



Aufbau und Evaluierung eines Messplatzes für Strömungen in Flüssigkeiten mittels Laser- Doppler-Anemometrie

Masterarbeit

Yves Groß

Matrikelnummer: 33010

Seminargruppe: 172212

Nanotechnologie Master

Betreuer:

Prof. Dr. rer. nat. habil. Peter Hartmann

Prof. Dr. rer. nat. Ralf Hinderer

Eingereicht am: 03.06.2021

Autorenreferat

In allen Bereichen des Lebens finden wir Rohrleitungen in denen Flüssigkeiten oder Gase transportiert werden. Doch damit die Fluide auch ordnungsgemäß an ihren Einsatzort gelangen muss der Durchfluss kontrolliert und geregelt werden.

Durchflusssensoren gibt es in allen großen und Formen.

In dieser Arbeit geht es um die Evaluierung und den Aufbau eines Messplatzes für Studierende zur Strömungsanalyse mittels Laser-Doppler-Anemometrie.

Das System der Laser-Doppler-Anemometrie soll den Studierenden nähergebracht werden und verschiedene Anwendungen für diese Art der Strömungsmessung gezeigt werden.

Abstract

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die mich während der Anfertigung dieser Masterarbeit unterstützt haben. In erster Linie gilt mein Dank meinen beiden Betreuern Herrn Prof. Dr. rer. nat. habil. Peter Hartmann und Herrn Prof. Dr. rer. nat. Ralf Hinderer, die es mir ermöglicht haben diese Arbeit anzufertigen. Für die hilfreichen Anregungen, die konstruktive Kritik und die fachliche Unterstützung möchte ich mich herzlich bei meinen Betreuern so wie Frau Dipl.-Ing Gloria Seidel. bedanken. Des Weiteren gilt mein Dank der gesamten Arbeitsgruppe Optische Technologien und allen Mitarbeitern des Fraunhofer Anwendungszentrums AZOM, welche mir mit viel Geduld, Interesse, Hilfsbereitschaft und Fachwissen jederzeit zur Seite standen. Bedanken möchte ich mich für die vielen Debatten, Ideen und Hinweise, welche dazu beigetragen haben, dass diese Masterarbeit in der Form vorliegt.

Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Virginie Groß, welche mich während meines gesamten Studiums unterstützt hat und mir in den entscheidenden Phasen zur Seite stand.

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation
2. Technischer Stand der Strömungsmessung
3. Grundlegende Betrachtungen
 1. Strahlengang und Strahlgeometrie
 2. Streuung
 3. Optischer Dopplereffekt
 4. Laser Doppler Anemometrie(LDA)
 5. Einfluss der Strahlgeometrie
4. Methoden der Strahlvermessung
 1. Einbrennen
 2. Mechanisch abtastende Methode
 3. Kamerabasierte Systeme
 4. Wellenfrontsensor
5. Praktischer Teil
 1. Aufbau
 2. Variation der Geschwindigkeit
 3. Variation des Strahldurchmessers
 4. Signalaufnahme an diversen Positionen
6. Fehlerbetrachtung
 1. Pumpe und Referenzsystem
 2. Querschnittsfläche
 3. Turbulenzen
 4. Strömungsgradient
 5. Ausrichtungsfehler
7. Zusammenfassung
8. Aussicht

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1: Schematische Darstellung eines Venturi-Rohrs und eines Differenz Druck Messsensoren.....	3
Abb. 2: Schematische Darstellung eines waagerechten und eines senkrechten Schwebekörper Durchflusssensoren zum manuellen Ablesen.....	3
Abb. 3: Schematische Darstellung eines Vortex Durchflusssensors.....	4
Abb. 4: Schematische Darstellung eines tangentialen Flügelrad Durchflusssensors und eines axialen Flügelrad Durchflusssensor.....	4
Abb. 5: Schematische Darstellung eines Ultraschall Durchflusssensors (links) und eines Doppler-Sonographie-Sensors.....	5
Abb. 6: Schematische Darstellung eines elektromagnetischen Durchflusssensors.....	6
Abb. 7: Schematische Darstellung und Aufnahme eines auf Laser-Doppler-Systems das kleiner als 1 mm ist.....	7
Abb. 8: Darstellung eines Gaußstrahls.....	8
Abb. 9: Abbildung eines Gaußstrahls an einer dünnen Linse.....	9
Abb. 10: Darstellung eines Herzschen Dipols.....	10
Abb. 11: Darstellung der Mie-Streuung eines Streuteilchens bei verschiedenen Wellenlängen	13
Abb. 12: Schematische Darstellung der Einstrahl Laser Doppler Anemometrie.....	17
Abb. 13: Schematische Darstellung der Zweistrahl Laser Doppler Anemometrie.....	18
Abb. 14: Darstellung des theoretischen Interferenzstreifen Verlaufs.....	19
Abb. 15: Einbrand in Plexiglas.....	21
Abb. 16: Schematische Darstellung der Schneiden-Methode.....	21
Abb. 17: Darstellung der durch die Schneiden Methode aufgenommenen Daten und des abgeleiteten Gaußprofils.....	22
Abb. 18: Aufnahme eines Wellenfrontensensors für einen Laser mit der Wellenlänge 266 nm	24
Abb. 19: Schematische Darstellung der ermittelten Strahlwerte.....	26
Abb. 20: Aufnahme der Strahlen am Schnittpunkt.....	27
Abb. 21: Schaltplan und Bild der Schalteinheit für die Pumpe und das Referenzsystem.....	28
Abb. 22: Aufnahmen der Schnittstelle der beiden Strahlen und der dazugehörige Linienscan bei verschiedenen Geschwindigkeiten.....	31
Abb. 23: Bild der vom Programm aufgenommenen und ausgegebenen Daten für 55,93 m/s	31

Abb. 24: Vergleich der Messdaten in Bezug auf die Genauigkeit, mit verschiedenen Glättungsfaktoren.....	32
Abb. 25: Vergleich von ähnlichen Geschwindigkeiten als Fouriertransformationen.....	32
Abb. 26: Fouriertransformierte Kurven der Messwerte mit verschiedenen Glättungsfaktoren	33
Abb. 27: Schematische Darstellung der ermittelten Werte für verschiedene Strahltaillen.....	34
Abb. 28: Vergleich zwischen Messungen mit ähnlichen Geschwindigkeiten bei unterschiedlichen Strahldurchmessern.....	35
Abb. 29: Bild des Aufbaus.....	36
Abb. 30: Darstellung der Mie-Streuung eines Streuteilchens bei verschiedenen Wellenlängen, mit Darstellung des Bereiches der vom System erfasst wird.....	36
Abb. 31: Bild der vom Programm aufgenommenen und ausgegebenen Daten für 72,5 m/s bei 22,5°	37
Abb. 32: Vergleich der Fouriertransformierten Linienscans.....	37
Abb. 33: Darstellung der Spitzenwerte der Fouriertransformierten Linienscans auf einem Kreis.....	38
Abb. 34: Schematische Darstellung des Messrohrs mit Darstellung des Strömungsgradienten	41
Abb. 35: Rotationstische mit durchgängigem Loch verschiedener Firmen.....	44
Abb. 36: Schematische Darstellung des Messrohres mit Darstellung Turbulenter Felder.....	44

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Übersicht über Strahlparameter bei verschiedenen Positionen der Linse 234
Tabelle 2: : Errechnete Werte für d_λ in abhängigkeit von z35

Abkürzungsverzeichnis

APD	Avalanche Photodetektor
LDA	Laser Doppler Anemometrie

Symbolverzeichnis

A	Rohrquerschnitt
α	Absorptionskoeffizient
c	Konzentration
c	Schallgeschwindigkeit / Lichtgeschwindigkeit
d	Durchmesser
γ	Gammafaktor
f	Brennsweite
f_E	Frequenz am Empfänger
f_S	Frequenz am Sender
i	Imaginärteil
I	Intensität
I_0	Intensität des eingestrahnten Lichtes
I_S	Intensität der Streustrahlung
J	Volumenstrom
k	Strahlgröße / Wellenzahl
l_c	Kohärenzlänge
λ	Wellenlänge
M	Molmasse
N_A	Avogadro-Konstante
n_0	Anzahldichte
ω_p	Strahlradius an der Linse
ω_f	Fokusradius
p_{dyn}	dynamischer Druck
p_{stat}	statischer Druck
p_{tot}	totaler/ gesamt Druck des Systems
R_θ	Rayleigh-Verhältnis
r	Abstand / Radius
ρ	Dichte
S	Streuungsfunktion
σ	Wirkungsquerschnitt
t	Zeit
θ	Beobachtungswinkel auf eingestrahlen Winkel
v	Geschwindigkeit
v_E	Geschwindigkeit des Empfängers
v_S	Geschwindigkeit des Senders
V	Volumen
V_0	Streuvolumen
Δx	Länge

1. Motivation

Um Durchflussmengen zu messen gibt es heutzutage ein breites Spektrum an Sensoren, angepasst an alle Anforderungen des Einsatzortes. Angefangen bei Durchflusssensoren die eingebettet in Messing sind, für Garten und Haus nutzbar, über kleine aus Plastik bestehende Durchflusssensoren für die optimale Kühlung von Computern, bis hin zu chemisch stabilen Sensoren für Kraftstoffe oder Lebensmittel. Vom selbstprogrammierbaren Sensor bis zum komplett Kombi System, die Auswahl ist schier unbegrenzt.

Die meisten Durchflusssensoren sind jedoch mechanisch und unterliegen dadurch Reparatur- und Wartungsprozessen, diese sind kostspielig und zeitaufwändig.

Viele Durchflusssensoren sind ebenfalls anfällig für Verschleiß durch Schwebstoff, die den Sensor blockieren oder verstopfen.

Sensoren, die im Leitungssystem eingesetzt werden um den Durchfluss zu messen stoßen im medizinischen Bereich auf Ihre Grenzen. Betrachtet man zum Beispiel das Infusionsbesteck, welches einen verletzten Menschen mit Nährstoffen, Blut oder Plasma versorgt, so ist es schwer vorzustellen, dass man in diese einen Eintauchfühler unterbringen kann oder gar ein Schlauch extra für diesen Durchflusssensor mit einbindet. Durch den Wechsel von Konserven bei einem Patienten wäre dies zu aufwendig und der Sensor müsste ebenfalls mit gewechselt werden um etwaige Verunreinigungen zu verhindern.

Sensoren zum Anbringen an die Schläuche sind verfügbar, zum Beispiel als Ultraschallsensor, jedoch sind diese darauf angewiesen, dass sich Partikel im Fluid befinden, an denen der Schall reflektiert werden kann.

Eine weitere Lösung hierbei bildet die Laser-Doppler-Anemometrie.

Um Studierenden einen Einblick in die Funktionsweise dieser Strömungsmessmethode zu ermöglichen soll diese Masterarbeit sich mit dem Aufbau und der Evaluierung eines Messplatzes zur Messung von Strömungen mittels Laser-Doppler-Anemometrie beschäftigen.

2. Technischer Stand der Strömungsmessung

Bevor wir uns der Strömungsmessung mittels Laser-Doppler-Anemometrie widmen soll in diesem Kapitel ein kleiner Überblick über diverse Durchflusssysteme, deren Aufbau und Funktionsweise gewonnen werden.

2.1. Wirkdruck-Durchflusssensor

Bereits vor ca. 280 Jahren wurde durch Daniel Bernoulli und Giovanni Battista Venturi das Prinzip dieses Sensors entdeckt und die Gesetzmäßigkeiten dafür aufgestellt.

Das System arbeitet nach dem Differenzdruckverfahren.

Ein Fluid strömt dabei gleichförmig durch ein Rohr. Das Rohr wird an einer Stelle durch eine Drosselblende eingeschnürt. Vor der Drosselblende steigt der Druck und hinter der Drosselblende kommt es zu einem Druckverlust. Diese Druckunterschiede werden gemessen und daraus der Volumenstrom ermittelt.

Nach der bernoullischen Druckgleichung gilt:

$$p_{tot} = p_{stat} + p_{dyn} = konstant \quad (2.1.)$$

Dabei ist p_{tot} der totale bzw. gesamte Druck des Systems, p_{stat} ist der statische Druck, also der Druck der Flüssigkeit gegen die Wandung des Rohres und p_{dyn} ist der dynamische Druck, also der Druck der in Fließrichtung wirkt. Der dynamische Druck wird definiert mit:

$$p_{dyn} = \frac{\rho}{2} v^2 \quad (2.2.)$$

Hierbei ist v die Geschwindigkeit des Fluid und ρ die Dichte des Fluid. Durch den Venturieffekt wissen wir, dass der Volumenstrom J über jedem Querschnitt konstant ist es gilt:

$$J = \frac{V}{t} = \frac{A_1 \cdot \Delta x_1}{t} = \frac{A_2 \cdot \Delta x_2}{t} = konstant \quad (2.3.)$$

V ist hierbei das Volumen, A der Rohrquerschnitt und Δx die Länge des Rohrabschnittes der in der Zeit t durchströmt wird.

Daraus ergibt sich:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{\Delta x_2}{\Delta x_1} = \frac{v_2 \Delta t}{v_1 \Delta t} = \frac{v_2}{v_1} \quad (2.4.)$$

Dabei ist v die Fließgeschwindigkeit und Δt die Messzeit.

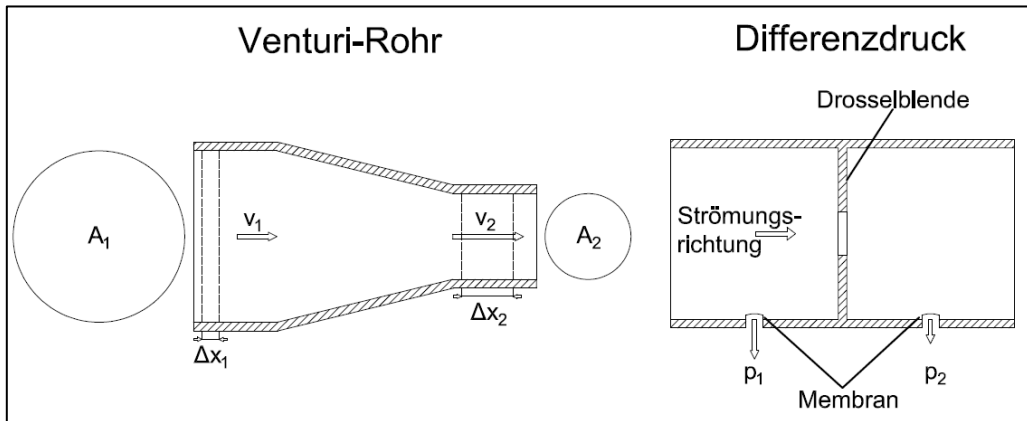


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines Venturi-Rohrs (links) und eines Differenz Druck Messensors (rechts)

2.2. Schwebkörper-Durchflusssensor

Hierbei wird ein Schwebkörper entweder senkrecht in einem konischen Rohr oder waagrecht mit Hilfe einer Feder durch ein Fluid bewegt.

Der senkrechte Schwebkörper bildet einen Strömungswiderstand im konischen Rohr, zudem wirkt durch das Fluid eine Auftriebskraft die seiner Gewichtskraft entgegenwirkt.

Der Schwebkörper wird zu meist in einem durchsichtigen Rohr, auf das eine Skala gedruckt ist, verwendet. Die Oberkante des Schwebkörpers zeigt den Momentan Volumenstrom an.

Der waagrechte Schwebkörper bildet ebenfalls einen Strömungswiderstand, wird jedoch durch die Strömung gegen eine Feder gedrückt.

Anstelle eines durchsichtigen Rohres wird oft ein Schwebkörper mit Magnet verwendet so dass die Messung mittels Magnetsensor erfolgt.

