten Kaskade eine räumliche Unordnung. Bis auf die Particle Image Velocimetry, mittels derer ganze Geschwindigkeitsfelder aufgenommen werden können, dies aber in einer für Turbulenz-Untersuchungen noch zu schlechten Auflösung, stellen übrige Messverfahren Punkt-Messungen dar. Es besteht also das Problem, die an einem

²Zur Bestimmung der Taylor-Länge aus Daten siehe [2].

Raumpunkt gemessene Zeitserie der Geschwindigkeit in ein räumliches Geschwindigkeitsfeld zu übersetzen. Dazu wird die Hypothese der eingefrorenen Turbulenz nach G.I. Taylor verwendet. Diese nimmt an, dass sich turbulente Strukturen gegenüber ihrer Hauptströmung $\langle \vec{u} \rangle$ nur langsam verändern. Unter dieser Annahme kann dann eine Geschwindigkeitszeitserie in ein eindimensionales Geschwindigkeitsfeld mit

$$\vec{r} = \langle \vec{u} \rangle t \quad (2.7)$$

überführt werden. Hierbei weisen \vec{u} und \vec{r} in Richtung der Hauptströmung. Dieses Verfahren ist also nur für Strömungen geeignet, bei denen die Hauptströmungsrichtung als bekannt und konstant angenommen werden kann.

2.3.2 Das Leistungsspektrum

Mit der Idee, dass eine turbulente Strömung aus zusammengesetzten Wirbeln verschiedener Größe besteht, stellt sich die Frage, wie die Energie in einem solchen turbulenten Feld verteilt ist. Hierfür ist es zweckmäßig, das Leistungsspektrum zu ermitteln. Dazu berechnet man aus einer turbulenten Geschwindigkeitszeitreihe $u(r)$ ³ mittels Fourier-Zerlegung die Spektraldichte

$$C(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} u(r) e^{i\omega r} dr. \quad (2.8)$$

Das Leistungsspektrum $P(\omega)$ ist dann gerade das Betragsquadrat dieser Spektraldichte

$$P(\omega) = |C(\omega)|^2. \quad (2.9)$$

Treten nun in einer turbulenten Strömung Wirbel einer bestimmten Größe mit besonders großer Häufigkeit auf, wie zum Beispiel noch nicht zerfallende Karman-Wirbel in einem Zylindernachlauf, so kann man dies im Leistungsspektrum als Ausschlag bei einer bestimmten Frequenz erkennen.

2.3.3 Kolmogorovs $-5/3$ -Gesetz

Eine der berühmtesten Persönlichkeiten im Bereich der Turbulenz Forschung ist der russische Mathematiker A.N. Kolmogorov. Dieser hat für den Energietransport innerhalb der Kaskade aus statistischen Eigenschaften einer voll entwickelten und lokal isotropen, homogenen Turbulenz Hypothesen abgeleitet [27]. Sie gelten insbesondere für den Bereich sehr hoher Reynoldszahlen. Seine erste Hypothese aus dem Jahr 1941 lautet in einer Formulierung nach [19]:

³Die Zeit t wurde durch Gleichung (2.7) in r überführt.

Bei sehr hohen, jedoch nicht unendlichen Reynoldszahlen, sind alle kleinskaligen statistischen Eigenschaften einheitlich und universell bestimmt durch die Längenskala r , die Energiedissipationsrate ε und die Viskosität ν .

Eine Dimensionsbetrachtung liefert dann für das Energiespektrum E bei großen Wellenzahlen k den Zusammenhang

$$E(k) = \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} F(\eta k), \quad (2.10)$$

mit einer universellen, dimensionslosen Funktion $F(\cdot)$ eines dimensionslosen Arguments.

Nach Pao [34][38] ist der Verlauf des Energiespektrums in den Dissipationsbereich hinein erweitert worden

$$E(k) \propto C_1 k^{-5/3} \exp(-3/2 C_2 k^{4/3}), \quad (2.11)$$

mit anzupassenden Parametern C_1 und C_2 .

2.3.4 Die Autokorrelation

Die Autokorrelationsfunktion ist ein Maß für die Korrelation zwischen den Werten einer Zeitreihe und ist gegeben durch

$$K(s) = \langle u(r)u(r+s) \rangle. \quad (2.12)$$

Unter der Annahme, dass die Autokorrelationsfunktion gegen 0 konvergiert, kann aus ihr eine typische turbulente Länge berechnet werden

$$L = \frac{1}{\langle u(r)^2 \rangle} \int_0^\infty K(s) ds. \quad (2.13)$$

L bezeichnet man als die sogenannte integrale Länge [22]. Sie ist ein Maß für die größten zusammenhängenden Wirbel in einer turbulenten Strömung.

Mit Gleichung (2.8) kann man Gleichung (2.12) auch schreiben als

$$K(s) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \langle C^*(\omega)C(\omega') \rangle e^{ir(\omega-\omega')} e^{is\omega} d\omega d\omega'. \quad (2.14)$$

Für isotrope, homogene und stationäre Turbulenz hängt $K(s)$ nicht von r ab; das ist gerade dann richtig, wenn gilt

$$\langle C^*(\omega)C(\omega') \rangle = \langle |C(\omega)|^2 \rangle \delta(\omega - \omega'), \quad (2.15)$$

womit man die Wiener-Chintschin-Relation [39]

$$K(s) = \int_{-\infty}^{\infty} \langle |C(\omega)|^2 \rangle e^{i s \omega} \quad (2.16)$$

erhält. Damit ist die Autokorrelation nur eine andere Darstellung des Leistungsspektrums. Welche Darstellung geeigneter ist, hängt stark von der zu betrachtenden Fragestellung ab. Siehe dazu z.B. [49].

2.4 Statistische Betrachtung

2.4.1 Momente

Bei der statistischen Behandlung turbulenter Felder kann die Geschwindigkeit $\vec{u}(\vec{r}, t)$ als Zufallsgröße betrachtet werden. Die Wahrscheinlichkeit W , dass am Ort \vec{r} zur Zeit t die Geschwindigkeit \vec{u} in einem bestimmten Intervall $d\vec{u}$ vorliegt, erhält man, indem über die Wahrscheinlichkeitsdichte integriert wird

$$W = \int_{u_i}^{u_i + du_i} p(\vec{u}, \vec{r}, t) d\vec{u}, \quad (2.17)$$

mit der Normierungsbedingung

$$1 = \int_{-\infty}^{\infty} p(\vec{u}, \vec{r}, t) d\vec{u}. \quad (2.18)$$

Die Erwartungswerte oder Momente einer Geschwindigkeit mit den Komponenten u_i , mit $i = 1, 2, 3$ sind dann gegeben durch

$$\langle u_i(\vec{r}, t)^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} u_i(\vec{r}, t)^n p(\vec{u}, \vec{r}, t) du_i. \quad (2.19)$$

Wie zuvor schon bei der Taylor-Hypothese beschrieben, kann man sich die Geschwindigkeit aus einer mittleren Hauptgeschwindigkeit $\langle \vec{u} \rangle$ und einer Fluktuation \vec{u}' zusammengesetzt vorstellen. Die Erwartungswerte für diese Schwankungen $u'_i = u_i - \langle u_i \rangle$ heißen zentrale Momente.

Wie man durch Einsetzen in Gleichung (2.19) leicht sehen kann, muss das erste zentrale Moment verschwinden. Das zweite zentrale Moment stellt die Standardabweichung der Verteilung der Geschwindigkeiten dar und beschreibt somit ihre Breite. Das dritte Moment liefert die Information über die Schiefheit einer Verteilung und das vierte Moment beschreibt die Flachheit.

2.4.2 Geschwindigkeitsinkrement

Basierend auf der Eigenschaft der lokal isotropen und homogenen Turbulenz sind nur noch räumlich relative Unterschiede in der Geschwindigkeit von Interesse. Näheres dazu ist in [22] nachzulesen.

Im Folgenden wird sich auf die Betrachtung in einer Dimension beschränkt, da in dieser Arbeit ausschließlich Messungen einer Geschwindigkeitskomponente durchgeführt wurden. Das Geschwindigkeitsinkrement ist damit durch

$$v(r) = u(r) - u(r + r') \quad (2.20)$$

beschrieben. Ein wesentlicher Effekt der Inkrementbildung ist, dass Mittelwerte eliminiert werden und so einzig und allein Fluktuationen betrachtet werden.

2.4.3 Strukturfunktionen

Die zuvor beschriebenen Momente können nun auch für die Geschwindigkeitsinkremente berechnet werden. Gleichung (2.19) wird damit zu

$$S^n(v(r)) = \langle v(r)^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} v(r)^n p(v(r), r) dv(r). \quad (2.21)$$

Die Funktionen S^n bezeichnet man als Strukturfunktionen n -ten Grades⁴.

Nach der Theorie von Kolmogorov [27] muss für stationäre Turbulenz die Energie, welche auf großen Skalen dem Strömungssystem zugeführt wird und auf kleinen Skalen mit der Energiedissipationsrate⁵ ε in Wärme dissipiert, aufgrund der Energieerhaltung der Energietransferrate⁶ ε von zerfallendem zu entstehendem Wirbel entsprechen. Im Inertialbereich, also auf den Längenskalen zwischen der integralen Länge und der Taylorschen Mikrolänge r_λ , hängen die Strukturfunktionen nach Kolmogorov nur von der Längenskala r und der Energietransferrate ε ab. Durch eine Dimensionsanalyse gelangt man zu dem Ausdruck

$$S^n(r) \propto \langle \varepsilon^{\frac{n}{3}} \rangle r^{\frac{n}{3}}. \quad (2.22)$$

Mit der Annahme, dass die Energietransferrate ε im Gültigkeitsbereich der Theorie konstant ist, ergibt sich die n -te Strukturfunktion als direkt proportional zur ξ -ten Potenz der Längenskala. $\xi_n = n/3$ wird daher als Skalensexponent bezeichnet.

⁴In dieser Arbeit werden die Strukturfunktionen von $|v(r)|$ betrachtet.

⁵Auf der Skala η pro Zeit in Wärme dissipierte Energiemenge.

⁶Die pro Zeit von einem zerfallenden Wirbel an dessen Tochterwirbel weitergegebene Energiemenge.

In dieser Theorie wird davon ausgegangen, dass die Energietransferrate konstant ist. Diese Annahme ist aber eher unwahrscheinlich, da es sich bei dem Zerfall turbulenter Wirbel um einen zufälligen Prozess handelt. Vielmehr muss davon ausgegangen werden, dass zwar die Gesamtenergie beim Zerfallen der großen Wirbel erhalten bleibt, aber diese ihre Energie nicht zu gleichen Teilen an die kleineren Wirbel abgeben, sondern eine zufällige Verteilung von ε vorliegt [30]. Ein einfacher Ansatz eines solchen Zufallsprozesses ist es, dass ihr logarithmierter Wert einer Gaußverteilung folgt, siehe [19]. Dieses bezeichnet man auch als Intermittenz.

Mit Hilfe dieser Erkenntnis kann man nun die Energietransferrate ε neu berechnen, und es ergibt sich für den Skalenexponenten der Zusammenhang, der auch als Kolmogorov 62 [28] bezeichnet wird

$$\xi_n = \frac{n}{3} - \frac{\mu}{18}n(n-3), \quad (2.23)$$

wobei μ einen Intermittenzfaktor darstellt, der aus dem Experiment zu bestimmen ist. Der Intermittenzkorrektur kommt eine besondere Bedeutung bei der Untersuchung der Turbulenz zu. Würde Kolmogorovs Theorie von 1941 für eine Beschreibung ausreichen, so entspräche dies forminvarianter (z.B. nur gaußförmiger) Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen auf allen Skalen. Damit könnte die Turbulenz durch ein Gauß-Feld beschrieben werden, dessen Behandlung bekannt ist. Somit könnten alle Strukturfunktionen prinzipiell bestimmt werden, was einer kompletten Beschreibung gleichzusetzen ist. Die durch die Intermittenz notwendige Korrektur bedeutet, dass sich die Wahrscheinlichkeit mit der Skala ändert. Diese Abweichungen gegenüber einem reinen Gauß-Feld machen die Schwierigkeiten bei der Beschreibung der Turbulenz aus. Um alle Strukturfunktionen zumindest prinzipiell bestimmen zu können, müsste auch der Verlauf der Wahrscheinlichkeitsdichten in Abhängigkeit der Skala bekannt sein.

Ein Problem stellt in Gleichung (2.23) die Tatsache dar, dass ξ_n für große n negativ wird [19]. Dies ist in der Praxis aber weniger von Bedeutung, da für $n > 8$ eine genaue Bestimmung der Strukturfunktionen sehr fraglich ist, siehe dazu [36][42]. Bereits einzelne Störereignisse können in einer Messung durch die großen Exponenten eine derart starke Gewichtung bekommen, dass sie die gesamte Strukturfunktion dominieren. Darüber hinaus wächst für große n die benötigte Zahl der Geschwindigkeitswerte stark an, was eine Schwierigkeit bei der Erfassung der Messwerte darstellt. Für Skalen unterhalb der Taylorschen Mikrolänge wird für die zweite Strukturfunktion ein Skalenexponent von $\xi_2 = 2$ erwartet [35].

In realen Experimenten zeigt sich, dass das Skalierungsverhalten der Strukturfunktionen nicht besonders deutlich ausgeprägt ist. Kolmogorov selbst macht in seiner Arbeit von 1941 nur explizite Angaben zu der zweiten und dritten Strukturfunktion. Daher wird die Frage, ob ein Skalierungsverhalten vorliegt oder nicht, bis heute viel diskutiert. Die Unsicherheit in der experimentellen Bestimmung der höheren Strukturfunktionen, sowohl bezüglich der Anzahl der Messwerte, als

auch durch Fehler der Messtechnik, lässt keine eindeutige Aussage zu, ob das lognormal Modell von Kolmogorov korrekt ist, oder andere Modelle wie das β -Modell oder das log-Poisson-Modell. Eine ausführliche Diskussion der Modelle und der Problematik der Skalierung ist in [19] zu finden.

Um dennoch den Skalensexponenten μ bestimmen zu können haben Benzi et al. in [5] ein Verfahren vorgestellt, welches den Skalierungsbereich der Strukturfunktionen erweitert. Bei dieser Extended Self Similarity (ESS) erhält man beim doppellogarithmischen Auftragen zweier Strukturfunktionen n_i, n_j gegeneinander einen linearen Bereich, dessen Steigung durch das Verhältnis der Skalensexponenten ξ_{n_i}/ξ_{n_j} gegeben ist.

Wie leicht aus Gleichung (2.23) zu entnehmen ist, gilt für den Skalensexponenten der dritten Strukturfunktion $\xi_3 = 1$. Eine Eigenschaft, die aus der Theorie abgeleitet wird und im Experiment weniger eindeutig zu erkennen ist. Unter der Annahme der Gültigkeit trägt man in der Regel die übrigen Strukturfunktionen gegen S^3 auf, wodurch der Skalensexponent als Steigung direkt abgelesen werden kann.

2.4.4 Wahrscheinlichkeitsverteilungen

Die zuvor beschriebenen Unsicherheiten in der Bestimmung der Strukturfunktionen begründen den Bedarf einer genaueren Betrachtung der Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente selbst. Dies geschieht hier durch eine Methode, die von Castaing et al. entwickelt wurde [13]. Es handelt sich um einen Ansatz, die Form der Geschwindigkeitsinkrement-Verteilung auf den verschiedenen Längenskalen zu beschreiben. Ohne die Annahme über Skalenverhalten wird die Theorie von Kolmogorov 62 in eine Darstellung von $p(v(r))$ überführt.

Unter der Voraussetzung, dass die Energietransferrate ε für eine Längenskala r konstant ist, soll die Verteilungsfunktion der Geschwindigkeitsinkremente $v(r)$ normalverteilt sein

$$P_\varepsilon(v(r)) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-v(r)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (2.24)$$

Nach einer Dimensionsanalyse wie in Kolmogorov 41 kann für die Standardabweichung σ der Ansatz

$$\sigma(\varepsilon, r) = \varepsilon^{1/3} r^{1/3} \quad (2.25)$$

gemacht werden. Unter Berücksichtigung von K62 ist die Energietransferrate aber nicht normal, sondern lognormal verteilt, um der Intermittenz gerecht zu werden. Damit ist $\varepsilon^{1/3}$ ebenfalls lognormal verteilt. Für die Standardabweichung aus Gleichung (2.25) gilt dann

$$P_\lambda(\sigma)d\sigma = \frac{1}{\lambda\sqrt{2\pi}} \exp\left(\frac{-\ln^2(\sigma/\sigma_0)}{2\lambda^2}\right) d\ln\sigma. \quad (2.26)$$

Hier stellt λ einen Parameter dar, welcher die Stärke der Intermittenz repräsentiert. Insgesamt ergibt sich dann für die Verteilungen der Geschwindigkeitsinkremente

$$P(v(r)) = \frac{1}{2\pi\lambda} \int \exp\left(\frac{-\ln^2(\sigma/\sigma_0)}{2\lambda^2}\right) \exp\left(\frac{-v(r)^2}{2\sigma^2}(1+\gamma)\right) \frac{d\ln\sigma}{\sigma} \quad (2.27)$$

$$\gamma = a_s \frac{v(r)/\sigma}{\sqrt{1 - (v(r)/\sigma)^2}}. \quad (2.28)$$

γ repräsentiert eine mögliche Asymmetrie in den Verteilungen. Ohne γ würden die ungeraden Momente der Verteilungen verschwinden, was als unphysikalisch anzusehen wäre. Der Parameter a_s ist der sogenannte *Skewness-Faktor*, der rein empirisch gefunden wird.

Die Verteilungen der Geschwindigkeitsinkremente für verschiedene Längenskalen kann demnach durch eine Überlagerung von Gaußverteilungen mit lognormalverteilter Varianz beschrieben werden. Da λ von der Längenskala abhängt, steht mit $\lambda(r)$ also ein Parameter zur Charakterisierung der Form der Verteilungen zur Verfügung.

Aus Gleichung (2.27) folgt $\sigma^2 = \langle v(r)^2 \rangle$ und $\lambda^2 = \langle \ln^2 \sigma \rangle$. Nach Kolmogorov 41 gilt auch $\langle v(r)^2 \rangle = \varepsilon r^{2/3}$, woraus für λ folgt

$$\langle \ln^2 \varepsilon \rangle = 9\lambda^2. \quad (2.29)$$

Berücksichtigt man noch die Intermittenzkorrektur nach Kolmogorov 62, so gilt für den Formparameter der Zusammenhang

$$9\lambda^2 = \lambda_0 - \mu \ln r. \quad (2.30)$$

Obwohl keinerlei Skalierungsverhalten vorausgesetzt wurde, bzw. nötig war, um eine Parametrisierung der Geschwindigkeitsinkrement-Verteilungen vorzunehmen, enthält dieses Verfahren also implizit die Möglichkeit, vorhandenes Skalierungsverhalten zu erkennen, da $\lambda^2 \propto \ln(S^n)$.

Eine alternative Bestimmung des Formparameters λ wird in [4] vorgestellt, was hier aber nicht im Detail vorgeführt wird. Die Idee besteht darin, die Momente einer Gauss-Verteilung mit denen einer Lognormal-Verteilung in Beziehung zu setzen, was für λ in

$$\lambda^2 = \ln\left(\frac{\langle v(r)^4 \rangle}{3\langle v(r)^2 \rangle^2}\right) \quad (2.31)$$

resultiert. Damit kann λ auch direkt aus den Messdaten berechnet werden, während Gleichung (2.27) nicht analytisch gelöst werden kann und numerisch integriert werden muss.

Dass die beiden Verfahren jedoch nicht vollkommen äquivalent sind, ist in Abbildung 2.1 exemplarisch an einer Geschwindigkeitsinkrement-Verteilung gezeigt.

Das Verfahren nach Gleichung (2.27) ist hauptsächlich sensitiv für den zentralen Bereich der Verteilung, während ihre Flügel keine starke Gewichtung bringen. Diese werden jedoch gerade mit dem Verfahren aus Gleichung (2.31) richtig wiedergegeben, während hier die Spitze der Verteilung unterrepräsentiert ist.

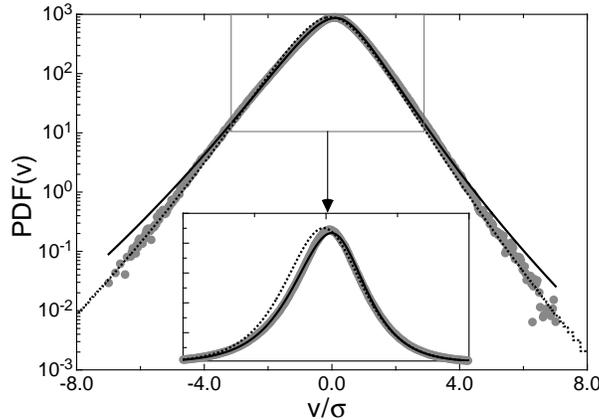


Abbildung 2.1: Vergleich des Fit-Verhaltens der Methode nach [13] (durchgezogene Linie) und nach [4] (durchbrochene Linie). Das Maximum der Verteilung ist in der Vergrößerung linear in y dargestellt.

In Abbildung 2.1 ist die Bedeutung der Intermittenz für die Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente zu sehen. Die Abweichungen gegenüber einer Normalverteilung sind derart, dass sehr kleine und sehr große Inkremente häufiger auftreten, wohingegen Inkremente mittlerer Größenordnung seltener vertreten sind.

2.5 Wahrscheinlichkeitsbeschreibung

Nachdem nun die Wahrscheinlichkeiten eingeführt wurden, soll jetzt eine Untersuchungsmethode betrachtet werden, mittels derer nicht die Geschwindigkeit, bzw. die Geschwindigkeitsinkremente selbst, sondern der Verlauf ihrer Wahrscheinlichkeitsverteilungen in der Kaskade beschrieben werden kann. Der Formalismus hierfür beruht auf der Theorie der Markov-Prozesse und soll im Folgenden vorgestellt werden. Detaillierte Beschreibungen dazu sind in [39][44][42] zu finden.

2.5.1 Notation

Um den Formalismus übersichtlicher erscheinen zu lassen, soll hier abweichend von den vorherigen Bezeichnungen eine kürzere Notation eingeführt werden. Das Geschwindigkeitsinkrement $v(r_i)$ auf der Skala r_i wird nun vereinfacht mit v_i

bezeichnet. Damit schreibt sich die Verbundwahrscheinlichkeit zu

$$p(v_1, r_1; v_2, r_1; \dots; v_N, r_N). \quad (2.32)$$

Bei Prozessen mit einer Verlaufsrichtung, wie sie in der turbulenten Kaskade zu erwarten ist, ist auch die bedingte Wahrscheinlichkeit von Bedeutung. Damit ist gemeint, wie groß die Wahrscheinlichkeit ist, einen Zustand (v_1, r_1) zu erreichen unter der Bedingung, dass vorher der Zustand (v_2, r_2) vorgelegen hat

$$p(v_1, r_1 | v_2, r_2) = \frac{p(v_1, r_1; v_2, r_2)}{p(v_2, r_2)}. \quad (2.33)$$

Dem Prozess der zerfallenden Wirbel nach Richardson und der daraus folgenden Prozessrichtung zu kleinen Skalen hin, wird genüge getan, indem die Bedingung $r_N > r_{N-1} > \dots > r_2 > r_1$ eingehalten wird. Eine Verallgemeinerung dieser Übergangswahrscheinlichkeit schreibt sich zu

$$p(v_1, r_1 | v_2, r_2; v_3, r_3; \dots; v_N, r_N) = \frac{p(v_1, r_1; v_2, r_2; v_3, r_3; \dots; v_N, r_N)}{p(v_2, r_2; v_3, r_3; \dots; v_N, r_N)}. \quad (2.34)$$

Die Wahrscheinlichkeit, auf der Skala r_i das Geschwindigkeitsinkrement v_i zu finden, ist also gegeben durch die Wahrscheinlichkeit eines vorherigen Zustandes (v_{i+j}, r_{i+j}) und der Übergangswahrscheinlichkeit von $j \rightarrow i$

$$p(v_i, r_i) = \int_{-\infty}^{\infty} p(v_i, r_i | v_{i+j}, r_{i+j}) \cdot p(v_{i+j}, r_{i+j}) dv_{i+j}. \quad (2.35)$$

2.5.2 Markov-Prozesse

Prozesse, die Markov-Eigenschaften besitzen, haben kein Langzeitgedächtnis. Die Wahrscheinlichkeit eines Zustandes hängt nur vom direkt vorherigen Zustand ab

$$p(v_1, r_1 | v_2, r_2; v_3, r_3; \dots; v_N, r_N) = p(v_1, r_1 | v_2, r_2). \quad (2.36)$$

Damit zerfällt die Verbundwahrscheinlichkeit in Produkte einfacher Übergangswahrscheinlichkeiten

$$p(v_1, r_1; v_2, r_1; \dots; v_N, r_N) = p(v_N, r_N) \cdot \prod_{i=1}^{N-1} p(v_i, r_i | v_{i+1}, r_{i+1}). \quad (2.37)$$

2.5.3 Fokker-Planck-Gleichung

Eine vollständige Wahrscheinlichkeitsbeschreibung der bedingten Wahrscheinlichkeit kann mit Hilfe der Master-Gleichung geschehen [39]. Für Prozesse, die

Markov-Eigenschaften aufweisen, kann diese Master-Gleichung über eine Taylor-Reihe in eine sogenannte Kramers-Moyal-Entwicklung überführt werden

$$-r \frac{\partial}{\partial r} p(v, r | v_0, r_0) = \sum_{k=1}^{\infty} \left(-\frac{\partial}{\partial v} \right)^k D_k(v, r) p(v, r | v_0, r_0). \quad (2.38)$$

Das negative Vorzeichen auf der linken Seite von Gleichung (2.38) liegt begründet in der turbulenten Kaskade nach Richardson, in der größere Wirbel in kleinere zerfallen und stellt damit die Prozessrichtung dar. Die Kramers-Moyal-Koeffizienten sind dabei definiert als der Grenzwert der bedingten Momente $M_k(v, r, \Delta r)$ für $\Delta r \rightarrow 0$

$$D_k(v, r) = \lim_{\Delta r \rightarrow 0} M_k(v, r, \Delta r), \quad (2.39)$$

$$M_k(v, r, \Delta r) = \frac{r}{k! \Delta r} \int_{-\infty}^{+\infty} (\hat{v} - v)^k p(\hat{v}, r - \Delta r | v, r) d\hat{v}. \quad (2.40)$$

Für den Fall, dass $D_4(v, r)$ verschwindet, kann nach einem Theorem von Pawula die Kramers-Moyal-Entwicklung nach dem zweiten Term abgebrochen werden. In diesem Spezialfall wird Gleichung (2.38) zur so genannten Fokker-Planck-Gleichung

$$-r \frac{\partial}{\partial r} p(v, r | v_0, r_0) = \left\{ -\frac{\partial}{\partial v} D_1(v, r) + \frac{\partial^2}{\partial v^2} D_2(v, r) \right\} p(v, r | v_0, r_0). \quad (2.41)$$

Die Wahrscheinlichkeitsdichte $p(v, r)$ genügt dabei derselben Gleichung

$$-r \frac{\partial}{\partial r} p(v, r) = \left\{ -\frac{\partial}{\partial v} D_1(v, r) + \frac{\partial^2}{\partial v^2} D_2(v, r) \right\} p(v, r). \quad (2.42)$$

Die Fokker-Planck-Gleichung stellt eine partielle Differentialgleichung für $p(v, r)$, bzw. $p(v, r | v_0, r_0)$ und beschreibt ihre Entwicklung von großen zu kleinen Skalen.

Man kann sie in eine Langevin-Gleichung überführen, welche eine gewöhnliche Differentialgleichung für die Zustandsvariable des stochastischen Prozesses ist. Geschrieben mit den Koeffizienten von oben lautet sie in Ito-Form⁷

$$-r \frac{\partial}{\partial r} v(r) = D_1(v, r) + \sqrt{D_2(v, r)} \Gamma(r), \quad (2.43)$$

mit $\Gamma(r)$ als δ -korreliertes weisses Rauschen (Wiener-Prozess). In dieser Darstellung kann man D_1 als den Determinismus beschreibenden Drift-Koeffizienten und D_2 als Diffusions-Koeffizienten betrachten. Damit liefert D_2 eine Information, ob in einem Prozess additives, oder multiplikatives Rauschen vorliegt, d.h. $D_2 = const.$, bzw. $D_2 = f(v)$. Diese Eigenschaft wird später genutzt, um das neue Messverfahren der Laser-Cantilever-Anemometrie mit der Hitzdraht-Anemometrie zu vergleichen.

⁷Näheres dazu ist in [44] zu finden.

2.6 Bewertung der einzelnen Untersuchungsmethoden

Die in diesem Kapitel aufgezeigten Untersuchungsmethoden sind zum Teil phänomenologisch gefunden worden und werden durch experimentelle Untersuchungen verifiziert. Bei den Strukturfunktionen wurde bemerkt, dass durchaus kontrovers diskutiert wird, ob Skalenverhalten vorliegt, oder dies zum Teil durch Eigenschaften der Messtechnik erzeugt wird. Von daher können weder Theorie, noch Experiment unabhängig voneinander betrachtet werden, sie bedingen einander. Unter diesem Gesichtspunkt sollen in Kapitel 7 und 8 diese Untersuchungsmethoden verwendet werden, um die Qualität des hier vorzustellenden Geschwindigkeitsensors gegenüber einem etablierten Messverfahren abzugrenzen. Daher soll an dieser Stelle eine kritische Betrachtung der Wertigkeit der Untersuchungsmethoden diskutiert werden.

Die Betrachtung der Leistungsspektren kann in der Regel nicht mehr als eine erste Einschätzung der gemessenen Daten sein. Wie sich in Kapitel 7 zeigen wird, können Messungen anhand von Spektraluntersuchungen nicht vollständig charakterisiert werden, da trotz sehr ähnlicher Leistungsspektren weitergehende Methoden auf der Basis von verschiedenen Längenskalen in der Kaskade deutliche Abweichungen zeigen.

Eine Charakterisierung mittels Strukturfunktionen kann zur Beschreibung der Symmetrie- und Breitereigenschaften der Verteilungen genutzt werden. Eine Bestimmung des Skalenexponenten ist im Allgemeinen aufgrund des kleinen Skalierungsbereichs sehr unsicher. Insbesondere Strukturfunktionen höheren Grades können aufgrund der zuvor beschriebenen Unsicherheit nicht als Charakteristikum verwendet werden.

Die Erweiterung der Strukturfunktionen durch die Extended Self Similarity Methode liefert zwar gute Ergebnisse bei der Bestimmung der Skalenexponenten, jedoch ist diese Methode so unempfindlich, dass sie streng genommen nur als Ausschluss-Methode angesehen werden kann.

Die Betrachtung der Verteilungen der Geschwindigkeitsinkremente liefert gute und stabile Ergebnisse. Zwei unabhängige Parametrisierungsverfahren liefern außerdem eine weitere Absicherung der Ergebnisse. Nichtsdestotrotz kann keines der beiden Verfahren eine vollständige Beschreibung der Verteilungen liefern.

Die recht neue Methode der Fokker-Planck-Analyse scheint zur Zeit das empfindlichste und universellste Charakterisierungsverfahren zu sein. Mit ihr können auch Transitionsbereiche in der Turbulenz richtig beschrieben werden, in denen die klassischen Untersuchungsverfahren teilweise scheitern, siehe dazu [32] [33]. Zusätzlich ist die Kenntnis aller Verteilungen und ihrer Entwicklung äquivalent mit der Kenntnis aller Momente und stellt so die Mächtigkeit dieses Verfahrens dar.

Kapitel 3

Hitzdraht-Anemometrie

Auch heute noch haben moderne Rechner noch nicht die Rechenleistung erreicht, um voll turbulente Strömungen zu simulieren. Alle Simulationen bewegen sich daher im unteren Reynoldszahlen-Bereich. Die Hypothesen von Kolmogorov z.B. gelten aber gerade für den Bereich sehr hoher Reynolds-Zahlen, so dass immer noch Experimente die einzige Grundlage zur Überprüfung darstellen.