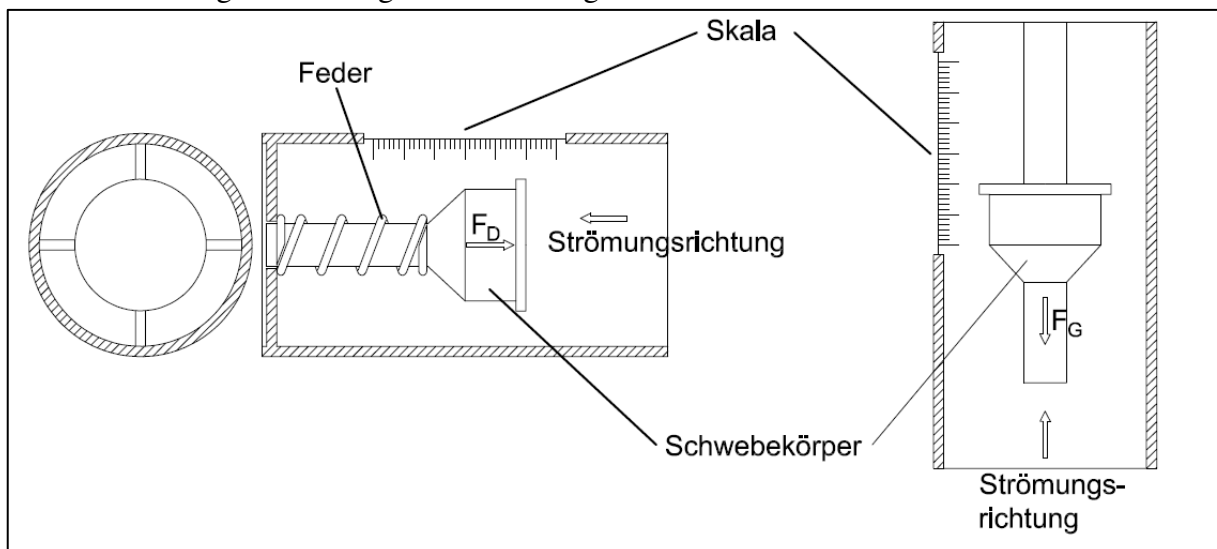


Abbildung 2: Schematische Darstellung eines waagrecht (links) und eines senkrecht (rechts) Schwebkörper Durchflusssensoren zum manuellen Ablesen

2.3. Kármánscher Vortex-Durchflusssensor

Dieser Sensor arbeitet mit einem säulenförmigen Störkörper. Das Prinzip dahinter wurde von Theodore von Kármán nachgewiesen und berechnet. Es handelt sich um die Kármánsche Wirbelstraße. Hinter einem Störkörper werden im strömenden Fluid gegenläufige Wirbel erzeugt. Durch einen Sensor hinter dem Störkörper können Druckunterschiede im fließenden Fluid registriert werden. Die Frequenz der Wirbel ist proportional zur Fließgeschwindigkeit.

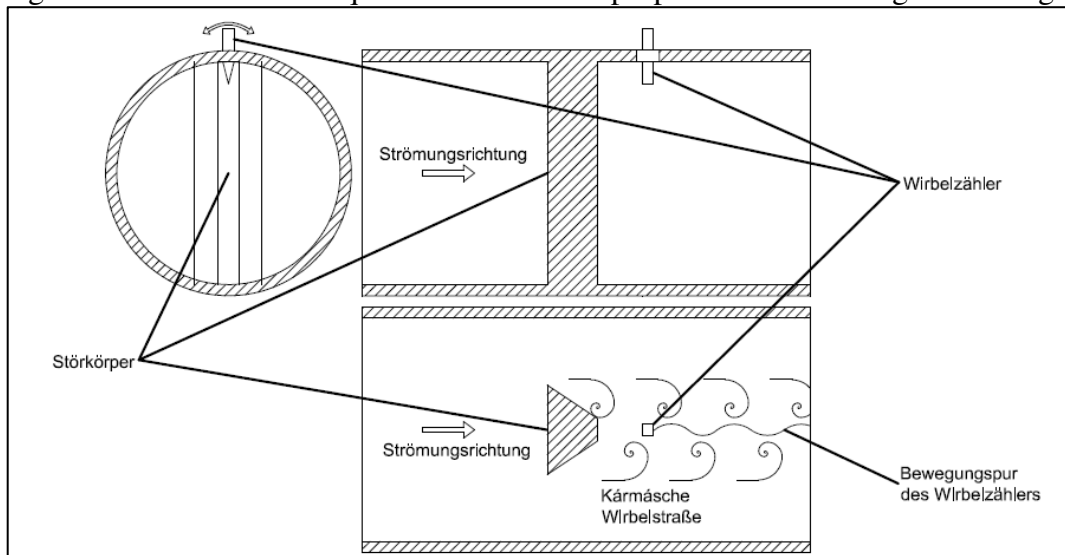


Abbildung 3: Schematische Darstellung eines Vortex Durchflusssensors

2.4. Flügelrad-Durchflusssensor

Flügelradsensoren werden nach ihrem Aufbau in tangential und axial durchströmten Flügelradsensoren unterschieden.

Axial durchströmte Sensoren haben eine Windmühlenstruktur während tangential durchströmte Sensoren einem Wasserrad gleichen.

Die Drehzahl der Flügelräder ist proportional zur Strömungsgeschwindigkeit. Durch Magneten am Flügelrad können Impulse durch die Drehung aufgenommen und daraus die Durchflussmenge berechnet werden.

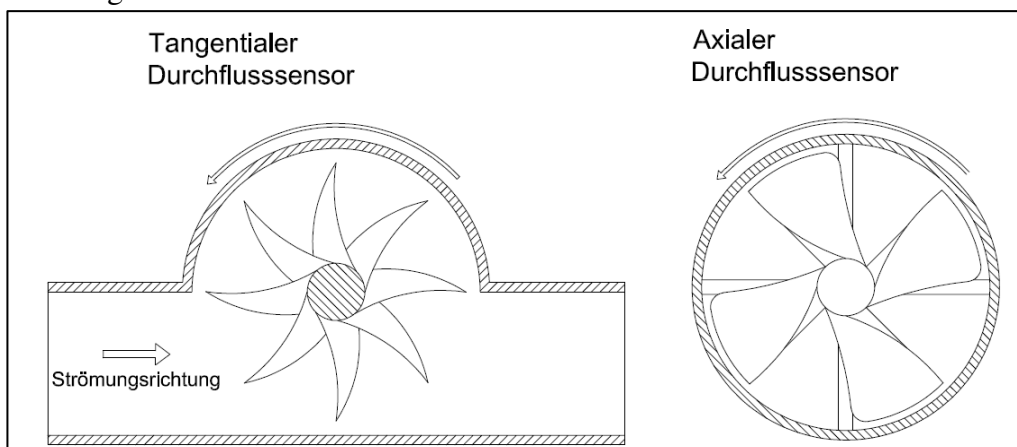


Abbildung 4: Schematische Darstellung eines tangentialen Flügelrad Durchflusssensors (links) und eines axialen Flügelrad Durchflusssensors (rechts)

2.5. Ultraschall-Durchflusssensor

Dieser Sensor arbeitet mittels Ultraschallsignal.

Signalgeber und -empfänger befinden sich paarweise schräg versetzt in der Rohrwandung und geben abwechselnd ein Signal ab. Bei ruhender Flüssigkeit entsteht keine Laufzeitdifferenz. Bei strömender Flüssigkeit werden Signale in Strömungsrichtung beschleunigt und Signale gegen die Strömungsrichtung verlangsamt. Zwischen beiden Signalen entsteht ein Laufzeitunterschied, dieser Laufzeitunterschied ist direkt proportional zur Fließgeschwindigkeit.

Eine Sonderform dieser Ultraschall-Durchflusssensoren ist die Doppler-Sonographie. Hierbei befinden sich Sender und Empfänger auf derselben Seite. Der Sender sendet ein Signal aus, dieses wird von einem Partikel im Fluid reflektiert und vom Empfänger aufgenommen. Bewegt sich das Partikel auf den Empfänger zu kommt es durch den Dopplereffekt zu einer höheren Frequenz. Bewegt sich das Partikel vom Empfänger weg, verringert sich die Frequenz. Es gilt unter der Berücksichtigung, dass die Fließgeschwindigkeit kleiner als die Schallgeschwindigkeit ist:

$$f_E = f_S \left(1 + \frac{\Delta v}{c} \right) \quad (2.5.)$$

f_E ist dabei die Frequenz die vom Partikel reflektiert wird also die Frequenz die der Empfänger detektiert. f_S ist die Frequenz des Senders, c die Schallgeschwindigkeit und Δv ist die Differenz aus Sendergeschwindigkeit v_S und Empfängergeschwindigkeit, in diesem Fall die Partikelgeschwindigkeit v_E . Daraus ergibt sich für die Fließgeschwindigkeit:

$$v_E = v_S - \left(\frac{f_E}{f_S} - 1 \right) c \quad (2.6.)$$

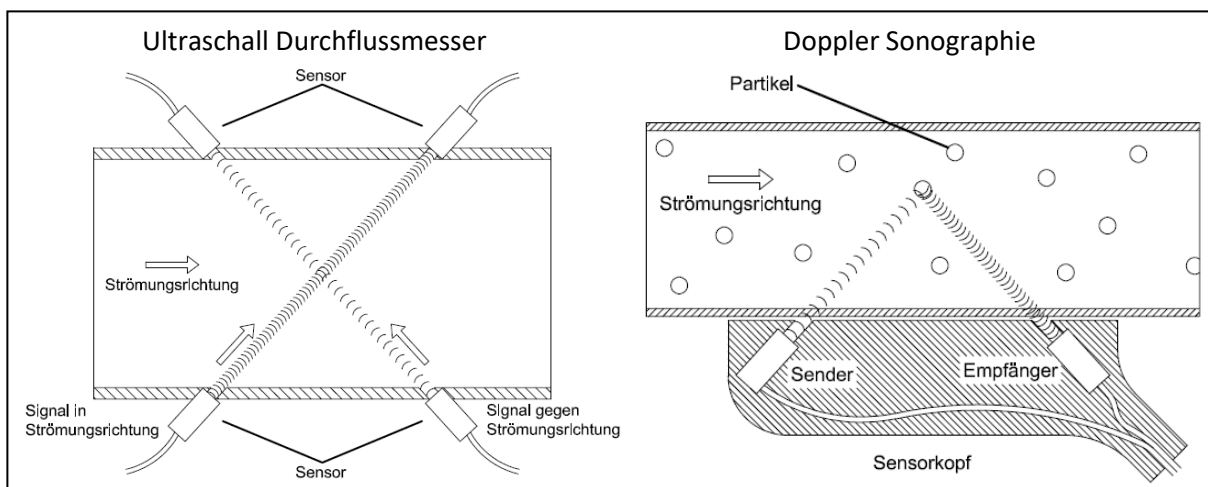


Abbildung 5: Schematische Darstellung eines Ultraschall Durchflusssensors (links) und eines Doppler-Sonographie-Sensors

2.6. Elektromagnetischer Durchflusssensor

Hierbei wird das Induktionsgesetz als Grundlage genutzt. Zwei Feldspulen ein erzeugen Magnetische Feld über den kompletten Rohrquerschnitt. Senkrecht zum Magnetfeld befinden sich Elektroden am Rohr, diese detektieren elektrische Spannungen.

Ist das Fluid in Ruhe so bildet sich keine Spannung zwischen den Elektroden aus. Beginnt das Fluid zu fließen kommt es durch das Magnetfeld zu einer Separierung von Ladungsträgern, es liegt eine elektrische Spannung an die von den Elektroden detektiert wird.

Die Spannung ist proportional zur Fließgeschwindigkeit.

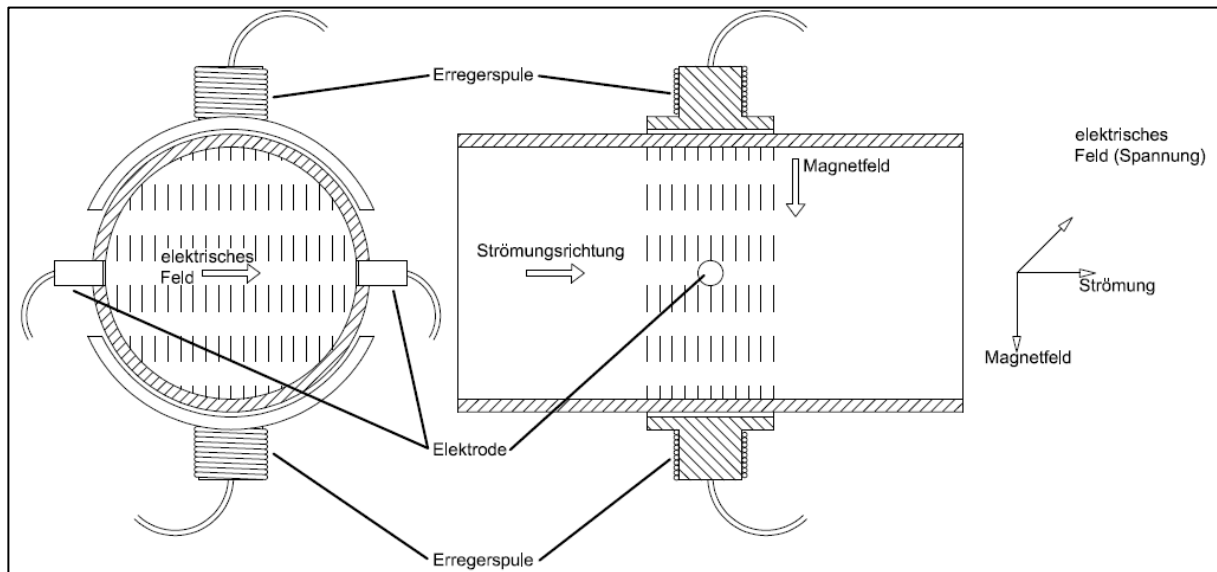


Abbildung 6: Schematische Darstellung eines elektromagnetischen Durchflusssensors

2.7. Laser-Doppler-Anemometrie

Seit 1964 ist die Laser-Doppler-Anemometrie (englisch Laser-Doppler-Velocimetry) eine wesentliche Methode für Durchflussuntersuchungen und Geschwindigkeitsmessungen von sich bewegenden Festkörperoberflächen. Seit 1975 ist die Laser-Doppler-Anemometrie eine gut etablierte und industrielle angewandte Methode um Durchflussmessungen und Strömungsgeschwindigkeitsmessungen durch zu führen. Mittlerweile wird diese Technik in vielen Bereichen eingesetzt. Durch die Entwicklung der Lasertechnik konnte die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ebenfalls weiterentwickelt werden, so dass kommerzielle Systeme Dimensionen von weniger als 1 mm besitzen. Durch diese Miniaturisierung lassen sich diese Detektoren ohne Probleme in viele Systeme integrieren. So sind einsatzgebiete der LDA, Strömungsmessung in Grenzschichten, Fernmessung von Luftturbulenzen, lokale Blutflussuntersuchungen oder Messungen von Aerosolen auf große Entfernungen.

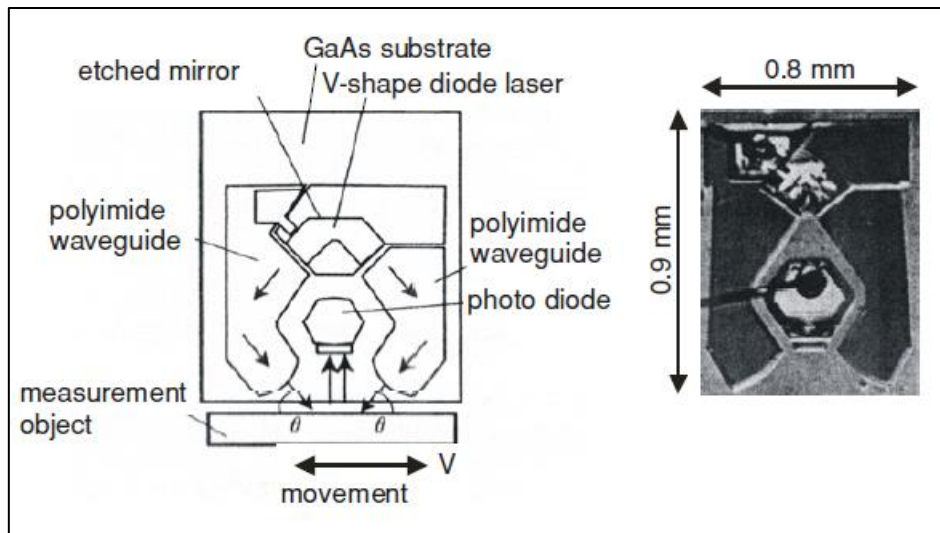


Abbildung 7: Schematische Darstellung (links) und Aufnahme (rechts) eines auf Laser-Doppler-Systems das kleiner als 1 mm ist [8]

Wie genau das System der Laser-Doppler-Anemometrie funktioniert und wie dieses System für Studenten als Praktikumsaufbau genutzt werden kann soll in dieser Masterarbeit gezeigt werden.

[8] S. R81 J.W. Czarske, Laser Doppler velocimetry using powerful solid-state light sources, Measurement Science and Technology 17, 2006

3. Grundlegende Betrachtungen

Um das System der Laser-Doppler-Anemometrie besser verstehen zu können werden in diesem Kapitel optische Prozesse, wie Streuung, relativistischer Doppler-Effekt und Strahlgeometrie beim Laser behandelt.

3.1. Strahlenverlauf und Strahlgeometrie

Bei einem idealen Laser wird der Strahl als Gauß-Strahl beschrieben (siehe Abbildung 8). Von der schmalsten Stelle des Strahls, der Strahltaille, weitet sich der Strahl aus.

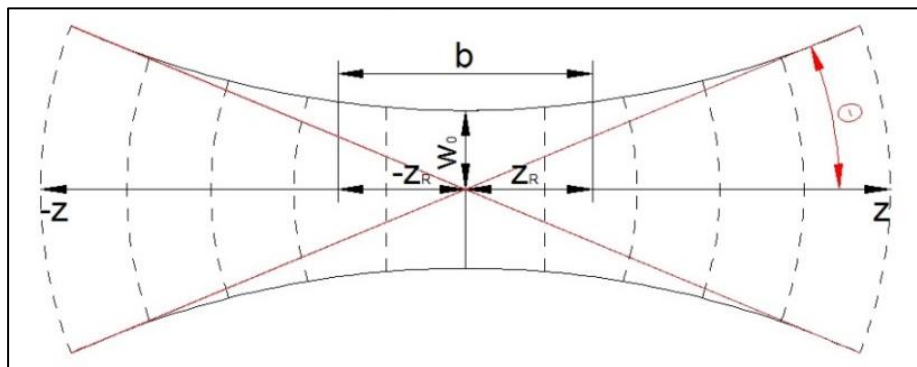


Abbildung 8: Darstellung eines Gaußstrahls

Innerhalb der Rayleighlänge breitet sich der Strahl annähernd geradlinig aus, der Strahldurchmesser erhöht sich dabei um den Faktor $\sqrt{2}$. Außerhalb der Rayleighlänge weitet sich der Strahl mit dem Öffnungswinkel (auch Divergenzwinkel) θ auf. Der Krümmungsradius der Wellenfront innerhalb der Rayleighlänge geht gegen unendlich, außerhalb der Rayleighlänge nähert sich der Krümmungsradius der Kugelform an. Das Intensitätsprofil über den Durchmesser des Strahls betrachtet entspricht einem Gauß-Profil. Für das Intensitätsprofil gilt:

$$I(r) = I_{max}(z) \cdot e^{-2\left(\frac{r}{w(z)}\right)^2} \quad (3.1.)$$

r ist hierbei der Strahlradius und I_{max} ist die maximale Intensität, diese ist durch die Leistung des Lasers P und den Strahlradius definiert:

$$I_{max}(z) = \frac{2}{\pi \cdot w^2(z)} \cdot P \quad (3.2.)$$

w ist der Strahlradius an dem die Intensität $\frac{1}{e}$ der maximal Intensität beträgt.

Für den Strahlradius an der Strahltaille gilt:

$$w_0^2 = \frac{\lambda \cdot z_R}{\pi \cdot n} \quad (3.3.)$$

Dabei ist n der Brechungsindex, der Strahlradius ist abhängig von der Position z , hierbei gilt:

$$w(z) = w_0 \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.4.)$$

z ist hierbei die Entfernung zur Strahltaile, z_R ist die Rayleighlänge, für diese gilt:

$$z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda} \quad (3.5.)$$

Da der Krümmungsradius innerhalb der Rayleighlänge (im Nahfeld $z < z_R$) gegen unendlich geht gilt für den Krümmungsradius ab der Rayleighlänge (im Fernfeld $z \gg z_R$):

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad (3.6.)$$

Für den Öffnungswinkel θ gilt:

$$\theta = \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0} \quad (3.7.)$$

Das Modell des Gauß-Strahls ist nur bei einem Idealen Laser verwendbar, bei einem realen Laser ist der Divergenzwinkel größer. Um einen Laser zu klassifizieren wird die Beugungsmaßzahl M^2 genutzt, es gilt:

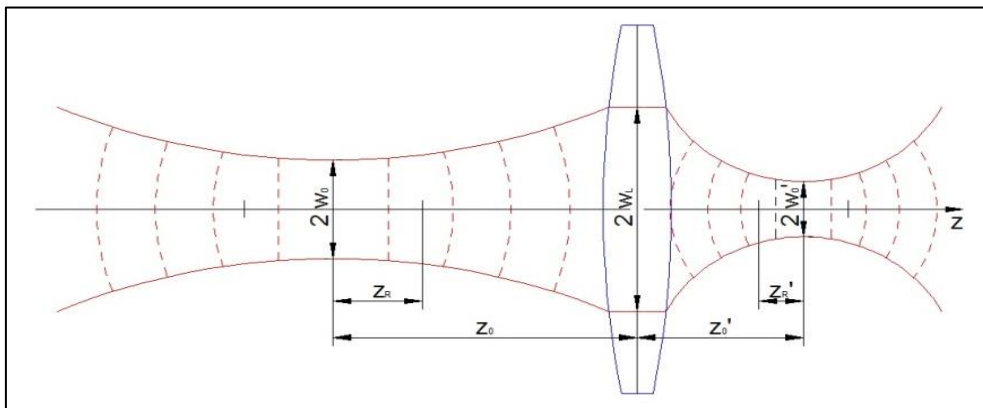
$$M^2 = \frac{\theta_{real}}{\theta_{Gauß}} \quad (3.8.)$$

Trifft ein Gauß-Strahl auf eine Linse so breitet sich von der Linse ein weiterer Gauß-Strahl aus. Der neue Gaußstrahl unterscheidet sich vom ursprünglichen Gauß-Strahl.

Für die Strahltaile des neuen Gauß-Strahls gilt:

$$w_0' = \frac{w_0 \cdot f}{\sqrt{z_R^2 + (z_R - f)^2}} \quad (3.9.)$$

f ist hierbei die Brennweite der Linse.



3.2.Streuung

Streuung ist eine Richtungsänderung, welche durch das Auftreffen einer Welle auf ein Teilchen mit Materie entsteht. Die Intensität der einfallenden Lichtwelle nimmt ab. Bei dem Streuteilchen kann es sich um Kristallite, Staubpartikel, Kolloide, Moleküle und Atome handeln. Streuung tritt jedoch ebenfalls an Dichte- und Konzentrationsschwankungen auf. Die Intensität nimmt bei der Streuung eine differentielle Abnahme je Wegelement^[13], dadurch gilt:

$$dI = -\sigma \cdot n_0 \cdot I \cdot dx \quad (3.10.)$$

Dabei ist I die Intensität der einfallenden Welle, dI die Intensität nach x Wegelementen bzw nach einer Distanz x, σ der wirkungsquerschnitt der Streuteilchen und n_0 die Anzahldichte der streuenden Teilchen. Bei σ ist jedoch darauf zu achten das der Wirkungsquerschnitt nicht identisch ist mit dem geometrischen Querschnitt der Teilchen. Teilcheneigenschaften und die Frequenz der einfallenden Welle beeinflussen den Wirkungsquerschnitt. Ist der Wirkungsquerschnitt nicht von der Intensität abhängig lässt sich durch Integration der Gleichung 2.1. die bekannte Lambertsche Gleichung entwickeln. Durch das Lambertsche Gesetz wird die exponentielle Intensitätsabnahme in streuenden oder Absorbierenden Medien erklärt, es gilt:

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha x} \quad (3.11.)$$

α ist hierbei der Absorptionskoeffizient, er ist das Produkt aus dem Wirkungsquerschnitt σ und der Anzahldichte n_0 .

Bei der Streuung unterscheidet man elastische und unelastische Streuung.

Unelastische Streuung führt zu einer Energieumwandlung durch Absorption der Strahlung an angeregten Teilchen. Diese Energieumwandlung zeigt sich durch Wärmeenergie oder durch das Aussenden von neuen Wellen, diese breiten sich mit einer neuen Frequenz aus, hier können Raman-Streuung und Compton-Streuung als Beispiele angeführt werden.

Bei elastischen Streuprozessen breiten sich Wellen vom angeregten Teilchen mit gleicher Frequenz und gleicher Energie wie die eingestrahlte Welle aus.

Rayleighstreuung und Mie-Streuung zählen zu den elastischen Streuprozessen.

Für die Laser-Doppler-Anemometrie sind elastische Streuprozesse von höherer Bedeutung, weshalb wir in diesem Kapitel auf elastische Streuprozesse, insbesondere von Mie- und Rayleigh-Streuung, eingehen werden.

Die elektrische Feldstärke des Lichts beeinflusst elastisch gebundene Elektronen, so dass diese beginnen zu oszillieren. Von jedem oszillierenden Elektron wird nun Licht abgegeben das der Frequenz der anregenden Welle entspricht, dadurch wirken die Elektronen wie Hertzische Dipole. Das abgegebene Licht wird nicht nur in Vorwärtsrichtung abgegeben, die Geometrie der Streuteilchen (Abmessungen und Anordnung) beeinflusst die Abstrahlrichtung in einem weiten Winkelbereich.

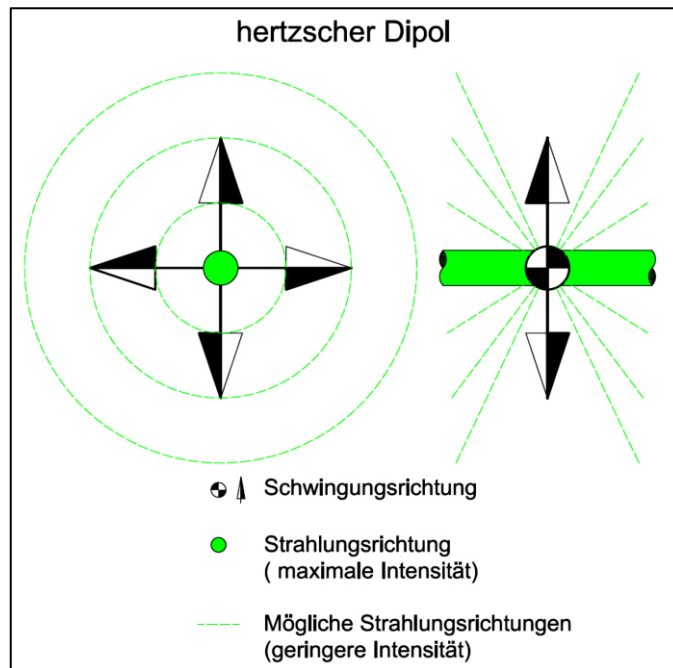


Abbildung 10: Darstellung eines Hertzschen Dipols

Rayleigh-Streuung

Bei der Rayleigh-Streuung ist der Teilchendurchmesser, des Streuteilchens, um mehrere Größenordnungen kleiner als Wellenlänge der einfallenden Strahlung. Durch diese geringe Größe des Streupartikels, können alle Strahlungsanteile des Teilchens ohne Phasenverschiebung addiert werden. Der Streukörper sendet Strahlung aus die der Strahlung eines Hertzschen Dipols entspricht. Die Intensität des gestreuten Lichtes ist dabei umgekehrt proportional zur vierten Potenz der Wellenlänge. 1871 konnte Lord Rayleigh das Himmelsblau dadurch erklären. Die Wellenlänge von rotem Licht ist fast doppelt so lang wie die Wellenlänge von blauem Licht, damit wird blaues Licht fast 16 Mal stärker gestreut. Die Stärke der Streuung kann mittels folgender Rayleigh-Streuformel^[14,15] ermittelt werden:

$$R_{\theta} = \frac{I_S \cdot r^2}{I_0 \cdot V_0} = \left(\frac{2\pi^2}{N_A \lambda^4} \right)^2 \cdot (1 + \cos^2 \theta) \cdot M \cdot c \quad (3.12.)$$

Hierbei ist R_{θ} das Rayleigh-Verhältnis, I_S die Intensität der Streustrahlung, I_0 die Intensität des eingestrahnten Lichtes, V_0 das Streuvolumen und r der Abstand zwischen Detektor und Streuvolumen.

Des Weiteren ist M die Molare Masse und c die Konzentration des Streuenden Moleküls, θ ist der Winkel zwischen Detektor und eingestrahlttem Licht, N_A die Avogadro-Konstante und λ die Wellenlänge des eingestrahnten Lichtes.

Mie-Streuung

Bei der Mie-Streuung liegt der Teilchendurchmesser, des Streuteilchens im Bereich der Wellenlänge, des einstrahlenden Lichtes. An verschiedenen Punkten des Streuteilchens werden Lichtwellen abgestrahlt. Durch die Ausstrahlung von Lichtwellen an verschiedenen Teilchenpunkten entstehen konstruktive und destruktive Interferenzerscheinungen.

Es entsteht eine Intensitätsverteilung aus einer Abfolge von Minima und Maxima, die durch die Maxwell-Gleichung beschrieben werden können. Es zeigt sich eine Abhängigkeit von der Größe, der Brechzahl und der eingestrahlt Wellenlänge.

Gustav Mie bewies das die Intensitäten abhängig vom Betrachtungswinkel sind.

Um das angeregte Teilchen bildet sich eine Streukeule.

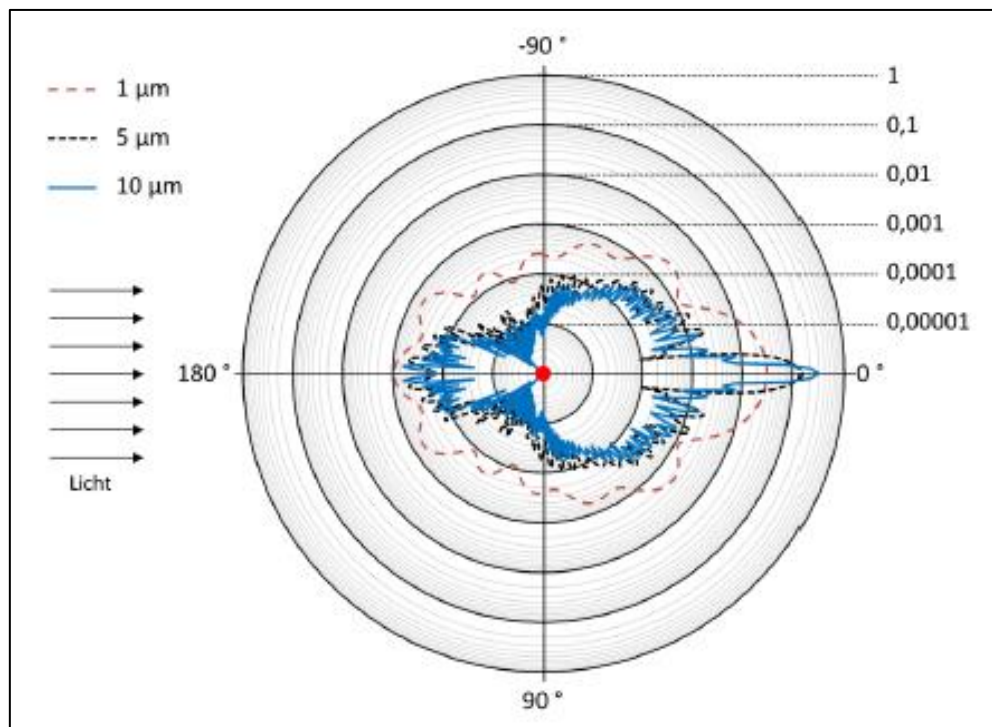


Abbildung 11: Darstellung der Mie-Streuung eines Streuteilchens bei verschiedenen Wellenlängen. [7]

Um die Streuung zu beschreiben wird beim Streuteilchen von einem kugelförmigen Teilchen ausgegangen. Um die Streuung an diesem kugelförmigen Teilchen darstellen zu können müssen Lösungen für die Maxwell-Gleichung gefunden werden. Diese Lösungen müssen einen stetigen Übergang der Tangentialkomponenten des Feldes in der Kugel mit den Feldern an der Oberfläche der Kugel bieten. Die gesamte Herleitung ist in „Light Scattering by Small Particles“ von H.C. van de Hulst [S3] zu finden.

[7] S. 152 Markus Juling, Rückgeführte Volumenstrommessung mittels orts aufgelöster Laser-Doppler-Anemometrie, Dissertation, Fakultät III – Prozesswissenschaften der Technischen Universität Berlin

Für die Intensität des gestreuten Lichtes eines Streuteilchens gilt:

$$I = \frac{I_0(i_1+i_2)}{2k^2r^2} \quad (3.13.)$$

Dabei ist I_0 die Intensität des eingestrahnten Lichtes, r ist der Radius des kugelförmigen Streuteilchens, k ist die Wellenzahl für diese gilt:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.14.)$$

Für die Imaginärteile i_1 und i_2 gilt:

$$i_1 = |S_1(\theta)|^2 \quad \text{und} \quad i_2 = |S_2(\theta)|^2 \quad (3.15.)$$

Wobei S_1 und S_2 Streufunktionen sind die vom Betrachtungswinkel θ abhängig sind.
Über die Imaginärteile i lässt sich die Polarisation der gestreuten Welle berechnen.

3.3. Optischer Doppler Effekt

Beim Doppler-Effekt ändert sich der Abstand zwischen einem Schallsender (Sender) und einem Schallempfänger (Empfänger), während der Sender ein Signal abgibt. Das Signal breitet sich mit konstanter Frequenz aus, wenn sich der Sender in der Ruhe befindet. Durch die Bewegung des Senders oder des Empfängers kommt es zu einer zeitlichen Stauchung oder Dehnung der Frequenz. Diese Stauchung bzw. Dehnung ist abhängig von der Relativbewegung der Beiden. Bewegen sich Sender und Empfänger aufeinander zu so kommt es zu einer Stauchung des Signals, die Frequenz erhöht sich. Entfernen sich die beiden voneinander so kommt es zur Dehnung, die Frequenz verringert sich. Es gilt:

$$f_E = f_S \frac{c-v_S}{c-v_E} \quad (3.16.)$$

Hierbei ist c die Schallgeschwindigkeit, v_E die Geschwindigkeit des Empfängers der die Frequenz f_E wahrnimmt und v_S die Geschwindigkeit des Senders der die Frequenz f_S ausstrahlt.