Durch die Anforderung an Stationarität, Homogenität und Isotropie scheiden in der Regel natürliche Strömungen aus, da hier diese Bedingungen nicht genügend kontrolliert werden können. Daher werden im Allgemeinen turbulente Strömungen in Labor-Experimenten erzeugt. Diesen künstlichen Strömungen ist gemein, dass sie kleinskalige Turbulenz enthalten. Diese Eigenschaft stellt besondere Anforderungen an die Messtechnik. Um die kleinsten Skalen in einem Geschwindigkeitsfeld auflösen zu können, müssen Sensoren eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung besitzen.

Die am weitesten entwickelte Methode, die diesen Anforderungen vor allem in der zeitlichen Auflösung genügt, ist die Hitzdraht-Anemometrie. Bereits Anfang des 20. Jahrhunderts entwickelt [25], ist die Hitzdraht-Anemometrie immer weiter verfeinert und verbessert worden [12] [53] [16].

Daher dient sie in dieser Arbeit als Vergleichs-Messmethode zur Einschätzung der mit dem hier vorzustellenden Anemometer gemachten Messungen. Ihre Funktionsweise soll in diesem Kapitel beschrieben werden.

3.1 Messprinzip

Zur Messung von Geschwindigkeitsschwankungen in turbulenten Gasströmungen werden dünne, elektrisch geheizte Drähte aus Platin, Wolfram, oder speziellen Legierungen dieser beiden Metalle verwendet. Durch den elektrischen Strom beheizt, werden sie in einer Strömung in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit mehr oder weniger stark gekühlt. Diese Drähte haben typischerweise einen

Durchmesser von $1\mu m$ bis $5\mu m$ und eine Länge von $0,5mm$ bis $2mm$ und werden zwischen zwei elektrisch leitenden Nadeln gespannt, siehe Abbildung 3.1.

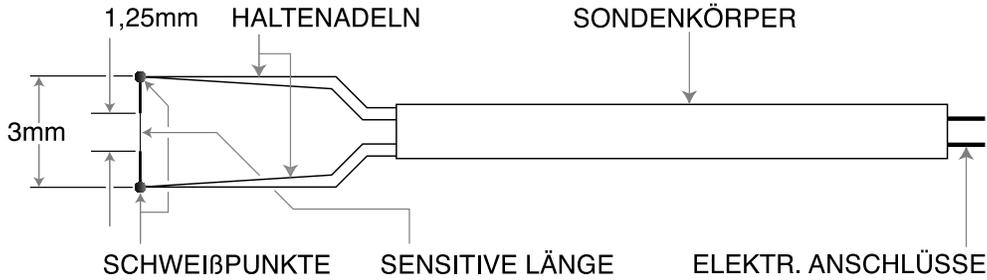


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer Hitzdraht-Sonde nach dem Typ 55P01 von Dantec Dynamics, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurde.

Ein direkter, theoretischer Zusammenhang zwischen der elektrischen Heizung und den Strömungsbedingungen ist bis heute noch nicht gefunden worden. Eine praktikable Beschreibung des Zusammenhangs geht auf eine Theorie von King [25] zurück. Dieser verbindet die pro Zeit vom Hitzdraht konvektiv abgegebene Wärmemenge \dot{Q} mit dem Massenfluss des strömenden Fluids $\rho \cdot u$ und der Temperaturdifferenz zwischen Sensor und Fluid $\Theta = T_S - T_F$ über den Zusammenhang

$$\dot{Q} = \left(c_1 + c_2 (\rho \cdot u)^{1/n} \right) \Theta, \quad (3.1)$$

mit den Konstanten c_1 und c_2 , welche experimentell zu ermitteln sind. Für n findet man einen ungefähren Wert von 2.

Die pro Zeit von der Strömung abtransportierte Wärmemenge \dot{Q} wird durch die elektrische Heizung kompensiert. Die dafür nötige elektrische Leistung ist gegeben durch

$$P = I^2 \cdot R_S, \quad (3.2)$$

mit dem Sensor durchfließenden Strom I und seinem Widerstand R_S bei der Temperatur T_S . Unter der Annahme, dass der Wärmeverlust über Strahlung und Wärmeleitung in die Nadeln gegenüber dem konvektiven Wärmetransport zu vernachlässigen ist, ergibt sich dann für Gleichung (3.1)

$$I^2 \cdot R_S = \left(c_1 + c_2 (\rho \cdot u)^{1/n} \right) \Theta. \quad (3.3)$$

Die Bestimmung der elektrischen Leistung $P = I^2 \cdot R_S$ erlaubt also die Bestimmung der Fluidgeschwindigkeit u über die Proportionalität $P \propto u^{1/n}$.

Da sich der Widerstand des Hitzdrahtes natürlich mit seiner Temperatur T_S ändert und diese sich mit der Stromstärke I , ist eine direkte Bestimmung der elektrischen Leistung kompliziert. Daher werden Hitzdraht-Anemometer auf zwei

unterschiedliche Art und Weisen betrieben. Entweder wird die Stromstärke I konstant gehalten, dann gibt die Änderung von R_S die gewünschten Information über die Geschwindigkeit u oder es wird die Temperatur T_S und damit der Widerstand R_S konstant gehalten, dann liefert der benötigte Strom I die Geschwindigkeitsinformation.

Für Messungen von Geschwindigkeiten hat sich die so genannte Konstant-Temperatur-Methode als effizienter erwiesen. Auf sie soll im folgenden Teil eingegangen werden.

3.2 Konstant-Temperatur-Modus

Im Konstant-Temperatur-Modus, wird der Hitzdraht als ein Widerstand in einer Wheatstoneschen Brückenschaltung verwendet, wie sie in Abbildung 3.2 zu sehen ist.

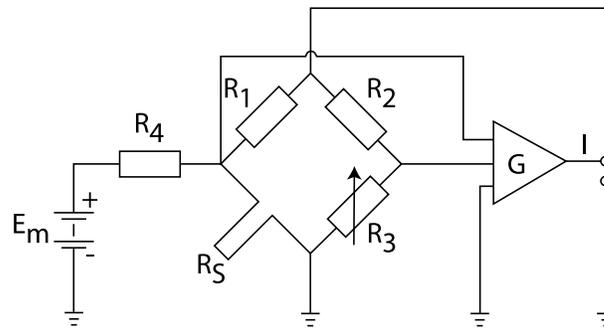


Abbildung 3.2: Prinzipielle Schaltung eines Hitzdraht-Anemometers im Konstant-Temperatur-Modus.

Ein Abgleich des Brückenstroms, um den Sensor auf konstanter Temperatur zu halten, erfolgt in diesem Anemometer-Typ automatisch. Ein Regelkreis sorgt dafür, dass der Sensorstrom I genau so eingestellt wird, dass der Sensorwiderstand R_S unabhängig von der Kühlrate durch das Fluid konstant gehalten wird. Bei einer Änderung der Strömungsgeschwindigkeit und damit der Kühlrate kommt die Brücke aus dem Gleichgewicht. Die über den Diagonalpunkten der Brücke abfallende Differenzspannung erhöht den Strom dann soweit, bis der Abgleich wieder hergestellt ist.

In der Regel wird nicht der Brückenstrom, sondern die Brückenspannung als Ausgangssignal zur Verfügung gestellt. Nach Gleichung (3.1) ist das Ausgangssignal dann gerade $\propto u^{1/4}$. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 3.3 für eine durchgeführte Kalibrier-Messung des Anemometers zu sehen.

Es ist deutlich zu erkennen, dass das Hitzdraht-Anemometer seine größten Signalschwankungen bei kleinen Geschwindigkeiten aufweist und zu größer wer-

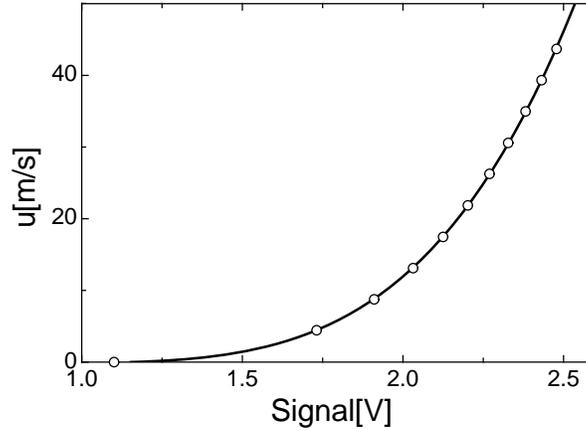


Abbildung 3.3: Gemessene Kalibrierkurve des Hitzdraht-Anemometers mit einem Fit der Daten nach King [25].

denden Geschwindigkeiten hin immer unempfindlicher wird. Der Auflösung zu kleinen Geschwindigkeiten hin sind jedoch Grenzen gesetzt, da bei zu kleinen Geschwindigkeiten der durch den heißen Draht erzeugte thermische Auftrieb die Messung stört.

Die Frequenz-Antwort einer Hitzdraht-Sonde ist seit 1962 immer wieder untersucht und diskutiert worden, mehrere Zitate hierzu sind in Kapitel 2.3.3.1 [12] zu finden.

Nach [22] gilt für die Zeitkonstante τ eines Hitzdraht-Anemometers im Konstant-Temperatur-Modus der Zusammenhang

$$\tau = \frac{m \cdot c}{2 \cdot I^2 \cdot R_0 \cdot R_S \cdot \alpha \cdot g}, \quad (3.4)$$

mit der Sensormasse m , der Wärmekapazität bzw. dem Widerstandstemperaturkoeffizienten c und α , sowie g als einem Maß für die Geschwindigkeit des Regelkreises. Der Nenner hängt in diesem Fall von $I^2 \cdot R_S$ ab, was proportional zu $u^{1/n}$ ist. Damit sinkt die Zeitkonstante mit zunehmender Strömungsgeschwindigkeit ab und die Grenzfrequenz, bis zu der Geschwindigkeiten trägheitslos gemessen werden können, steigt an.

Durch die verschiedenen Typen von Hitzdraht-Anemometern, sowie die große Zahl der möglichen Sonden, ist eine allgemeine Angabe der Grenzfrequenzen nicht möglich. Für den hier verwendeten Sondentyp gibt der Hersteller bei einer Strömungsgeschwindigkeit von 10m/s eine Grenzfrequenz von 10kHz an mit einem Abfall um 3dB und einem Phasenversatz von -65° bei 70kHz [12].

3.2.1 Richtungsempfindlichkeit

Für den idealisierten Fall eines unendlich lang ausgedehnten, zylindrischen Sensors mit gleicher Temperatur über der gesamten Länge liefert nur die Strömungskomponente senkrecht zur Sensor-Achse eine Änderung im Signal. Dies kann so erklärt werden, dass andere Geschwindigkeitskomponenten nur eine Verschiebung der Temperatur parallel zur Sensor-Achse bewirken. Da diese jedoch überall gleich ist, ändert sich das Signal nicht.

Aufgrund der Rotationssymmetrie kann nicht unterschieden werden, aus welcher Richtung der unendlich lange Hitzdraht senkrecht angeströmt wird. Dies führt dazu, dass ein periodisch schwankendes Geschwindigkeitsfeld der Form $u \propto \sin(\omega \cdot t)$ ein Ausgangssignal mit der Frequenz 2ω erzeugt. Daraus ergibt sich die Forderung, dass nur bei einer konstanten Vorzugsrichtung der Strömung der Hitzdraht ein Signal liefert, das mit derselben Frequenz schwankt, wie das Strömungsfeld selbst. Somit ist es nicht möglich mit der Hitzdraht-Anemometrie Messungen in Geschwindigkeitsfeldern mit verschwindendem Mittelwert durchzuführen.

Betrachten wir ein kartesisches Koordinatensystem, bei dem die Einheitsvektoren \vec{x} und \vec{y} senkrecht auf der Zylinderachse des Sensors stehen und \vec{z} parallel zu Zylinderachse verläuft. Ein Geschwindigkeitsfeld mit einer Hauptströmungsrichtung in Richtung \vec{x} sei dann gegeben durch

$$u(t) = (\bar{u} + u'(t))\vec{x} + v'(t)\vec{y} + w'(t)\vec{z}, \quad (3.5)$$

mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} in Richtung \vec{x} und den Geschwindigkeitsfluktuationen $u'(t)$, $v'(t)$ und $w'(t)$ in Richtung \vec{x} , \vec{y} , bzw. \vec{z} .

Im zeitlichen Mittel verschwinden die Geschwindigkeitsfluktuationen ($\bar{u}' = \bar{v}' = \bar{w}' = 0$), womit die für die Kühlung relevante effektive Geschwindigkeit $u_{eff.}$ eines unendlich langen Sensors ist

$$u_{eff.}(t) = \sqrt{(\bar{u} + u'(t))^2 + v'(t)^2}. \quad (3.6)$$

Für einen nicht zu großen Turbulenzgrad¹ kann Gleichung (3.6) durch eine Reihe approximiert werden. Mit Abbruch nach dem quadratischen Term ergibt sich dann näherungsweise

$$u_{eff.}(t) = \bar{u} + u'(t) + \frac{v'(t)^2}{2\bar{u}}. \quad (3.7)$$

Damit ergeben sich für die zeitlich gemittelte Effektivströmung und deren Abweichung vom Mittelwert

$$\bar{u}_{eff.} = \bar{u} \left(1 + \frac{\overline{v'^2}}{2\bar{u}^2} \right) \approx \bar{u} \quad (3.8)$$

¹Verhältnis von Standardabweichung der Geschwindigkeit zu ihrem Mittelwert

$$u_{eff.}(t) - \bar{u}_{eff.} = u'(t) \left(1 + \frac{v'(t)^2 - \bar{v}^2}{2 \cdot u'(t) \cdot \bar{u}} \right) \approx u'(t). \quad (3.9)$$

Damit wird ein unendlich langer ausgedehnter Sensor in erster Näherung nur durch die Komponente mit einer nicht verschwindenden mittleren Strömungsgeschwindigkeit beeinflusst. Die ebenfalls senkrecht auf der Zylinderachse stehende Komponente $v'(t)$ führt hier zu einer fälschlichen Erhöhung des Signals.

Für reale Sensoren endlicher Länge fällt der Temperaturverlauf über den Draht zu seinen Enden aufgrund des Wärmeabflusses in die Nadeln ab. Nach [16] führt dies zu einer teilweisen Empfindlichkeit in tangentialer Richtung an den Sensor. Somit ändert sich das ideale Anströmungsverhalten mit der Normalkomponente $u_N = u \cos \varphi$ als kühlende Komponente zu der effektiven Komponente

$$u_{eff.} = u \sqrt{\cos^2 \varphi + k^2 \sin^2 \varphi} \quad (3.10)$$

mit k als Parameter für den Einfluss der Tangentialkomponente.

Eine experimentelle Untersuchung der Richtungsabhängigkeit wird in Abschnitt 8.2 durchgeführt werden.

3.3 Probleme der Hitzdraht-Anemometrie

Die zuvor dargestellten Bedingungen der Richtungsauflösung zeigen schon erste Grenzen der Hitzdraht-Anemometrie auf. Sie ist begrenzt auf Strömungssituationen mit niedrigem oder mittleren Turbulenzgrad. Für Strömungen mit hohem Turbulenzgrad wird zum einem die Bedingung verletzt, dass die Fluktuationen als gering gegenüber der Hauptströmungsgeschwindigkeit gelten und zum anderen kann nicht mehr sicher gestellt werden, dass eine kurzzeitige plötzliche Richtungs-umkehr in der Strömung auftritt.

Die räumliche Auflösung der Sensoren ist an ihre untere Grenze gestoßen. Für bessere räumliche Auflösungen müssten, bedingt durch ein ausreichendes Aspekt-Verhältnis, Drähte verwendet werden, welche dünner als $1\mu m$ sind. Eine Handhabbarkeit derartiger Sensoren ist jedoch kaum zu gewährleisten [17].

Ein weiteres großes Problem stellen Messungen in Flüssigkeiten dar. Ungeschützte Hitzdrähte werden schon in leicht leitenden Flüssigkeiten durch Elektrolyse angegriffen, was eine permanente Drift des Ausgangssignals bedeutet. Erst durch die Entwicklung von mit Quarz beschichteten Hitzfilmen konnte dieses Problem umgangen werden. Bei einem Hitzfilm wird eine $100nm$ dicke Platinschicht auf einen Quarzträger mit etwa $50\mu m$ Durchmesser aufgetragen und dieser dann mit einer $1\mu m$ dicken Quarzschicht überzogen. Allerdings sind die dünnen Quarzschichten sehr empfindlich, so dass durch Resonanz-Schwingungen, ange- regert durch auftreffende Wirbel, die Quarzschicht feine Risse bekommen kann und der Hitzfilm so langsam degeneriert.

Aufgrund des Durchmessers des Quarzträgers liegt nur ein sehr geringes Aspekt-Verhältnis vor, so dass der Temperaturverlauf in der Mitte der Hitzfilme ein starkes Maximum ausbildet. Bei Messungen in Flüssigkeiten muss darauf geachtet werden, dass dieses Maximum nicht den Siedepunkt der Flüssigkeit erreicht. Dadurch wird das mögliche Überhitzungsverhältnis des Sensors stark eingeschränkt und dieser wird sehr temperaturempfindlich. Tan-atichat et al. haben gezeigt, dass eine Drift von nur 3°C einen Fehler in der Geschwindigkeitsbestimmung von bis zu 100% ergeben kann [50].

Ein weiteres großes Problem in Flüssigkeitsströmungen stellen enthaltene Gasblasen und Verunreinigungen dar, die sich am Sensor ansammeln und somit das Signal verfälschen. Auch die Verwendung von Ölen, um den Effekt der Blasenbildung zu minimieren, erzeugt neue Probleme. Durch die unterschiedlichen Dielektrizitätskonstanten von Mineralöl und Quarz kann es zu einer elektrostatischen Aufladung des Sensors kommen, wodurch sich Verunreinigungen bevorzugt am Sensor ansammeln.

All diese Problempunkte sollen keineswegs die Erfolge und Bedeutung der Hitzdraht-Anemometrie herunterspielen, sondern vielmehr aufzeigen, dass auch trotz der langen Forschungs- und Entwicklungszeit, die in dieses Messverfahren eingeflossen ist, der Bedarf besteht, alternative Verfahren mit gleicher Qualität zur Verfügung zu haben. Dies soll als Motivation für das nun vorzustellende neue Prinzip der Laser-Cantilever-Anemometrie dienen.

Kapitel 4

Laser-Cantilever-Anemometrie

In diesem Abschnitt soll das Messprinzip der Laser-Cantilever-Anemometrie und dessen theoretische Grundlagen, die für das Verständnis des Funktions-Prinzips wichtig sind, dargestellt werden. Dabei wird zunächst auf die rein mechanischen Eigenschaften des biegenden Balkens eingegangen. Die dadurch eingeführte Biegekraft bedarf einer Diskussion des Strömungswiderstandes. Im Anschluss daran soll beschrieben werden, wie die Verbiegung und damit die Strömungsgeschwindigkeit als Spannungssignal zur Verfügung gestellt wird.

4.1 Die Idee

Das Konzept, welches hinter der Entwicklung dieses Geschwindigkeitssensors steht, kommt aus der Raster-Kraft-Mikroskopie [8], bei der kleine Biegebalken über Oberflächen gezogen werden und die resultierende Verbiegung mittels Lichtzeiger verstärkt wird.

Ausgehend von der hohen Auflösung eines AFM¹ und der damit verbundenen Empfindlichkeit gegenüber kleinen Kräften, war die Idee, dass auch der Strömungswiderstand ausreichen sollte, um derartig mikrostrukturierte Biegebalken in einer Strömung auszulenken.

Der Biegebalken wird im englischen Sprachraum als *Cantilever* bezeichnet, was dem hier vorzustellenden Anemometer mit zu seinem Namen verholfen hat.

Das Ziel, ein Anemometer zu entwickeln, welches sowohl zeitlich, als auch räumlich hochaufgelöst die Geschwindigkeit messen kann, stellt einige Anforderungen an die verwendbaren Biegebalken. Zum einen müssen diese in den Abmessungen sehr klein sein, da ihre Verbiegung einen Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit über ihrer angeströmten Fläche liefert, und zum anderen soll ihre Resonanzfrequenz oberhalb von 100kHz liegen, um eine hohe zeitliche Auflösung

¹Im Englischen wird ein Raster-Kraft-Mikroskop als *Atomic Force Microscope (AFM)* bezeichnet.

erreichen zu können.

4.2 Der Biegebalken

Anders als bei der Verwendung in Raster-Kraft-Mikroskopen erfährt der Cantilever in einer Strömung keine Punktlast an der Spitze, sondern eine Flächenkraft über die gesamte Länge, siehe Abbildung 4.1

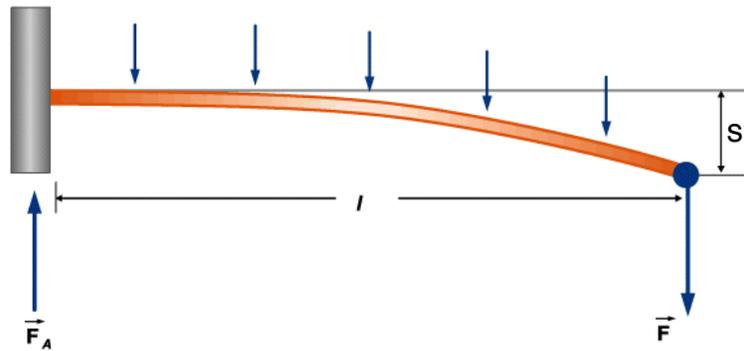


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Verbiegung eines einseitig eingespannten Balkens unter gleichmäßiger Belastung auf seiner gesamten Fläche.

Der Zusammenhang zwischen der Auslenkung der Spitze s und der Flächenkraft F eines einseitig eingespannten Biegebalkens der Länge l , Weite w und Höhe h wird beschrieben durch

$$s = \frac{l^3}{8} \frac{F}{E \cdot I_a}. \quad (4.1)$$

Hierbei stellt E das Elastizitätsmodul des Cantilever-Materials und I_a das Flächenträgheitsmoment dar. Für einen rechteckigen Balken ergibt sich das Flächenträgheitsmoment zu

$$I_a = \frac{1}{12} w h^3. \quad (4.2)$$

Die Kraft F wird durch die Anströmung normal zur Cantilever-Fläche ausgeübt und ist gegeben durch

$$F = c_w \frac{1}{2} \rho u^2 A = c_w \frac{1}{2} \rho u^2 \cdot l \cdot w, \quad (4.3)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit u , der angeströmten Querschnittsfläche A , der spezifischen Dichte des Fluids ρ und dem Widerstandsbeiwert c_w . Damit ergibt sich dann als Auslenkung

$$s = \frac{l^3 \cdot F}{8 \cdot E \cdot I_a} = \frac{3 \cdot l^3 \cdot c_w \cdot \frac{\rho}{2} \cdot u^2 \cdot l \cdot w}{2 \cdot E \cdot w \cdot h^3} = C \cdot \frac{l^4 \cdot v^2}{h^3}. \quad (4.4)$$

4.3 Der Strömungswiderstand

Wie in Gleichung 4.3 zu sehen ist, geht der Widerstandsbeiwert c_w multiplikativ in die auf den Cantilever wirkende Kraft ein und spielt damit eine wesentliche Rolle. Der Strömungswiderstand einer Geometrie kann jedoch nicht analytisch abgeleitet werden, sondern wird durch viele experimentelle Untersuchungen empirisch bestimmt. Aufgrund der hohen Symmetrie sind die diesbezüglich am häufigsten untersuchten Körper, der Zylinder und die Kugel. Dabei hat sich herausgestellt, dass der Strömungswiderstand keineswegs eine universelle Konstante für eine gegebene Geometrie ist, sondern eine Abhängigkeit von der Reynoldszahl aufweist [47][55].

Es hat sich gezeigt, dass der Verlauf des c_w -Wertes über der Reynoldszahl zwei Bereiche aufweist. Für große Reynoldszahlen kann der Widerstandsbeiwert als annähernd konstant angenommen werden. Im Bereich zu kleinen Reynoldszahlen hin ändert sich dieses Verhalten und der c_w steigt für $Re \rightarrow 0$ an. Dabei hängt der Bereich, in dem der c_w -Wert als nicht konstant angenommen werden kann, ebenfalls von der Geometrie ab, z.B. $Re < 10^2$ für Kugel und Zylinder [52] oder $Re < 10^4 \dots 10^5$ für eine Rohrströmung [55], je nach Rohrdurchmesser und Rauigkeit. Der funktionale Zusammenhang für diesen Bereich ist ebenfalls nicht eindeutig und es gibt auch hier mehrere Ansätze, siehe dazu [47]. Für diesen unteren Reynoldszahlen-Bereich kann $c_w \propto \frac{1}{Re}$ als erste Näherung angenommen werden.

Für Zylinder und Kugel tritt zusätzlich eine Besonderheit im Bereich von $Re = 3 \cdot 10^5$ auf. Hier sinkt der c_w -Wert um fast eine Größenordnung ab. Dieser Effekt liegt ebenso wie die große Schwankung in der Breite des Bereichs bei Rohrströmungen am unterschiedlichen Grenzschicht-Verhalten. Bei der Rohrströmung tritt eine Änderung ein, wenn die laminare Grenzschicht kleiner wird als die Rauigkeit. Bei Kugel und Zylinder tritt ab $Re = 3 \cdot 10^5$ der Effekt auf, dass sich die Grenzschicht nicht mehr laminar, sondern turbulent ablöst und dadurch länger um den Körper herumgeführt wird. Hierdurch wird das turbulente Gebiet hinter dem Körper schmaler und der Strömungsdruck zwischen der Strömung zugewandten und abgewandten Seite wird kleiner. Dadurch sinkt der c_w -Wert in diesem Fall nochmals ab.

Für einen Cantilever mit einer Weite von $w = 40 \mu m$ ergibt sich bei einer typischen Geschwindigkeit von $10 \frac{m}{s}$ in einem Strömungsexperiment eine Reynoldszahl von $Re \approx 26$. Damit liegt die Reynoldszahl gerade in dem Bereich, für den der Widerstandsbeiwert als nicht konstant betrachtet werden kann. Es würde dann für die Auslenkung gelten

$$s = \frac{l^3 \rho \cdot A \cdot u^2 \cdot c_w(u)}{8 \cdot 2E \cdot I_a}. \quad (4.5)$$

Dies hätte zur Folge, dass keine analytische Form als Kalibrierkurve angegeben werden könnte. Somit müsste diese durch sehr viele Messpunkte parametrisiert

werden, vor allem, um den Übergangsbereich zwischen $c_w \propto \frac{1}{Re}$ und $c_w \approx const.$ genau genug auflösen zu können.

Für Körper mit scharfen Abrisskanten, wie einer senkrecht angeströmten Platte, gilt jedoch eine Besonderheit. Da die Abrisskanten den Bereich festlegen, in dem sich hinter dem Körper das turbulente Gebiet ausbildet, tritt praktisch keine Abhängigkeit von der Reynoldszahl auf und der c_w -Wert kann über den gesamten Re -Bereich als konstant angenommen werden. Somit gilt im hiesigen Fall $s \propto u^2$.

4.4 Detektion der Cantilever-Auslenkung

Für die Detektion der Auslenkung des Cantilever wird wie beim Raster-Kraft-Mikroskop auch auf die Methode des Lichtzeigers zurückgegriffen. Dies hat den Vorteil, dass hierüber die Auslenkung verstärkt werden kann. Außerdem ist die mechanische Messung der Strömungsgeschwindigkeit von der Auswerte-Elektronik entkoppelt und Probleme wie die der Hochfrequenz-Störstrahlung beim Hitzdraht werden so umgangen.

In Abbildung 4.2 ist das Prinzip schematisch dargestellt. Ein Laser wird auf die reflektierende Spitze des Cantilever ausgerichtet. Bei einer Auslenkung des Cantilever bewegt sich der Reflex.

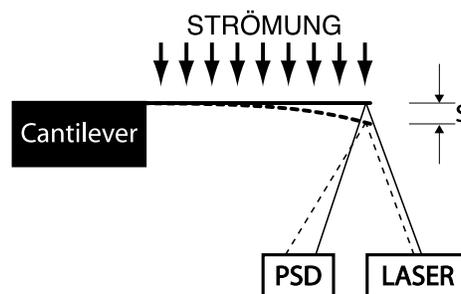


Abbildung 4.2: Darstellung des Konzeptes zur Messung von Strömungsgeschwindigkeiten mittels Biegebalken und Lichtzeiger. Cantilever mit Strömung (durchbrochene Linie) und ohne Strömung (durchgezogene Linie).

Die Bewegung des Reflexes wird mit Hilfe eines so genannten linearen Position-Sensitiven-Detektors verfolgt. Dabei handelt es sich im Gegensatz zu einer CCD-Zeile um ein kontinuierliches elektronisches Bauelement. In Abbildung 4.3 ist ein PSD-Element schematisch dargestellt.

Das lineare PSD-Element der Länge L_X , welches wir hier verwenden, liefert zwei elektrische Ströme I_{X1} und I_{X2} an den beiden Enden der photoempfindlichen Fläche. Eine lineare Verschiebung des Lichtpunktes auf dem PSD-Element führt zu einer linearen Änderung der beiden Ströme. Somit liefert jedes Ausgangssignal

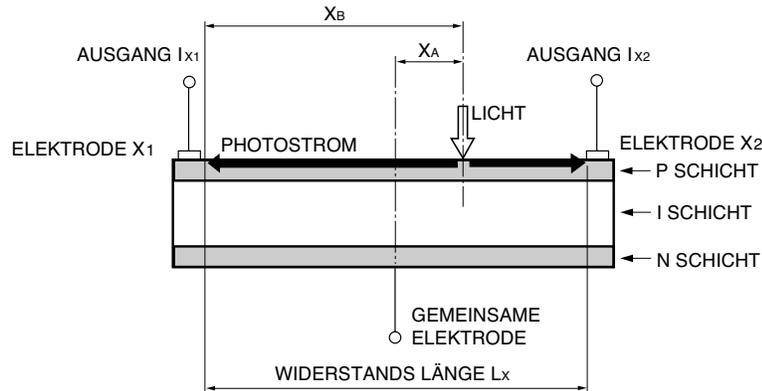


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines Positions-Sensitiven-Detektors (PSD) mit den im Text beschriebenen Längen.

eine Information über die Position des Lichtflecks

$$I_{X1} = I_0 \frac{L_X - X_B}{L_X}, \quad I_{X2} = I_0 \frac{X_B}{L_X}, \quad (4.6)$$

mit dem Gesamtstrom I_0 durch das einfallende Licht [18]. Dies ist solange richtig, wie sich der Lichtschwerpunkt innerhalb der aktiven Fläche des PSD-Elementes befindet. Verlässt der Lichtschwerpunkt die Fläche, ist das Signal nicht mehr eindeutig.

Eine Schwankung der Lichtintensität I_0 , sowie eine Änderung in der Umgebungshelligkeit beeinflussen die beiden Signale. Um dieses Problem zu eliminieren, kann man folgende Beziehung aufstellen

$$\frac{I_{X1} - I_{X2}}{I_{X1} + I_{X2}} = \frac{I_0 \left(\frac{L_X - X_B}{L_X} - \frac{X_B}{L_X} \right)}{I_0 \left(\frac{L_X - X_B}{L_X} + \frac{X_B}{L_X} \right)} = 1 - \frac{2}{L_X} X_B. \quad (4.7)$$

Man erhält damit einen Ausdruck, der eine lineare Funktion der Reflexposition darstellt, jedoch unabhängig von der Lichtintensität ist. Das bedeutet, dass sowohl Schwankungen in der Intensität des zum Auslesen verwendeten Lasers, als auch in der Umgebungshelligkeit auf die Positionsmessungen keinen Einfluss haben. Ebenso können damit auch Messungen in Fluiden durchgeführt werden, bei denen der Transmissionskoeffizient als nicht konstant angenommen werden kann.