In Kapitel 2, bei der Doppler-Sonographie, sind wir bereits kurz auf den Doppler-Effekt eingegangen.

Dabei handelt es sich jedoch um die Ausbreitung von Schall. Für die Anwendung bei der Laser-Doppler-Anemometrie ist dies nicht möglich. Die Geschwindigkeiten von Sender und Empfänger beziehen sich beim Doppler-Effekt auf das Medium Luft. Das Medium wird hierbei als ruhend angesehen.

Bei elektromagnetischen Wellen ist dies nicht möglich, da es kein Medium gibt auf das sich die Geschwindigkeit beziehen könnte.

Hierfür wird der relativistische Doppler-Effekt oder auch optischer Doppler-Effekt verwendet.

Hierbei ist die Relativbewegung zwischen Sender und Empfänger sowie die Lichtgeschwindigkeit wichtig. Zudem wirken hierbei relativistische Effekte wie die Zeitdilatation, wodurch sich für den Empfänger die Frequenz des Senders um den Gammafaktor erweitert. Für den Gammafaktor gilt:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.17.)$$

c ist hierbei die Lichtgeschwindigkeit und v die Relativgeschwindigkeit zwischen Sender und Empfänger.

Dadurch erhält man für den relativistischen Doppler Effekt folgende Gleichung:

$$f_E = f_S \sqrt{\frac{(1-\frac{v}{c})(1+\frac{v}{c})}{(1+\frac{v}{c})(1-\frac{v}{c})}} \quad (3.18.)$$

Hierbei wird die Richtung in die sich der Sender bewegt berücksichtigt.

Bewegt er sich auf den Empfänger zu gilt:

$$f_E = f_S \sqrt{\frac{(1+\frac{v}{c})}{(1-\frac{v}{c})}} \quad (3.19.)$$

Hierbei spricht man von Violett- oder Blauverschiebung, da sich die Frequenz erhöht und die Wellenlänge kleiner wird.

Bewegt sich der Sender vom Empfänger weg gilt:

$$f_E = f_S \sqrt{\frac{(1-\frac{v}{c})}{(1+\frac{v}{c})}} \quad (3.20.)$$

Hierbei handelt es sich um die Rotverschiebung, die Frequenz wird verringert und die Wellenlänge erhöht sich.

3.4. Laser Doppler Anemometrie

Durch die Streuung von Licht an bewegten Teilchen kommt es zu einer Frequenzverschiebung, hierfür ist der Doppler-Effekt verantwortlich.

Durch Verwendung eines Laserstrahls mit scharfer Frequenz kann diese Frequenzverschiebung bestimmt und daraus die Geschwindigkeit ermittelt werden.

Notwendig für diese Messmethode sind Partikel in Flüssigkeiten oder Gasen.

Sehr saubere oder transparente Gase bzw. Flüssigkeiten müssen daher mit Partikeln (Fremdteilchen) geimpft werden.

Bei Messungen in der Atmosphäre sind genügend Streuteilchen vorhanden.

Man unterscheidet bei der Laser-Doppler-Anemometrie zwei Systeme/Methoden, das Ein-Strahl-System und das Zwei-Strahl-System.

Für diese Arbeit ist das Zwei-Strahl-System von höherer Bedeutung da dieses auch bei geringer Streuintensität und bei großer Distanz funktioniert.

Ein-Strahl-/Referenzstrahl-System

Ein Streuteilchen durchläuft den Laser dabei kommt es zur Streuung, durch den Doppler-Effekt tritt eine Frequenzverschiebung bei der gestreuten Lichtwelle auf. Auf dem Detektor kommt es zu einer Überlagerung des Streulichtes und des ursprünglich eingestrahnten Lichtes. Es kommt zu einer Lichtschwebung, der Photostrom ist dabei amplitudenmoduliert. Da das Streulicht unter einem Winkel auf den Detektor trifft kommt es zu einer Dopplerverschiebung.

Um die Dopplerfrequenz möglichst deutlich messen zu können muss der Betrachtungs- bzw. Streuwinkel α möglichst klein sein.

Voraussetzung hierfür ist eine hohe Dichte von Streuteilchen vorhanden ist, dies führt zu einem ausreichend detektierbares Streusignal.

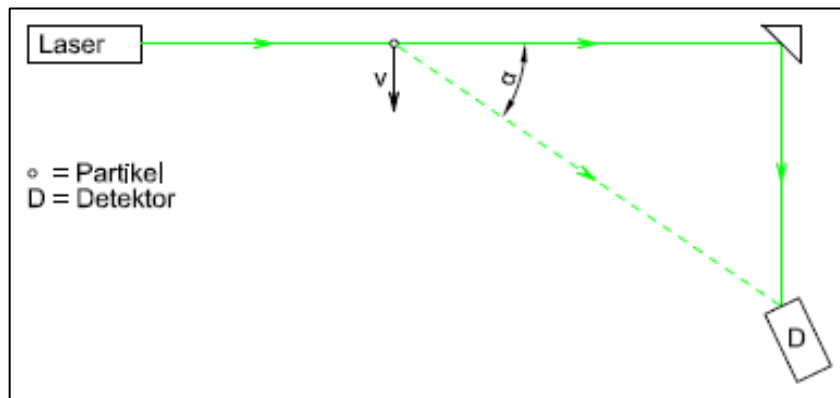


Abbildung 12: Schematische Darstellung der Einstrahl Laser Doppler Anemometrie

Zwei-Strahl-System

Hierbei wird ein Laserstrahl in mittels eines Prismas in zwei Strahlen aufgeteilt. Beide Strahlen werden durch eine Sammellinse geleitet und dadurch unter einem Winkel ins das Fluid geleitet. Im Fluid kommt es zur Überlagerung der beiden Strahlen. Es entsteht ein Messvolumen, in diesem kommt es durch die Interferenz der Strahlen zur Ausbildung von Interferenzstreifen.

Für den Abstand dieser Interferenzstreifen gilt:

$$d_{\lambda} = \left(\frac{\lambda}{2 \cdot \sin \alpha} \right) \quad (3.21.)$$

Hierbei ist α die Hälfte es des von den beiden Strahlen aufgespannten Winkels und λ die Wellenlänge des Lasers

Quert ein Streuteilchen das Interferenzfeld, kommt durch die Bewegung im Interferenzfeld zu einer amplitudenmodulierten Streuung. Für die daraus resultierende Dopplerfrequenz ergibt sich:

$$f_D = \frac{v \cdot 2 \cdot \sin \alpha}{\lambda} = \frac{v}{d_{\lambda}} \quad (3.22.)$$

v ist hierbei die Geschwindigkeit des Streuteilchens. Die Dopplerfrequenz ist abhängig vom Abstand der Interferenzstreifen und der Geschwindigkeit des streuenden Teilchens.

Die Frequenz ist nicht abhängig von der Beobachtungsrichtung ab.

Die Detektoröffnung kann groß sein so das auch bei geringer Streuteilchendichte oder bei großem Abstand gemessen werden kann.

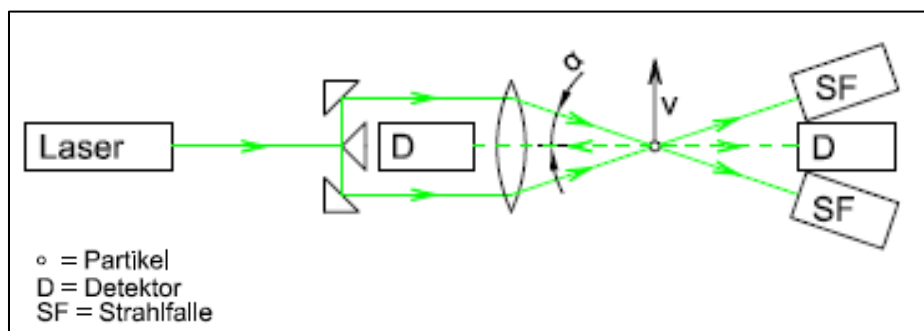


Abbildung 13: Schematische Darstellung der Zweistrahl Laser Doppler Anemometrie

3.5. Einfluss der Strahlgeometrie

In Kapitel 3.1. wurde die Geometrie des Laserstrahls betrachtet, diese hat einen Einfluss auf das Messvolumen und somit auch auf das entstehende Signal.

Liegt die Strahltaile im Brennpunkt der Sammellinse, durch die beide Teilstrahlen geleitet werden, so ist der Abstand der Interferenzstreifen im Messvolumen annähernd konstant. Der Abstand der Interferenzstreifen ist annähernd konstant da im Bereich der Strahltaile und im Rayleighbereich die Wellenfronten annähernd gerade und damit parallel zueinander verlaufen. Ist die Strahltaile ideal ausgerichtet und liegt im Zentrum des Messvolumens so ist der minimale Abstand der Interferenzstreifen ebenfalls in der Mitte des Messvolumens. Der Abstand nimmt zum Rand des Messvolumens leicht zu.

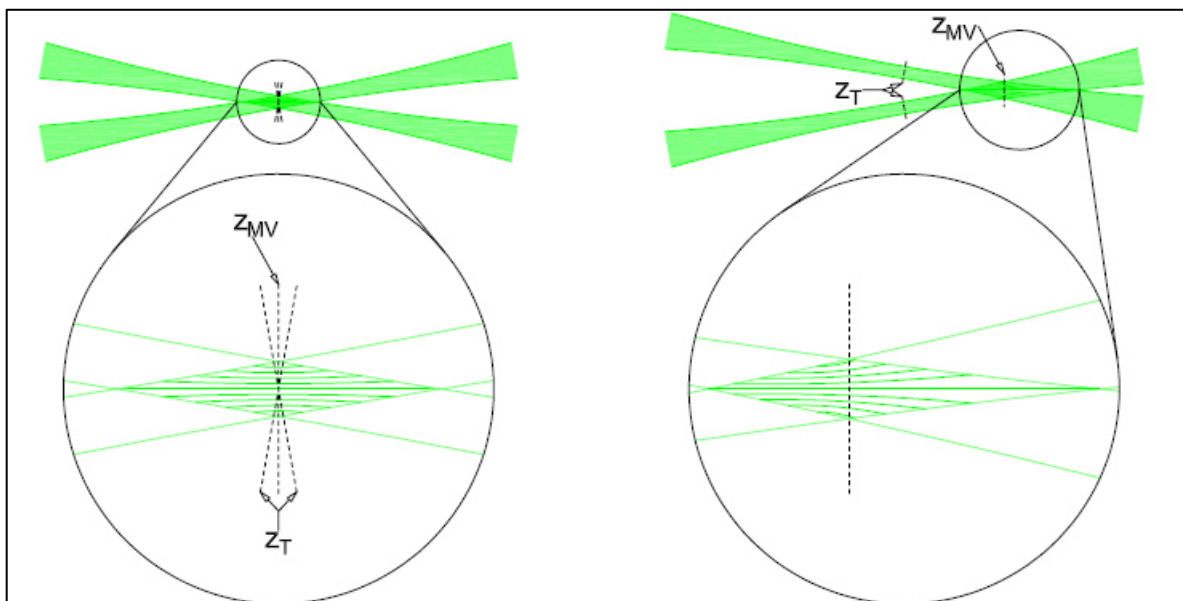


Abbildung 14: Darstellung des theoretischen Interferenzstreifen Verlaufs.^[7]

links: Strahltaile (z_T) der Teilstrahlen liegt im Zentrum des Messvolumens (z_{MV})

rechts: Strahltaile (z_T) der Teilstrahlen liegt außerhalb des Messvolumens

Liegt die Strahltaile außerhalb der Brennweite der Linse ist der Abstand der Interferenzstreifen abhängig vom Abstand zur Strahltaile. Da Wellenfronten außerhalb der Rayleighlänge nicht mehr gerade, sondern gekrümmt verlaufen kommt es zu der Abhängigkeit.

Um die Abstände der Interferenzstreifen berechnen zu können wurde im vorangegangenen Kapitel die Formel 3.21. eingeführt, diese gilt jedoch nur direkt im Zentrum des Messvolumens (z_{MV}) und nur wenn die Strahltaile (z_T) mit dem Zentrum des Messvolumens übereinstimmt. Formel 3.21. gibt somit den minimal Möglichen Interferenzstreifenabstand an. Durch die Verzerrung der Interferenzstreifen, die bei dieser Ausrichtung auftritt variiert der Abstand, es gilt:

$$d_\lambda = \left(\frac{\lambda}{2 \cdot \sin \alpha} \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{(z - z_{MV}) \cdot \cos \alpha}{z_R} \right)^2 \right) \quad (3.23.)$$

Hierbei wird deutlich das mit steigender Rayleighlänge der Streifenabstand konstant gehalten werden kann.

Liegt die Strahltaile nicht im Messvolumen so ist der Abstand der Interferenzstreifen Abhängig vom Abstand zwischen Strahltaile und Messvolumenzentrum, es gilt:

$$d_\lambda = \left(\frac{\lambda}{2 \cdot \sin \alpha} \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{(z - z_{MV}) \cdot \cos^2 \alpha \cdot ((z - z_{MV}) \cdot \cos^2 \alpha - (z_T - z_{MV}))}{z_R^2 \cdot \cos^2 \alpha - (z_T - z_{MV}) \cdot ((z - z_{MV}) \cdot \cos^2 \alpha - (z_T - z_{MV}))} \right) \right) \quad (3.24.)$$

Die Verzerrungen des Interferenzstreifenmusters führen zu virtuellen Turbulenzen.

Durch virtuellen Turbulenzen kommt es auch bei turbolenzfreien Strömungen zu einer Streuung der Geschwindigkeitsmesswerte. Verringert sich die Rayleighlänge so erhöht sich der Einfluss der virtuellen Turbulenzen.^[7]

Der Einfluss der virtuellen Turbulenzen muss bei der Fehlerbetrachtung beachtet werden.

4. Methoden der Strahlprofilaufnahme

Formelle Grundlagen zur Aufnahme von Strahlprofilen sind standardisiert und in der ISO 11146 aufgeführt. In diesem Kapitel sollen ein paar Methoden zur Aufnahme des Strahlprofils kurz beschrieben werden. Mittels des Strahlprofils kann der Laserstrahl charakterisiert werden.

4.1. Einbrennen

Diese Art der Strahlprofilaufnahme ist eine sehr billige Methode. Die Ergebnisse sind für eine zuverlässige Dokumentation jedoch nicht geeignet da die Ergebnisse nur eingeschränkt reproduzierbar sind

Das Strahlprofil wird bei dieser Methode in diverse Materialien (Papier, Pappe, Plexiglas) hineingebrannt, dies ist für optische Komponenten und die Gesundheit durch Verbrennungsprodukte jedoch gefährlich.



Abbildung 15: Einbrand in Plexiglas [M1]

4.2. Mechanisch abtastende Methode

Die einfachste Methode ist die Schneiden-Methode.

Hierbei wird eine Bewegliche Schneide in den Strahl hinein oder aus dem Strahl heraus geführt. Ein Detektor detektiert die Intensität als Funktion der Schneidenposition x .

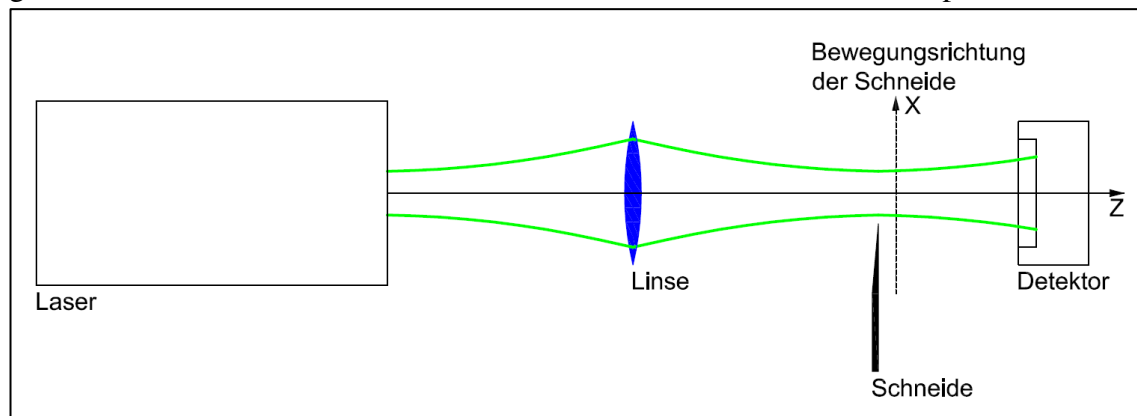


Abbildung 16: Schematische Darstellung der Schneiden-Methode

Der Detektor sollte so gewählt sein, dass der Detektor eventuelle Streustrahlung mit detektieren kann.

Wird der Verlauf des detektierten Transmissionsgrads nun differenziert erhält man im Idealfall eine Gaußkurve. Diese Gaußkurve zeigt den Strahlverlauf, also die Intensität über dem Durchmesser. Der Strahldurchmesser für einen Gaußstrahl liegt bei $I_{max} \cdot \frac{1}{e^2}$.

Eine Aussage über Strahlage und Strahlabmessungen kann mit dieser Methode gemacht werden. Diese Methode lässt sich bei Lasern mit kleinem Strahldurchmesser und hoher Leistung anwenden.

Mit einer Messung kann der Strahl jedoch auch nur in einer Dimension vermessen werden. Zudem ist die manuelle Auswertung sehr Zeitintensiv.

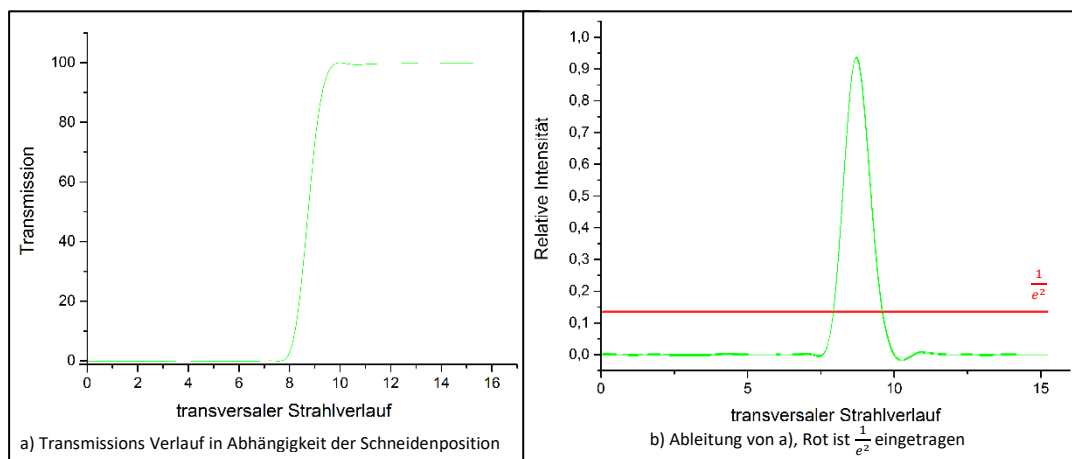


Abbildung 17: Darstellung der durch die Schneiden Methode aufgenommenen Daten a) und des abgeleiteten Gaußprofils b)

Eine Weiterentwicklung ist die Rotierende Schneide, auch hier wird eine Schneide in den Strahlengang geführt allerdings dreht sich die Schneide dabei um den Strahl.

Mit einer Messung sind damit die 2 Dimensionen des Strahls vermessen.

4.3. Kamerabasierte Systeme

Eine weitere Möglichkeit bieten kamerabasierte Systeme.

Hierbei werden hauptsächlich CCD-Detektoren benutzt. Diese Art der Detektion wird für Wellenlängen zwischen 400 nm und 1100 nm verwendet. Diese Systeme werden durch die Größe von Sensor und Pixel begrenzt. Der Sensor muss genügend groß sein um den Strahl vollständig abbilden zu können. Ist der Strahldurchmesser des Lasers zu klein wird das Verhältnis zwischen Pixel und Strahldurchmesser schlecht, die Messunsicherheit steigt.

CCD-Detektoren geben instantan ein Auswertungsbild wieder, dies ermöglicht es gepulste Strahlung mit hohen Repetitionsraten zu messen.

Es wird auf dem Prinzip von Photodioden- Array's gearbeitet, welche Zeilenweise ausgelesen werden.

Bei Strahldiagnosen ist hierbei ein hoher Aufwand nötig zur Smear- und Diffusionskompensation.

CMOS-Detektoren besitzen einzeln adressierbare Photodioden.

Da diese Detektoren ein intensitätsabhängiges Zeitverhalten haben ist die Vermessung von gepulsten Lasern schwierig.

Pyroelektische Arrays sind besonders für Messungen im fernen Infrarot interessant.

Diese Detektoren erzeugen Signale durch eingebrachte Wärme.

Diese Detektoren sind aufgrund ihrer Herstellung teuer und besitzen nur eine begrenzte Pixelzahl.

Der Vorteil dieser Detektoren liegt in der spektralen Sensitivität, welche vom UV bis über den 1000 µm IR Bereich geht.

4.4. Wellenfrontsensor

Wellenfrontsensoren (Shack-Hartmann-Verfahren) besitzen ebenfalls eine CCD-Kamera. Vor die Kamera ist jedoch noch ein Mikrolinsenarray im Abstand seiner Brennweite angebracht.

Durch das Mikrolinsenarray wird die einfallende Wellenfront in 100 bis 1000 Subaperturen zerlegt und auf den Photodetektor fokussiert.

Durch die Messung einer bekannten Referenzwellenfront, durch eine kalibrierte Lichtquelle, ein plane oder sphärische Kalibriernormale erzeugt, zeigt die Verschiebung der Mikrolinsenspots der unbekanntes Wellenfront. Durch eine Software werden nun die Spots der Referenz- und der unbekanntes Wellenfront zugeordnet.

Die Software rekonstruiert aus den Abweichungen der Positionen durch Polynomreihenentwicklung die einfallende orts aufgelöste Wellenfront.

Durch Brennweite und Durchmesser der Linsen, sowie durch die Wellenlänge ist die Spotgröße bestimmt.

Hierbei muss der Abstand zwischen zwei Spots viel größer sein als der Spot, andernfalls können die Spots nicht mehr zugewiesen werden.

Dies würde ebenfalls zur Verringerung der Dynamik führen.

Die Rekonstruktion der Wellenfront erfolgt durch eine Überlagerung von Zernike-Polynomen.

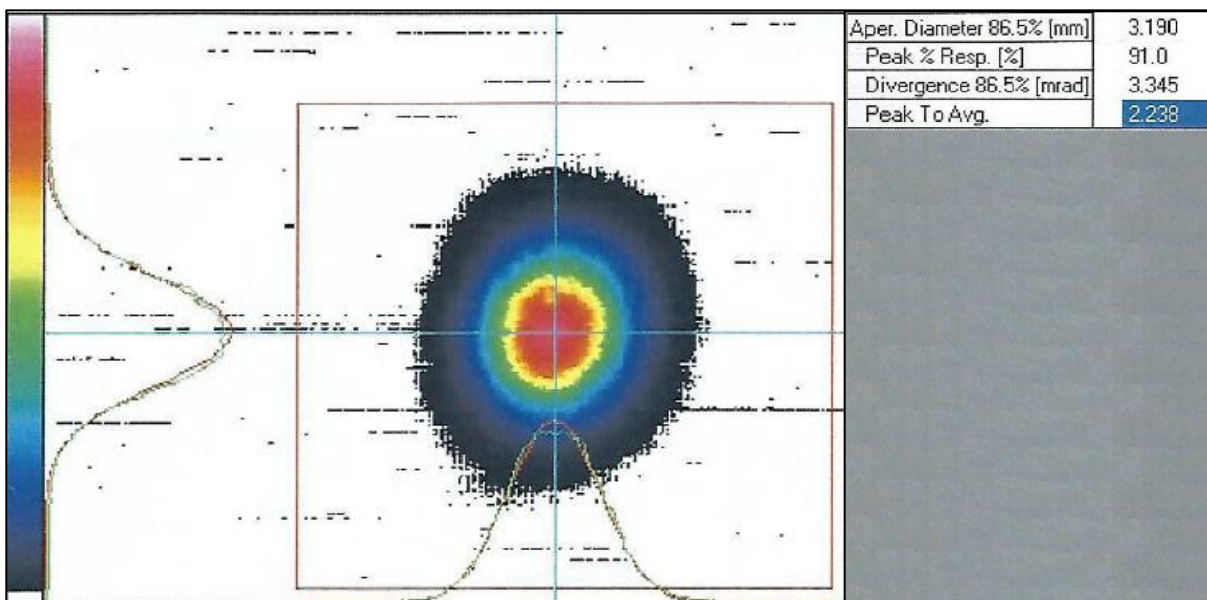


Abbildung 18: Aufnahme eines Wellenfrontensors für einen Laser mit der Wellenlänge 266 nm^[24]

[24] – Klassifizierung/ Datenblatt eines Nd:YAG Ultra 50 Big Sky Series Lasers der Firma Quantel, März 2017

Durch den Wellenfrontsensor werden mit nur einer Messung alle notwendigen Parameter zur Strahlklassifizierung gemessen. Nahfeld und Fernfeld lassen sich hierbei ebenfalls rekonstruieren. Nachteil des Systems ist eine geringe räumliche Auflösung, die nicht durch die Anzahl der Pixel des CCD-Chips gegeben ist, sondern durch die Anzahl der Mikrolinsen im Linsenarray.

5. Experimenteller Teil

5.1. Aufbau

Für den Aufbau wurde ein Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm verwendet, um die Strahlqualität zu überprüfen wurde der Strahl mittels Schneiden Methode vermessen.

Hierfür wurde die Schneide an zwei Stellen sowohl Vertikal als auch Horizontal in den Strahl geführt.

Um den Strahl zu kollimieren wurden ein Teleskopaufbau aus 3 Linsen verwendet, die Brennweiten sind 80 mm, 10 mm, 80 mm. Durch das Verschieben von Linse 2 ($f= 10\text{ mm}$) kann der Strahldurchmesser variiert werden.

Anschließend wird der Strahl durch einen Strahlteiler geleitet.

Die Aufteilung der Strahlen wurde durch die Messung der Leistung des Lasers und der Teil Strahlen überprüft, hierbei wurde eine Aufteilung von 52,75 % zu 47,25 % erreicht.

Anschließend werden die Teilstrahlen durch Spiegel umgelenkt. Es handelt sich bei den Spiegeln um Silber beschichtet Spiegel, die für Wellenlängen im Bereich von 450 nm bis 20 μm eine Reflektivität von über 95% bieten^[25].

Die Teilstrahlen werden anschließend durch eine Sammellinse, mit einer Brennweite von 330 mm , geleitet.

Durch die Ausrichtung der Spiegel und die Sammellinse treffen die Strahlen unter einem Winkel von ca. $22,116^\circ$ aufeinander, α entspricht somit einem Winkel von $11,058^\circ$

Da die Geometrie des Strahlverlaufs nach der Sammellinse einen Einfluss auf das Messsystem hat wurde der Verlauf der Strahlen gemessen. Für den Strahlverlauf wurde wieder die Schneiden Methode verwendet, hierbei wurde jeder Strahl an 3 Stellen vermessen.

Hierbei wurde nach Analyse der Teilestrahlen festgestellt das die Strahltaillen nicht im Schnittpunkt liegen.

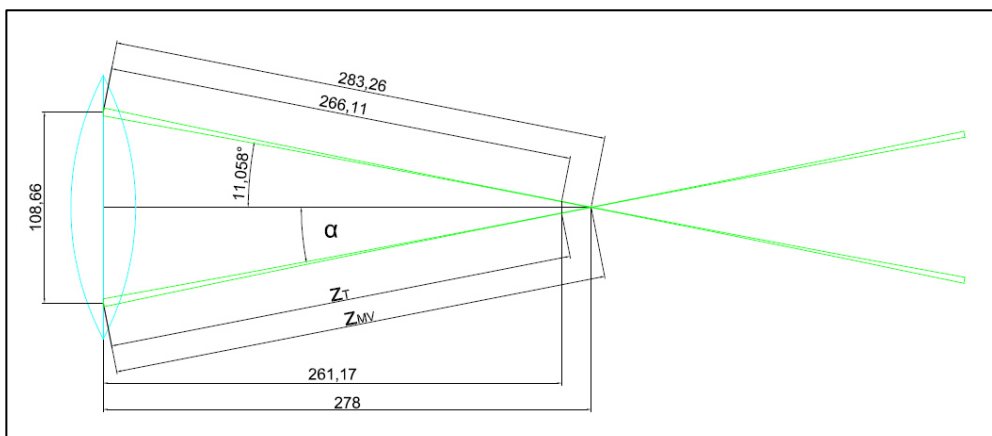


Abbildung 19: Schematische Darstellung der ermittelten Strahlwerte

Am Schnittpunkt der Strahlen wurde eine Kamera platziert um die Entstehung von Interferenzstreifen zu überprüfen.

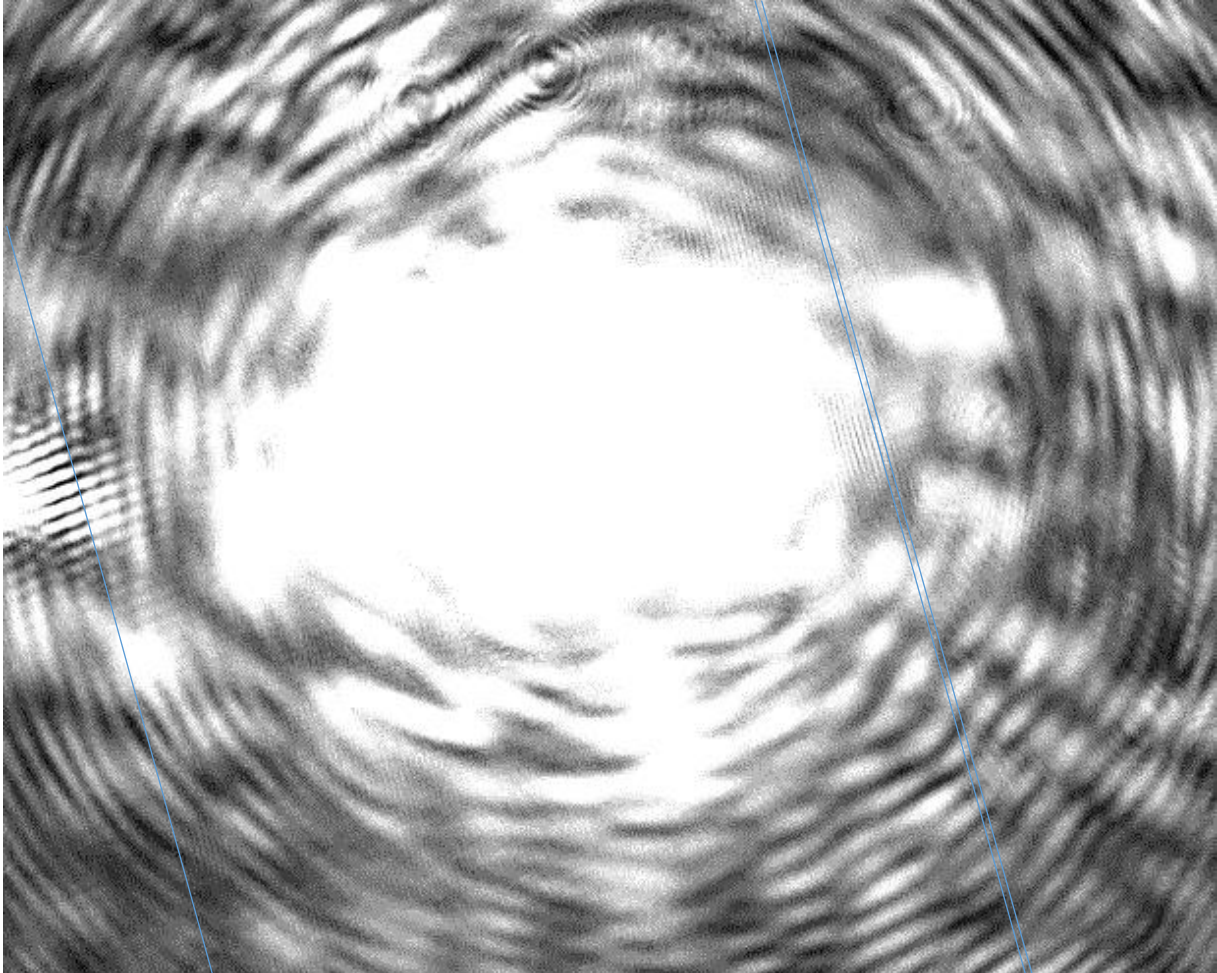


Abbildung 20: Aufnahme der Strahlen am Schnittpunkt, neben den Interferenzlinien der Strahlen (blau) sind Interferenzen von Spckle und Speckle zu erkennen

Hierbei wurden Speckle detektiert, die das Kamerabild überlagern und eigene Interferenzen erzeugen.

Um den Einfluss der Speckle zu minimieren kann der Strahldurchmesser erhöht werden, jedoch führt eine Erhöhung des Strahldurchmessers, nach Kapitel 3.5., zur Zunahme von virtuellen Turbulenzen und somit zu einer erhöhten Messunsicherheit.

Durch das Anbringen von „Strahlfangplatten“, Platten mit einer Öffnung durch die der Laser Strahl uneingeschränkt dringen kann, Rückreflexe durch die Raue (die Rauheit der Oberfläche ist viel größer als die Wellenlänge) jedoch aufgefangen und absorbiert werden, vermindern den Speckle Einfluss.

Am Schnittpunkt wurde ein Plexiglasrohr mit einem Innendurchmesser von 40 mm angebracht.

Der Schnittpunkt der Strahlen wurde im Messzylinder vermittelt, um den Messunsicherheiten durch den Strömungsgradient im Rohr zu minimieren.

Dem Wasser wurde Seife zu gemischt, dies hat zum einen den Vorteil das im Fluid zusätzliche Streuteilchen sind zum anderen wird das Auftreten turbulenter Strömungen reduziert (siehe Kapitel 6.3.).