Die Stromsignale I_{X1} und I_{X2} werden mit Hilfe einer sogenannten Trans-Impedanz Verstärkerschaltung, wie sie in Abbildung 4.4 zu sehen ist, aufbereitet.

Der Vorteil dieser Art von Schaltung ist, dass die Signalströme linear in verstärkte Spannungen gewandelt werden, wie sie für die Aufnahme durch Analog-Digital-Konverter notwendig sind. Daher sind die Ausgangsspannungen U_{X1} und

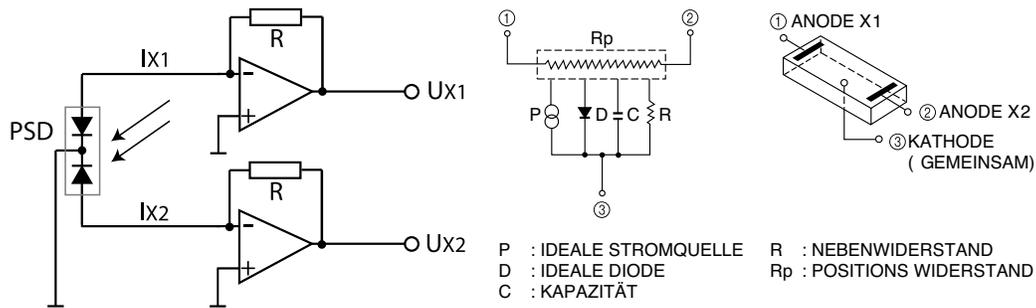


Abbildung 4.4: Trans-Impedanz Verstärkerschaltung zur linearen Wandlung von Stromsignalen in verstärkte Spannungssignale (links). Ersatzschaltbild eines PSD-Elementes (Mitte und rechts).

U_{X2} ebenfalls lineare Funktionen von der Reflex-Position und es gilt Gleichung 4.7 äquivalent für die Ausgangsspannungen der Verstärkerschaltung. Der Widerstand R in Abbildung 4.4 stellt in diesem Fall das Verstärkungsverhältnis ein.

Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf der Ausgangssignale, sowie die nach Gleichung (4.7) berechnete Funktion in Abhängigkeit der Anströmgeschwindigkeit mit einer jeweils durch Gleichung (4.4) begründeten Fit-Funktion $\propto u^2$.

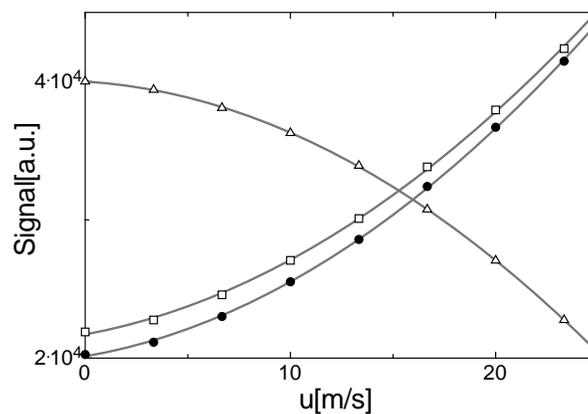


Abbildung 4.5: Darstellung der beiden Ausgangssignale U_{X1} (Dreiecke) und U_{X2} (Quadrate), sowie der Kombination $(U_{X1} - U_{X2}) / (U_{X1} + U_{X2})$ (volle Symbole) in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit.

Kapitel 5

Beschreibung der experimentellen Anlagen

Dieses Kapitel soll kurz darüber informieren, welche experimentellen Anlagen zur Entwicklung und Erprobung des Laser-Cantilever-Anemometers verwendet wurden. Dabei wird zunächst auf die beiden Luft-Experimente eingegangen, da hier allein aufgrund der Zugänglichkeit der größte Teil der Testmessungen stattgefunden hat. Anschließend wird das Wassereperiment beschrieben. Das verwendete Datenaufnahme-System wird im Anhang dargestellt.

5.1 Der Windkanal

Zur Entwicklung des Laser-Cantilever-Anemometers eignet sich ein Windkanal besonders, da hier eine große Vielfalt von Strömungssituationen erzeugt werden kann. Insbesondere die Möglichkeit, großflächige laminare Felder über einen weiten Geschwindigkeitsbereich zu variieren, ist ein bedeutender Vorteil, da so zur Erprobung eines Prototypen das Experiment optimal an das Messgerät angepasst werden kann. Weiterhin kann relativ einfach zwischen laminaren und turbulenten Strömungen gewechselt werden, ohne Änderungen am Messsensor vorzunehmen, indem turbulente Nachläufe erzeugende Körper stromaufwärts in den Windkanal eingebracht werden.

Der Oldenburger Windkanal ist ein Windkanal mit geschlossenem Kreislauf nach Göttinger Bauart. Die offene Messstrecke befindet sich in einer geschlossenen, Schall absorbierenden Messkabine, so dass Querströmungen ausgeschlossen werden können. Ausgelegt als akustischer Kanal hat das Absorber-Material im Kanal den positiven Nebeneffekt, dass der Turbulenzgrad mit 0,3% sehr niedrig ist (Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert der Geschwindigkeit). Der Strahlquerschnitt beträgt an der Austrittsdüse $1,0m \cdot 0,8m$. Die zugängliche Messstrecke hat eine Länge von $1,8m$. Die Windgeschwindigkeit kann von $0m/s$ bis $45m/s$ stufenlos geregelt werden und weist eine hohe Stabilität und Re-

produzierbarkeit auf. Aufgrund der fehlenden Temperaturregelung heizt sich der Luftstrom durch die Abwärme des 77kW Gleichstrommotors jedoch ab Windgeschwindigkeiten von 25m/s schnell auf, so dass sich die in dieser Arbeit dargestellten Messungen auf Experimente mit Windgeschwindigkeiten unterhalb von 25m/s beschränken.



Abbildung 5.1: Windkanal der Carl-von-Ossietzky Universität Oldenburg. Links: Aufnahme der auf einem Punkt gelagerten Austrittsdüse. Rechts: Aufnahme der zur Verfügung stehenden Messstrecke.

5.2 Der Oldenburger Freistrahler

Zur Erprobung des Laser-Cantilever-Anemometers in turbulenten Strömungen wurden Experimente im Freistrahler durchgeführt. Als Freistrahler bezeichnet man eine Strömungssituation, bei der ein Fluid durch eine Düse in ein stehendes Fluid gleicher Art strömt. Durch die Scherung zwischen dem stehenden und dem bewegten Fluid bilden sich Instabilitäten aus, die sich stromabwärts zu homogener isotroper Turbulenz entwickeln.

Der Oldenburger Freistrahler ist schematisch in Abbildung 5.2 zu sehen. Um möglichst ideale experimentelle Rahmenbedingungen zu schaffen, wird der Freistrahler aus einem Druckluftreservoir betrieben, in dem 500l Luft bei 200bar vorgehalten werden. Die Pressluft wird über 2 Druckmindererstufen auf 16bar entspannt und über eine Regel- und Filtereinheit von Partikeln und Feuchtigkeit befreit, sowie temperaturstabilisiert. Die Strömungsgeschwindigkeit des so präparierten Fluids wird mittels Durchflussmess- und Regeleinheiten gesteuert, bevor es durch die Laminarisierungszone der Düse zugeführt wird. Näheres dazu siehe [24][40].

In dieser Arbeit wurde die Einheit mit einem Regelbereich von $0 - 130\text{l/min}$ verwendet. Dies entspricht einer Strömungsgeschwindigkeit von $0 - 43,5\text{m/s}$ am

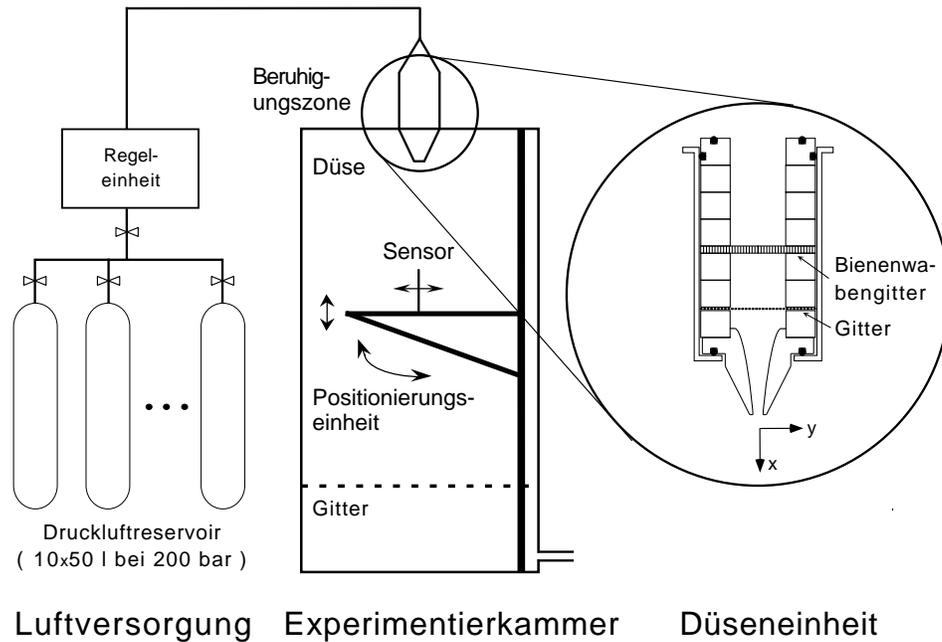


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung des Oldenburger Freistrahls.

Düsenaustritt für eine Düse mit einem Öffnungsradius von 4mm .

Wie in Abbildung 5.2 zu sehen ist, hat die verwendete Düse ein spezielles Profil. Der Vorteil gegenüber einer kegelförmig zulaufenden Düse besteht darin, dass hier pulsierende Durchflüsse durch sich bildende Ringwirbel vermieden werden [24].

Der Fluidstrahl wird in eine geschlossene Kammer geleitet, die einen Querschnitt von $1\text{m} \cdot 1\text{m}$ und eine Höhe von $2,5\text{m}$ aufweist. Dadurch ist sichergestellt, dass der Freistrah mit einem Öffnungswinkel von ca. 30° seine Turbulenz entwickeln kann, ohne mit den Wänden der Experimentierkammer wechselzuwirken [40].

5.3 Einfacher Wasser-Freistrah

Als Wassereperiment wird ein einfacher Wasserfreistrah verwendet, bei dem der Strahl, anders als beim Luft-Experiment, von unten nach oben strömt. Das hat den Vorteil, dass das Experiment leichter zugänglich ist, um Einstellungen an dem Laser-Cantilever-Anemometer durchführen zu können, siehe Abbildung 5.3.

Das zylindrische Wasserbecken hat einen Durchmesser von 500mm und eine Höhe von 800mm . Die Zylinder-Düse befindet sich im Mittelpunkt des Behälter-

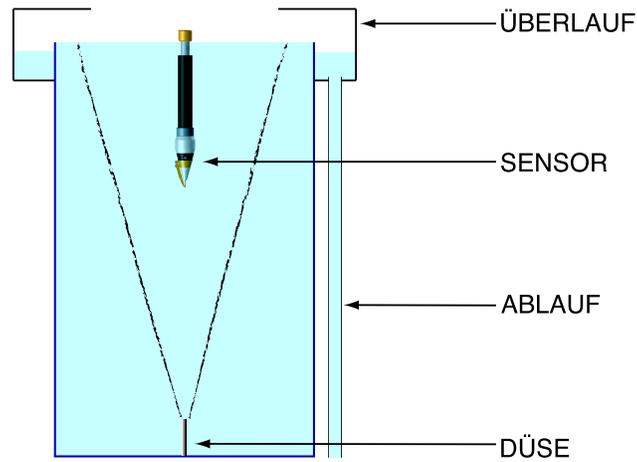


Abbildung 5.3: Schematische Darstellung des verwendeten Wasser-Experimentes.

bodens und hat einen Durchmesser von 8mm . Am oberen Rand befindet sich ein Überlauf, so dass das überschüssige Wasser ohne Vorzugsrichtung aus dem Behälter fließen kann.

Zur Kalibrierung der Sensoren kann mittels Kran ein mit der Düse verbundenes Wasserreservoir langsam eine Höhe s über das Experiment hinaus gehoben und so der Durchfluss reguliert werden. Dabei steigt der Druck p an der Düse mit der Höhe linear an und es gilt die Beziehung

$$p(s) = 10000 \cdot s, \quad (5.1)$$

wobei hier der Druck in *pascal* und die Höhe in *Meter* zu verwenden ist.

Kapitel 6

Entwicklungsstand vor dieser Arbeit

In diesem Kapitel werden die beiden ersten experimentellen Umsetzungen des in Kapitel 4 gezeigten Messprinzips vorgestellt. Sie wurden vor dieser Arbeit erstellt und stellen somit die Ausgangssituation dar. Die in jenen Arbeiten festgestellten Schwierigkeiten werden kurz zusammengefasst und finden Berücksichtigung bei einer Neukonstruktion in Kapitel 7 und 8.

6.1 Erste experimentelle Umsetzung

In [48] wurde eine erste Version eines auf der Raster-Kraft-Mikroskopie basierenden Anemometers vorgestellt. Die Anforderung, kleinste Verbiegungen zu messen, setzt eine hohe mechanische Steifigkeit des Messaufbaus voraus. Bei geometrischen Abmessungen der gesamten Konstruktion von einigen *cm* müssen die einzelnen Komponenten auf etwa $1\mu\text{m}$ ortsfest platziert sein. Zu diesem Zweck wurde als Basis eine Metallkonstruktion verwendet, wie sie in Abbildung 6.1 zu sehen ist. Der Cantilever ist an der Spitze der Vierkant-Stange befestigt. Die Lichtquelle und der positionempfindliche Detektor mit Verstärkerschaltung befinden sich unter einem Winkel dazu auf der Basisplatte.

Als Lichtquelle dient ein Halbleiter-Laser. Dieser stellt gegenüber einer konventionellen Lichtquelle, wie Glühlampe oder LED, eine hohe Lichtleistung in einem kleinen Raumwinkelbereich zur Verfügung. Die Kohärenz-Eigenschaften des Laserlichts sind für das Messprinzip nicht von Bedeutung, sie sind lediglich bei der Fokussierung des Laserstrahls auf den Cantilever hilfreich. Durch die geringen Abmessungen der Cantilever treten Beugungsbilder auf, die Rückschlüsse auf die Fokus-Position erlauben.

Diese Art des Aufbaus hat zwei Schwachpunkte: Durch die Anordnung von Laser, Cantilever und PSD unter einem Winkel zueinander trifft der Laserstrahl schräg auf den Cantilever und das PSD-Element auf. Dies führt gegenüber einer senkrechten Anstrahlung zu einer Vergrößerung der ausgeleuchteten Fläche. Bei der Neukonstruktion (siehe Kapitel 7) werden die Komponenten daher so ange-

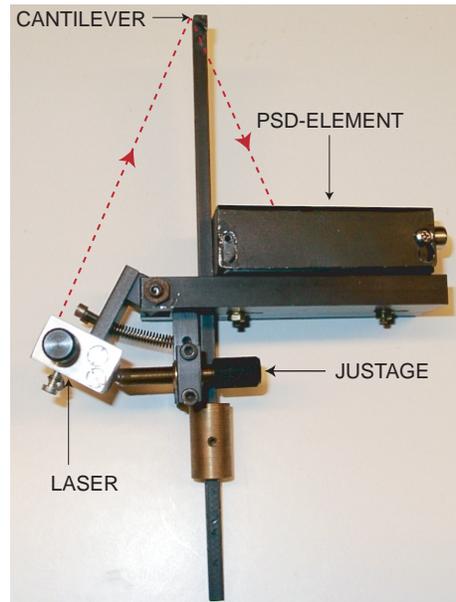


Abbildung 6.1: Erster experimenteller Aufbau nach der in Kapitel 4 beschriebenen Idee.

ordnet, dass Cantilever und PSD-Element senkrecht angestrahlt werden und ein kleineres PSD-Element verwendet werden kann.

Ein weiterer Schwachpunkt des Aufbaus ist die offene Form. Alle Bauteile werden während einer Messung ungeschützt angeströmt und werden so unterschiedlich stark durch die Strömung gekühlt. Dies konnte in Messungen beobachtet werden. Für eine konstante Strömungsgeschwindigkeit relaxierten die Ausgangssignale gegen einen festen Wert. Bei einer Änderung der Strömungsgeschwindigkeit wurde neben der erwünschten Signaländerung eine Drift gemessen. In turbulenten Strömungen wirken zudem durch Geschwindigkeitsschwankungen verursachte Lasten an den einzelnen Komponenten. Daher werden bei einer Neukonstruktion bis auf den Cantilever alle übrigen Komponenten durch ein Gehäuse vor der Strömung abgeschirmt.

6.2 Erste Umsetzung für Messungen in Wasser

Messungen in Wasserströmungen bieten gegenüber denen in Luftströmungen den Vorteil, dass zum einen durch die höhere Dichte von Wasser größere Kräfte auf den Cantilever wirken und so die Signalstärke gesteigert wird. Zum anderen wirkt Wasser aufgrund seiner Wärmekapazität gegenüber dem Anemometer als großes Wärmereservoir. Der Sensor passt sich daher in Wasserströmungen viel schneller als in Luftströmungen an die Umgebungstemperatur an, was zu einer Reduzierung

der Temperaturdrift führt.

Mit dem in [48] vorgestellten Anemometer wurde eine erste Messung in einer Wasserströmung durchgeführt. Der offene Aufbau ermöglichte jedoch nur eine Einbringung des Auslegers mit dem an seiner Spitze befestigten Cantilever ins Wasser. Das Laserlicht musste so zweimal die Grenzschicht zwischen Wasser und Luft, mit einem jeweiligen Wechsel des Brechungsindex, passieren.

Strömungen im Experiment führten zu Bewegungen der Wasseroberfläche, so dass eine Fokussierung des Laserlichtes auf den Cantilever problematisch war. In [45] wurde eine zweite Version des Anemometers vorgestellt, bei der zur Umgehung der Grenzschicht-Problematik sowohl das PSD-Element, als auch die Lichtquelle jeweils in einem wasserdichten Gehäuse verbaut sind. So kann das gesamte Anemometer ins Wasser eingebracht werden.

Der unterschiedliche Brechungsindex von Wasser und Luft machte eine Korrektur der Laserorientierung im Wasser notwendig. Zu diesem Zweck sind Schrittmotoren in der Lasereinheit verbaut worden, die es erlauben, den Laser ferngesteuert zu verkippen. Dies führte zu einer erheblichen Vergrößerung des gesamten Aufbaus, siehe Abbildung 6.2.

Das Konzept, den Laser mittels Schrittmotoren fernzusteuern, wird in Kapitel 8 wieder aufgegriffen. Zur Platzersparnis werden dort allerdings Miniatur-Schrittmotoren mit Getriebe Verwendung finden.

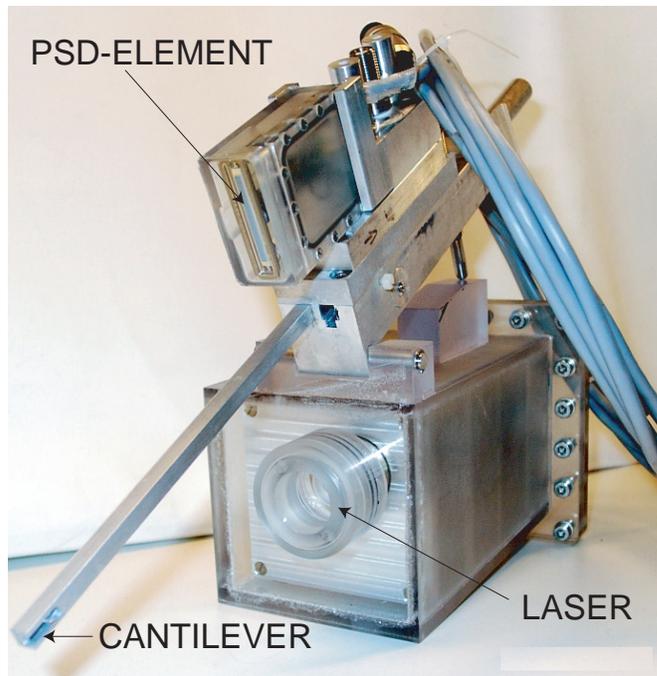


Abbildung 6.2: Wasserdichte Version des in Abbildung 6.1 gezeigten Aufbaus.

Kapitel 7

Laser-Cantilever-Anemometer erster Art

In diesem Kapitel werden zunächst die Konstruktionen und die Baugruppen eines Laser-Cantilever-Anemometers beschrieben. Dabei wird untersucht, in wie weit die verwendete Elektronik, sowie die verwendeten Cantilever in der Lage sind, die Anforderungen, insbesondere an die zeitliche Auflösung, zu erfüllen. Anschließend werden erste Messungen in einem turbulenten Freistrahle durchgeführt und die Ergebnisse mit denen eines Hitzdraht-Anemometers verglichen. Die Ursachen für die beobachteten Abweichungen zwischen Hitzdraht- und Laser-Cantilever-Anemometer werden untersucht und daraus Schlussfolgerungen für die Änderung des Aufbaus des Anemometers gezogen.

7.1 Strahlengang und Gehäuse-Konstruktion

Die Erfahrungen und Probleme aus den in Kapitel 6 beschriebenen ersten experimentellen Untersuchungen des Messprinzips sollen jetzt in die Konstruktion eines Laser-Cantilever-Anemometers einfließen.

Im Gegensatz zu den bisherigen Aufbauten wird der Laser hier so positioniert, dass das Laserlicht senkrecht auf die verspiegelte Unterseite des Cantilever trifft. Dies hat den Vorteil, dass eine Änderung des Brechungsindex, zum Beispiel durch einen Wechsel des strömenden Fluids, keinen Einfluss auf die Position des Licht-Spots hat.

Das reflektierte Laserlicht wird mittels eines Strahlteilers (Transmissionsgrad 50%) auf das um 90° gegenüber dem Laser gedrehte PSD-Element gelenkt, siehe Abbildung 7.1. Die ausgeleuchtete Fläche auf dem Cantilever und dem PSD-Element wird so minimiert, wie in Kapitel 6 beschrieben.

Die neue Orientierung der Baugruppen erlaubt es, ein kleineres PSD-Element zu verwenden und die Bauteile, räumlich dichter als bisher, in einem gemeinsamen Gehäuse anzuordnen (siehe hierzu Abbildungen 6.1, 6.2 und 7.2). Zum

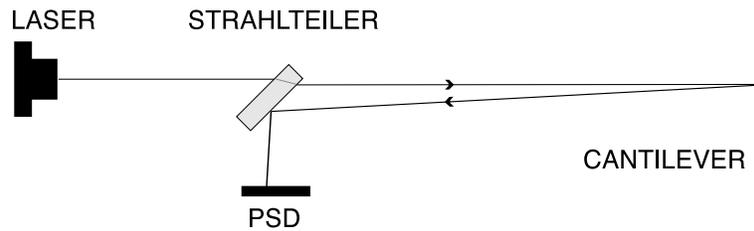


Abbildung 7.1: Darstellung des Lichtweges im Laser-Cantilever-Anemometer erster Art.

einen werden so die Abmessungen des Anemometers reduziert und zum anderen ein Anströmen der Bauteile verhindert. Damit können Messfehler durch temperaturbedingte Längenänderungen, bzw. Torsionen reduziert werden.

Wie in Kapitel 6 beschrieben, führen kleinste Positionsänderungen der Bauteile zu Messfehlern. Zur Vermeidung derartiger Messfehler sind alle Bauteile fest mit der Basisplatte verschraubt oder verklebt. Um den Laserstrahl auf den Cantilever auszurichten, ist das Lasermodul samt Fokussier-Linse in einer Justier Vorrichtung befestigt, die es erlaubt, den Laser mit Hilfe von Feingewindeschrauben unabhängig in horizontaler und vertikaler Richtung zu verkippen.

Um unerwünschte Reflexe am Austrittsfenster des Anemometers zu vermeiden, ist dieses mit einer Breitband Anti-Reflex-Beschichtung versehen.

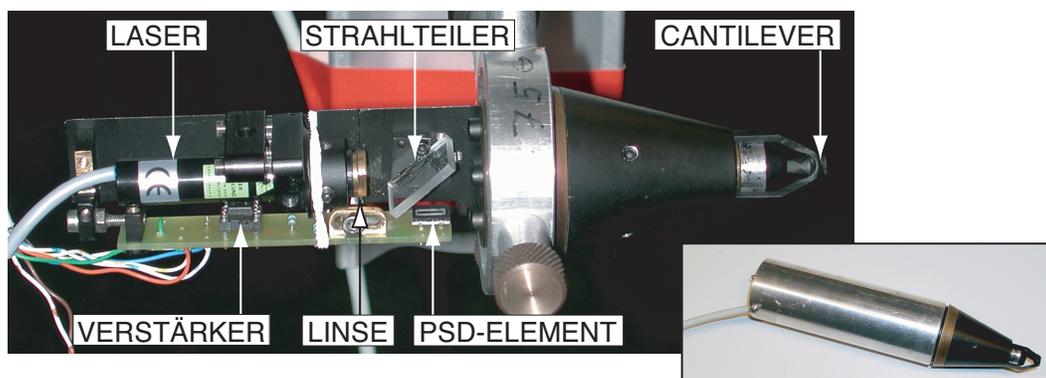


Abbildung 7.2: Laser-Cantilever-Anemometer erster Art ohne Gehäuse (großes Bild) mit der Bezeichnung der wichtigen Baugruppen und mit aufgeschraubtem Gehäuse (kleines Bild).

7.2 Verstärkerschaltung

Wie in Abschnitt 4.4 beschrieben, wird zur Wandlung der optischen in elektrische Signale ein PSD-Element verwendet. Der hier genutzte Typ SSO-EL6 von *Silicon Sensor* liefert ein Ausgangssignal von 400mA pro 1W eingestrahelter Lichtleistung (633nm). Da kleinste Auslenkungen und damit kleinste Stromänderungen gemessen werden, wird zur Wandlung der Ströme in verstärkte Spannungen eine Trans-Impedanz-Verstärkerschaltung verwendet, wie sie in Abbildung 4.4 vorgestellt wurde. Als rauscharmer Operationsverstärker dient ein TL072CP von *Texas Instruments*. Das Verstärkungsverhältnis wurde so eingestellt, dass Stromänderungen von einigen μA zu verstärkten Spannungsänderungen von einigen 100mV führten. Die so im Gehäuse vorverstärkten Ausgangssignale können dann einer externen Verstärkerstufe zugeführt werden.

Als Vorgabe sollte das Laser-Cantilever-Anemometer eine zeitliche Auflösung $< 10\mu\text{s}$ erreichen. Es soll zunächst untersucht werden, ob die hier verwendete Elektronik schnell genug ist, diese Vorgabe zu erreichen. Dazu wurde zentral über dem PSD-Element eine rote Leuchtdiode platziert und diese mittels Funktionsgenerator betrieben. Als Signalform wurde eine Rechteckspannung gewählt. Unter der Annahme, dass der Ladungsträgertransport in einer Leuchtdiode schneller als $2\mu\text{s}$ erfolgt, wird das Ausgangssignal der Trans-Impedanz-Verstärkerschaltung direkt mit dem Ausgangssignal des Funktionsgenerators verglichen, siehe Abbildung 7.3.

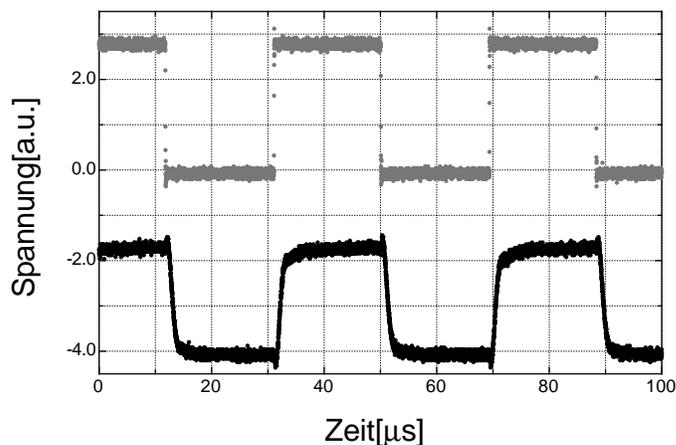


Abbildung 7.3: Vergleich des Antwortverhaltens der LCA-Elektronik (unten) auf eine gepulste Leuchtdiode (oben).

Das Ausgangssignal des Laser-Cantilever-Anemometers erreicht die maximalen und minimalen Werte innerhalb von $10\mu\text{s}$. Somit kann angenommen werden, dass die Elektronik schnell genug ist, Schwankungen im Signal bis zu 100kHz

unverfälscht aufzulösen.

7.3 Cantilever

Als Biegebalken werden hier kommerzielle AFM-Cantilever-Chips des Typs CSC12 der Firma $\mu\text{masch}^{\text{TM}}$ verwendet. Diese Chips besitzen insgesamt 6 Cantilever, drei auf jeder Seite, siehe Abbildung 7.4. Die Cantilever haben jeweils eine Weite $w = 35 \pm 3\mu\text{m}$ und Dicke $d = 1 \pm 0,3\mu\text{m}$. Sie variieren dabei in ihrer Länge von $A = 110\mu\text{m}$, $B = 90\mu\text{m}$, $C = 130\mu\text{m}$, $D = 300\mu\text{m}$, $E = 350\mu\text{m}$ und $F = 250\mu\text{m}$ mit einer Abweichung von je $\pm 5\mu\text{m}$, so dass in diesem Fall 6 unterschiedliche Federkonstanten und damit Resonanzfrequenzen von 10kHz bis 155kHz zur Verfügung stehen. Der Chip und die Cantilever bestehen aus Silizium, welches zwecks einer höheren Reflektivität mit Aluminium beschichtet wurde. In Abbildung 7.4 ist das Schema und eine Raster-Elektronenmikroskop-Aufnahme eines solchen Chips dargestellt.

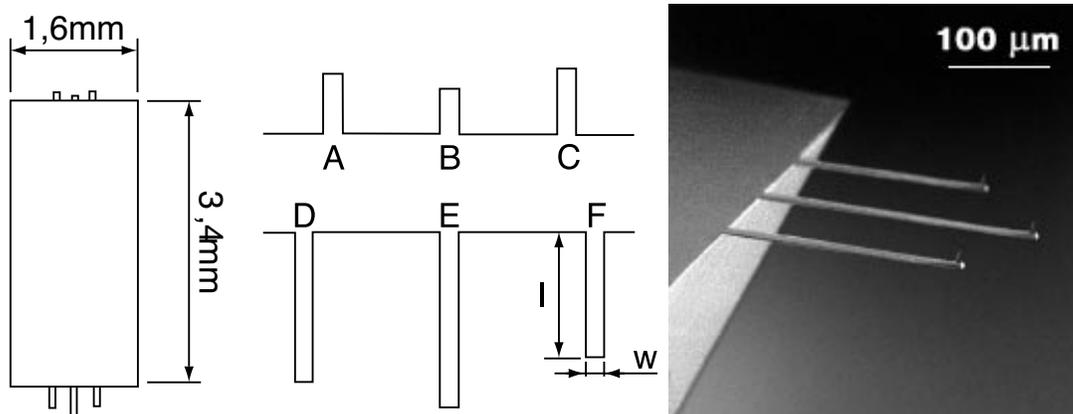


Abbildung 7.4: Schematische Darstellung des kommerziellen AFM-Chips CSC12 der Firma $\mu\text{masch}^{\text{TM}}$ (links) und eine Raster-Elektronenmikroskop-Aufnahme dieses Chips.

Entgegen der bisherigen Befestigungslösung, bei der der Cantilever-Chip geklemmt wurde, wird er hier am Kopf des Laser-Cantilever-Anemometers aufgeklebt. Dadurch ist sichergestellt, dass er mechanisch stabil mit dem Gehäuse verbunden ist und nicht um seine Auflagefläche kippen kann. Der Nachteil hierbei ist allerdings, dass zum Wechsel der Cantilever der gesamte Anemometer-Kopf ausgetauscht werden muss. Dies wurde bei der Konstruktion berücksichtigt.

Um das turbulente Geschwindigkeitsfeld vollständig und ungestört mittels Cantilever-Auslenkung vermessen zu können, muss darauf geachtet werden, dass die Federkonstante des Cantilever groß genug ist, damit seine Resonanzfrequenz oberhalb des zu untersuchenden Frequenzbereichs liegt. Für die hier angestrebte

zeitliche Auflösung sollte die Resonanzfrequenz demnach deutlich oberhalb von 100kHz liegen. In diesem Fall ist gewährleistet, dass der Cantilever der Strömung adiabatisch folgt, damit ist gemeint, dass es keine Überschinger des Cantilever gibt.

Es soll nun zunächst untersucht werden, ob ein eventuell falsch angepasster Cantilever die Messung in der Art negativ beeinflusst, dass dies in der Auswertung der Geschwindigkeitsmessung erkannt werden kann. Dazu wird an dem Chip aus Abbildung 7.4 der Cantilever C ausgewählt, dessen Resonanzfrequenz vom Hersteller im Bereich zwischen 50kHz bis 105kHz mit einer typischen Resonanzfrequenz von 75kHz angegeben wird und somit innerhalb des Bereiches der zu untersuchenden Frequenz liegt. Dieser Cantilever wird dann einer turbulenten Strömung ausgesetzt, von der angenommen werden kann, dass sie Frequenzanteile bis in den Resonanzbereich des Cantilever besitzt und diesen damit zum Schwingen mit seiner Eigenfrequenz anregen sollte. In Abbildung 7.5 ist das Leistungsspektrum einer kurzen Geschwindigkeitszeitreihe dieser Strömung zu sehen.

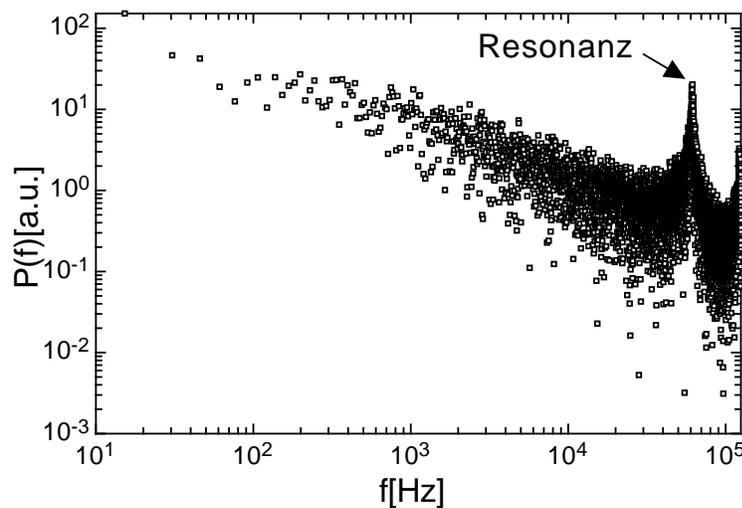


Abbildung 7.5: Durch Schwingung des Cantilever mit seiner Eigenfrequenz von 62kHz verändertes Leistungsspektrum einer turbulenten Strömung.

Wie deutlich in Abbildung 7.5 zu erkennen ist, tritt bei 62kHz ein starker Frequenz-Peak auf. Dieser liegt innerhalb des vom Hersteller angegebenen Bereichs der Resonanzfrequenz und kann der Eigenschwingung des Cantilever zugeordnet werden.

Durch die deutliche Ausprägung ist sichergestellt, dass Cantilever mit einer zu geringen Federkonstante bereits bei der Spektralanalyse erkannt werden und somit eine Fehlanpassung an die Strömungssituation vermieden werden kann.

7.4 Dynamische Untersuchung im Freistrah

Da nun überprüft wurde, dass das hier vorgestellte LCA grundlegend in der Lage sein sollte, in turbulenten Geschwindigkeitsfeldern zu messen, sollen nun erste Ergebnisse einer Messung im turbulenten Freistrah, wie er in Abschnitt 5.2 beschrieben wurde, dargestellt und mit Messungen des Hitzdraht-Anemometers verglichen werden.

Die Charakterisierung mittels statistischer Verfahren erfolgt in der Reihenfolge, wie sie in Kapitel 2 eingeführt wurden. Zunächst werden die spektralen Eigenschaften untersucht. Anschließend werden die Verteilungen der Geschwindigkeitsinkremente betrachtet. Diese werden durch den skalenabhängigen Verlauf des Formparameters λ sowie der Strukturfunktionen näher beschrieben.

Die Freistrah-Anlage wurde mit einem Durchsatz von $104l/min$ betrieben, was bei einer Düse mit $8mm$ Durchmesser einer Austrittsgeschwindigkeit von $32,8m/s$ und somit einer Reynoldszahl von 17500 entspricht.

Die Messungen wurden zunächst mit dem Laser-Cantilever-Anemometer und anschließend mit einem Hitzdraht vom Typ 55P01 der Firma Dantec Dynamics in einem Abstand von 37,5 Düsendurchmessern durchgeführt. In diesem Abstand beträgt die mittlere Geschwindigkeit noch $12,3m/s$. Es wurden mittels einer AD-Wandlerkarte jeweils mehr als 13 Millionen Datenpunkte mit einer Abtastrate von $100kHz$ aufgenommen.

7.4.1 Spektrale Analyse

Als erster Schritt werden die Leistungsspektren der Daten aus beiden Messverfahren miteinander verglichen, siehe Abbildung 7.6.

Das Leistungsspektrum des LCA stimmt dabei über den gesamten Inertialbereich bis in den Dissipationsbereich gut mit dem des Hitzdrahtes überein. Der $-5/3$ -Skalierungsbereich nach Kolmogorov wird richtig wiedergegeben. Ab einer Frequenz von etwa $10kHz$ weicht das Spektrum des Laser-Cantilever-Anemometers von dem des Hitzdrahtes ab und saturiert in augenscheinlich weißes Rauschen.

In der rechten Graphik in Abbildung 7.6 wird eine Ausschnittsvergrößerung für den Frequenzbereich oberhalb von $10kHz$ gezeigt. Es ist deutlich zu sehen, wie die Hitzdraht-Messung durch elektromagnetische Störsignale beeinflusst wird. Diese Störungen sind in vielen Messungen von unterschiedlichen Typen von Hitzdraht-Anemometern zu finden, siehe hierzu z.B. [46]. Sie können beim LCA durch das optische Messverfahren und das metallische Gehäuse, welches mit der Masse des Systems verbunden ist, nahezu vollständig vermieden werden.

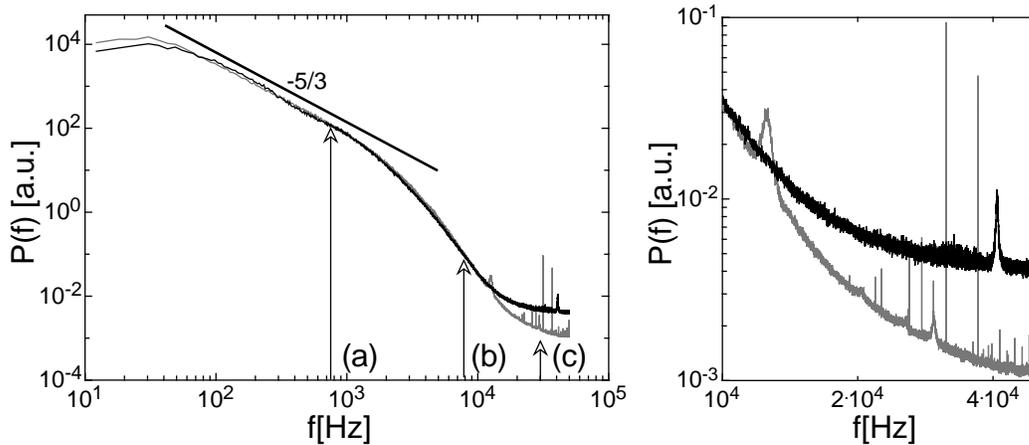


Abbildung 7.6: Links: Leistungsspektren der Daten aus der LCA- (schwarz) und Hitzdraht-Anemometer-Messung (grau). Mit eingezeichnet ist das nach Kolmogorov zu erwartende $-5/3$ Skalierungsverhalten. Rechts: Vergrößerung des Ausschnitts für große Frequenzen.

7.4.2 Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente

Als detailliertere Charakterisierung sollen nun die Verteilungen der Geschwindigkeitsinkremente aus beiden Messverfahren miteinander verglichen werden. Dazu werden die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen (PDF) berechnet. Um jeweils den Inertial-, den Dissipations- und den Rauschbereich zu betrachten, werden die in Abbildung 7.6 als (a), (b) und (c) markierten Längenskalen gewählt. Eine Betrachtung der Spektren zeigt für die Skala (c) einen Verlauf, wie er für Messrauschen typisch ist. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen derartigen weissen Messrauschens werden durch eine Gaußverteilung beschrieben. Da das Signal des LCA für die Skala (c) gegenüber dem Hitzdraht-Anemometer anscheinend stärkeres Messrauschen beinhaltet, sollte sich die PDF des LCA gegenüber der des Hitzdraht-Anemometers einer Gauß-Verteilung annähern. Die PDF des LCA ist jedoch deutlich intermittenter als die des Hitzdraht-Anemometers, siehe Abbildung 7.7.

Um einen Vergleich der Verteilungen für alle Längenskalen durchzuführen, wird der in Gleichung (2.27) beschriebene Formparameter λ^2 für beide Datensätze berechnet, siehe Abbildung 7.8 (Zur Erinnerung: $\lambda^2 = 0$ entspricht einer Gauß-Verteilung, $\lambda^2 > 0$ entspricht Intermittenz).

Der Formparameter zeigt hier, dass die Daten aus der LCA-Messung über den gesamten Skalenbereich eine größere Intermittenz als die Daten der Hitzdrahtmessung aufweisen. Die Hitzdrahtmessung liefert Werte für λ^2 , wie sie in anderen Experimenten gemessen wurden.

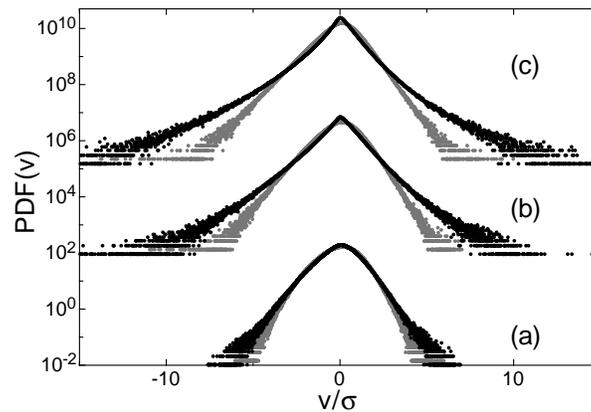


Abbildung 7.7: Vergleich der PDFs aus den Daten der LCA- (schwarz) und Hitzdrahtmessung (grau) für die in Abbildung 7.6 markierten Längenskalen. Der Übersichtlichkeit wegen sind die PDFs vertikal gegeneinander verschoben.

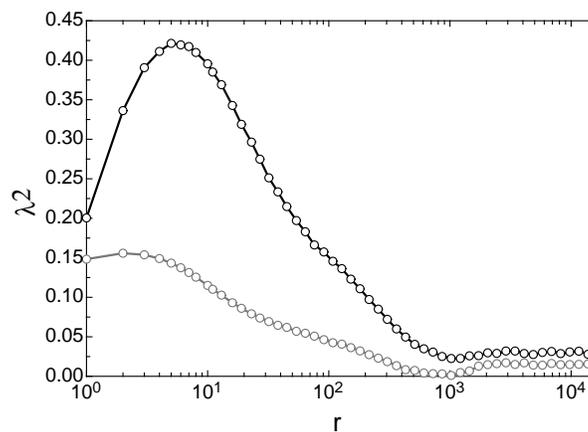


Abbildung 7.8: Verlauf des Formparameters λ^2 für die Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente aus den Daten der LCA- (schwarz) und Hitzdrahtmessung (grau).

Der Vollständigkeit halber sollen noch die Breiten- und Symmetrieeigenschaften der Verteilungen mittels der ersten vier Strukturfunktionen dargestellt werden, siehe Abbildung 7.9. Hier sind ebenfalls deutliche Abweichung zwischen den beiden Datensätzen zu erkennen, die nach dem eben Beschriebenen ihre Ursache in der unterschiedlichen Form der PDFs haben.

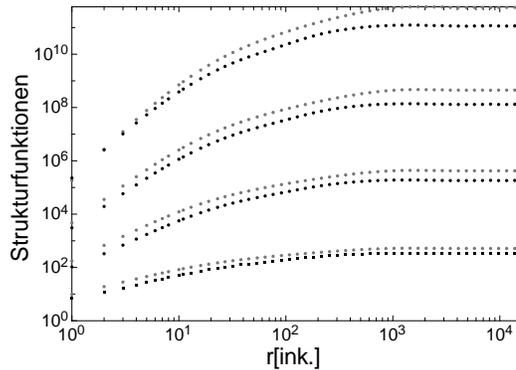


Abbildung 7.9: Strukturfunktionen 1 bis 4 (von unten nach oben) für den LCA1-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau).

7.4.3 Diskussion der Ergebnisse

Die zuvor aufgeführten Ergebnisse zeigen, dass Messrauschen nicht als Ursache für die Abweichungen zwischen den Verteilungen des Laser-Cantilever- und des Hitzdraht-Anemometers betrachtet werden kann. Als mögliche Ursache wird ein Umströmungseffekt angenommen, da sowohl der Cantilever-Chip, als auch der Kopf des Laser-Cantilever-Anemometers nicht hinreichend für Strömungssituationen angepasst sind.

In Abbildung 7.4 ist das Größenverhältnis von Cantilever zu der Fläche, an der er angebracht ist, dargestellt. Bei senkrechtem Anströmen wird ein Teil der Strömung über den Chip auf den Cantilever umgeleitet. Betrachtet man in der REM-Aufnahme in Abbildung 7.4 die Chipbreite und setzt sie als typische Länge für die Bestimmung einer lokalen Reynoldszahl an, so ergibt sich diese während des hier betrachteten Experimentes zu $Re = 1300$. In diesem Fall kann nicht mehr von einer laminaren Umströmung ausgegangen werden. Hinzu kommt die scharfkantige Geometrie des LCA-Kopfes, in die die Auflagefläche des Cantilever-Chips ca. 1mm eingelassen ist.

Durch die genannten Geometrie-Einflüsse könnten zusätzliche Turbulenzen erzeugt worden sein, die die starke Intermittenz in der LCA-Messung erklären würde.

7.5 Überprüfung des Geometrieinflusses mittels Hitzdraht

Um zu überprüfen, ob die Geometrie der Halterung des Chips sich nachteilig auf die Messung mit dem Laser-Cantilever-Anemometer ausgewirkt hat, wurde folgendes Modellexperiment durchgeführt: In einem seitlichen Abstand von ca.

1mm wurde parallel zu einem abgekanteten Blech ein Hitzdraht positioniert. Die Stirnfläche des Blechs entsprach in etwa der des LCA-Kopfes. Dieses Blech konnte seitlich abgeklappt werden, so dass eine Messung mit und ohne Störgeometrie an derselben Position innerhalb der turbulenten Strömung möglich war. Eine schematische Darstellung dieses Experimentes ist in Abbildung 7.10 zu sehen.

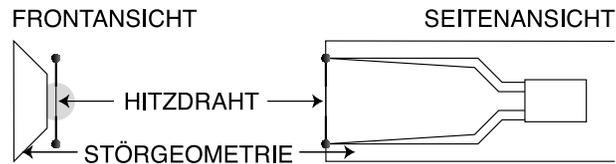


Abbildung 7.10: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Untersuchung des Geometrieinflusses mittels Hitzdraht.

Es soll nun verglichen werden, ob die Störgeometrie zu den gleichen Abweichungen in den Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen führt, wie sie zuvor zwischen Hitzdraht und LCA zu beobachten waren. Dazu werden wieder die Verteilungen der Geschwindigkeitsinkremente aus beiden Datensätzen berechnet und miteinander verglichen. Für drei ausgewählte Längenskalen sind diese Verteilungen in Abbildung 7.11 zu sehen.

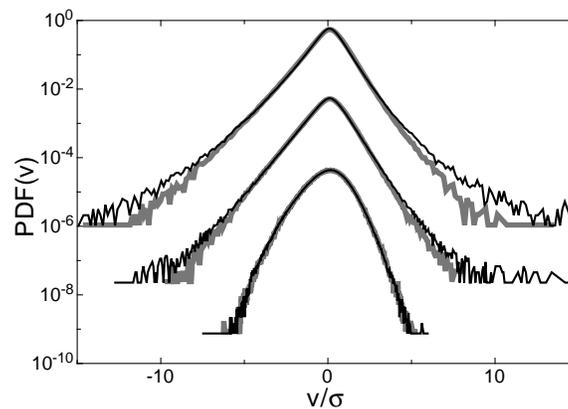


Abbildung 7.11: Vergleich der Verteilungen der Geschwindigkeitsinkremente aus den Daten der ungestörten Hitzdraht- (grau) und gestörten Hitzdrahtmessung (schwarz).

Die Messung mit der Störgeometrie zeigt gegenüber der ungestörten Hitzdraht-Messung prinzipiell die gleichen Abweichungen wie diejenige mit dem Laser-Cantilever-Anemometer. Allerdings sind die Abweichungen nicht so stark ausgeprägt, wie bei der LCA-Messung. Dies liegt zum einen daran, dass der Hitzdraht keine direkte Verbindung zur angeströmten Störgeometrie besitzt und so

Fluid nicht direkt auf den Hitzdraht geleitet wird. Zum anderen ist der Abstand zwischen Hitzdraht und Störgeometrie eine Größenordnung größer als der Abstand zwischen Cantilever und Halterung. Durch diesen größeren Abstand wird der Hitzdraht nicht so stark wie der Cantilever beeinflusst.

Zur besseren Abschätzung der Abweichung zwischen den PDFs ist in Abbildung 7.12 der Verlauf des Formparameters λ^2 aus Gleichung (2.27) dargestellt. Er verdeutlicht, dass die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der gestörten Messung gegenüber der ungestörten Messung eine größere Intermittenz aufweisen. Diese Abweichungen nehmen wie bei der LCA-Messung zu kleinen Längenskalen hin zu.

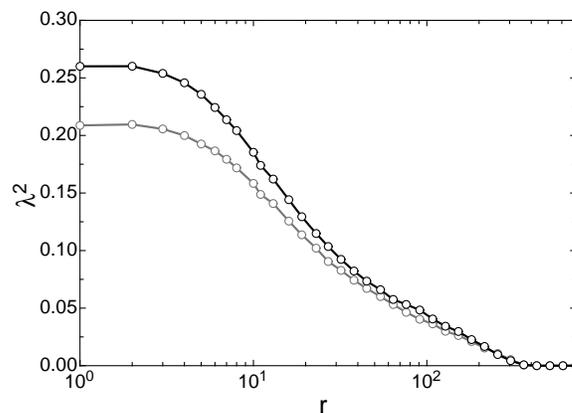


Abbildung 7.12: Verlauf des Formparameters λ^2 für die Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente aus den Daten der ungestörten (grau) und gestörten Hitzdrahtmessung (schwarz).

7.6 Zusammenfassung

Die Konstruktion und die wichtigen Baugruppen eines Laser-Cantilever-Anemometers wurden vorgestellt. Die beiden Hauptbestandteile, namentlich der Cantilever und die optische Auswerte-Elektronik, wurden auf ihre Qualität bezüglich der Anforderung an eine hohe zeitliche Auflösung überprüft. Die gewonnenen Ergebnisse erfüllen dabei die gewünschten Anforderungen.

Vergleichende Messungen in einem turbulenten Freistrahle mit einem Hitzdraht-Anemometer haben gezeigt, dass das LCA in der Lage ist, Geschwindigkeitszeitreihen turbulenter Strömungen hochaufgelöst aufzunehmen. Die Eigenschaften derartiger Geschwindigkeitsfelder werden prinzipiell richtig wiedergegeben. Jedoch ist gegenüber dem Hitzdraht-Anemometer eine deutlich überhöhte Intermittenz zu beobachten.

Die Hypothese, dass die Geometrie der Halterung des Cantilever und des Cantilever-Chips zusätzliche Turbulenzen erzeugt und diese als Ursache für die überhöhte Intermittenz anzusehen ist, konnte in einem Experiment mit einer adäquaten Störung eines Hitzdrahtes bestätigt werden.

Dies macht es notwendig eine neue Geometrie des Cantilever-Chips und seiner Halterung am Anemometer zu entwickeln. Diese Entwicklung wird im folgenden Kapitel beschrieben.

Kapitel 8

Laser-Cantilever-Anemometer zweiter Art

Die im vorherigen Kapitel beschriebenen Probleme und Abweichungen gegenüber den Hitzdraht-Messungen sollen durch eine Neukonstruktion des Laser-Cantilever-Anemometers gelöst werden. Während das Prinzip des Messverfahrens nicht verändert wird, werden die Geometrien besser auf ein neutrales Verhalten in Strömungen angepasst. Dies betrifft zum einen den Cantilever-Chip und zum anderen die Cantilever-Halterung und das Gehäuse des gesamten Anemometers. Des Weiteren fließen Erfahrungswerte bezüglich der Handhabbarkeit in das Laser-Cantilever-Anemometer zweiter Art ein.

In diesem Kapitel wird zunächst der Herstellungsprozess der benötigten neuen Cantilever-Chips beschrieben, mit einer anschließenden Betrachtung der dadurch nötigen Änderung an der Cantilever Halterung, sowie der Neukonstruktion des Anemometers an sich. Im Anschluss daran wird eine Charakterisierung des neuen LCA bezüglich seiner Richtungsauflösung und Langzeitstabilität aufgezeigt. Auf der Basis dieser Charakterisierung werden Messungen in einem turbulenten Freistrahle mit Hitzdraht-Messungen verglichen. Dies geschieht sowohl in Luft, als auch in Wasser.

8.1 Konstruktion

8.1.1 Herstellung von Cantilevern mit speziellen Geometrien

Kommerziell erhältliche mikrostrukturierte Cantilever werden fast ausschließlich für die Verwendung in Raster-Kraft-Mikroskopen hergestellt. Die Geometrie derartiger Cantilever-Chips ist für diese Anwendung ausgerichtet. Eine Anpassung an ein besseres An- bzw. Umströmungsverhalten erfolgt daher beim Projektpartner am Zentrum für Mikro- und Nano-Technologie (ZMN) der Technischen Universität Ilmenau. Dort wurden die Herstellungsprozesse für neue Geometrien

von Jörg Burgold aus der Arbeitsgruppe um Prof.Dr.-Ing. H. Wurmus entwickelt.

Durch einen Besuch im ZMN wurde die Möglichkeit geboten, einen Wafer mit Cantilever-Strukturen, wie sie in Abbildung 8.1 als Raster-Elektronenmikroskop-Aufnahme zu sehen sind, unter Anleitung von Jörg Burgold zu prozessieren.

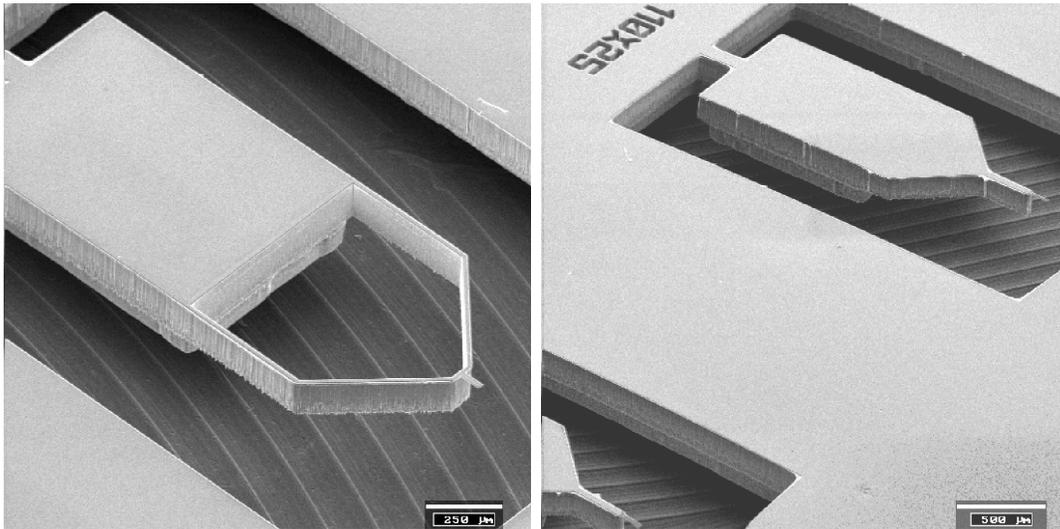


Abbildung 8.1: Raster-Elektronenmikroskop-Aufnahmen der fertig prozessierten Cantilever-Chips im Wafer-Verbund. Links ist die Geometrie-Variante mit Durchströmungsfenster zu sehen, rechts die Variante mit einem Steg als Ausleger.

Die Herstellung der Strukturen wird am Beispiel der Cantilever-Variante mit Fenster im Folgenden beschrieben.

Beschreibung des Herstellungsprozesses

Ein gängiges Strukturierungsverfahren ist das anisotrope, nasschemische Ätzen. Bei dieser Methode wird die Richtung des bevorzugten Materialabtrags durch die Kristallstrukturen vorgegeben. Damit sind die möglichen Geometrien abhängig vom verwendeten Material und dessen Kristallorientierung.

Neben dieser Methode ist am ZMN das Verfahren des *Advanced Silicon Etching* vorhanden. Mittels induktiv eingekoppeltem Plasma können Geometrien unabhängig von der Kristallorientierung erzeugt werden. Hierdurch sind auch sehr schmale Geometrien möglich, die fast senkrecht in den Wafer hinein strukturiert werden können. Machbar wird diese Strukturierung, indem in Schritten zwischen Ätzen und Passivierung des Materials gewechselt wird. Durch die unterschiedlichen Ätzraten in lateraler und paralleler Orientierung zur gewünschten Ätzrichtung kann der Ätzprozess so in die Tiefe strukturieren, mit einem nur minimalen Materialabtrag lateral zur gewünschten Ätzrichtung [29][7].

Im folgenden Teil werden an Hand von Abbildung 8.2 die einzelnen Herstellungsschritte kurz beschrieben. Dargestellt ist ein Querschnitt durch den Wafer. Auf genaue Prozessparameter sowie die verwendeten Chemikalien und Materialien wird nicht weiter eingegangen, da nur das Prinzip dargestellt werden soll.

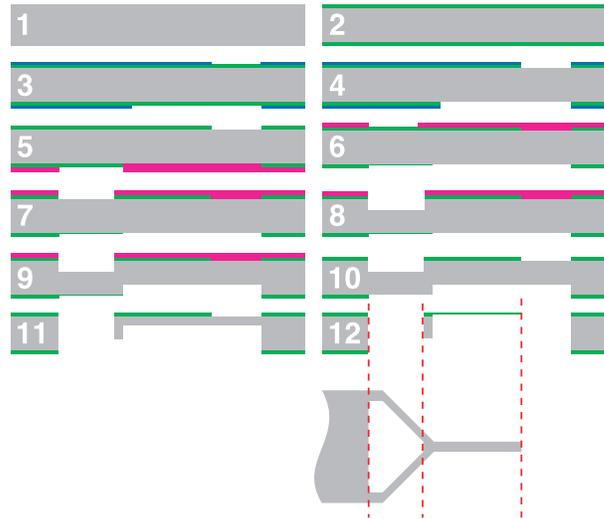


Abbildung 8.2: Prozessschema des mehrstufigen Strukturierungsprozesses. Beschreibung siehe Text.

Als Ausgangsmaterial für die Herstellung der Cantilever-Strukturen wird ein polierter 4Zoll Silizium Wafer mit (100)-Kristallstruktur verwendet (Schritt 1). Dieser wird zunächst in einem Temper-Ofen bei 1050°C thermisch oxidiert. Innerhalb von 8 Stunden bildet sich dann auf der Ober- und Unterseite eine $1,6\mu\text{m}$ dicke Oxidschicht aus SiO_2 (grün) aus (Schritt 2). Die Cantilever werden anschließend aus einer dieser Quarz-Glas-Schichten prozessiert. Dazu werden die Strukturen der späteren Chips mittels Lithographie (blau) auf die Wafer Ober- und Unterseite übertragen (Schritt 3). Auf der Oberseite ist die Struktur für Chip und Cantilever und auf der Unterseite nur die des Chips ausgespart. Mittels einer nasschemischen Ätze (Schritt 4) wird die Oxidschicht in den nicht maskierten Bereichen entfernt. In Schritt 5 wird auf der Unterseite per Lithographie (violett) der Bereich ausgespart, wo sich später das so genannte Fenster der Chips befindet. Hier wird die Oxidschicht nasschemisch abgedünnt, aber noch nicht vollständig entfernt. In Schritt 6 wird die lithographische Maske (violett) für den Fenster-Durchbruch auf der Oberseite aufgebracht. Anschließend wird in Schritt 7 die Oxidschicht nasschemisch entfernt. Dieses Fenster wird in Schritt 8 mittels Advanced Silicon Etching senkrecht in den Wafer hinein geätzt. Ebenfalls per Advanced Silicon Etching wird in Schritt 9 der Bereich unterhalb des Cantilever von der Unterseite senkrecht in den Wafer hineingeätzt. In Schritt 10 wird die abgedünnte Oxidschicht auf der Wafer Unterseite aus Schritt 5 nasschemisch

entfernt und anschließend wird in Schritt 11 und 12 das Fenster per Advanced Silicon Etching durchgeätzt und der Cantilever von unten her freigelegt.

Die so hergestellten Quarz-Glas Cantilever sind für sichtbares Licht zum großen Teil transparent. Deshalb müssen die fertig strukturierten Wafer mit einer metallischen Schicht bedampft werden, an der später das Laserlicht reflektiert wird.

Anstelle von Gold- oder Silberbeschichtungen als übliche Reflexionsschicht für Spiegel wird hier eine Chrombeschichtung verwendet, welche zwar eine schlechtere Reflektivität aufweist, aber vom thermischen Ausdehnungsverhalten α dichter am Quarz-Glas liegt ($\alpha_{Cr} = 4,9$, $\alpha_{SiO_2} = 6,5$, $\alpha_{Au} = 14,2$, $\alpha_{Ag} = 18,9$, $\alpha \cdot 10^6 K^{-1}$ [31]).

Dies ist wichtig, um innere Spannungen der Strukturen zu vermeiden. Ebenso muss beim Bedampfen beachtet werden, dass dies so geschieht, dass Spannungen auf der Ober- und Unterseite des Cantilever sich gerade kompensieren und der Cantilever nicht durch eine ungleichmäßige Beschichtung vorgebogen wird.

Durch den mehrfachen Wechsel der einzelnen Ätzverfahren und die entsprechenden Wartezeiten, dauerte das Durchlaufen der hier beschriebenen Cantilever-Produktion unter optimalen Bedingungen ungefähr eine Woche.

8.1.2 Cantilever-Halterung

Die so erzeugten Cantilever-Chips sollen nun in der Art auf dem Anemometer platziert werden, dass sie sich möglichst völlig freistehend in einer Strömung befinden. Das bedeutet, dass die Halterung, die den jeweiligen Cantilever-Chip aufnimmt, aus der Anströmrichtung komplett von diesem verdeckt sein muss und erst weiter hinten aus Stabilitätsgründen breiter werden darf. Damit wird durch die *Cantilever-Variante Fenster* (linkes Bild Abbildung, 8.1) die Stirnfläche der Halterung auf $1.8\text{mm} \cdot 1\text{mm}$ begrenzt. Um dennoch den Cantilever mit einem Laserstrahl abtasten zu können, wird der Arm unter einem leichten Winkel am Kopf des Anemometers befestigt, siehe Abbildung 8.3.