Um die Strömungsgeschwindigkeit überprüfen zu können und ein Vergleichswert zu haben wurde ein Flügelrad-Durchflusssensor von der Firma Freezemod genommen. Das Flügelrad befindet sich in einem Rohr mit einem Innendurchmesser von 12 mm. Über eine Digitalanzeige können Strömungsgeschwindigkeit, Temperatur und Drehzahl des Flügelrades abgelesen werden. Da die Wasserpumpe und der Flügelrad-Durchflusssensor eine Spannung von 12 V benötigen wurde eine Parallelschaltung erstellt, um verschiedene Geschwindigkeiten einstellen zu können wurde ein Potentiometer in die Schaltung integriert.

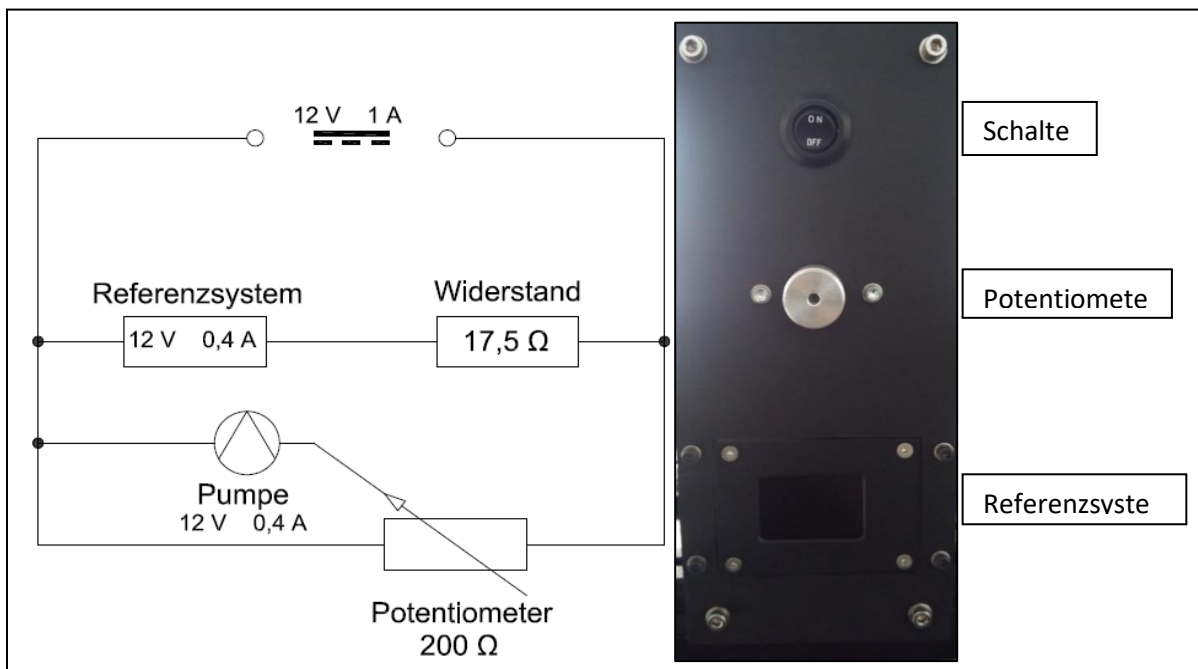


Abbildung 21: Schaltplan und Bild der Schalteinheit für die Pumpe und das Referenzsystem

Da sich die Durchmesser des verwendeten Plexiglasrohres und der Leitung in dem sich der Durchflusssensor befindet unterscheiden unterscheidet sich die Durchflussgeschwindigkeit ebenfalls. Nach der Venturi Regel lässt sich die Geschwindigkeit im Plexiglasrohr berechnen.

$$\frac{A_{Mess}}{A_{Ref}} = \frac{v_{Ref}}{v_{Mess}} \leadsto v_{Mess} = \frac{v_{Ref} \cdot A_{Ref}}{A_{Mess}} \quad \text{mit} \quad A = \frac{\pi}{4} \cdot d^2$$

$$v_{Mess} = \frac{v_{Ref} \cdot d_{Ref}^2 \cdot \frac{\pi}{4}}{d_{Mess}^2 \cdot \frac{\pi}{4}} \leadsto v_{Mess} = \frac{v_{Ref} \cdot d_{Ref}^2}{d_{Mess}^2}$$

$$v_{Mess} = \frac{v_{Ref} \cdot d_{Ref}^2}{d_{Mess}^2} = \frac{v_{Ref} \cdot (12 \text{ mm})^2}{(40 \text{ mm})^2} = v_{Ref} \cdot \frac{144 \text{ mm}^2}{1600 \text{ mm}^2} = 0,09 \cdot v_{Ref}$$

Wichtig ist hierbei, der berechnete Wert ist nur ein theoretischer Richtwert und Vergleichswert. Durch Turbulenzen im Plexiglasrohr auf Grund der Durchmesser Änderung, sowie dem Strömungsgradienten im Rohr, kann es zu Abweichungen kommen.

5.2. Variation der Geschwindigkeit

Durch das Potentiometer sind am Referenzsystem Geschwindigkeiten zwischen 150 l/h und 330 l/h messbar.

Um Geschwindigkeiten von Liter pro Stunde in Millimeter pro Sekunde um zu rechnen gilt:

$$\frac{V}{t} = \frac{A \cdot l}{t} \quad \leadsto \quad \frac{l}{t} = \frac{V}{A \cdot t}$$

$$A = \frac{\pi}{4} \cdot d^2 = \frac{\pi}{4} \cdot (12 \text{ mm})^2 = 113,09734 \text{ mm}^2$$

$$\frac{l}{t} = \frac{V}{A \cdot t} = \frac{l}{113,0973 \text{ mm}^2 \cdot h} = \frac{dm^3}{113,0973 \text{ mm}^2 \cdot h} = \frac{10^6 \text{ mm}^3}{113,0973 \text{ mm}^2 \cdot 3600 \text{ s}} = 2,456095 \frac{\text{mm}}{\text{s}}$$

Durch den Umrechnungsfaktor 2,456095 lassen sich die Geschwindigkeiten von Liter pro Stunde in Millimeter pro Sekunde berechnen.

Durch das Potentiometer lassen sich also Geschwindigkeiten zwischen 370 mm/s und 815 mm/s einstellen.

Durch den Umrechnungsfaktor von 0,09 sind an der Messstelle Geschwindigkeiten zwischen 33,37 mm/s und 73,39 mm/s zu erwarten.

Um diese Geschwindigkeitsvariation erkennbar und messbar zu machen stehen verschiedene Möglichkeiten zur Verfügung.

Aufgrund des optischen Doppler-Effekts könnte ein Spektrometer genutzt werden.

Optischer Doppler- Effekt:

$$f_E = f_S \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{v}{c}\right)}{\left(1 - \frac{v}{c}\right)}}$$

$$v_{min} = 33,37 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad v_{max} = 73,39 \cdot 10^{-3} \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad c = 2,998 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}} \quad \lambda = 532 \cdot 10^{-9} \text{m}$$

$$f_S = \frac{c}{\lambda} = \frac{2,998 \cdot 10^8 \text{ m}}{532 \cdot 10^{-9} \text{ m}} = 563,5338346 \cdot 10^{12} \text{ Hz} \approx 563,53 \text{ THz}$$

$$f_{E-min} = f_S \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{v_{min}}{c}\right)}{\left(1 - \frac{v_{min}}{c}\right)}} = 563,53 \text{ THz} \cdot \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{33,37 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}}{2,998 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}}\right)}{\left(1 - \frac{33,37 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{s}}{2,998 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}}\right)}} = 563,5338347 \text{ THz}$$

$$f_{E-max} = f_S \sqrt{\frac{\left(1 + \frac{v_{max}}{c}\right)}{\left(1 - \frac{v_{max}}{c}\right)}} = 563,5338347 \text{ THz}$$

Bei dieser Rechnung wurde der Idealfall, also die Richtung des Streuteilchens und die Richtung der Streuung stimmen überein und bewegen sich auf den Detektor zu. Durch die einstellbaren Geschwindigkeiten ist die optische Verschiebung jedoch so gering, das eine Wellenlängenänderung von 0,071993 fm bis 0,14301 fm auftritt. Da Die Nutzung eines Spektrometers hierbei nicht sinnvoll ist. Durch die Nutzung einer Kamera können die Signale nur indirekt ausgewertet werden. Über die aufgenommenen Bilder wird eine Linienscan gelegt und das daraus resultierende Grauwertprofil kann ausgewertet werden.

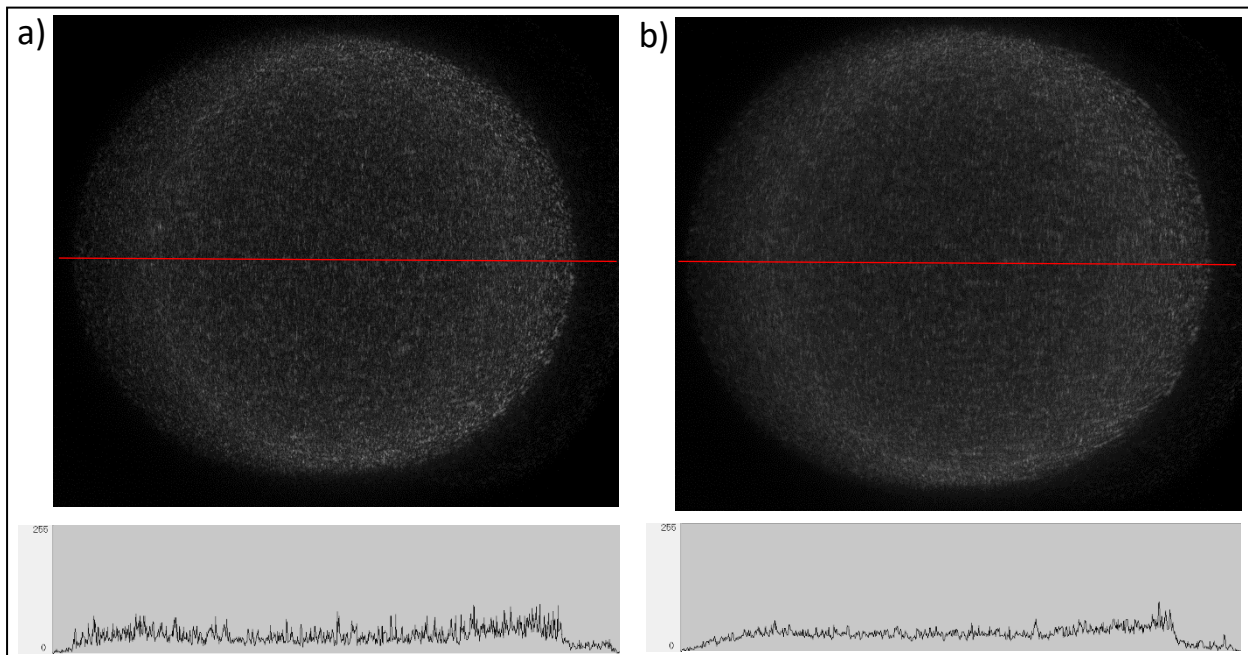


Abbildung 22: Aufnahmen der Schnittstelle der beiden Strahlen und der dazugehörige Linienscan (Rote Linie) bei verschiedenen Geschwindigkeiten: a) 0 m/s b) 65,65 m/s
Darunter sind die aus dem Linienscan resultierenden Grauwertdiagramme dargestellt

Für die Bildauswertung wurde ein Matlab-Programm geschrieben. Im Programm wird neben dem Linienscan auch eine Fouriertransformation durchgeführt und davon ebenfalls ein Linienscan angefertigt.

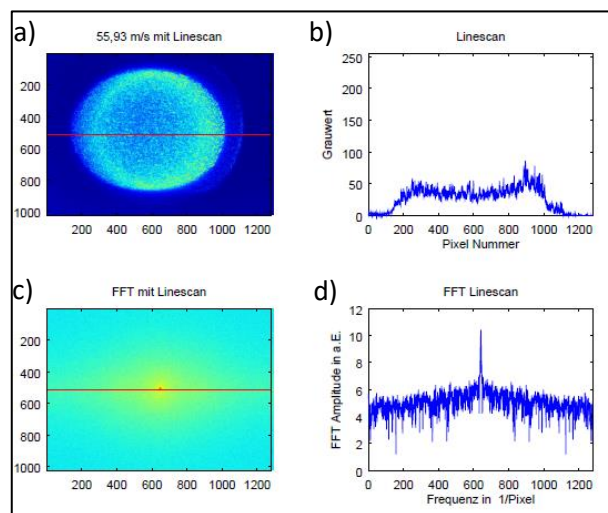


Abbildung 23: Bild der vom Programm aufgenommenen und ausgegebenen Daten für 55,93 m/s
a) von der Kamera erzeugtes Bild, durch das Programm eingefärbt und mit Linie versehen wird
b) Linienscan der in a) erzeugten Linie
c) vom Programm erstellte Fouriertransformation des Originalbildes, wird ebenfalls mit Linie versehen
d) Linienscan der in c) erzeugten Linie

Um die Daten besser auswerten zu können wurde eine Glättung über 50 Werte durchgeführt.

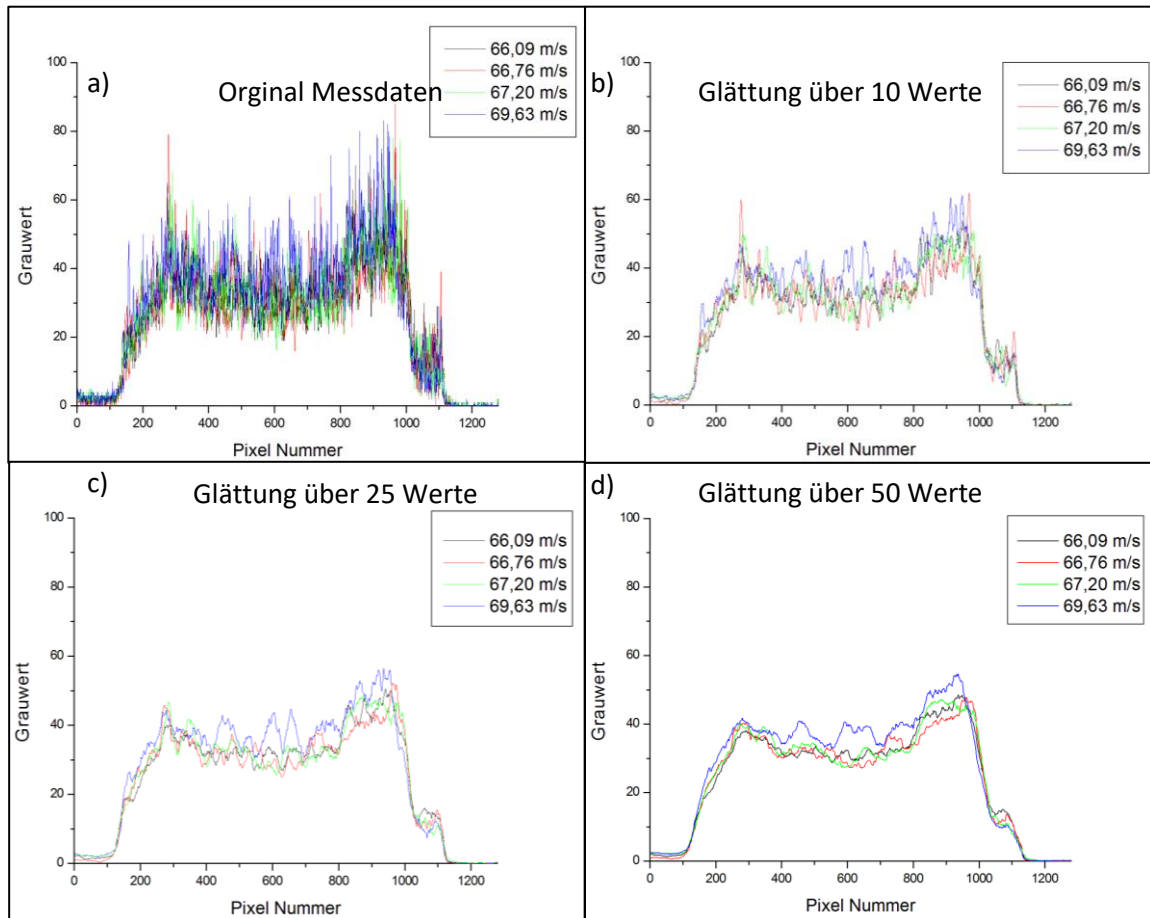


Abbildung 24: Vergleich der Messdaten in Bezug auf die Genauigkeit, mit verschiedenen Glättungsfaktoren
 a) original Messdaten (keine Glättung), b) Glättung über 10 Werte
 c) Glättung über 25 Werte, d) Glättung über 50 Werte

In Abbildung 24 wird die Genauigkeit des Systems betrachtet. Die Kurven von 66,09 m/s; 66,76 m/s und 67,20 m/s liegen sehr nah beieinander und lassen sich nicht eindeutig unterscheiden, die Kurve von 69,63 m/s hebt sich hingegen ab.. Diese Ungenauigkeit liegt in der Schwankung des Systems begründet.