Durch die Reduzierung der Größe des Cantilever-Chips auf etwa ein Viertel gegenüber den bisher verwendeten kommerziellen Chips ist die Handhabbarkeit stark eingeschränkt. Das exakte Positionieren und Befestigen derart kleiner Strukturen, welche zudem keinen großen mechanischen Belastungen stand halten, ist nicht trivial und bedarf der Hilfe von angepasstem Werkzeug.

Dazu wurde eine Positionier- und Aufklebehilfe entworfen, die auf die Armspitze aufgeschraubt werden kann, so dass eine Vertiefung in der Größe des Cantilever-Chips entsteht. In dieser kann der Cantilever-Chip mittels einer Blattfeder geklemmt werden. Ein derart auf dem Arm fixierter Chip kann dann mit einer Nadel unter dem Binokular ausgerichtet und mit flüssigem Sekundenkleber dauerhaft auf dem Arm befestigt werden.

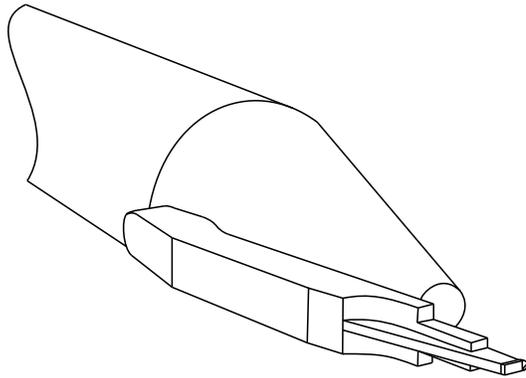


Abbildung 8.3: Illustration der neuen Cantilever-Chip Halterung. Sie stellt einen Kompromiss aus passiven Strömungsverhalten und mechanischer Stabilität dar.

8.1.3 Gehäuse und beinhaltete Baugruppen

Wie beim Cantilever-Chip selbst stand bei der Konstruktion des Anemometer-Gehäuses im Vordergrund, die angeströmte Fläche deutlich zu verringern, um die Beeinflussung der Strömung durch den Sensor selbst zu reduzieren. In Abbildung 8.4 ist das 3D - Konstruktionsmodell des unter diesen Gesichtspunkten neu entworfenen LCA zu sehen.

Im LCA erster Art hat die optische Einheit, also die Justierbank mit dem Lasermodul am meisten Bauraum beansprucht. Deshalb wurde bei der Neukonstruktion auf ein fertiges Lasermodul verzichtet. An dessen Stelle wird ein eigenes Modul verwendet, was aus einer $5mW$ RLD-65MC DVD-Player Laserdiode und einer Plastik-Kollimatorlinse *CAW100* von **PHILIPS** besteht. Mittels Schraubgewinde kann der Abstand zwischen Kollimatorlinse und Laserdiode variiert werden, um den Laserstrahl auf den Cantilever zu fokussieren¹.

¹Eine Kollimatorlinse ist notwendig, da Halbleiterlaser kein paralleles Laserlicht ausgeben. Durch die geringen Abmessungen des p-n-Überganges im Halbleiter treten Beugungseffekte auf, die den Strahl bis zu 10° divergent aufweiten. Des Weiteren ist die vertikale Ausdehnung des p-n-Übergangs deutlich geringer, als die laterale, was dazu führt, dass das Laserlicht unterschiedlich stark divergent in den beiden Querschnitts-Richtungen ist [6]. Der Strahlquerschnitt bekommt dadurch die Form einer Ellipse. Um diesen Effekt zu umgehen, wurde zwischen Kollimatorlinse und Laserdiode eine Lochblende in den Strahlengang gebracht, so dass die Kollimatorlinse nur kreisförmig bis zu ihrem Rand ausgeleuchtet wird.

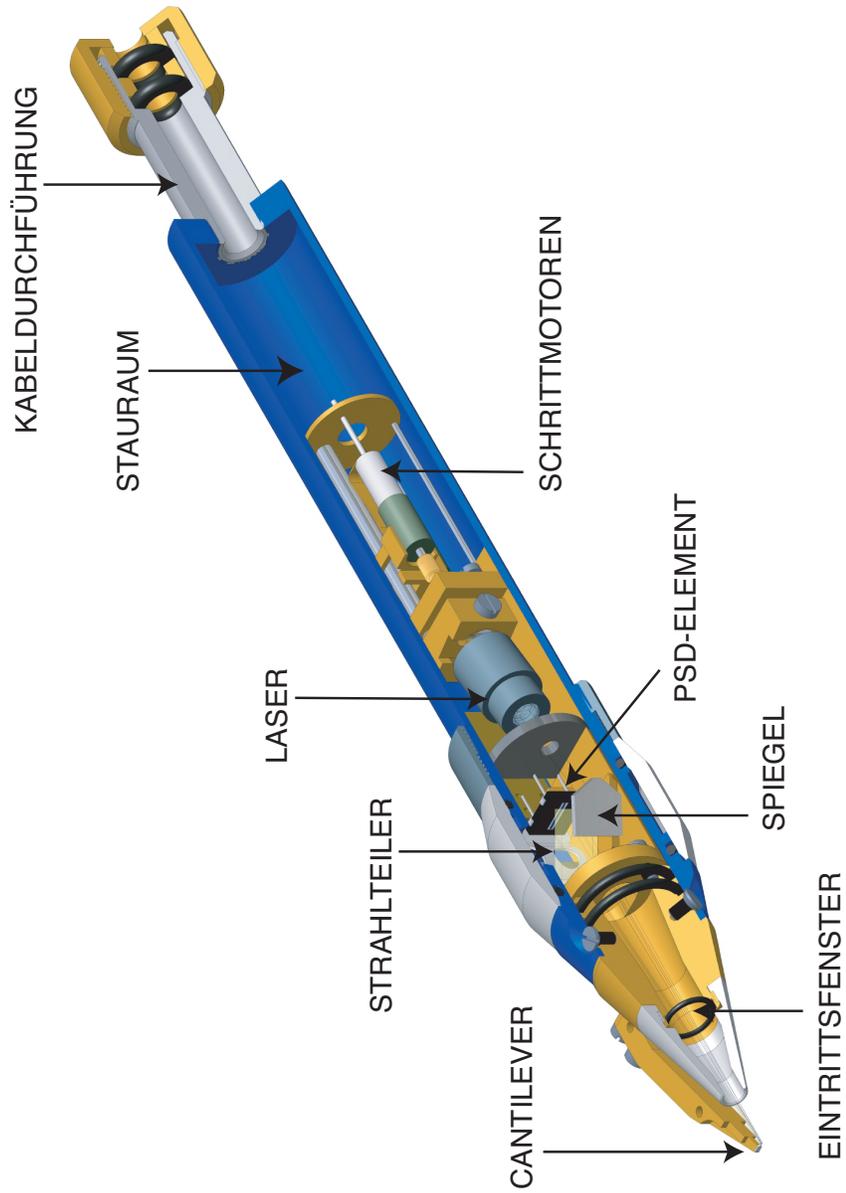


Abbildung 8.4: Laser-Cantilever-Anemometer zweiter Art mit den Bezeichnungen der wichtigen Baugruppen.

Im Gegensatz zum LCA erster Art wird hier der Positions-Sensitive-Detektor nicht neben der Licht-Baugruppe positioniert, sondern PSD und Lasermodul werden hintereinander angeordnet. Dadurch kann der Durchmesser des Laser-Cantilever-Anemometers um ca. die Hälfte reduziert werden. Durch diese Anordnung muss das Laserlicht an dem PSD seitlich vorbei strahlen. Dazu wurde das Lasermodul unter einem flachen Winkel seitlich geneigt und der Laserstrahl mittels eines Spiegels unter einem Winkel von 45° auf den Strahlteiler gelenkt, siehe Abbildung 8.5.

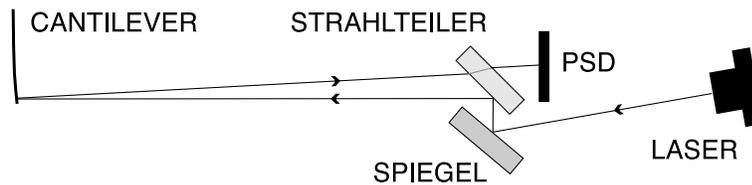


Abbildung 8.5: Darstellung des Lichtweges im Laser-Cantilever-Anemometer zweiter Art.

Während der Fokus des Lasers einmalig fest eingestellt wird, da die Halterungen mit den aufgeklebten Cantilevern mit ausreichender Genauigkeit angeschraubt werden können, muss die Position des Fokus-Punkts auf dem Cantilever allein schon wegen der unterschiedlichen Cantilever-Längen einstellbar sein.

Aus den Experimenten und Erfahrungen mit dem LCA erster Art wurde die Erkenntnis gezogen, dass eine Ausrichtung der Laser-Orientierung per Hand zu viele Nachteile beinhaltet. Zudem sind die Justageschrauben in Wasserexperimenten nicht von außen zugänglich und der Sensor müsste an der Luft schon optimal für den Wasserbetrieb justiert werden.

Daher wurde als Lösung eine verkleinerte Version der optischen Justagebank gebaut, wobei in diesem Fall an Stelle der Justageschrauben 2 Schrittmotoren (6mm Durchmesser, 25mm Länge) mit integriertem Planetengetriebe und aufgesetzten Gewindestangen verwendet wurden. Mittels der Motoren ist es möglich, den Fokus-Punkt auf dem Cantilever völlig unabhängig voneinander in Längs- und Querrichtung mit einer räumlichen Auflösung von ca. $5\mu\text{m}$ zu verschieben. Jeder der beiden Motoren hat eine eigene Ansteuerelektronik und kann sowohl im kontinuierlichen Modus, als auch im Einzelschritt-Modus gefahren werden. Die Motoren werden jeweils auf einer Schiene gelagert, auf der sie bei der Justage der Laser-Orientierung ungestört in den Stauraum gleiten können, siehe Abbildung 8.4.

Eine weitere Schwachstelle des LCA war die Ankopplung der Lasereinheit an das Anschlusskabel. Bewegungen haben sich über das Kabel auf den Laser übertragen und somit die Position des Fokus-Punkts auf dem Cantilever und damit auch die Position des Reflexes auf dem PSD-Element verändert. Die Verwendung einer so genannten PG-Verschraubung hat auch beim LCA zweiter

Art nicht die gewünschte mechanische Entkopplung zwischen Kabelbewegungen und Laser-Ausrichtung erbringt. Daher wurden zum einen die einzelnen Adern des Anschlusskabels im Inneren des LCA mittels Kunstharz mit der Halterung der Motor-Führungsschienen vergossen und des Weiteren die PG-Verschraubung durch eine Kabeldurchführung, wie sie auch in der Vakuum-Technik Verwendung findet, ersetzt, siehe Abbildung 8.4. Hierbei wird das Anschlusskabel durch einen 4cm langen Edelstahl-Zylinder, dessen Innenbohrung nur 1/10mm weiter ist als der Kabeldurchmesser, in das Gehäuse geführt. Dadurch können sich Biegebewegungen im Kabel nicht in das Gehäuseinnere übertragen. Zur Sicherheit sind die Zuleitungen zum Laser nochmals im Inneren auf der Basisplatte mit Kunstharz fixiert. Die Laserdiode ist mit diesen Kontaktpunkten über dünnen Trafo-Wickeldraht kontaktiert. Es hat sich gezeigt, dass durch diese Maßnahmen Kabelbewegungen tatsächlich vollständig ausgekoppelt werden konnten. Da wie zuvor beschrieben, bereits kleine Bewegungen am Kabel zur Dejustage geführt haben, war es nicht möglich den Cantilever bezüglich des PSD-Elementes auszurichten und anschließend das Gehäuse zu schließen. Um dieses Problem zu umgehen, wurde ein neues Gehäuse mit einem Justagefenster entworfen (Abbildung 8.6). Dieses kann durch einen Überwurf (Abbildung 8.4) wasserdicht verschlossen werden.

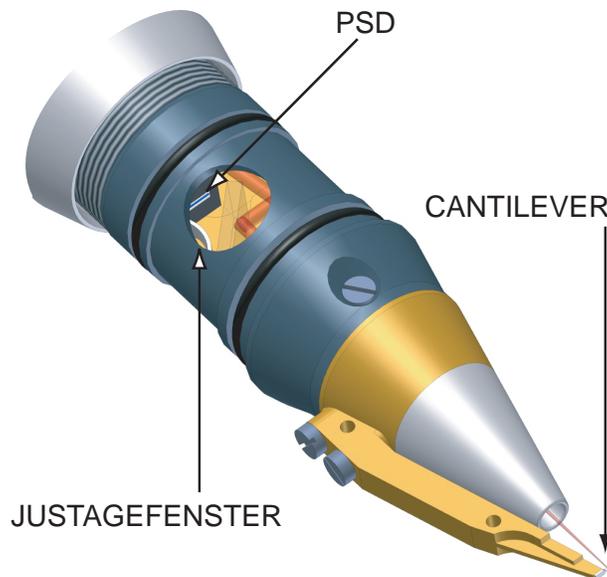


Abbildung 8.6: Darstellung des LCA mit geöffnetem Überwurf und Sicht durch das Justagefenster auf das PSD-Element.

Die Verstärker-Schaltung wurde gegenüber dem LCA1 nicht verändert, sondern lediglich auf so genannte Surface Mounted Device (SMD) Bauteile umgestellt, um die Platine im nun kleineren Volumen des LCA unterbringen zu können.

8.2 Charakterisierung der Richtungsauflösung

Zur Charakterisierung der Richtungsauflösung des Laser-Cantilever-Anemometers wird ein Messaufbau auf einem Rohr verwendet. Der Messsensor ist hierbei horizontal zum Windkanal ausgerichtet, wie es in Abbildung 8.7 zu sehen ist. Das Rohr kann mittels Schrittmotor um die eigene Achse rotiert werden. Sowohl für das LCA, als auch vergleichsweise für einen Hitzdraht, wurde die Richtungsabhängigkeit bei horizontaler und vertikaler Ausrichtung von Cantilever, bzw. Hitzdraht aufgenommen, siehe Fall A,B,C und D in 8.7.

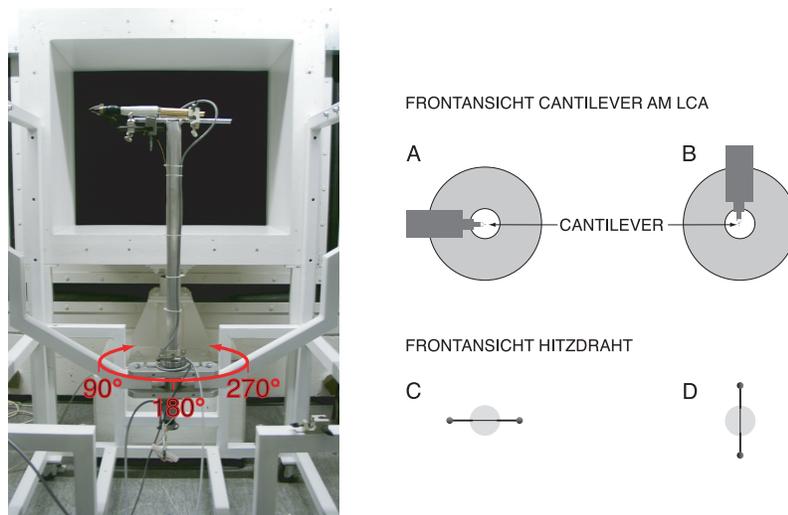


Abbildung 8.7: Messaufbau zur Messung der Richtungsabhängigkeit. Cantilever in horizontaler (A) und vertikaler (B) Ausrichtung, sowie Hitzdraht in horizontaler (C) und vertikaler (D) Ausrichtung.

Die Vorgehensweise war folgende: Die Ausgangssignale wurden während der Rotation bei konstanter laminarer Anströmung von 8 m/s kontinuierlich aufgenommen. Es wurde eine Winkelgeschwindigkeit von $\omega = 4^\circ/\text{s}$ am Schrittmotor eingestellt, was einer Geschwindigkeit an der Sensor-Spitze von etwa $1,5\text{ cm/s}$ entspricht. Dadurch ist sichergestellt, dass diese Rotationsgeschwindigkeit gegenüber der Anströmgeschwindigkeit vernachlässigt werden kann.

Um eine bessere Einschätzung der Qualität der Messung zu erhalten, bestand eine Messung aus einem Umlauf von 1170° . Durch diese Redundanz konnte sofort die Stabilität der Signale beurteilt werden. Zu jeder Rotationsmessung wurde in der 0° -Stellung eine Geschwindigkeitskalibrierung durchgeführt.

Idealer Weise sollte für jeden Geschwindigkeitssensor mit der Kalibrierfunktion f in diesem Experiment gelten

$$\text{Ausgangssignal}(\alpha) = f^{-1} \left(8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \cdot \cos(\alpha) \right), \quad (8.1)$$

wobei f^{-1} die Umkehrfunktion von f ist und α den Rotationswinkel darstellt.

Im folgenden Teil werden die Fälle A und B jeweils für die Cantilever-Variante mit Fenster und mit Ausleger, sowie die Fälle C und D für einen Singlewire-Hitzdraht präsentiert und die Abweichungen vom *Cosinus*-Verhalten betrachtet. Dabei wird die vollständige Vorgehensweise im ersten Fall ausführlich durchgeführt und die übrigen Fälle auf die Ergebnisse reduziert.

8.2.1 Horizontale Drehrichtung

Cantilever-Variante Fenster, Ausrichtung A

Wie zuvor beschrieben, wird das Anemometer zunächst in der 0° -Stellung kalibriert. Die zugehörige Kalibrierkurve mit den Messpunkten und einer funktionalen Anpassung ist in Abbildung 8.8 zu sehen.

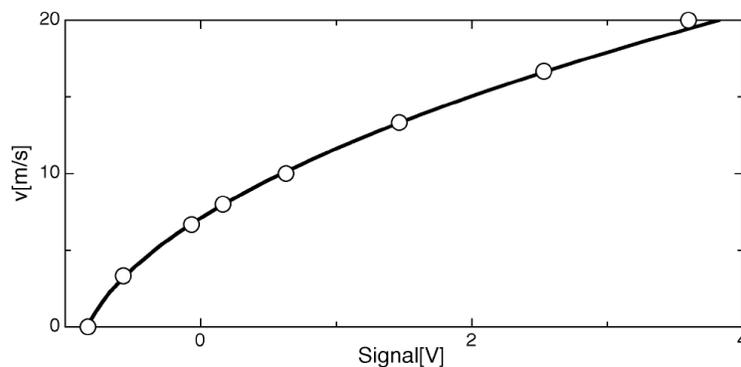


Abbildung 8.8: Messpunkte der Kalibrierung mit der angefitzten Kalibrierfunktion der Form $v[m/s] = const + m \cdot \sqrt{Signal[V] - x_0}$.

In Abbildung 8.9 ist der Verlauf des Ausgangssignals des Laser-Cantilever-Anemometers während der Rotation um die Drehachse aus Abbildung 8.7 zunächst als Zeitserie dargestellt. Das Signal wurde hier mit einer Abtastfrequenz von $1kHz$ aufgenommen. Es ist deutlich zu sehen, dass die Reproduzierbarkeit der Messwerte bei jedem Umlauf sehr gut ist.

Aus der Zeitserie in Abbildung 8.9 wird nun ein kompletter Umlauf ausgewählt und der besseren Präsentation wegen in Polarkoordinaten dargestellt, siehe Abbildung 8.10, linkes Diagramm. Der ideale Verlauf nach Gleichung 8.1 für ein Anemometer mit einer quadratischen Abhängigkeit bezüglich der Strömungsgeschwindigkeit ist als rote Kurve eingezeichnet.

Im rechten Diagramm von Abbildung 8.10 ist der Verlauf der per Kalibrierung errechneten Geschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Anstellwinkel dargestellt. Hier ist ebenfalls der ideale *Cosinus*-Verlauf als rote Kurve eingezeichnet. Der

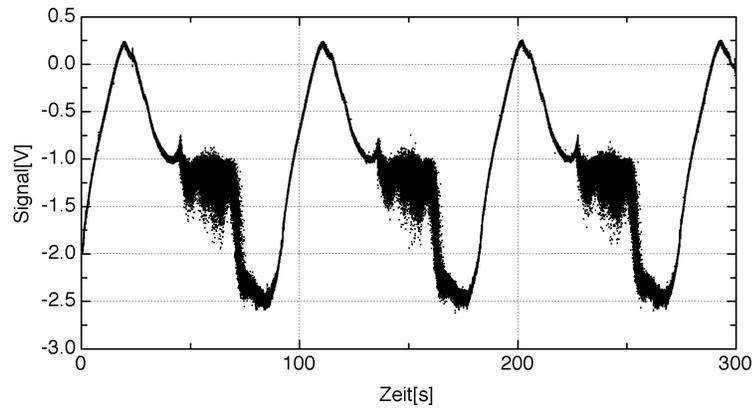


Abbildung 8.9: Zeitlicher Verlauf des Anemometersignals während der Rotation um die Drehachse.

Winkelbereich von 90° bis 270° wurde hier nicht verwendet, da das Anemometer in diesem Fall rückwärtig angeströmt wird.

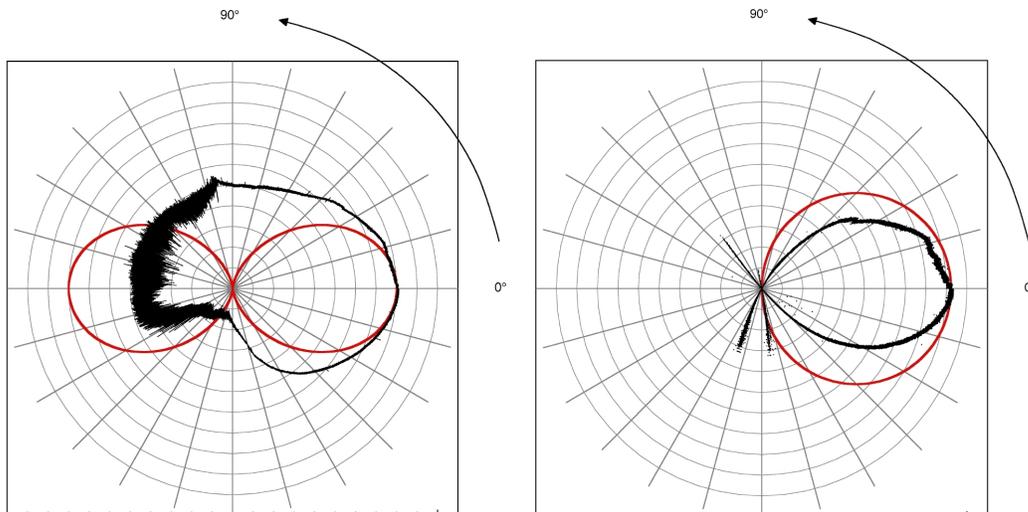


Abbildung 8.10: In schwarz ist der winkelabhängige Verlauf des Ausgangssignals des Anemometers (links, 1 radiale Einheit: $0,4V$, Ursprung: $-3V$) und der per Kalibrierung errechneten Geschwindigkeit (rechts, 1 radiale Einheit: $0,9m/s$) dargestellt. In rot ist der entsprechende ideale Verlauf nach Gleichung 8.1 mit eingezeichnet.

Cantilever-Variante Ausleger, Ausrichtung A

Wie im vorherigen Fall werden die gleichen Schritte für die Cantilever-Chips mit dem Ausleger (Abbildung 8.1, rechts) durchgeführt. In Abbildung 8.11 ist die Winkelabhängigkeit des Signals und der daraus berechneten Geschwindigkeit gezeigt. Der Reflexpunkt war in diesem Fall bei 0 m/s ganz am Rand des PSD-Elementes, daher liegen die Messwerte von Winkeln mit Werten größer $\pm 90^\circ$, das heißt rückwärtige Anströmung, außerhalb der Kalibrierung und werden nicht verwendet.

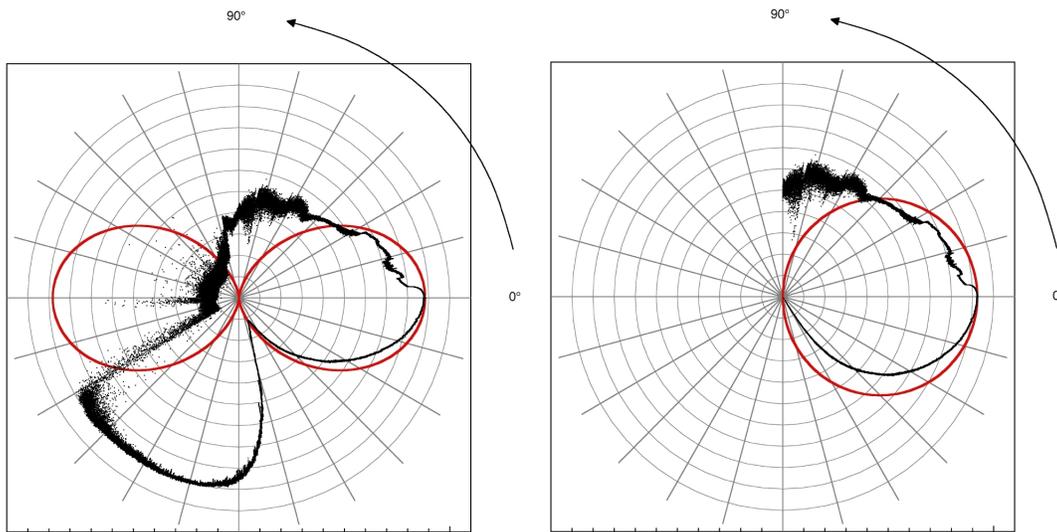


Abbildung 8.11: In schwarz ist der winkelabhängige Verlauf des Ausgangssignals des Anemometers (links, 1 radiale Einheit: $0,8\text{ V}$, Ursprung: -3 V) und der per Kalibrierung errechneten Geschwindigkeit (rechts, 1 radiale Einheit: $0,9\text{ m/s}$) dargestellt. In rot ist der entsprechende ideale Verlauf nach Gleichung 8.1 mit eingezeichnet.

Hitzdraht, Ausrichtung C

Für die horizontale Drehrichtung weist der Hitzdraht die beste Richtungsempfindlichkeit auf. Die Abweichungen vom Cosinus-Verhalten als idealer Fall sind nur für Bereiche um 90° , bzw. 270° zu erkennen, siehe Abbildung 8.12. Dort wird die Geschwindigkeit etwas überschätzt. Dies ist dadurch zu erklären, dass der Hitzdraht sich teilweise im Nachlauf seiner Haltegabel befindet. Zudem wird die Gabel durch die in diesem Fall seitliche Anströmung stark gekühlt und so kann über sie Wärme aus dem Hitzdraht abfließen.

Fazit: Durch die asymmetrische Konstruktion des Laser-Cantilever-Anemometers in dieser Drehrichtung ist es nicht verwunderlich, dass speziell bei der Cantilever-

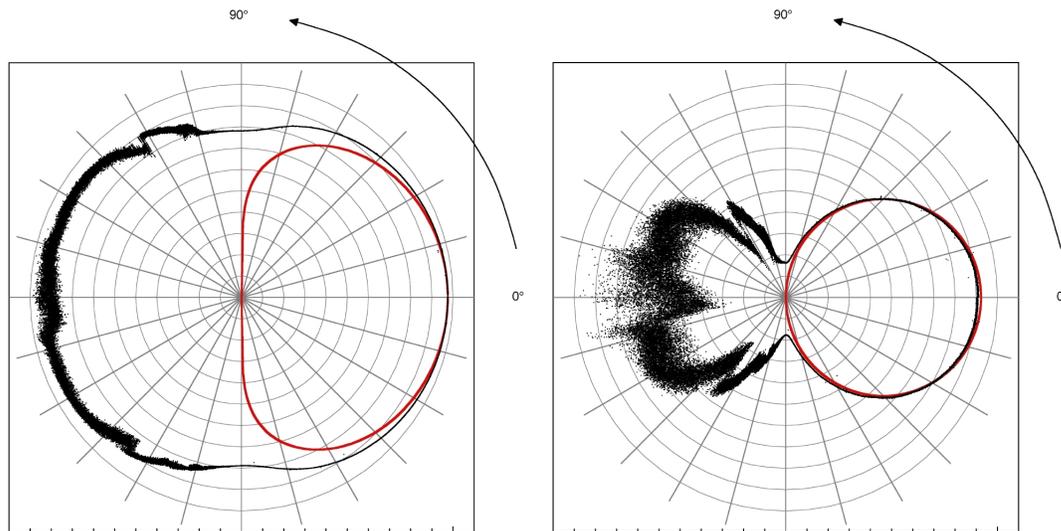


Abbildung 8.12: In schwarz ist der winkelabhängige Verlauf des Ausgangssignals des Anemometers (links, 1 radiale Einheit: $0,2V$) und der per Kalibrierung errechneten Geschwindigkeit (rechts, 1 radiale Einheit: $0,9m/s$) dargestellt. In rot ist der entsprechende ideale Verlauf nach Gleichung 8.1 mit eingezeichnet.

Variante mit Ausleger das Signal stark asymmetrisch ist. Für den Winkelbereich von 0° bis 270° werden Geschwindigkeiten etwas unterschätzt, das Verhalten ist aber sehr Cosinus-ähnlich, da er in diesem Winkelbereich frei in der Strömung steht, Abbildung 8.11. Im Winkelbereich von 0° bis 90° ist kein Cosinus-Verhalten mehr zu erkennen und es treten starke Schwankungen auf. Dies kann dadurch erklärt werden, dass durch den Cantilever-Chip und den Arm des LCA die Strömung über den Cantilever umgelenkt wird. Bei der Cantilever-Variante mit Fenster ist dieser Effekt fast vollständig unterdrückt, es ist nur noch eine kleine Asymmetrie zu erkennen, jedoch wird auch in diesem Fall die Geschwindigkeit für von 0° verschiedene Winkel gegenüber dem Cosinus-Verhalten unterschätzt, Abbildung 8.10.

8.2.2 Vertikale Drehrichtung

Im Folgenden werden die Winkelabhängigkeiten der drei verschiedenen Sensoren in vertikaler Lage nach Abbildung 8.7 (Fälle B und D) beschrieben. Dabei wurde auch hier nach jeder Messung eine entsprechende Kalibrierung neu durchgeführt. Die Messungen sind in den Abbildungen 8.13, 8.14 und 8.15 zu sehen.

Cantilever-Variante Fenster, Ausrichtung B

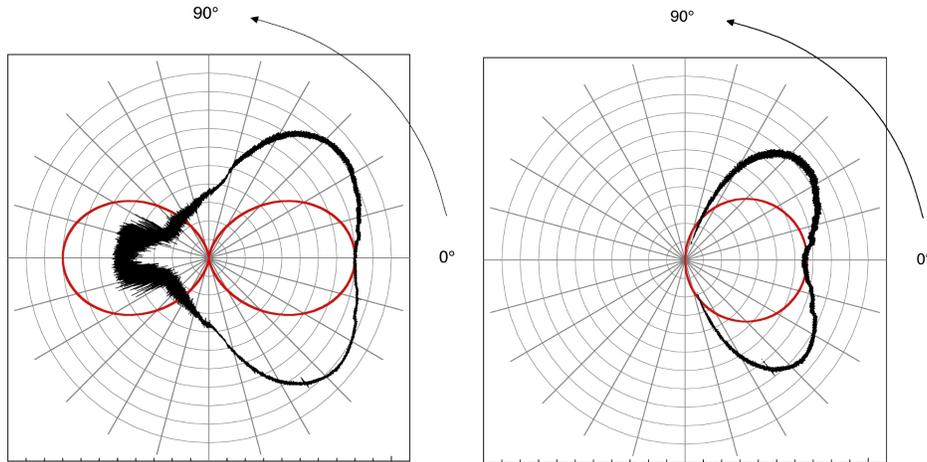


Abbildung 8.13: Winkelabhängiger Verlauf des Ausgangssignals des Anemometers (links, 1 radiale Einheit: $0,4V$) und der bestimmten Geschwindigkeiten (rechts, 1 radiale Einheit: $1,2m/s$), sowie der ideale Verlauf nach Gleichung 8.1 (rot).

Cantilever-Variante Ausleger, Ausrichtung B

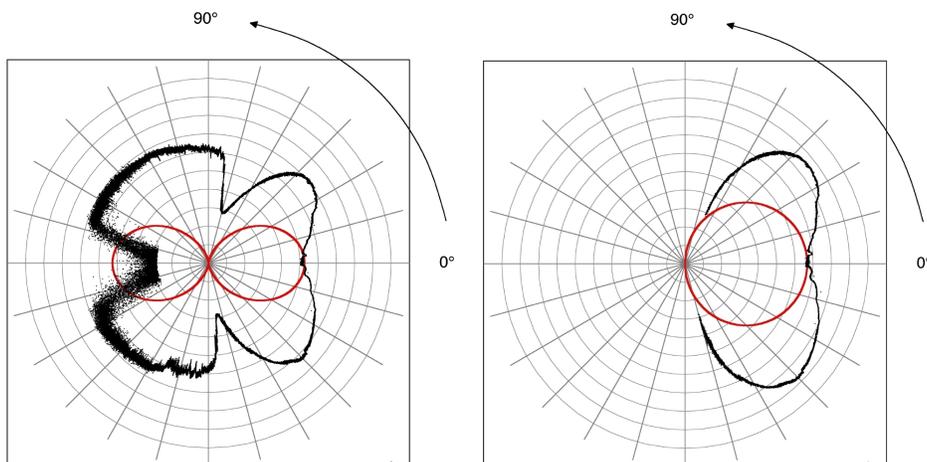


Abbildung 8.14: Winkelabhängiger Verlauf des Ausgangssignals des Anemometers (links, 1 radiale Einheit: $0,4V$) und der bestimmten Geschwindigkeiten (rechts, 1 radiale Einheit: $1,2m/s$), sowie der ideale Verlauf nach Gleichung 8.1 (rot).

Hitzdraht, Ausrichtung D

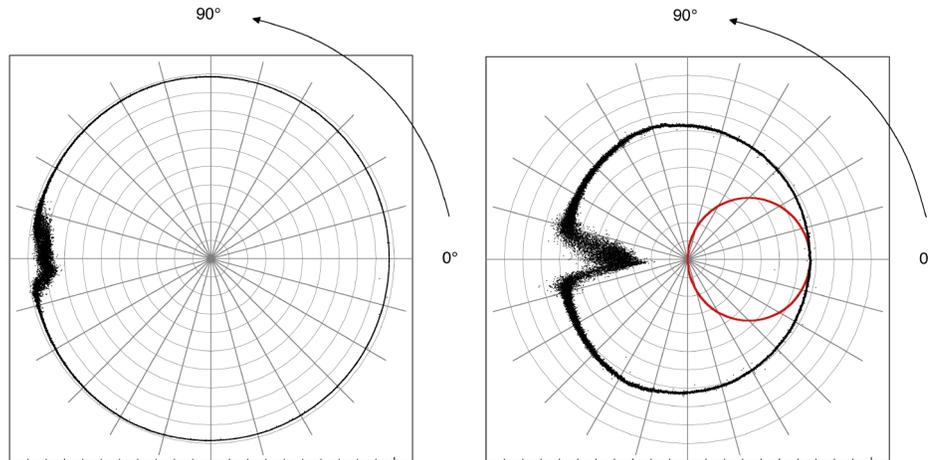


Abbildung 8.15: Winkelabhängiger Verlauf des Ausgangssignals des Anemometers (links, 1 radiale Einheit: $0,2V$) und der per Kalibrierung errechneten Geschwindigkeiten (rechts, 1 radiale Einheit: $1,2m/s$) dargestellt. In der rechten Abbildung ist in rot das wünschenswerte Cosinus-Verhalten zu sehen.

Für die vertikale Orientierung weisen beide Cantilever-Varianten ein symmetrisches Signal auf. Allerdings findet eine starke Überschätzung der Geschwindigkeit in den Bereichen von 45° und 315° statt, siehe Abbildungen 8.13 und 8.14.

Der Hitzdraht ist in dieser Drehrichtung rotationssymmetrisch und sollte demnach ein konstantes Geschwindigkeitssignal messen, aber auch hier treten in den Bereichen um 90° und 270° Überschätzungen der Geschwindigkeit auf, siehe Abbildung 8.15. Eine übermäßige Wärmeabfuhr über die Gabel in diesen Winkelbereichen ist auch hier als Begründung anzunehmen.

Insgesamt betrachtet ist die Cantilever-Variante mit Fenster als vielversprechend anzusehen. Durch diese Art der Aufhängung des Cantilever scheint dieser von der Asymmetrie des LCA größtenteils abgekoppelt werden zu können. Die Abweichung in vertikaler Ausrichtung mit den Überschätzungen der Geschwindigkeit in den $\pm 45^\circ$ -Bereichen kann so nicht erklärt werden. Ob dies ein Geometrie-Effekt, oder ein Verhalten des Cantilever ist, soll im Folgenden untersucht werden.

8.2.3 Untersuchung des Geometrieinflusses mittels Hitzdraht

Um nachzuprüfen, ob die Geometrie des Cantilever-Chips und die des Armes für die Überschätzungen in den vertikalen Orientierungen als Ursache anzusehen ist, wird ein LCA-Arm verwendet, auf dem ein Cantilever-Chip ohne Cantilever

aufgeklebt ist. Anstelle des Cantilevers wird ein Hitzdraht in horizontaler Orientierung positioniert, siehe Abbildung 8.16. Der Abstand zwischen Cantilever-Chip und Hitzdraht betrug dabei ca. $500\mu m$.

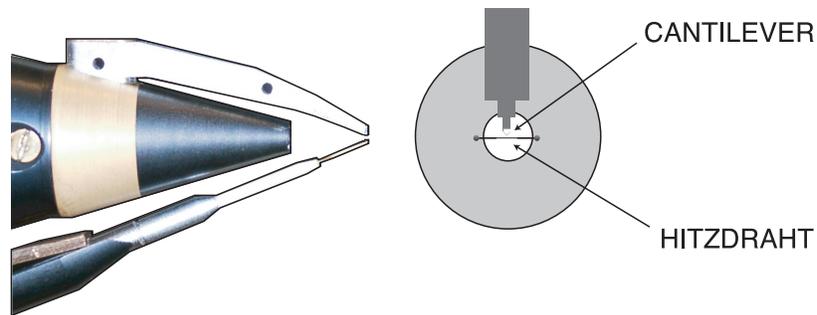


Abbildung 8.16: Hitzdraht positioniert an der Position des Cantilever vor dem Laser-Cantilever-Anemometer. Links Seitenansicht, rechts Frontansicht.

Ohne Einfluss der Geometrie sollte der Hitzdraht, wie in Abbildung 8.12 zu sehen ist, einen fast idealen Cosinus-Zusammenhang aufweisen. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 8.17 zu sehen.

Im Vergleich zur ungestörten Messung weist hier der Hitzdraht auch eine Überschätzung neben der 0° -Stellung auf. Diese hat ihr Maximum im Winkelbereich von $\pm 20^\circ$ und ist nicht so stark ausgeprägt wie in den Cantilever-Messungen. Dies ist dadurch zu erklären, dass der Hitzdraht einen größeren Abstand zum Chip und damit zum Arm hat, als ein Cantilever. Ebenso ist der Hitzdraht an keiner Stelle direkt mit dem Cantilever-Chip verbunden. Insgesamt, kann dies jedoch als Indiz dafür genommen werden, dass die Geometrie von Cantilever-Chip und/oder LCA-Arm einen richtungsabhängigen Einfluss auf die Strömung hat und damit die gewünschte Messung verfälscht.

8.2.4 Diskussion der Richtungsauflösung

Hier soll eine kurze Beurteilung der zuvor beschriebenen Experimente zur Richtungsauflösung diskutiert werden. Die Richtungsauflösung des Hitzdrahtes in horizontaler Anströmung kann als nahezu ideal angesehen werden. Zusätzliche Kühlraten über die Haltegabel und damit die Schweisspunkte auf den eigentlichen Hitzdraht werden erst bei fast senkrechter Anströmung der Gabel beobachtet. Dabei sind die Abweichungen derart gering, dass dieser Fehler in Turbulenz-Experimenten sicherlich geringer einzuschätzen ist, als z.B. Fehler durch nicht ideal ausgerichtete Traversierungen.

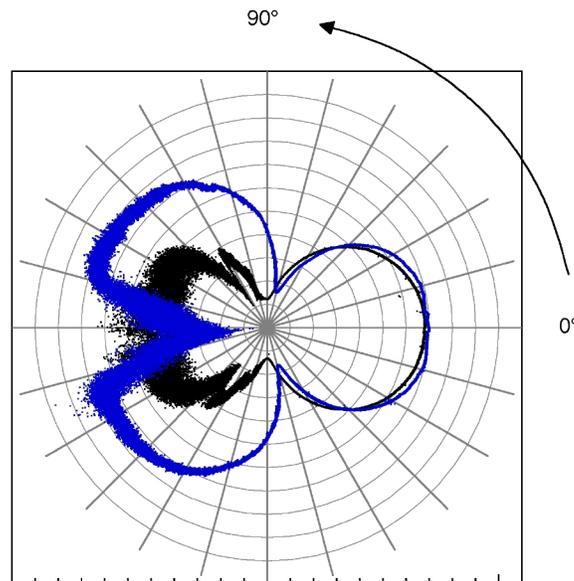


Abbildung 8.17: Vergleich der winkelabhängigen Geschwindigkeitsauflösung eines Hitzdrahtes in ungestörter Position (schwarz) und in der Kombination mit dem LCA (blau), siehe Abbildung 8.16.

Während die Ergebnisse des Cantilever in horizontaler Ausrichtung die Variante mit Ausleger aufgrund der starken Asymmetrie und Verzerrung im Bereich von $0^\circ \dots 90^\circ$ praktisch ausschließen, liefert die Cantilever-Variante mit Fenster gute Ergebnisse. Inwieweit die Unterschätzung der Geschwindigkeit bezüglich der Cosinus-Projektion spezifisch für diese Cantilever-Variante oder derzeit noch im Rahmen der Schwankung des Herstellungsprozesses liegt, kann an diesem Punkt nicht geklärt werden. Die Vermutung, dass Schwankungen im Herstellungsprozess eine Rolle spielen könnten, wird angeregt durch die Betrachtung des Bereiches von $270^\circ \dots 0^\circ$, welcher bei der Ausleger Variante dichter am Idealverlauf liegt, als bei der Fenster Variante.

In der vertikalen Orientierung verwundert beim Cantilever die Überschätzung der Geschwindigkeit in den $\pm 45^\circ$ Bereichen für beide Varianten. Gestützt durch die Untersuchung mittels Hitzdraht, kann die Geometrie hierfür verantwortlich gemacht werden. Eine weitere Untersuchung dieses Effektes könnte durch numerische Strömungssimulationen geklärt werden.

Speziell unter Berücksichtigung der Messung von Abbildung 8.15, die deutlich macht, wie stark in einer Hitzdraht-Messung verschiedene Richtungskomponenten ununterscheidbar addiert werden, soll das LCA mit der Cantilever-Variante Fenster durchaus zur Messung turbulenter Geschwindigkeitsfelder verwendet werden.

8.3 Experimente in turbulenten Luftströmungen

Das soweit beschriebene und charakterisierte Laser-Cantilever-Anemometer zweiter Art soll nun in einer turbulenten Freistrah-Strömung nach Kapitel 5.2 verwendet und mit dem Hitzdraht-Anemometer verglichen werden. Die Messung findet zentral unter der Düse statt, in einem Abstand von $37,5$ Düsendurchmessern. Die Austrittsgeschwindigkeit an der Düse beträgt $32,8\text{m/s}$ und die mittlere Geschwindigkeit an der Messposition ca. 12m/s mit einem Turbulenzgrad von $14,4\%$. Damit wird die Reynoldszahl in diesem Experiment zu $Re = 17500$ bestimmt.

8.3.1 Langzeitstabilität

Bevor mit den Messungen begonnen wird, soll noch untersucht werden, inwieweit eine Stabilität der Anemometer-Signale vorausgesetzt werden kann. Für diese Langzeitmessungen wurden sowohl Hitzdraht-, als auch Laser-Cantilever-Anemometer bereits einen Tag zuvor in Betrieb genommen, damit alle Komponenten genügend Zeit haben auf eine stabile Betriebstemperatur zu relaxieren.

Die Messung wurde an einem Wochenende gestartet und dauerte insgesamt 45 Stunden. Dadurch konnte ausgeschlossen werden, dass unerwartete Effekte durch zeitgleich laufende Experimente auftreten.

Neben den beiden Ausgangssignalen der Anemometer wurde auch die Änderung der Temperatur protokolliert. Beide Anemometersignale zeigen deutlich den Tagesgang der Temperatur im Labor auf, siehe Abbildung 8.18.

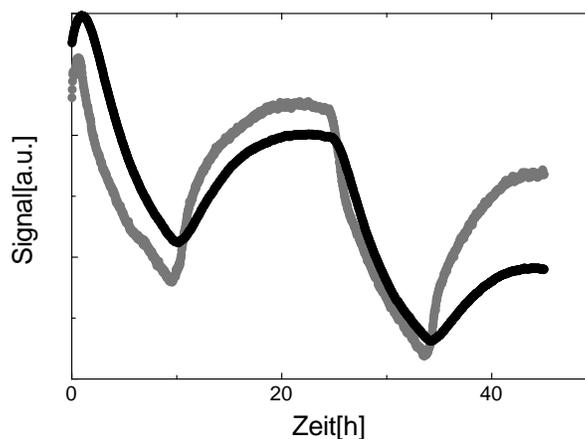


Abbildung 8.18: Langzeit-Drift vom Laser-Cantilever-Anemometer (schwarze Kreise), Hitzdraht-Anemometer (graue Kreise). Beide Anemometer zeigen den gleichen zeitlichen Verlauf.

Dieser Tagesgang wird von der zentralen Steuerung der Heizungsanlage vorgegeben. Die lange Relaxations-Zeit ist dadurch begründet, dass das hier benutzte Labor sich über 2 Etagen erstreckt und so ein ungewöhnlich großes Volumen aufgeheizt werden muss.

Im Rahmen dieser Temperaturschwankungen liefern also sowohl Hitzdraht- als auch Laser-Cantilever-Anemometer stabile Ausgangssignale. Es soll nun abgeschätzt werden, wie groß der Einfluss dieser Temperatur-Drift auf die durchzuführenden Messungen ist. Dazu wurde eine Kalibrierung durchgeführt und die Drift während eines Arbeitstages (12 Stunden, Temperaturänderung $\approx 2K$) berücksichtigt, siehe Abbildung 8.19.

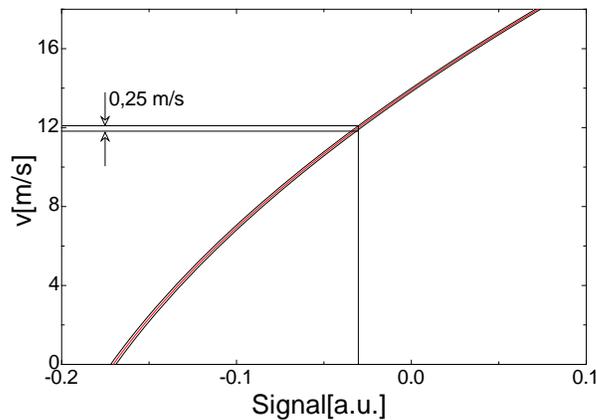


Abbildung 8.19: Einfluss der Umgebungstemperatur über 12h auf die Kalibrierfunktion (rot).

Für das hier dargestellte Experiment bedeutet dies also eine Verschiebung des Mittelwertes von $0,13m/s$ pro $1K$ Temperaturänderung. Die hier durchgeführten Experimente dauerten inklusive einer Kalibrierung maximal 1–2 Stunden, so dass die Drift der Umgebungstemperatur vernachlässigt werden kann.

8.3.2 Spektrale Analyse

Wie zuvor beim Laser-Cantilever-Anemometer erster Art sollen nun die Ergebnisse der Messungen des LCA und des Hitzdraht-Anemometers mittels der in Kapitel 2 vorgestellten Analyseverfahren verglichen werden.

In Abbildung 8.20 sind die aus den Datensätzen berechneten Leistungsspektren dargestellt, inklusive einer funktionellen Anpassung an den Hitzdraht-Datensatz nach Gleichung (2.11).

Die Dynamik des Hitzdraht-Anemometers wird auch in diesem Fall nicht erreicht. Dessen Rauschlevel liegt ca. eine Größenordnung unterhalb der des Laser-Cantilever-Anemometers. Ebenso verläuft der Skalierungsbereich etwas flacher

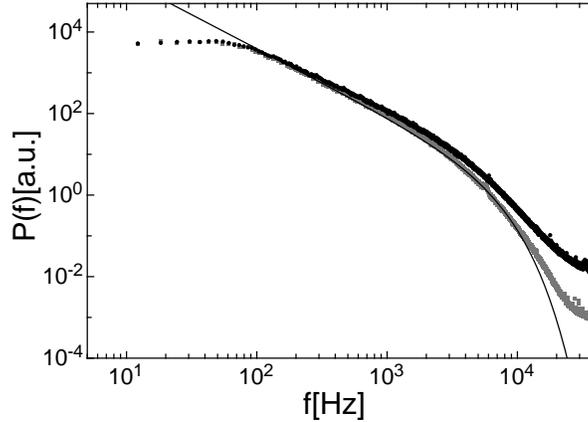


Abbildung 8.20: Leistungsspektren der Daten aus der LCA- (schwarz) und Hitzdraht-Anemometer-Messung (grau). Mit eingezeichnet ist der nach Gleichung (2.11) zu erwartende Verlauf für Inertial- und Dissipationsbereich.

als der nach Kolmogorov geforderte $-5/3$ -Bereich. Allerdings wurde gegenüber dem LCA1 eine Verbesserung in der Qualität der Skalierung erreicht.

Da vor allem auch die Aussteuerung der Signale einen Einfluss auf den Dynamikbereich hat, sollen nun weitere statistische Untersuchungen folgen.

8.3.3 Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente

Um zu überprüfen, ob die in den Abschnitten 7.4.2 und 7.5 beobachteten Abweichungen der Geschwindigkeitsinkrement-Verteilungen durch die hier neue Geometrie des Cantilever und des gesamten Anemometers reduziert werden konnten, sollen nun die Geschwindigkeitsinkrement-Verteilungen dieser Messungen betrachtet werden, siehe Abbildung 8.21.

Die Betrachtung der Verteilungen zeigt, dass mit den neuen Geometrien der richtige Lösungsweg eingeschlagen worden ist. Die Geschwindigkeitsinkrement-Verteilungen der LCA-Messungen stimmen nun sehr gut mit denen der Hitzdraht-Messung überein. Lediglich bei kleinen Längenskalen gibt es stärkere Abweichungen. Inwieweit diese Abweichungen über den gesamten Längenskalenbereich verlaufen, soll mit der Bestimmung des Formparameters λ^2 geschehen. Dabei wird durch die Bestimmung nach Gleichung (2.31), bzw. Gleichung (2.27) unterschieden, ob die Abweichung verstärkt in den Flügeln, oder in den Spitzen der Verteilungen zu finden ist.

In Abbildung 8.22 ist λ^2 in Abhängigkeit von der Skala r für beide Bestimmungsverfahren dargestellt. Danach ist die Abweichung gegenüber den Verteilungen aus dem Hitzdraht-Datensatz stärker durch die Spitze der Verteilungen, als durch ihre Flügel geprägt. Die Unterschiede der beiden λ^2 -Verläufe sind größer,

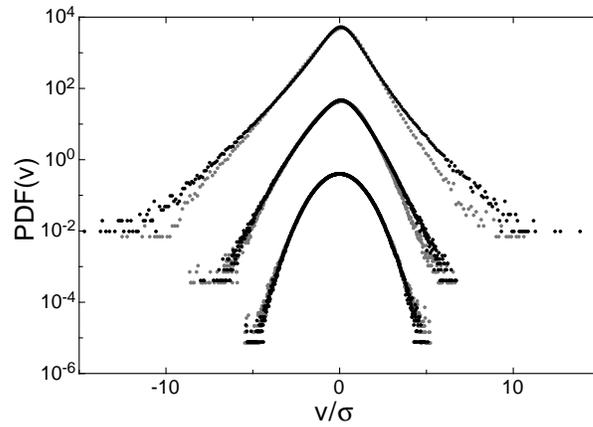


Abbildung 8.21: Vergleich der Verteilungen der Geschwindigkeitsinkremente aus den Daten der LCA- (schwarz) und Hitzdraht-Messung (grau), für 3 nach oben kleiner werdende, exemplarisch ausgewählte Längenskalen

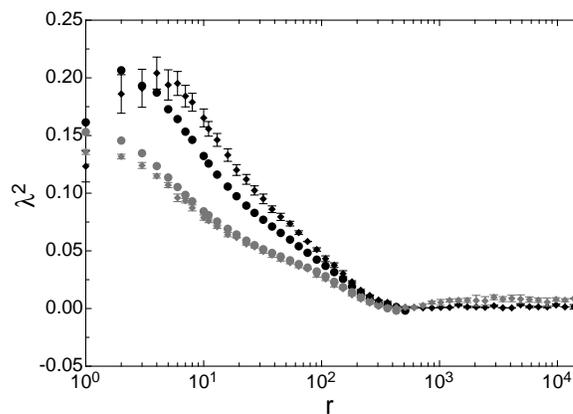


Abbildung 8.22: Verlauf des Formparameters λ^2 für die Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente aus den Daten der LCA- (schwarz) und Hitzdraht-Messung (grau), berechnet nach Gleichung (2.31) (Kreise) und nach Gleichung (2.27) (Diamanten inkl. Fehlerbalken).

als die bei der Bestimmung von λ^2 gemachten Fehler und deuten so auf systematische Ursachen hin.

Die Stärke der Abweichung ist gegenüber dem Laser-Cantilever-Anemometer erster Art deutlich reduziert worden. Des Weiteren konnte der Bereich der Längenskalen, in denen eine Abweichung zu beobachten ist, um eine Größenordnung verringert werden.

Eine weitere Beschreibung der Verteilungen soll durch ihre Symmetrie- und Breitereigenschaften erfolgen. In Abbildung 8.23 sind dazu die ersten vier Strukturfunktionen beider Datensätze dargestellt.

Während beim LCA erster Art die Strukturfunktionen systematisch über denen des Hitzdraht-Anemometers liegen, können hier signifikante Unterschiede nur für kleinere Längenskalen beobachtet werden. Diese Beobachtung ist übereinstimmend mit den vorher beschriebenen Abweichungen in den Verteilungen und dem Formparameter λ^2 zu sehen.

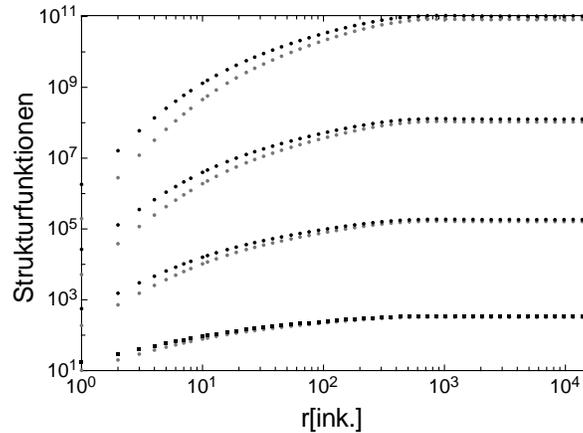


Abbildung 8.23: Strukturfunktionen 1 bis 4 (von unten nach oben) für den LCA2-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau).

Ein Skalierungsbereich ist in keiner Strukturfunktion der beiden Datensätze deutlich ausgeprägt, daher soll nach dem in [5] beschriebenen Verfahren der Extended Self Similarity vorgegangen werden, um die Skalenexponenten ξ_n zu bestimmen, siehe Abbildung 8.24.

Eine funktionelle Anpassung der Daten nach K62 mit $\xi_n = \frac{n}{3} - \frac{\mu}{18}n(n-3)$ liefert für die Intermittenz-Korrektur $\mu = 0,24 \pm 0,003$. In [1] wird aus unabhängigen Messungen unterschiedlicher Hitzdraht-Anemometer ein Wert von $\mu = 0,26 \pm 0,04$ ermittelt. Das LCA liefert demnach Ergebnisse innerhalb der Streuung verschiedener Hitzdraht-Anemometer.

Die Übereinstimmung zwischen Hitzdraht- und LCA-Datensatz ist dabei sehr gut, sogar für große n , für die die Bestimmung der Strukturfunktionen eher unsicher wird. Dies macht deutlich, dass die ESS-Methode nicht als empfindlichstes

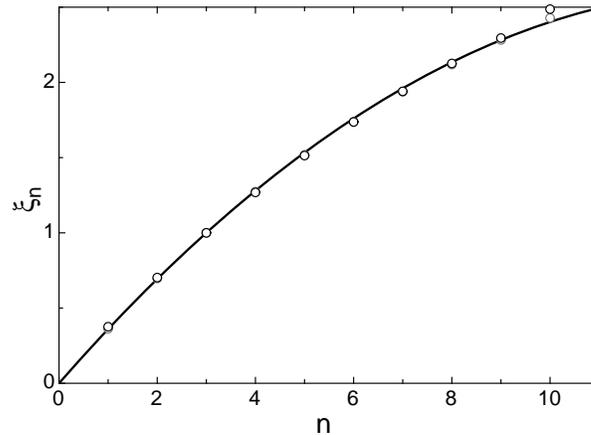


Abbildung 8.24: Mittels ESS bestimmte Skalenelemente ξ_n für den LCA2-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau). Angefittet ist die nach Gleichung (2.23) beschriebene Funktion $\xi_n = \frac{n}{3} - \frac{\mu}{18}n(n-3)$.

Werkzeug zur Charakterisierung angesehen werden kann. Daher soll nun die Methode der Fokker-Planck-Analyse angewendet werden.

8.3.4 Fokker-Planck-Analyse

Prozesse, die nach Gleichung (2.36) Markov-Eigenschaften aufweisen, können nach dem in Abschnitt 2.5.3 beschriebenen Formalismus durch eine Fokker-Planck-Gleichung repräsentiert werden. Dieses für die Turbulenz-Forschung recht neue Analyse-Verfahren soll nun auf die hier gemessenen Datensätze angewendet werden. Dazu muss jedoch erst geklärt werden, ob die hier gemessenen Geschwindigkeitsfelder einen Markov-Prozess darstellen.

Die Überprüfung, ob ein Markov-Prozess vorliegt oder nicht, geschieht an dieser Stelle mit Hilfe des Wilcoxon-Tests. Dieser stellt ein so genanntes parameterfreies Verfahren dar, welches ohne Annahmen durchgeführt werden kann. Näheres zu diesem Test siehe z.B. [11] [41].

In Abbildung 8.25 ist für den LCA- und Hitzdraht-Datensatz das Wilcoxon-Maß in Abhängigkeit von der Skala r in Einheiten der Taylorschen Mikrolänge r_λ aufgetragen. Hierbei ist der Verlauf so zu lesen, dass der Test positiv ausfällt, und damit die Markov-Eigenschaften erfüllt sind, wenn das Wilcoxon-Maß das Signifikanz-Niveau von 1 besitzt. Für Werte > 1 ist der Test nicht erfüllt, und die Markov-Eigenschaften werden verletzt.

Der Verlauf dieses Maßes ist für beide Datensätze identisch. Für Längenskalen unterhalb der 1,5-fachen Taylorlänge weicht der Test jeweils vom geforderten Signifikanzniveau ab, so dass der Fokker-Planck-Formalismus nur oberhalb dieser Längenskala durchgeführt werden kann.

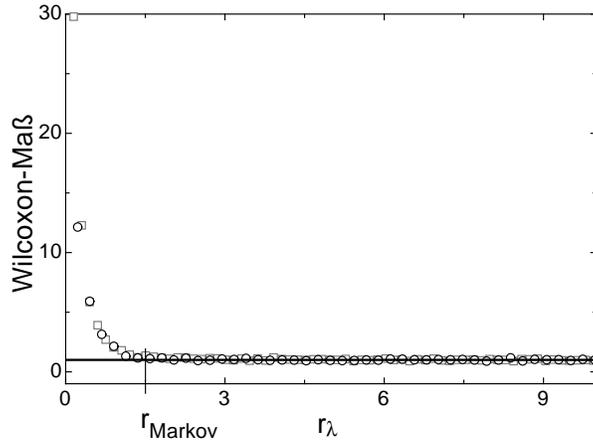


Abbildung 8.25: Verlauf des Wilcoxon-Maßes in Abhängigkeit von der Längenskala r in Einheiten von r_λ , für den LCA2-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau).

Nach der Überprüfung der Markov-Eigenschaften soll nun der nach Gleichung (2.42) gegebene Driftkoeffizient $D_1(v, r)$ sowohl für den LCA-, als auch für den Hitzdraht-Datensatz berechnet werden. In Abbildung 8.26 ist der Verlauf von $D_1(v, r)$ für drei exemplarisch ausgewählte Längenskalen $3r_\lambda$, $6r_\lambda$ und $8r_\lambda$ dargestellt. Die sich ergebenden Kurven sind dabei der besseren Übersichtlichkeit wegen vertikal verschoben. Die Betrachtung der jeweiligen Drift-Koeffizienten zeigt eine gute Übereinstimmung und damit, dass beide Messverfahren den selben Determinismus aus dem Geschwindigkeitsfeld ausmessen.

Als ein letzter Schritt in der durchzuführenden Analyse soll nun noch der Rauschanteil in den beiden Signalen verglichen werden. Dieser wird durch den Diffusionskoeffizienten $D_2(v, r)$ beschrieben, welcher in Abbildung 8.27 jeweils mit einer funktionellen Anpassung nach [41] mit $D_2(v, r) = \alpha(r) - \delta(r)v + \beta(r)v^2$ dargestellt ist.

Anders als beim Driftkoeffizienten sind hier deutliche Abweichungen zu erkennen. Dabei ist vor allem auffällig, dass das Minimum von $D_2(v, r)$ für größer werdende Längenskalen r beim Laser-Cantilever-Anemometer zu negativen Werten hin ausweicht, was einem negativen $\delta(r)$ entspricht. Ein Fehler in der Berechnung kann ausgeschlossen werden, da sowohl $D_1(v, r)$ als auch $D_2(v, r)$ zeitgleich aus dem Datensatz ermittelt werden. Eine Interpretation dieser Abweichung kann jedoch nicht gegeben werden.

Ebenso haben die Diffusionskoeffizienten des LCA-Datensatzes einen leicht größeren Offset, als diejenigen aus dem Hitzdraht-Datensatz. Zur genaueren Betrachtung wird der Verlauf von $\alpha(r)$ in Einheiten von r_λ angegeben, siehe Abbildung 8.28.

In [41] wurde ein Zusammenhang zwischen der Steigung α_0 der Geraden $\alpha(r_\lambda)$

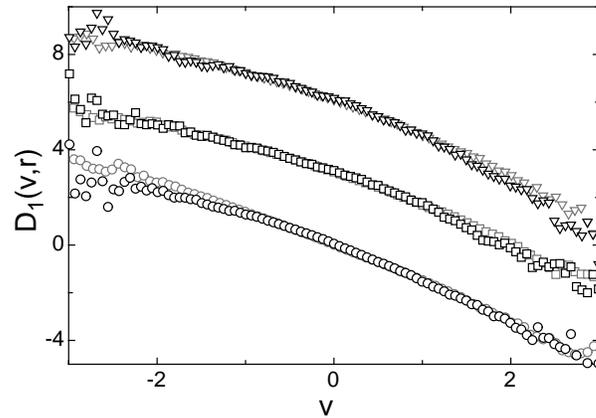


Abbildung 8.26: Der Driftkoeffizient D_1 für den LCA2-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau). Die Längenskalen sind von unten nach oben $3r_\lambda$, $6r_\lambda$ und $8r_\lambda$. Der Übersichtlichkeit wegen sind $D_1(v, 6r_\lambda)$ und $D_1(v, 8r_\lambda)$ um 3, bzw. 6 gegenüber $D_1(v, 3r_\lambda)$ vertikal verschoben.