Pumpe und Referenzsystem schwanken um einen Wert von 4 l/h, dazu kommen Abweichungen die durch Fehler im System auftreten (siehe Kapitel 6).

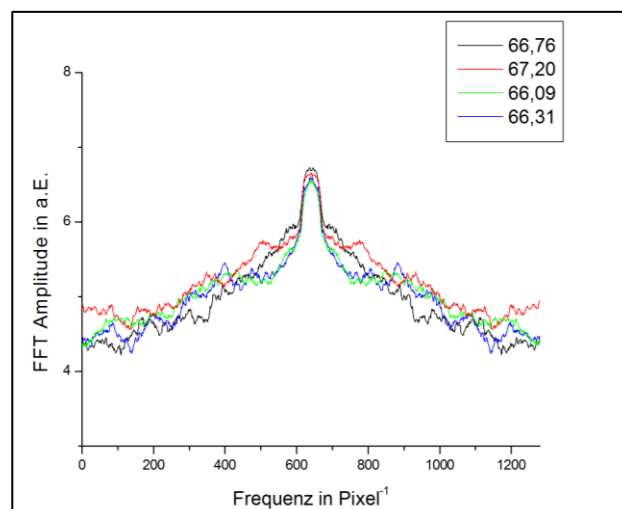


Abbildung 25: Vergleich von ähnlichen Geschwindigkeiten als Fouriertransformationen

Durch die Fouriertransformation lassen sich die Kurven besser miteinander vergleichen. Und leichte Unterschiede treten deutlicher hervor. Beim Vergleich von verschiedenen Geschwindigkeiten ist zu erkennen das mit geringerer Geschwindigkeit die Kurve flacher verläuft.

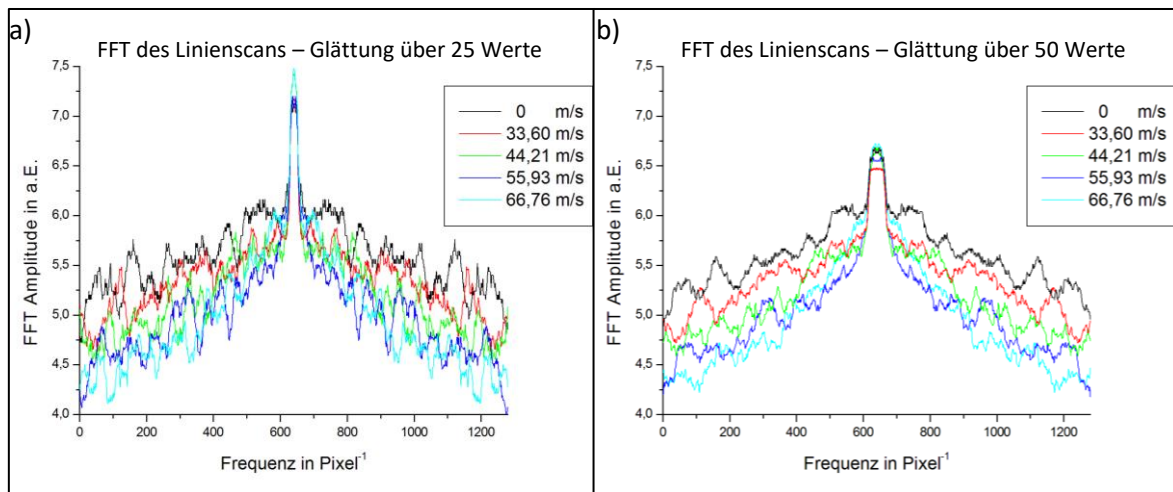


Abbildung 26: Fouriertransformierte Kurven der Messwerte mit verschiedenen Glättungsfaktoren
a) Glättung über 25 Werte b) Glättung über 50 Werte

5.3. Durchmesservariation

Tabelle 1: Übersicht über Strahlparameter bei verschiedenen Positionen der Linse 2

Position	Strahltaille in m	w_0 in m	Rayleighlänge in m	θ in °	Strahldurchmesser beim Messvolumen in m	w_{MV} in m	Abstand zwischen Strahltaille und Messvolumen in m
			z_R				$(z_T - z_{MV})$
Pos1	1,41E-04	7,0324E-05	0,0095	0,4256	1,58582E-04	0,0792912	0,01683
Pos2	1,38E-04	6,8765E-05	0,0104	0,3777	2,82698E-04	0,14134875	0,04667
Pos3	2,76E-04	1,3781E-4	0,0341	0,2316	4,03999E-04	0,20199925	0,07077
Pos4	4,11E-04	2,0538E-4	0,1799	0,0654	4,54720E-04	0,22735975	0,11584

Durch das Verschieben von Linse 2 wird die Variation des Strahldurchmessers realisiert. Hierfür wurden 4 Positionen festgelegt. Durch das Verschieben ändert sich nicht nur der Strahldurchmesser sondern auch der Abstand der Strahltaille zum Messpunkt.

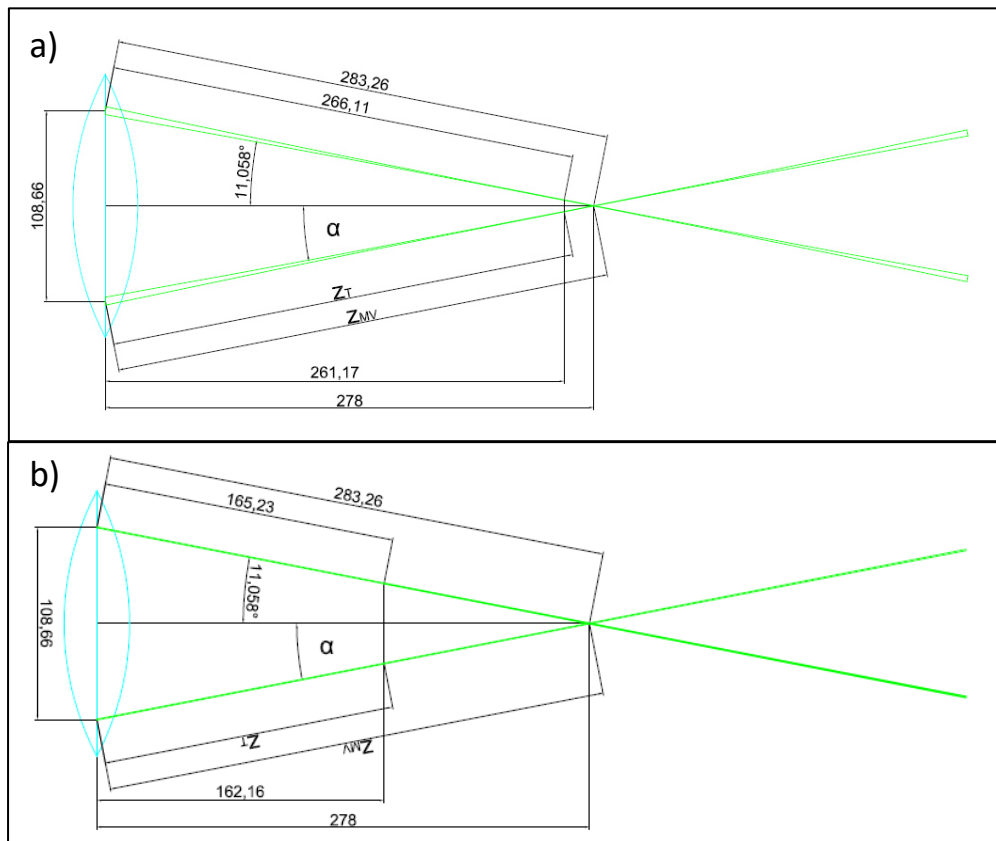


Abbildung 27: Schematische Darstellung der ermittelten Werte für verschiedene Strahltaillen:
a) Position 1: 0,14 mm b) Position 4: 0,41 mm

Durch die in Tabelle 1 gegebenen Werte kann die Breite der Interferenzstreifen nach Formel 3.24. berechnet werden.

Da die Strahltaille außerhalb des Messvolumens liegt gibt es eine Abhängigkeit der Streifenbreite von der Position im Messvolumen. Diese Abhängigkeit wird im Term $(z - z_{MV})$ dargestellt.

$$d_\lambda = \left(\frac{\lambda}{2 \cdot \sin \alpha} \right) \cdot \left(1 + \left(\frac{(z - z_{MV}) \cdot \cos^2 \alpha \cdot ((z - z_{MV}) \cdot \cos^2 \alpha - (z_T - z_{MV}))}{z_R^2 \cdot \cos^2 \alpha - (z_T - z_{MV}) \cdot ((z - z_{MV}) \cdot \cos^2 \alpha - (z_T - z_{MV}))} \right) \right)$$

Tabelle 2: Errechnete Werte für d_λ in Abhängigkeit von z , die rot markierten Werte zeigen Übereinstimmungen mit anderen Positionen an

Pos.	$z_{\min-ZMV}$	$d_\lambda(z_{\min-ZMV})$	$z-ZMV$	$d_\lambda(z-ZMV)$	z_{MV}	$d_\lambda(z-ZMV)$	$z-ZMV$	$d_\lambda(z-ZMV)$	$z_{\max-ZMV}$	$d_\lambda(z_{\max-ZMV})$	Länge des Messvolumens
in m											
Pos 1	4,15E-04	1,36E-06	2,08E-04	1,37E-06	0	1,39E-06	-2,06E-04	1,40E-06	-4,12E-04	1,41E-06	8,30E-04
Pos 2	7,33E-04	1,37E-06	3,66E-04	1,38E-06	0	1,39E-06	-3,73E-04	1,40E-06	-7,46E-04	1,41E-06	1,49E-03
Pos 3	1,04E-03	1,37E-06	5,22E-04	1,38E-06	0	1,39E-06	-5,31E-04	1,40E-06	-1,06E-03	1,40E-06	2,15E-03
Pos 4	1,18E-03	1,38E-06	5,92E-04	1,38E-06	0	1,39E-06	-5,94E-04	1,39E-06	-1,19E-03	1,39E-06	2,37E-03

Vergleicht man die Werte der Streifenbreite so weichen diese nur gering voneinander ab. Die Messungen von Position 2 und 3 sollten demnach einen annähernd ähnlichen Verlauf haben.

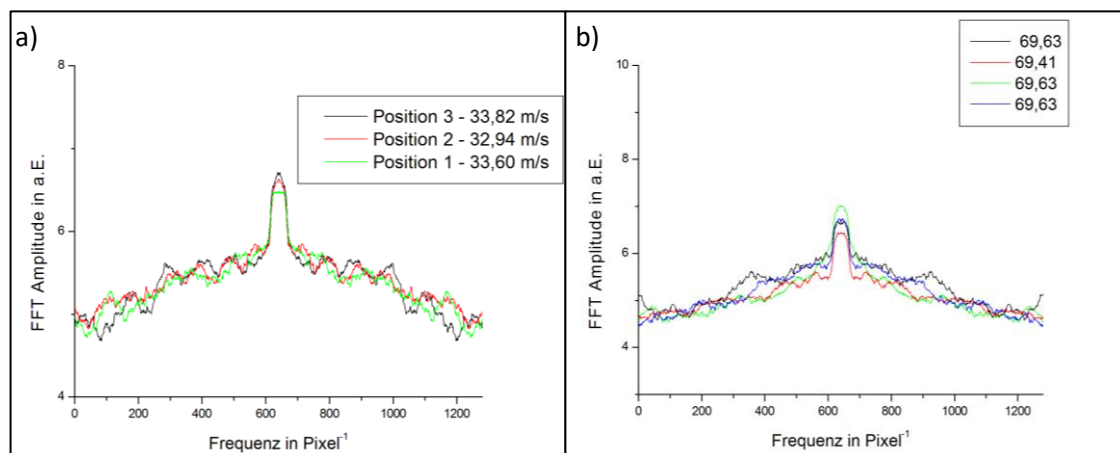


Abbildung 28: Vergleich zwischen Messungen mit ähnlichen Geschwindigkeiten bei unterschiedlichen Strahldurchmessern a) 33 m/s b) 69 m/s

Der Verlauf der Kurven von Position 3 und 2 liegen nah bei einander Position 1 und Position 4 besitzen leichte Abweichungen vom Kurvenverlauf. Die Abweichung der Messkurven von Position 1 und 4 können durch die virtuellen Turbulenzen, auf Grund der Streifen Aufweitung erklärt werden. Bei Position 4 gibt es weniger Übereinstimmungen mit der Streifenbreite der anderen Positionen was zu einer erhöhten virtuellen Turbulenz führt.

5.4. Aufnahmen an verschiedenen Winkeln

Durch die Signal Aufnahme um die Röhre herum soll nachgewiesen werden das es sich um einen Mie-Streuprozess handelt. Idealerweise sollten 360° abgegriffen werden, Aufbaubedingt ist es jedoch nicht möglich 360° der Röhre abzugreifen. Bei Winkeln über 135° würde das Kamerasystem mit der

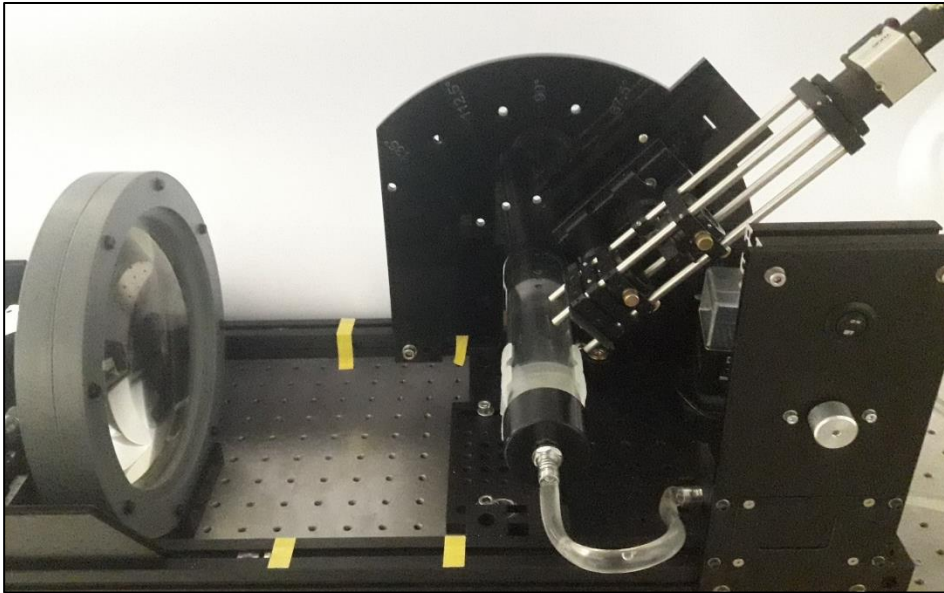


Abbildung 29: Bild des Aufbaus

Linse kollidieren. Durch die Größe, das Gewicht und die Kippsicherung des Signalaufnahmesystems ist die Schrittweite ebenfalls sehr begrenzt.

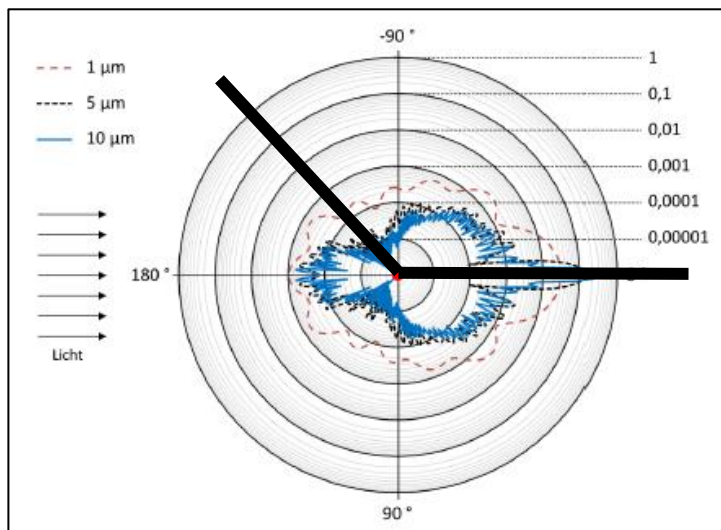


Abbildung 30: Darstellung der Mie-Streuung eines Streuteilchens bei verschiedenen Wellenlängen^[7], mit Darstellung des Bereiches der vom System erfasst wird

Das Kamera System wurde so eingestellt das Beide Strahlen deutlich sichtbar sind. Sollte das Winkelsystem nicht ideal um die Messröhre angebracht sein ist die Aufnahme des Kreuzungsbereiches der Strahlen möglich und der Linienscan kann auf dem aufgenommenen Bild verschoben werden.