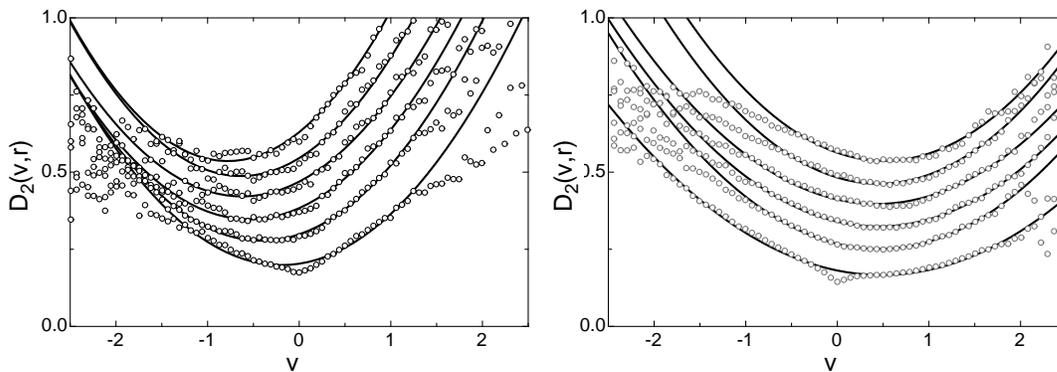


Abbildung 8.27: Der Diffusionskoeffizient D_2 für den LCA2-Datensatz (links) und den Hitzdraht-Datensatz (rechts) für die Längenskalen von unten nach oben $3r_\lambda$, $4r_\lambda$, $5r_\lambda$, $6r_\lambda$, $7r_\lambda$ und $8r_\lambda$, jeweils mit einer funktionellen Anpassung $D_2(v, r) = \alpha(r) - \delta(r)v + \beta(r)v^2$ nach [41].

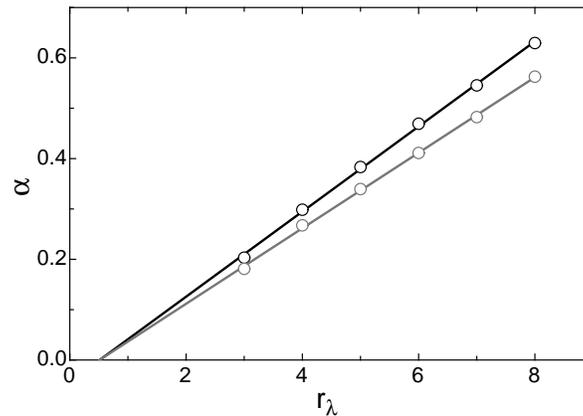


Abbildung 8.28: Der zur $D_2(v, r)$ -Parametrisierung notwendige Parameter $\alpha(r)$ für den LCA2-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau). Jeweils angefügt ist der nach [41] erwartete lineare Verlauf über r_λ .

und der Reynoldszahl gefunden. Unter Verwendung des in [41] angegebenen Zusammenhangs $\alpha_0 = m \cdot Re^{-3/8}$, mit $m = 2,8 \pm 0,1$, ergibt sich eine aus $\alpha(r_\lambda)$ bestimmte Reynoldszahl von $Re = 15560 \pm 2250$, was mit der aus der Geometrie des Freistrahls berechneten Reynoldszahl von $Re = 17500$ gut übereinstimmt.

Die weitere Bedeutung von $\alpha(r)$ für die Beschreibung turbulenter Strömungen mittels einer Fokker-Planck-Gleichung wird am Ende dieses Kapitels noch genauer betrachtet.

8.4 Experimente in turbulenten Wasserströmungen

Für die Untersuchungen in Flüssigkeitsströmungen wird auf das Experiment, beschrieben in Abschnitt 5.3, zurückgegriffen. Prinzipiell kann auch die Anlage aus Abschnitt 5.2 mit Wasser betrieben werden, allerdings muss hier aufgrund der Flussrichtung von oben nach unten das gesamte Bassin geschlossen sein, um mit Wasser gefüllt werden zu können. Dadurch ist ein erheblicher Zeitaufwand notwendig, um verschiedene Einstellungen am Laser-Cantilever-Anemometer zu testen. Deswegen wird ein vereinfachter Aufbau verwendet, bei dem der Sensor zu jeder Zeit einfach zugänglich ist.

Das in Abschnitt 3.3 aufgeführte Problem des Ausgasens in einer Wasserströmung trifft natürlich auch für dieses Experiment zu. Es hat sich jedoch gezeigt, dass dies nur in stehendem Wasser ein Problem darstellt; solange ein konstanter Durchfluss anliegt, ist das gesamte Wasser quasi frei von Blasen. Lediglich an der Behälterwand blieben aufgrund des extrem langsamen Fluidaustauschs einige Bläschen bestehen, die aber die Messung nicht beeinflusst haben.

Nach einer Messpause waren sowohl Gefäß, als auch LCA gänzlich mit Gasblasen überzogen. Allerdings wurden die am Sensor haftenden Blasen durch eine erneute Inbetriebnahme des Experimentes von der Strömung mitgerissen und eine erneute Messung war ohne Reinigung des Sensors, wie für Heißfilme nötig [16], möglich.

Die in Abschnitt 8.3.1 gezeigte Drift mit der Temperatur konnte auch in Wasser beobachtet werden. Nach einer optimalen Einstellung des Laser-Cantilever-Anemometers in Luft konnte schon während der Einbringung in das Wasser eine starke Drift erkannt werden. Durch den besseren Wärmeübertrag und den größeren Wärmekoeffizienten von Wasser stellt das Bassin mit ca. 160 Litern Fassungsvermögen gegenüber dem LCA jedoch ein sehr großes Wärmereservoir dar. Nach dem vollständigen Eintauchen des LCA in das Wasser wurde daher keine Drift mehr beobachtet.

8.4.1 Spektrale Analyse

Da das zuvor beschriebene Wassereperiment für die Entwicklung der Sensoren im Rahmen dieses DFG-Projektes aufgebaut wurde, und damit noch keine Erfahrung über die "Qualität" der turbulenten Strömung vorliegt, soll zunächst überprüft werden, ob sich eine stationäre turbulente Strömung ausbildet.

Zu diesem Zweck wurde das Laser-Cantilever-Anemometer im Abstand von 50 Düsendurchmessern zentral im Freistrahlfeld befestigt. Anschließend wurde der Durchfluss in fünf Stufen variiert und dazu das jeweilige Leistungsspektrum berechnet, siehe linke Abbildung 8.29.

Für alle Geschwindigkeiten gilt, dass in den Spektren ein deutliches Skalierungsverhalten zu erkennen ist. Alle Spektren lassen sich nach Gleichung (2.11) anfitten, wobei neben der nach Kolmogorov für stationäre, isotrope, homogene Turbulenz geforderten $-5/3$ -Skalierung im Inertialbereich auch der Beginn des Dissipationsbereichs gut erfasst wird.

Des Weiteren ergibt sich durch die Erhöhung der Durchflussgeschwindigkeit eine Erhöhung der Reynoldszahl, was zu einer Verkleinerung der Taylorschen Mikrolänge führt. Eine kleinere Taylor-Länge entspricht einer größeren Frequenz. Damit erstreckt sich der Inertialbereich mit seiner $-5/3$ -Skalierung über einen größeren Bereich hin zu anwachsenden Frequenzen. Dieses Verhalten kann ebenfalls sehr gut in Abbildung 8.29 erkannt werden.

Diese Beobachtungen sind zwar nicht ausreichend, sollen hier jedoch als Bestätigung einer turbulenten Strömung genügen.

Für die Strömung mit der höchsten Reynoldszahl wurde ebenfalls eine Messung mit einem Hitzfilm des Typs 55R11 durchgeführt. Ein Vergleich der Leistungsspektren in der rechten Abbildung 8.29 zeigt auch hier, dass das LCA einen größeren Rauschanteil gegenüber dem Hitzdraht-Anemometer besitzt. Jedoch ist ebenso deutlich zu erkennen, dass das Leistungsspektrum des Hitzdraht-Anemometers in einer sehr untypischen Form für eine turbulente Strömung verläuft.

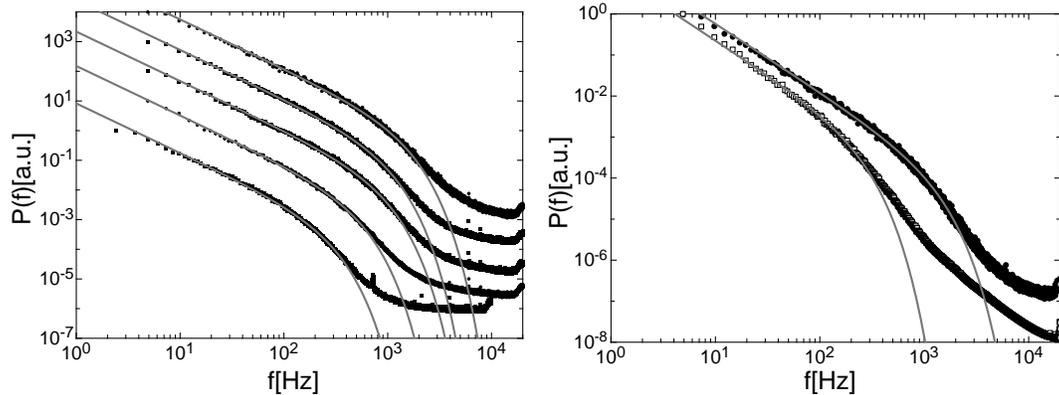


Abbildung 8.29: Links: Leistungsspektren mit einer Anpassung nach Gleichung (2.11) für 5 verschiedene Geschwindigkeiten gemessen mit dem LCA, ansteigend von unten nach oben. Die Spektren sind der besseren Darstellung halber gegeneinander verschoben. Rechts: Vergleich der Leistungsspektren aus der Messung mit der höchsten Geschwindigkeit für LCA (Kreise) und Hitzdraht-Anemometer (Quadrate).

Betrachtet man die Strömungseigenschaften an der Messposition, so erhält man einen Turbulenzgrad von 69%. Damit befindet sich der Hitzdraht in dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen Bereich, in welchem keine Eindeutigkeit zwischen Frequenz der Strömung und Frequenz des Ausgangssignals mehr gilt. Daher wird bei der weiteren Analyse der Blick stark auf die Messungen des Laser-Cantilever-Anemometers gerichtet.

Da das Laser-Cantilever-Anemometer als hochauflösender Geschwindigkeits-sensor entwickelt werden sollte, wird für die weitere Untersuchung der Datensatz mit der größten Durchflussgeschwindigkeit und damit entsprechend größten Reynoldszahl, sowie den kleinsten auftretenden Skalen verwendet. Dieser Datensatz stammt aus einem Experiment mit einer Durchflussgeschwindigkeit von $7,64\text{ m/s}$ am Düsenausgang. Dies entspricht aufgrund der geometrischen Rahmenbedingungen einer Reynoldszahl von $Re \approx 40000$. Auf diesen Punkt wird am Ende des Kapitels noch näher eingegangen, auch unter Betrachtung des sehr hohen Turbulenzgrades.

8.4.2 Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente

Für weitere Charakterisierungen wird erneut die Untersuchung auf verschiedenen Längenskalen durchgeführt. Dazu werden zunächst, wie schon in den Experimenten mit turbulenten Luftströmungen, die Verteilungen der Geschwindigkeitsinkremente berechnet, siehe Abbildung 8.30.

Die Verteilungen aus dem LCA-Datensatz weisen für kleiner werdende Längen-

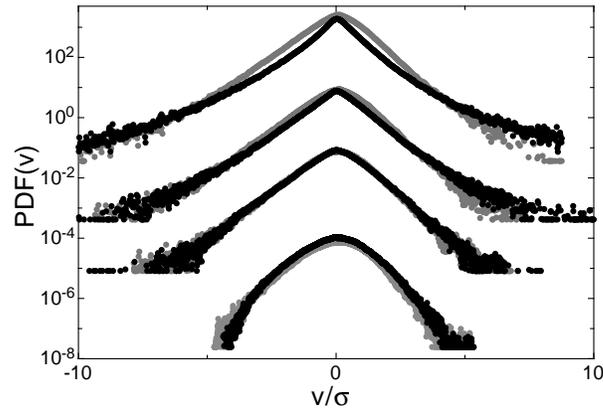


Abbildung 8.30: Verteilung der Geschwindigkeitsinkremente auf den Längenskalen $0, 23r_\lambda$, $0, 86r_\lambda$, $2, 45r_\lambda$ und $23, 27r_\lambda$ (von oben nach unten) für den LCA2-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau).

skalen eine starke Betonung der Spitze auf, was in den Verteilungen des Hitzdraht-Datensatzes so nicht zu sehen ist. Obwohl die Form der mittels LCA gemessenen Verteilungen stark an diejenige erinnert, die bei dem Laser-Cantilever-Anemometer erster Art zu beobachten war, hat hier die Abweichung eine andere Qualität. Während in Abschnitt 7.4.2 die LCA-Verteilungen eine größere Streuung der Werte zeigte, bleiben in diesem Fall die Verteilungen beider Messverfahren jeweils im selben v/σ -Bereich.

Zur Einschätzung des Verlaufs dieser Eigenschaft über alle Skalen wird nach Gleichung (2.27) der Formparameter λ^2 bestimmt. Dessen Skalenabhängigkeit ist in Abbildung 8.31 aufgetragen.

Die stark intermittente Spitze spiegelt sich in einem großen Wert für λ^2 wider. Auffällig ist, dass der Verlauf von λ^2 für den Hitzdraht-Datensatz sehr ungewöhnlich aussieht. Daher sind zusätzlich für beide Datensätze die Formparameter doppel-logarithmisch aufgetragen. In dieser Darstellung ist beim LCA-Datensatz ein linearer Bereich zu erkennen. Für diesen Bereich haben Chabaud et al. in [15] ein Verhalten für λ mit $\lambda^2 \propto r^\beta$ gefunden. In diesem Experiment ergibt sich für das Laser-Cantilever-Anemometer in dem entsprechenden Skalenbereich ein β von $-0,43$. Dieser Wert, der durch die Reynoldszahl gegeben sein soll, passt zu dem in [15] ermittelten Wert für eine longitudinale Geschwindigkeitskomponente. Der mit dem Hitzdraht-Anemometer ermittelte Datensatz zeigt kein derartiges Skalenverhalten.

Zum Abschluss der Standardanalyse werden die Strukturfunktionen beider Messungen berechnet, siehe Abbildung 8.32. Die Strukturfunktionen S^n weisen für $n > 2$ und kleine Längenskalen deutliche Unterschiede auf. Ein Skalierungsbereich nach Kolmogorov 1941 scheint für den Laser-Cantilever-Anemometer-

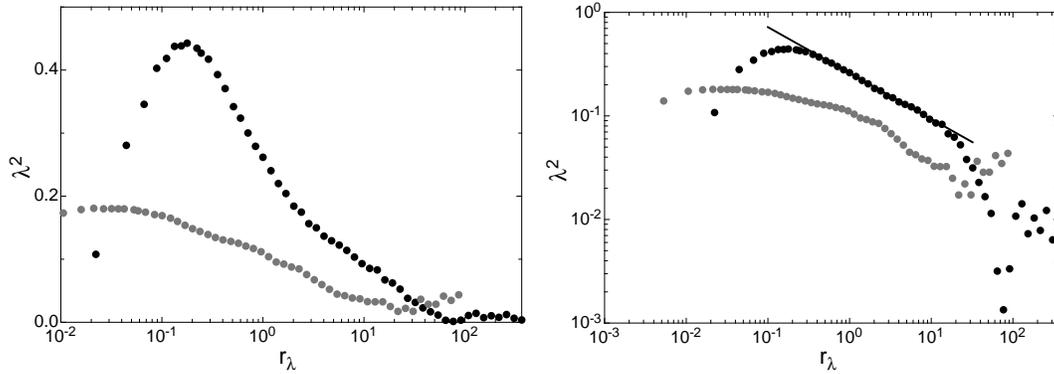


Abbildung 8.31: Der nach Gleichung (2.27) berechnete Formparameter λ in semi-logarithmischer (links) und doppel-logarithmischer Darstellung (rechts), für den LCA2-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau).

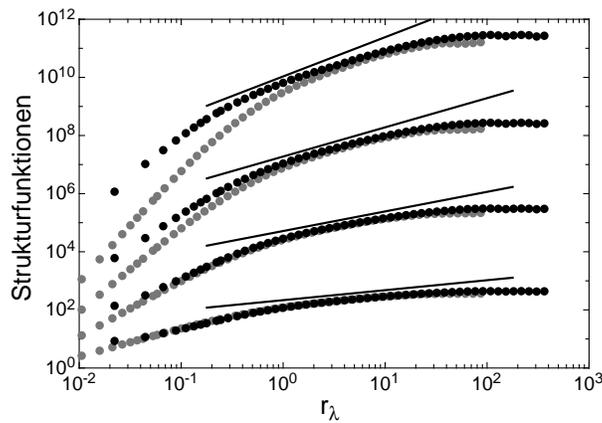


Abbildung 8.32: Verlauf der ersten vier Strukturfunktionen für den LCA2-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau). Die Geraden in der log-log-Darstellung repräsentieren das von Kolmogorov 1941 geforderte $n/3$ Skalierungsverhalten.

Datensatz besser erfüllt zu sein, als für den Hitzdraht-Anemometer-Datensatz.

Um eine skalenunabhängige Betrachtung des Skalierungsbereichs durchführen zu können, soll daher die nach [5] in Abschnitt 2.4.3 beschriebene ESS-Methode durchgeführt werden, siehe Abbildung 8.33.

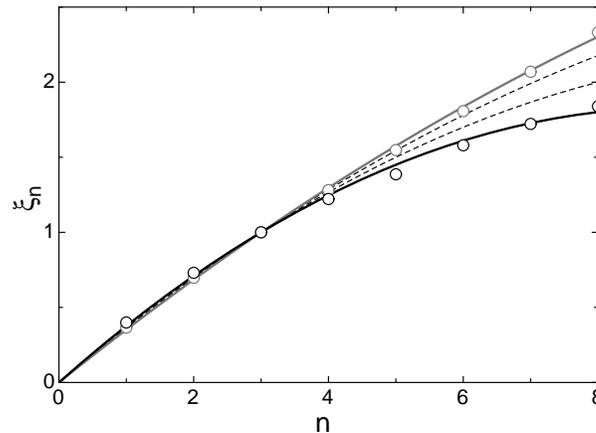


Abbildung 8.33: Skalenexponent ξ_n für den LCA2-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau). Angefüttet ist der nach K62 geforderte Zusammenhang $\xi_n = \frac{n}{3} - \frac{\mu}{18}n(n-3)$, mit einem $\mu = 0,39 \pm 0,011$ für das LCA und $\mu = 0,16 \pm 0,007$ für den Hitzdraht. Der Bereich zwischen den gestrichelten Linien gibt den in [1] gefundenen Bereich für $\mu = 0,26 \pm 0,04$ an.

Der in [1] gefundene Bereich für den Intermittenz-Faktor μ wird bei beiden Messungen für $n > 4$ verletzt. Dabei überschätzt das LCA den Wert, während der Hitzdraht unterschätzt. Ein Verhalten, was schon in Abbildung 8.30 und 8.31 zu erkennen war und weiterer Forschung bedarf.

8.4.3 Zusammenfassung der bisherigen Analysen

Die schon in den Spektren gesehenen Unterschiede zwischen Hitzdraht- und Laser-Cantilever-Anemometer bleiben durchweg in allen Analyseverfahren erhalten. Die beobachtete gute Übereinstimmung beider Verfahren in der Luftströmung kann hier nicht reproduziert werden. Dabei kann keine eindeutige Ursache für die Abweichung geliefert werden.

Vor allem die Betrachtung der Spektren und des Formparameters λ zeigen, dass die Strömungsbedingungen für den Hitzdraht offensichtlich nicht mehr im optimalen Bereich lagen. Aufgrund des hohen Turbulenzgrades und der geringen Strömungsgeschwindigkeit ($\approx 0,3\text{m/s}$) an der Messposition werden zwei wesentliche Grundbedingungen der Hitzdraht-Anemometrie verletzt.

Es muss allerdings auch bemerkt werden, dass das hier verwendete Experiment keinesfalls als ideal angesehen werden kann. Der für einen Freistrahler zu hohe Wert

der Turbulenz-Intensität, sowie die geringe Geschwindigkeit an der Messposition deuten darauf hin, dass es sich um keine ideale Freistrah-Strömung handelt. Das verwundert auch nicht, wenn man berücksichtigt, dass hier keine der in Abschnitt 5.2 getroffenen Vorrichtungen, wie ein spezielles verengendes Düsenprofil oder eine Expansionskammer mit Laminarisierungs-Gittern, verwendet wurde. Daher muss vielmehr davon ausgegangen werden, dass die ermittelte Reynoldszahl sich auf die Strömung in der Düse bezieht und damit eine turbulente Rohrströmung² beschreibt. Im Gegensatz zum Luft-Experiment tritt hier also anstelle einer voll laminaren bereits eine voll turbulente Strömung aus. Dies erklärt dann eventuell den hohen Grad der Turbulenz.

8.4.4 Fokker-Planck-Analyse

Aufgrund der zuvor beobachteten starken Abweichungen würde eine feinere Analyse der Daten keine neuen Erkenntnisse liefern. Während für den Hitzdraht der Wechsel des Fluid-Mediums eine deutliche Änderung im Messverfahren bedeutet, z.B. Coating, schlechteres Aspekt- und Überhitzungsverhältnis, ergibt sich für das Laser-Cantilever-Anemometer keine prinzipielle Änderung beim Wechseln von Luft zu Wasser als strömendes Fluid. Lediglich die um den Faktor 1000 größere Kraft durch das Wasser wird durch die Wahl eines kürzeren Cantilever kompensiert.

Daher soll hier für den LCA-Datensatz noch die Fokker-Planck-Analyse durchgeführt werden. Insbesondere, um zu überprüfen, ob auch in diesem Fall ein negatives $\delta(r)$ wie in Abschnitt 8.3.4 auftritt.

Dafür wird zunächst mit Hilfe des Wilcoxon-Tests die vorauszusetzende Markov-Eigenschaft des Prozesses überprüft, siehe Abbildung 8.34. Der Test zeigt, dass auch in dieser Strömung Markov-Eigenschaften vorliegen und somit Drift- und Diffusionskoeffizienten aus den Daten ausgemessen werden können.

In Abbildung 8.35 ist der Verlauf beider Koeffizienten in Abhängigkeit von der Längenskala gezeigt. Der Verlauf des Driftkoeffizienten D_1 zeigt ein Verhalten, wie es auch zuvor im Luftexperiment für beide Messverfahren ermittelt wurde, siehe Abbildung 8.26. Somit kann angenommen werden, dass außer der turbulenten Strömung kein anderer Prozess die Messung dominiert und verfälscht hat.

Ebenso verhält sich der Diffusionskoeffizient D_2 wie in der Luftmessung. Für größer werdende Längenskalen verschiebt sich das Minimum zu negativen Werten, was einem negativen δ entspricht. Dieses Spiegel-Verhalten des Diffusionskoeffizienten gegenüber den in [41] betrachteten Messungen, kann nicht begründet werden. Allerdings handelt es sich bei allen dort untersuchten Messungen um Hitzdraht-Messungen. Erfahrungswerte für den Verlauf von D_2 aus mit anderen Messverfahren durchgeführten Experimenten liegen nicht vor. Dies liegt vor allem daran, dass neben der Hitzdraht-Anemometrie bisher kein anderes Messverfah-

²Nach [55] werden Rohrströmungen ab einer Reynoldszahl von 2000 turbulent.

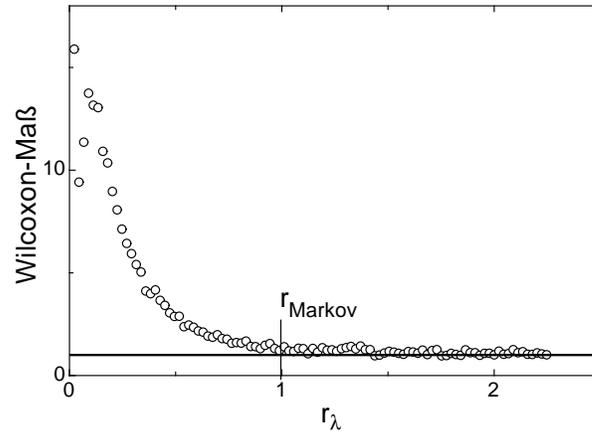


Abbildung 8.34: Verlauf des Wilcoxon-Maßes in Abhängigkeit von der Längenskala r in Einheiten von r_λ , für den LCA2-Datensatz (schwarz) und den Hitzdraht-Datensatz (grau).

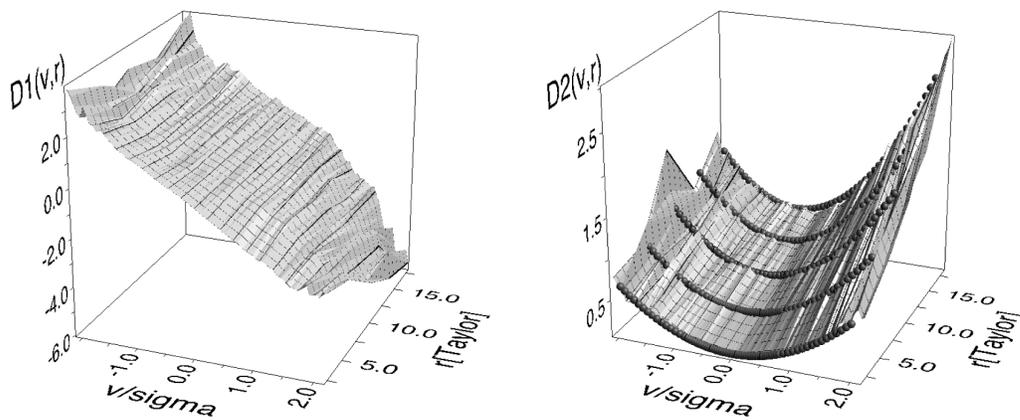


Abbildung 8.35: Der Driftkoeffizient D_1 (links) und Diffusionskoeffizient D_2 mit einer funktionellen Anpassung $D_2(v, r) = \alpha(r) - \delta(r)v + \beta(r)v^2$ nach [41] für 5 exemplarische Längenskalen (rechts).

ren mit einer entsprechenden Auflösung zur Verfügung stand. Somit kann nicht entschieden werden, ob es sich bei dem Verhalten des linearen Terms im Diffusionskoeffizienten um einen vom Messprinzip abhängigen Effekt handelt.

Als letzter Schritt der Analyse in dieser Arbeit soll der Verlauf des konstanten Anteils von D_2 ermittelt und daraus die Reynoldszahl des Experimentes bestimmt werden. In Abbildung 8.36 ist dieser im Vergleich zu den aus dem Luft-Experiment bestimmten Werten dargestellt.

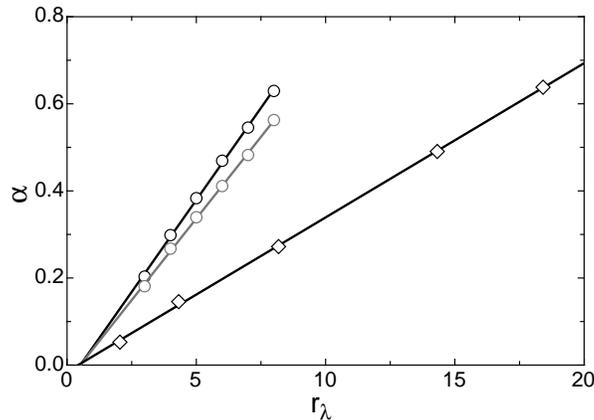


Abbildung 8.36: Der zur $D_2(v, r)$ -Parametrisierung notwendige Parameter $\alpha(r)$ für das Wasser-Experiment (Diamanten). Angefittet ist der nach [41] erwartete lineare Verlauf über r_λ . Zum Vergleich ist der Verlauf aus Abbildung 8.28 ebenfalls mit dargestellt.

Aus der Steigung der Funktion $\alpha(r)$ ergibt sich eine Reynoldszahl von $Re = 115035 \pm 7360$. Damit liegt der Wert deutlich über der aus der Geometrie bestimmten Reynoldszahl von $Re = 40000$ und würde zum Teil den sehr hohen Turbulenzgrad erklären. Die auf der Geometrie basierende Reynoldszahl beschreibt daher eher die Strömung im Rohr, als im Freistrah.

Es muss jedoch bemerkt werden, dass basierend auf einer Messung hier keine eindeutige Zuordnung getroffen werden kann. Ebenso wurde die in [41] angegebene Formel für den Zusammenhang zwischen α und der Reynoldszahl nur auf der Basis von echten Freistrah-Experimenten gefunden und es kann daher nicht gesagt werden, ob für andere Strömungsformen, wie sie hier offensichtlich vorliegen, die Gültigkeit erhalten bleibt.

8.5 Die Bedeutung des Parameters α

An dieser Stelle soll noch auf die Bedeutung des Parameters α eingegangen werden. Multipliziert man die Fokker-Planck-Gleichung (2.42) für die Wahrscheinlichkeitsdichten $p(v, r)$ mit v^n und integriert anschließend über v , so erhält man

eine Gleichung für die Strukturfunktionen

$$\begin{aligned}
-r \frac{\partial}{\partial r} S^n(r) &= -r \frac{\partial}{\partial r} \int_{-\infty}^{\infty} v^n p(v, r) dv \\
&= - \int_{-\infty}^{\infty} v^n \left\{ \frac{\partial}{\partial v} (D_1 \cdot p(v, r)) + \frac{\partial^2}{\partial v^2} (D_2 \cdot p(v, r)) \right\} dv \\
&= n \int_{-\infty}^{\infty} v^{n-1} D_1 \cdot p(v, r) dv \\
&\quad + n(n-1) \int_{-\infty}^{\infty} v^{n-2} D_2 \cdot p(v, r) dv.
\end{aligned} \tag{8.2}$$

Dargestellt in einer kompakteren Schreibweise ergibt sich mit $D_1 = \gamma(r)v$ und $D_2 = \alpha(r) - \delta(r)v + \beta(r)v^2$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial r} \langle v_r^n \rangle &= n \langle D_1 v_r^{n-1} \rangle + n(n-1) \langle D_2 v_r^{n-2} \rangle \\
&= f(\dots) \langle v_r^n \rangle + \langle v_r^{n-2} \rangle.
\end{aligned} \tag{8.3}$$

Für den Fall, dass D_2 rein quadratisch ist, reduziert sich Gleichung (8.3) auf die analytisch geschlossene Form

$$\frac{\partial}{\partial r} \langle v_r^n \rangle = f(\dots) \langle v_r^n \rangle. \tag{8.4}$$

Dies soll deutlich machen, dass es sich bei dem Verlauf von α nicht um eine reine Parametrisierung handelt, sondern dies einen direkten Einfluss auf die Entwicklung der Strukturfunktionen hat.

Von daher ist es von wissenschaftlichem Interesse, ob der flache Verlauf von α in der Wassermessung eine Eigenschaft der Strömung ist, oder sich durch die Messmethodik begründet.

8.6 Zusammenfassung

Eine zweite Generation eines Laser-Cantilever-Anemometers wurde präsentiert. Dabei sind die konstruktiven Probleme des LCA erster Art berücksichtigt und korrigiert worden.

Beginnend mit der Beschreibung des Herstellungsprozesses mikrostrukturierter Cantilever mit neuen Geometrien ist das eigentlich sensitive Bauelement für Strömungssituationen verbessert worden. Die damit einhergehenden Änderungen

haben das Design des gesamten Anemometers beeinflusst und es ist ein handliches Messgerät entstanden, welches stabile, reproduzierbare Ergebnisse liefert.

Die Untersuchung der Richtungsauflösung hat gezeigt, dass eine Cantilever-Geometrie nicht als Lösungsansatz verwendet werden kann. Die Variante mit dem Fenster scheint der richtige Ansatz für weitergehende Optimierungen zu sein. Eine wünschenswerte Cosinus-Abhängigkeit wurde nicht erreicht. Diese Abweichungen können jedoch nicht weiter im Experiment untersucht werden. Der Vergleich mit dem Hitzdraht zeigt jedoch auch dessen Schwächen diesbezüglich auf. Daraus ergibt sich die Fragestellung, welche tatsächliche Präzision mit diesen Messverfahren erreicht wird. Dies ist zur Zeit nicht klärend zu beantworten, da Vergleichsmessmethoden nicht zur Verfügung stehen. Ein Laser-Doppler-Anemometer würde zwar konstruktionsbedingt die gewünschte ideale Richtungsauflösung liefern, liegt aber in der zeitlichen Auflösung und in der Signalaufklärung deutlich hinter den hier erwähnten Verfahren zurück [3].

Stabilitätsuntersuchungen der Signale haben gezeigt, dass sowohl Hitzdraht- als auch Laser-Cantilever-Anemometer eine temperaturabhängige Drift zeigen. Diese kann jedoch für die hier gemachten Messungen vernachlässigt werden.

Vergleichende Messungen in einer turbulenten Luftströmung haben gezeigt, dass das LCA zum Hitzdraht konsistente Ergebnisse liefert. Dies konnte durch verschiedenste statistische Analyseverfahren gezeigt werden.

Messungen in einem turbulenten Wassereperiment ergeben für das LCA vernünftige Ergebnisse, während das Hitzdraht-Anemometer hier bereits im Grenzbereich betrieben wird. In allen statistischen Untersuchungen sind zum Teil deutliche Unterschiede zwischen den Messverfahren zu erkennen.

Das Verhalten des Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit von v und r wirft wissenschaftlich interessante Fragestellungen auf und bekräftigt den Bedarf an konkurrierenden Messmethoden zur Validierung gemessener Resultate.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

Nach einer Einführung der wichtigsten Modellvorstellungen turbulenter Strömungen und der entsprechenden statistischen Analyseverfahren zur Beschreibung solcher Strömungen wurde auf die experimentellen Gegebenheiten eingegangen, das heißt eine Beschreibung der in dieser Arbeit verwendeten Messverfahren und Anlagen.

Basierend auf dieser Beschreibung und den ersten Vorarbeiten wurde ein erster Prototyp eines Laser-Cantilever-Anemometers entwickelt. Dessen Aufbau und Funktion wurde Schritt für Schritt beschrieben und untersucht.

Auf der Grundlage der vorherigen Charakterisierungen wurden erste vergleichende Messungen zwischen Hitzdraht- und Laser-Cantilever-Anemometer in einem turbulenten Freistrahle mit dem Fluid Luft durchgeführt.

Die Untersuchung der beiden Datensätze zeigte in der spektralen Betrachtung eine gute Übereinstimmung zwischen den beiden Messverfahren. Eine weitergehende statistische Untersuchung der gemessenen Geschwindigkeitszeitserien zeigte jedoch deutliche Abweichungen auf. Die Hypothese, dass eine falsch angepasste Geometrie des Sensors als Ursache der Abweichungen angesehen werden kann, konnte durch ein Experiment mit gestörtem und ungestörtem Hitzdraht belegt werden.

Dieser bestätigte Einfluss der Geometrie machte eine komplett neue Entwicklung der Cantilever-Aufhängung nötig. Daher wurden zunächst zwei neue Geometrien des Cantilever-Chips entworfen und diese in einem Verfahren der Mikrostrukturierung hergestellt. Die veränderte Form zog eine Neugestaltung der Cantilever-Halterung und damit des gesamten Anemometers nach sich.

Angeregt durch die beim ersten Prototypen gemachten Beobachtungen wurde zunächst der erfolgte Optimierungsprozess in laminaren Strömungssituationen untersucht. Hierbei hat sich gezeigt, dass die Cantilever keine der Theorie nach ideale Richtungsauflösung besitzen. Für horizontale Ausrichtung liefert die Cantilever-Variante *Ausleger* nur in einer Drehrichtung vernünftige Resultate.

Die Störungen in der anderen Drehrichtung waren so dramatisch, dass diese

Form nicht weiter verfolgt wurde. Die in der vertikalen Ausrichtung für beide Varianten auftretende Überschätzung der Geschwindigkeit im Winkelbereich von $\pm 45^\circ$ verwundert und zeigt, dass auch hier noch ein Umströmungsproblem vorliegt. Eine genauere Untersuchung dieses Phänomens kann jedoch aufgrund der geringen Abmessungen nicht mehr experimentell erfolgen und bedarf daher der numerischen Strömungssimulation. Dies wird einer der wesentlichen Punkte in der Fortsetzung dieser Arbeit sein.

Durch eine Betrachtung der Richtungsabhängigkeit des hier verwendeten Hitzdrahtes konnte jedoch nicht entschieden werden, welche Fehleinschätzung mehr oder weniger relevant ist.

Nach einer Stabilitätsbetrachtung der Messsignale wurden Messungen in einer turbulenten Luftströmung eines Freistrahls durchgeführt. Ein Vergleich der gemessenen Datensätze auf der Basis verschiedener statistischer Analyseverfahren mit unterschiedlicher Empfindlichkeit hat gezeigt, dass das Laser-Cantilever-Anemometer zum Hitzdraht-Anemometer konsistente Ergebnisse liefert.

Eine genauere Betrachtung mit Hilfe eines Verfahrens, basierend auf der Methode der Markov-Prozesse, zeigte einen Unterschied im linearen Teil des Diffusionskoeffizienten des Prozesses. Eine genaue Begründung und Deutung dieser Abweichung scheitert an dem Fehlen von Vergleichsdaten, da die bisher in anderen Arbeiten untersuchten Experimente alle auf Messungen mit Hitzdrähten beruhen und somit ein Einfluss des Messverfahrens nicht ausgeschlossen werden kann.

Nach der guten Übereinstimmung in Luftströmungen wurden erste Untersuchungen in turbulenten Wasserströmungen durchgeführt. Dabei zeigte sich, dass die Hitzdraht-Anemometrie hier in ihrem Grenzbereich betrieben wurde. Das Laser-Cantilever-Anemometer lieferte hingegen schlüssige Resultate, was eine vielversprechende Option für zukünftige Experimente mit turbulenten Flüssigkeitsströmungen darstellt.

Auch in dieser Messung zeigte der lineare Term des Diffusionskoeffizienten das schon in Luft beobachtete Verhalten und verstärkte die Vermutung, dass das verwendete Messverfahren einen Einfluss hat. Die Bedeutung dieses Verhaltens für die Turbulenz-Theorie wurde zum Abschluss betrachtet und diskutiert.

Daraus ergibt sich der Bedarf einer Weiterführung dieser Arbeit. Diese besteht im wesentlichen in zwei Punkten.

Zum einen ist das hier vorgestellte Laser-Cantilever-Anemometer ein Spezialgerät. Um einen leicht handhabbaren Geschwindigkeitssensor zu erhalten, der die gleichen Anforderungen der Bedienbarkeit erfüllt, wie kommerzielle Geräte, müssen noch einige wesentliche konstruktive Verbesserungen durchgeführt werden. Dies betrifft sowohl die Halterung der Cantilever, als auch den Justage-Aufwand.

Der zweite wesentliche Punkt der Weiterführung der Arbeit liegt in der genaueren Untersuchung der hier festgestellten Abweichungen. Das betrifft zum einen die Untersuchung der Geometrie und die sich daraus ergebende Richtungsauflösung

mittels numerischer Simulationsverfahren und zum anderen die Untersuchung auf der Ebene der Fokker-Planck-Analyse. Diese stellt ein wichtiges Verfahren zum besseren Verständnis der Turbulenz dar und somit ist es von großem wissenschaftlichen Interesse, die Unterschiede der beiden Anemometrie-Verfahren bezüglich dieses Punktes genauer zu untersuchen.

Anhang A

Datenaufnahme-System ADwin-Pro

Das ADwin-Pro-System enthält 8 analoge Eingänge, die jeweils einen eigenen Analog-Digital-Converter für $\pm 10V$ besitzen. Damit ist es möglich, dass alle Kanäle gleichzeitig mit $100kHz$ messen können. Der kleinste interne Zeitabstand beträgt $25ns$ und alle Zeiten werden in einem Vielfachen dieser Einheit angegeben. Für die maximale Samplefrequenz von $100kHz$ werden also 400 Zeiteinheiten benötigt.

Das System enthält einen eigenen internen Prozessor, auf dem Berechnungen mit den Messdaten vorgenommen werden können, noch bevor die Daten vom PC abgerufen werden. Das hier verwendete ADwin-Pro-System besitzt einen internen Speicher von $16MB$ und kann damit 8 Millionen 16bit-Integer aufnehmen. Dieser Speicher muss den einzelnen Kanälen zugewiesen werden.

Es ist allerdings mit den Standardbefehlen der ADwin-Basic Programmiersprache nicht möglich, diese Leistungsmerkmale des Messsystems zu erreichen, da hierfür der interne Prozessor nicht schnell genug ist. Die Maximalleistung wird nur erreicht, wenn direkte Adressierungen verwendet werden. Da diese nicht im Handbuch des Messsystems aufgeführt sind soll das erforderliche Programm hier kurz erläutert und beschrieben werden, um als zukünftige Anleitung erhalten zu bleiben. Als vorgegebene Konfiguration wurde eingestellt, dass Messungen mit 1.000.000 Werten pro Kanal und pro Messblock durchgeführt werden können. Im AD-Basic Programm werden daher immer alle 8 Kanäle ausgelesen und eine Selektion der Daten erfolgt anschliessend im PC. Die Speicherzuweisung ist hier zu sehen:

```
dim data_1[1000000] as integer
dim data_2[1000000] as integer
dim data_3[1000000] as integer
dim data_4[1000000] as integer
dim data_5[1000000] as integer
dim data_6[1000000] as integer
```

```
dim data_7[1000000] as integer
dim data_8[1000000] as integer
```

Das Messen auf den einzelnen Kanälen erfolgt durch eine Schleife, die an das jeweilige Element des Speicher-Arrays den gerade vorliegenden Messwert übergibt.

```
'lesen Kanal 1+2

SUB_BEGIN_CRITICAL_SECTION
Poke_NOP(ADRD,adr)
Value=PEEK(D32i)
SUB_END_CRITICAL_SECTION

PAR_1=value AND OFFFFH 'Kanal 1
PAR_2=shift_right(value,16) 'Kanal 2

data_1[n]=PAR_1
data_2[n]=PAR_2
```

usw. für die übrigen Kanäle. Die *Kritische Sektion* darf auf keinen Fall verändert werden! Sollen mehr Daten als 1.000.000 am Stück aufgenommen werden, so muss dazu auch das AD-Basic-Programm geändert werden. Als Beispiel soll auf Kanal 2 eine Messung mit 8.000.000 Werten in einem Block durchgeführt werden. Da dann kein interner Speicher mehr zur Verfügung steht, müssen die übrigen Kanäle und Speicherzuweisungen auskommentiert werden. In AD-Basic können Zeilen durch ein Hochkomma auskommentiert werden. Das Ergebnis wäre dann:

```
' dim data_1[1000000] as integer
dim data_2[8000000] as integer
' dim data_3[1000000] as integer
' dim data_4[1000000] as integer
' dim data_5[1000000] as integer
' dim data_6[1000000] as integer
' dim data_7[1000000] as integer
' dim data_8[1000000] as integer

...
```

```
'lesen Kanal 1+2

SUB_BEGIN_CRITICAL_SECTION
Poke_NOP(ADRD,adr)
```

```
Value=PEEK(D32i)
SUB_END_CRITICAL_SECTION
```

```
PAR_1=value AND OFFFHH 'Kanal 1
PAR_2=shift_right(value,16) 'Kanal 2
```

```
' data_1[n]=PAR_1
data_2[n]=PAR_2
```

und ebenso für die übrigen Kanäle.

Der volle Quell-Code, um oben beschriebene Messungen durchführen zu können lautet:

```
'Beispiel 100 kHz F8/16
'nur für ADSP(T9)
'Moduladresse 1
```

```
#include adwpad.inc
#include adwinpro.inc
#include adwpda.inc
```

```
dim n as integer 'ist ein Zähler
dim value as long
```

```
dim data_1[1000000] as integer
dim data_2[1000000] as integer
dim data_3[1000000] as integer
dim data_4[1000000] as integer
dim data_5[1000000] as integer
dim data_6[1000000] as integer
dim data_7[1000000] as integer
dim data_8[1000000] as integer
```

```
#define card 1 'ModulAdresse
#define D32 20400180H
#define D32I 20400198H
dim adr as long
```

```
init:
n=0
globaldelay=PAR_10 'Gibt es von Labview
Start_convF(card,OFFH)
```

```
adr = (03Fh+1) OR (SHIFT_LEFT(card,8))
```

```
EVENT:
```

```
if (n=0) then  
globaldelay=PAR_10  
endif
```

```
n=n+1
```

```
WAIT_eocf(card,OFFH)  
Start_convF(card,OFFH)
```

```
'lesen Kanal 1+2
```

```
  SUB_BEGIN_CRITICAL_SECTION  
  Poke_NOP(ADRD,adr)  
  Value=PEEK(D32i)  
  SUB_END_CRITICAL_SECTION
```

```
PAR_1=value AND OFFFFH   'Kanal 1  
PAR_2=shift_right(value,16) 'Kanal 2
```

```
data_1[n]=PAR_1  
data_2[n]=PAR_2
```

```
'lesen Kanal 3+4
```

```
  SUB_BEGIN_CRITICAL_SECTION  
  Value=PEEK(D32i)  
  SUB_END_CRITICAL_SECTION
```

```
PAR_3=value AND OFFFFH   'Kanal 3  
PAR_4=shift_right(value,16) 'Kanal 4
```

```
data_3[n]=PAR_3  
data_4[n]=PAR_4
```

```
'lesen Kanal 5+6
```

```
  SUB_BEGIN_CRITICAL_SECTION  
  Value=PEEK(D32i)  
  SUB_END_CRITICAL_SECTION
```

```
PAR_5=value AND OFFFH    'Kanal 5
PAR_6=shift_right(value,16) 'Kanal 6

data_5[n]=PAR_5
data_6[n]=PAR_6

'lesen Kanal 7+8

SUB_BEGIN_CRITICAL_SECTION
Value=PEEK(D32)
SUB_END_CRITICAL_SECTION

PAR_7=value AND OFFFH    'Kanal 7
PAR_8=shift_right(value,16) 'Kanal 8

data_7[n]=PAR_7
data_8[n]=PAR_8

if (n>((PAR_9)-1)) then
n=0
end
endif
```


Literaturverzeichnis

- [1] ARNEODO A. ET AL. Structure functions in turbulence, in various flow configurations, at Reynoldsnumber between 30 and 5000, using extended self-similarity *Europhys. Lett* 34 (6), 411,1996.
- [2] ARONSON D., LÖFDAHL L. The plane wake of a cylinder. Measurements and inferences on the turbulence modelling *Phys. Fluids A*, (5); 1433 1993.
- [3] BARTH S., KARTH M. Messungen und Analysen der turbulenten Nachlaufströmung eines Zylinders *Diplomarbeit, Universität Oldenburg* 2001.
- [4] BECK C. Superstatistics in hydrodynamic turbulence *preprint, to appear in Physica D* 2004.
- [5] BENZI R., CILIBERTO S., TRIPICCIONE R., BAUDET C. & SUCCI S. Extended self-similarity in turbulent flows *Phys. Rev. E* 48(1), 29, 1993.
- [6] BERGMANN - SCHAEFER Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3 OPTIK *de Gruyter, 9. Auflage*, 1993.
- [7] BHARDWAJ J.K., ASHRAF H. Advanced Silicon Etching Using High Density Plasmas *SPIE Proc. Series 2639 224-233*, 1995.
- [8] BINNING G., QUATE C.F. AND GERBER CH. Atomic Force Microscope *Phys. Rev. Lett.*, 56(9), 1986.
- [9] BLÜMICH B., HAN S. AND STAPF S. NMR imaging of falling water drops *Phys. Rev. Lett.*, 87:144501 / 1 - 4, 2001.
- [10] BODENSCHATZ, E., VOTH G.A., LA PORTA A., CRAWFORD A., WARD C., AND ALEXANDER J. A Silicon Strip Detector System for High Resolution Particle Tracking in Turbulence *Review of Scientific Instruments* 124348-4353, 2001.
- [11] BRONSTEIN I.N., SEMENDJAJEW K.A. Taschenbuch der Mathematik *B.G. Teubner Verlagsgesellschaft, Stuttgart - Leipzig*, 1991

- [12] BRUUN H.H. Hot-wire Anemometry (Principles and signal analysis) *Oxford Science Publications*, 1995.
- [13] CASTAING B. Velocity Probability Density Functions of High Reynolds Number Turbulence *Physica D* 46 177-200, 1990.
- [14] CHABAUD B., CHANAL O., CASTAING B. AND HÉBRAL B. Intermittency in a turbulent low temperature gaseous helium jet *European Physical Journal B*, 2000.
- [15] CHABAUD B., NAERT A., PEINKE J., CHILLA F., CASTAING B., HEBRAL B. Transition toward developed turbulence *Phys. Rev. Lett.*, 73(24);3227,1994
- [16] ECKELMANN H. Einführung in die Strömungsmesstechnik *Teubner Studienbuecher*, 1997.
- [17] FERNHOLZ H.H. private Mitteilungen *Hermann-Föttinger Institut, TU Berlin*, 2002.
- [18] FRADEN J. AIP Handbook of modern Sensors. Physics, Designs and Applications *Springer*, 1993.
- [19] FRISCH U. Turbulence *Cambridge University Press*, 1995.
- [20] FRISCH U., NOULLEZ A., WALLACE G., LEMPERT G.W. AND MILES R.B. Transverse velocity increments in turbulent flow using the RELIEF technique *Journal of Fluid Mech.* 339:287-307, 1997.
- [21] GRÖTZBACH G. private Mitteilungen *Institut für Kern- und Energietechnik, Forschungszentrum Karlsruhe*, 2002.
- [22] HINZE J.O. Turbulence *McGraw-Hill*, 1975.
- [23] HÖGSTRÖM U., SMEDMAN A. Accuracy of Sonic Anemometers: Laminar Windtunnel Calibrations compared to Atmospheric in situ Calibrations against a Reference Instrument *Boundary-Layer Meteorology* 111: 33-54, 2004.
- [24] KERN M. Messung von Druck und Geschwindigkeit in einem turbulenten Freistrahle *Diplomarbeit, Universität Bayreuth*, 1996.
- [25] KING L.V. On the convection of heat from small cylinders in a stream of fluid: Determination of the convection constants of small platinum wires with applications to hot-wire anemometry *Phil. Trans. Roy. Soc.*, A214, 373-432, 1914.
- [26] KOLMOGOROV A.N. Über die analytischen Methoden in der Wahrscheinlichkeitsrechnung *Math. Ann.* 104, 415-458, 1931.

- [27] KOLMOGOROV A.N. The local structure of turbulence in an incompressible viscous fluid for very high Reynolds number. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, 1941.
- [28] KOLMOGOROV A.N. A refinement of previous hypotheses concerning the local structure of turbulence in a viscous incompressible fluid at high Reynolds number. *J. Fluid Mech.* 13,82, 1962.
- [29] LÄRMER F., SCHILP A., FUNK K., OFFENBERG M. Bosch Deep Silicon Etching: Improving Uniformity and Etch Rate for Advanced MEMS Applications *Proceedings MEMS '99, p.211-16, Orlando, FL, USA, 1999.*
- [30] LANDAU L.D., LIFSCHITZ E.M. Fluid Mechanics. *Oxford Pergamon Press*, 1987.
- [31] LIDE D.R. Handbook of Chemistry and Physics *76th Edition CRC Press*, 1995-1996.
- [32] LÜCK, S. Turbulente Nachlaufströmungen - Skalenaufgelöste Experimente und statistische Analysen *Der andere Verlag*, 2001
- [33] LÜCK, S., PEINKE P., FRIEDRICH R. A uniform statistical description of the transition between near and far field turbulence in a wake flow *Phys. Rev. Lett.*, 83; 5495, 1999
- [34] MATHIEU J., SCOTT J. An Introduction to Turbulent Flow *Cambridge University Press* 2000.
- [35] MONIN A.S., YAGLOM A.M. Statistical Fluid Mechanics: Mechanics of Turbulence *Cambridge MA: MIT Press*, 1971.
- [36] PEINKE J., CASTAING B., CHABAUD B., CHILLA F., HEBRAL B. AND NAERT A. On a fractal and experimental approach to turbulence. *Fractals in the Natural and Applied Sciences, p. 295, Elsevier*, 1994.
- [37] PINTON J.-F., MORDANT N., MICHEL O., METZ P. Scaling and intermittency of Lagrangian velocity in fully developed turbulence *Phys. Rev. Lett.*, 87(21), 2001.
- [38] PIQUET J. Turbulent Flows - Models and Physics *Springer, Berlin* 2001.
- [39] REIF F. Statistische Physik und Theorie der Wärme *de Gruyter*, 1987.
- [40] RENNER C. Über Untersuchungen der Statistik von Geschwindigkeitsfluktuationen in einem turbulenten Freistrahle *Diplomarbeit, Universität Bayreuth*, 1997.
- [41] RENNER C. Markowanalysen stochastisch fluktuierender Zeitserien *Dissertation, Carl von Ossietzky Universität, Oldenburg*, 2002.

- [42] RENNER C., PEINKE J. AND FRIEDRICH R. Experimental Indications for Markov properties of small-scale turbulence. *J. Fluid Mech.*, 433, 383, 2001.
- [43] RICHARDSON L.F. Weather Prediction by Numerical Process *Cambridge University Press, Cambridge*, 1922.
- [44] RISKEN H. The Fokker-Planck equation *Springer, Berlin* 1984.
- [45] RUPP P. Entwicklung eines hochauflösenden Geschwindigkeitssensors *Diplomarbeit, Universität Bayreuth*, 1998.
- [46] SADDOUGH S.G., VEERAVALLI S.V. Hot-wire anemometry behaviour at very high frequencies *Meas. Sci. Technol.* 7 1297–1300 1996.
- [47] SCHLICHTING H., GERSTEN K. Boundary Layer Theorie *8th Revised and Enlarged Edition, Springer*, 1999.
- [48] SCHLÜTER S. Entwicklung eines hochauflösenden Geschwindigkeitssensors *Zulassungsarbeit, Universität Bayreuth*, 1997.
- [49] TALKNER P., WEBER R.O. Spectra and correlations of climatic data from days to decades *J. Geophys. Res. Atmospheres* 106, 20131, 2001.
- [50] TAN-ATICHAT J., NAGIB H.M AND PLUISTER J.W. On the interpretation of the output of hot-film anemometers and a scheme of dynamic compensation for water temperature variation *Proc. Third. Symp. Turbulence in Liquids, University of Missouri, Rolla, pp. 352-374*, 1973
- [51] TIKHOMIROV V.M. Selected Works of A.N. Kolmogorov - Volume I Mathematics and Mechanics *Kluwer Academic Publishers*, 1985.
- [52] TRITTON D.J. Physical Fluid Dynamics *Oxford Science Publications*, 1988.
- [53] TSINOBER A. Experimental investigation of the field of velocity gradients in turbulent flows *J. Fluid Mech.* 242, 169-92, 1992.
- [54] VAN DE WATER W., ELENBAAS T., DAM N. AND TER MEULEN J.J. Writing passive tracers in turbulent air *Advances in Turbulence IX, CIMNE Barcelona, 137-140*, 2002.
- [55] VOGEL H. Gerthsen Physik 18. Auflage, *Springer*, 1995.

Danksagung

Diese wissenschaftliche Arbeit wurde in der Arbeitsgruppe Hydrodynamik von Herrn Prof. Dr. Joachim Peinke an der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg durchgeführt. Die Möglichkeit der freien Gestaltung sowie die vielen anregenden Diskussionen haben dabei maßgeblich zum Erfolg beigetragen. Der hilfreiche Informationsaustausch auf nationalen und internationalen Konferenzen wurde stets angeregt und gefördert. Dies ist für eine kleine Arbeitsgruppe nicht selbstverständlich. Dafür sowie für die Begutachtung der Arbeit und insbesondere für die freundschaftliche Atmosphäre bin ich ihm zu großem Dank verpflichtet.

Ein weiterer Dank geht an Herrn Priv.-Doz. Dr. Achim Kittel für die Bereitschaft als Zweitgutachter zur Verfügung zu stehen. Die mit ihm geführten Diskussionen haben regelmäßig dafür gesorgt, dass der nötige Abstand geschaffen wurde, um die eigene Arbeit kritisch in einem anderen Licht zu betrachten. Des Weiteren hat sein breites Interesse an physikalischen Fragestellungen hilfreiche Denkanstöße geliefert.

Die Umsetzung der Konzepte und die praktische Ausführung wäre nicht ohne Holger Koch möglich gewesen. Seine Ideen und Erfahrungen waren bei der Konstruktion des Sensors unverzichtbar. Die Gespräche mit ihm haben den Blick über den Bereich der Physik hinaus erweitert. So war neben der physikalischen Arbeit auch ein Einblick in die ingenieurwissenschaftliche Tätigkeit möglich. Eine Erfahrung, die ich sehr schätze und die bei der Kooperation mit den ingenieurwissenschaftlichen Partnern manches sehr viel einfacher gemacht hat.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft gilt mein Dank für die Finanzierung der Arbeit im Rahmen der interdisziplinären Turbulenz Initiative. Diese von Herrn Prof. Dr. Joachim Peinke und Herrn Prof. Dr.-Ing. Martin Oberlack gegründete Initiative war eine ideale Umgebung, um die ersten Schritte in Richtung selbständiger wissenschaftlicher Arbeit zu machen. Aus dieser Initiative ist die Gruppe um Herrn Prof. Dr.-Ing. Helmut Wurmus vom Zentrum für Mikro- und Nano-Technologie der TU Ilmenau hervorzuheben. Ihm und Jörg Burgold danke ich für die gute und erfolgreiche Kooperation bei der Herstellung der Cantilever-Strukturen.

Frank Böttcher, Malte Siefert, Matthias Wächter sowie den übrigen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Hydrodynamik danke ich für die freundliche Zusammenarbeit und die netten gemeinsamen Stunden. In dieser Umgebung konnten die

vielen kleinen Fragezeichen jederzeit erfolgreich diskutiert werden.

Neben der Arbeitsgruppe möchte ich mich auch bei all denen innerhalb der Universität bedanken, die zum Erfolg dieser Arbeit und zu einer schönen Zeit beigetragen haben.

Außerhalb der Universität gilt mein größter Dank meiner Lebenspartnerin Elke Seidel für ihre Geduld und uneingeschränkte Unterstützung während der Erstellung dieser Arbeit sowie den nötigen Ausgleich zur Forschung. Des Weiteren danke ich meinen Eltern Bärbel und Wilhelm Barth für die Ermutigung die Forschung einem anderen beruflichen Werdegang vorzuziehen.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name Stephan Barth
Geburtsdatum 2. April 1976
Geburtsort Sande

Schulausbildung

08.1982 - 06.1986 Grundschule am Dannhalm Jever
08.1986 - 06.1988 Orientierungsstufe im Schulzentrum Jever
08.1988 - 06.1995 Mariengymnasium Jever

Studium

10.1995 - 03.2001 Studium der Physik (Diplom) an der Carl von Ossietzky
 Universität Oldenburg
01.2000 - 02.2001 Diplomarbeit im Fachbereich Physik der Carl von Ossietzky
 Universität Oldenburg, Arbeitsgruppe Hydrodynamik
 unter Prof. Dr. J. Peinke, mit dem Titel
 “Messung und Analyse
 der turbulenten Nachlaufströmung eines Zylinders”

Wissenschaftliche Arbeit

04.2001 - 04.2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachbereich Physik
 der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg
05.2002 - 08.2002 Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Fakultät Maschinenbau
 im Fachgebiet Mikrosystemtechnik der TU Ilmenau
09.2002 - 03.2004 Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Fachbereich Physik
 der Carl von Ossietzky Universität Oldenburg

Erklärungen

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit selbst verfasst und nur die im Literaturverzeichnis angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Oldenburg, den 29. April 2004

.....

(Stephan Barth)

Ich erkläre hiermit, dass die vorliegende Dissertation weder in ihrer Gesamtheit noch in Teilen einer anderen wissenschaftlichen Hochschule zur Begutachtung in einem Promotionsverfahren vorliegt oder vorgelegen hat.

Oldenburg, den 29. April 2004

.....

(Stephan Barth)

Ich erkläre hiermit, dass die vorliegende Arbeit bereits in Teilen veröffentlicht wurde.

Oldenburg, den 29. April 2004

.....

(Stephan Barth)

Zeitschriften und Proceedings

- BARTH S., KOCH H., PEINKE J., BURGOLD J., WURMUS H. Laser-Cantilever-Anemometer *6th International Conference on VIBRATION MEA-*

SUREMENTS BY LASER TECHNIQUES Advances and Applications, Proceedings of SPIE Vol. 5503 (The International Society for Optical Engineering), 2004.

- BARTH S., KOCH H., PEINKE J., BURGOLD J., WURMUS H. Laser-Cantilever-Anemometer *Progress in Turbulence, J. Peinke, M. Oberlack, A. Kittel, S. Barth (Eds.) (Springer)*, 2004 (im Druck).
- BARTH S. Laser-Cantilever-Anemometer (LCA) *Sensor Magazin No. 3-2003*, 2003.
- BARTH S. Hochauflösender Geschwindigkeitssensor *Photonik No. 3-2003, p.18*, 2003.
- BARTH S., SCHLÜTER S., LÜCK S., PEINKE J. On a high-resolving LCA – Laser Cantilever Anemometer *Advances in Turbulence IX, I.P. Castro, P.E. Hancock, T.G. Thomas (Eds.) (CIMNE Barcelona 2002), p.488*, 2002.

Vorträge

- BARTH S., KOCH H., PEINKE J., BURGOLD J., WURMUS H. Laser-Cantilever-Anemometer *6th International Conference on VIBRATION MEASUREMENTS BY LASER TECHNIQUES Advances and Applications*, 21.-24. Juni 2004, Ancona ITA.
- BARTH S. AND PEINKE J. A high resolution alternative to the hotwire technique *56th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics of the APS*, 23.-25. November 2003, New Jersey USA
- BARTH S. AND PEINKE J. A high resolution sensor for velocity measurements in air and water *iTi Conference on Turbulence 2003*, 21.-24. September 2003, Bad Zwischenahn GER
- BARTH S. AND PEINKE J. A high-resolving Laser-Cantilever-Anemometer (LCA) *55th Annual Meeting of the Division of Fluid Dynamics of the APS*, 24.-26. November 2002, Dallas USA
- BARTH S. MUNZEL M., KITTEL A. AND PEINKE J. Development of high-resolution sensors for velocity and temperature measurements in air and water *COST F2 2nd Workshop - Local Flow Effects in Hydrodynamic Systems*, 7.-9. November 2002, Aachen GER (eingeladener Vortrag)
- BARTH S., SCHLÜTER S., LÜCK S., PEINKE J. On a high-resolving LCA – Laser Cantilever Anemometer *EUROMECH, 9th European Turbulence Conference*, Juli 2002, Southampton UK