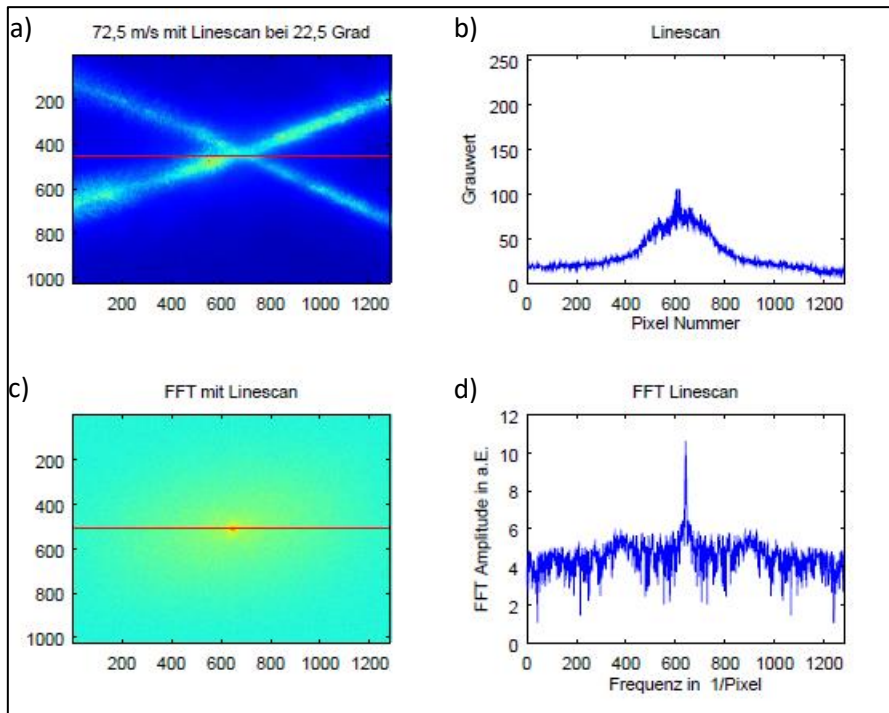


Abbildung 31: Bild der vom Programm aufgenommenen und ausgegebenen Daten für 72,5 m/s bei 22,5°

- a) von der Kamera erzeugtes Bild, dass durch das Programm eingefärbt und mit Linie versehen wird (hierbei wurde die Linie aus der Mitte des Bildes verschoben da nur der Kreuzungsbereich von Interesse ist)
- b) Linienscan der in a) erzeugten Linie
- c) vom Programm erstellte Fouriertransformation des Originalbildes, wird ebenfalls mit Linie versehen
- d) Linienscan der in c) erzeugten Linie

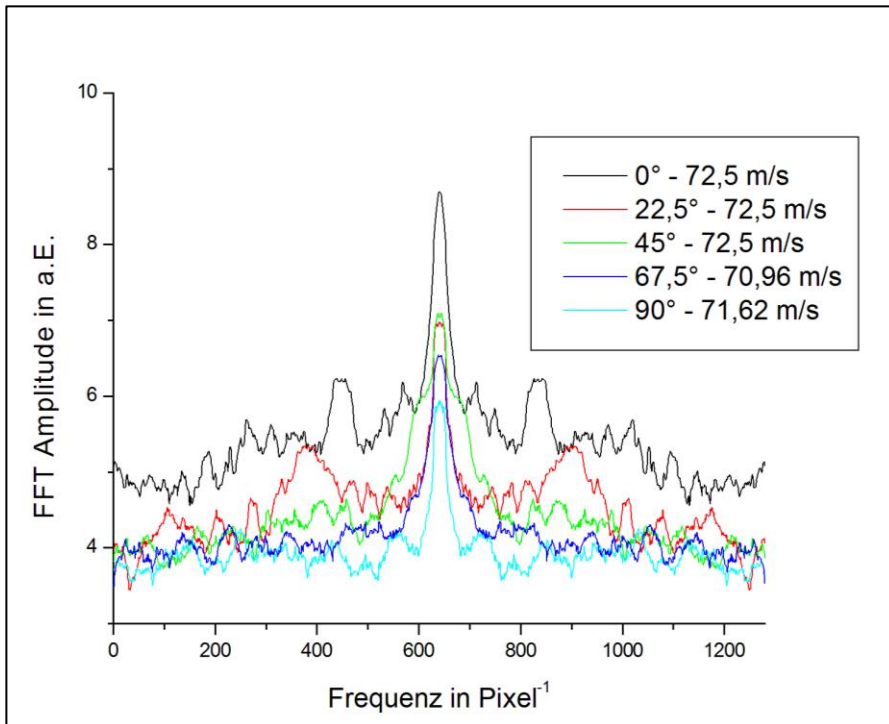


Abbildung 32: Vergleich der Fouriertransmiten Linienscans

In Abbildung 32 ist deutlich zu erkennen das mit steigendem Winkel die Intensität des Signals sinkt.

Trägt man die Spitzenwerte nun auf einem Kreis, entsprechend ihrer Winkel, auf und spiegelt die Messwerte über die 0°-Achse entsteht folgende Abbildung.

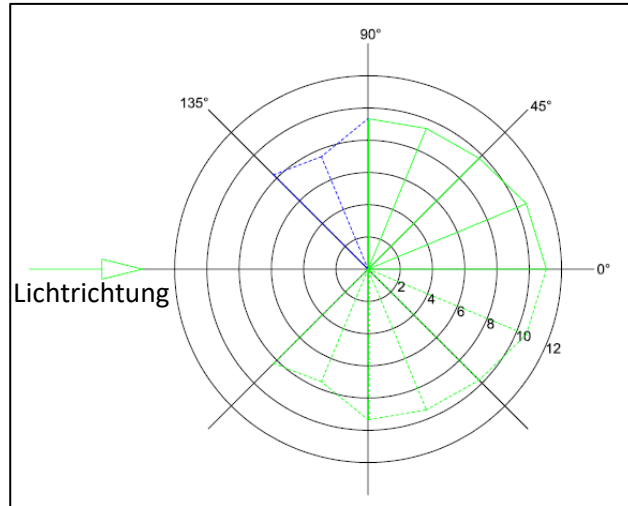


Abbildung 33: Darstellung der Spitzenwerte der Fouriertransformierten Linienscans auf einem Kreis:
- Grün sind Messwerte aus Mehrfachmessungen
- Blau gestrichelt Werte aus Einzelmessungen
- Grün gestrichelte Werte sind gespiegelt an der 0°-Achse

6. Fehlerbetrachtung

Um die Fehlerbetrachtung durchführen zu können müssen einzelne Bereiche separat betrachtet werden.

Die Bereiche zusammen ergeben im Anschluss einen Gesamtfehler.

6.1. Pumpe und Referenzsystem

Der Durchflusssensor der Firma Freezomod und die Pumpe werden hier als ein Bereich zusammengefasst.

Die Pumpe selbst unterliegt Schwankungen die Elektrik zustande kommen, das Potentiometer sorgt hierbei ebenfalls für einen Fehlerbereich.

Da für den Durchflusssensor kein Vorgegebener Fehlerbereich existiert wird hierbei eine Ungenauigkeit von ± 1 l/h angenommen.

Während des Experimentierens traten am System Pumpe-Durchflusssensor Schwankungen von 4 l/h auf.

Der Fehler dieses Bereiches beträgt 2%.

6.2. Querschnittsfläche

Die Querschnittsflächen sind für die Berechnung der Geschwindigkeiten Maßgebend. Die Querschnittsfläche ist abhängig vom Durchmesser des jeweiligen Systems (Referenzsystem, Messzylinder, Schläuche, ...). Die Durchmesser des Messzylinders und des Referenzsystems wurden mit Hilfe eines digitalen Messschiebers durch Mehrfachmessung ermittelt.

Beim verwendeten Messschieber handelt es sich um einen digitalen Messschieber Form 1A nach DIN 862.

Der Fehler bei dem Verwendeten Messschieber liegt, bis 100mm, bei 0,02 mm.

Dies entspricht einem maximalem Fehler von 0,25%

6.3. Turbulenzen

Um eine Aussage über die Turbulenzen im Messrohr treffen zu können muss die Reynoldszahl betrachtet werden.

Die, nach Osborne Reynold benannte, Reynoldszahl dient zur Unterscheidung wann laminare Strömung in turbulente Strömung übergeht, es gilt:

$$R_e = \frac{\rho \cdot v \cdot d}{\eta} \quad (6.1.)$$

Hierbei ist ρ die Dichte, η die Viskosität und v die Geschwindigkeit des Fluid und d die charakteristische Größe, bei Rohrleitungen ist dies der Durchmesser.

η und ρ kann man zur kinematischen Zähigkeit ν zusammenfassen dadurch gilt:

$$Re = \frac{v \cdot d}{\nu} \quad (6.2.)$$

Ist die Reynoldszahl kleiner als die kritische Reynoldszahl Re_{krit} so handelt es sich um laminare Strömung. Für Rohrleitungen mit einem Durchmesser d ist die kritische Reynoldszahl 2300^[26], für eine eindeutig laminare Strömung sollte die Reynoldszahl maximal 2000 betragen. Zwischen 2000 und 4000 ist die laminare Strömung instabil. Über 4000 handelt es sich um eine turbulente Strömung.

Wasser, bei 20°C, hat eine dynamische Viskosität $\eta = 1,0087 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ und eine Dichte $\rho = 997 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$ die Geschwindigkeit im Messrohr liegt maximal bei $73,39 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$. Das Messrohr hat einen Durchmesser $d = 40 \text{ mm}$.

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot d}{\eta} = \frac{997 \text{ kg} \cdot 73,39 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot 40 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{\text{m}^3 \cdot 1,0087 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{s}} = 2901,54972 \frac{\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{m} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^2}{\text{m}^3 \cdot \text{kg} \cdot \text{s} \cdot \text{s}}$$

Seife, bei 20°C, hat eine Dichte $\rho = 1010\text{-}1020 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$, eine Viskosität $\eta = 1500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ^[27].

$$Re = \frac{\rho \cdot v \cdot d}{\eta} = \frac{1015 \text{ kg} \cdot 73,39 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot 40 \cdot 10^{-3} \text{ m}}{\text{m}^3 \cdot 1500 \cdot 10^{-3} \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{s}} = 1,98642 \frac{\text{kg} \cdot \text{m} \cdot \text{m} \cdot \text{m} \cdot \text{s}^2}{\text{m}^3 \cdot \text{kg} \cdot \text{s} \cdot \text{s}}$$

Durch Zugabe von wenigen Millilitern Seife zum Wasser erhöht sich die Viskosität und die Reynoldszahl sinkt.

Auf die 550 ml Wasser im System wurden 1,5 ml Seife gegeben.

Für den Aufbau kann also von einer laminaren Strömung ausgegangen werden.

[26] - <https://www.thermal-engineering.org/de/was-ist-die-kritische-reynoldszahl-definition/>

[27] – S.2, Sicherheitsdatenblatt BIP Flüssigseife , SEDAC Chemische Erzeugnisse GmbH

6.4. Strömungsgradient

Der Strömungsgradient im Rohr kommt durch die Reibung der Flüssigkeit mit der Wandung des Rohres/ der Leitung zustande.

Betrachtet man eine Platte, mit einer Fläche A, die auf einem flüssigem Film, mit der Viskosität η , mit der Geschwindigkeit v über einen Boden mit dem Abstand d gleitet, so gilt für die zu überwindende Reibungskraft F_R :

$$F_R = \eta \cdot \frac{A}{d} \cdot v \quad (6.3.)$$

Somit ist die zu überwindende Reibung mit einem hohen Abstand und einer kleinen Fläche kleiner.

Betrachtet man nun eine Röhre in der eine Flüssigkeit strömt so gilt für die Reibungskraft:

$$F_R = \eta \cdot 8\pi \cdot l \cdot v_m \quad (6.4.)$$

Hierbei ist l die Länge des Rohrs und v_m die mittlere Geschwindigkeit.

Durch die das Ausmitteln des Kreuzungsbereichs ist der Einfluss des Strömungsgradienten minimiert.

Der Kreuzungsbereich hat eine Länge von 0,8 mm bis 2,9 mm somit lässt sich beim Durchmesser von 40 mm der Strömungsgradient annähernd vernachlässigen.

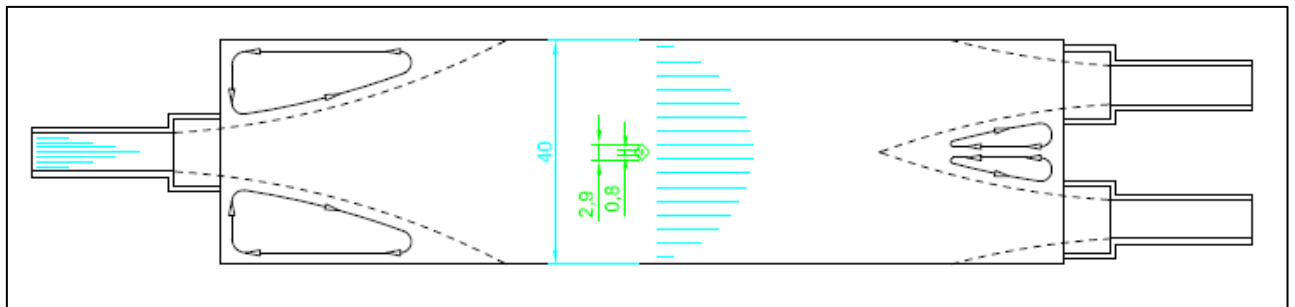


Abbildung 34: Schematische Darstellung des Messrohrs mit Darstellung des Strömungsgradienten (Türkis), Darstellung der Länge des Messbereiches (Grün) und Turbulenten Feldern durch die Aufweitung bzw verringering des Durchmessers (Schwarz)

6.5. Ausrichtungsfehler

Abweichungen zwischen realer und gemessener Geschwindigkeit entstehen ebenfalls durch Ausrichtungsfehler. Für eine ideale Geschwindigkeitsaufnahme muss die optische Achse des Systems senkrecht auf dem Messrohr stehen.

Eine weitere Abweichung kommt durch Winkel zustande, der durch die Ebene in der sich die Strahlen befinden und dem Rohr aufgespannt wird.

Durch die Versteifungen am Aufbau sind Verschiebungen/Ausrichtungsfehler durch den Anwender minimiert.

Fehler bei der Fertigung der verwendeten Teile, beim Aufbauen und beim Ausrichten können dennoch auftreten und damit das Ergebnis beeinflussen.

Bei der Verwendung eines Winkels nach DIN 875 Grad 0 zum Ausrichten sollte mit $7\mu\text{m}$ auf 100mm gerechnet werden, das entspricht $0,004^\circ$ Abweichung.

Tritt diese Abweichung bei beiden Winkeln auf kommt es zu einer Abweichung der Geschwindigkeit von mindestens 0,005%.

Für den Fehler für der Ausrichtung wird 0.01% angenommen.

7. Zusammenfassung

Durch den Aufbau können Studenten das System der Laser-Doppler-Anemometrie kennen lernen. Die Geschwindigkeiten von Strömungen lassen sich erkennen und unterscheiden.

Der Einfluss der Durchmesseränderung ist nur gering messbar.

Die Messung des Signals über den Winkel ist ebenfalls möglich, sollte für ein besseres Ergebnis jedoch überarbeitet werden.

Durch die Nutzung von Matlab oder GNU Octave lassen sich die aufgenommenen Bilder leicht auswerten und vergleichen.

Die Genauigkeit des Systems wird stark durch die Schwankungen des Systems sowie durch die Abweichungen vorgegeben. Die Genauigkeit beträgt 2,3%.

8. Aussichten

Für eine verbesserte Aufnahme könnte ein Aufbau mit einem Knife-Edge Prisma realisiert werden.

Durch die Verwendung dieses Prismas könnte die Genauigkeit erhöht werden da der Aufbau kleiner wird und ein Spiegel entfällt.

Durch die Verwendung rußgeschwärzter Strahlfallenplatten kann der Einfluss der Speckle verringert werden.

Durch eine Automatisierung lässt sich der Aufbau vereinfachen und verbessern.

Durch einen Rotationstisch mit Loch, durch das das Messrohr oder die Schläuche geführt werden können, kann eine genauere Aufnahme der Streustrahlung realisiert werden.

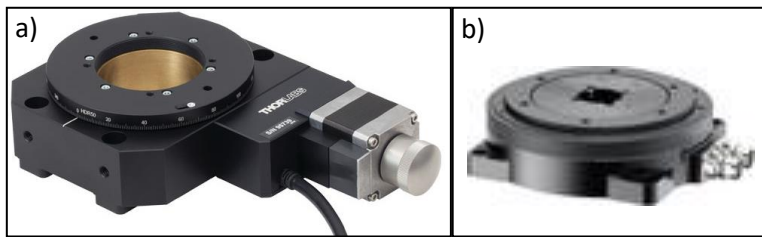


Abbildung 35: Rotationstische mit durchgängigem Loch verschiedener Firmen
a) Thorlabs – HDR 50^[28] b) HIWIN – DNM 71^[29]

Um die turbulenten Gebiete beim Übergang vom Schlauch auf den Messzylinder zu verringern könnten Schlauchanschlüsse mit konischem Lochverlauf eingebaut werden.

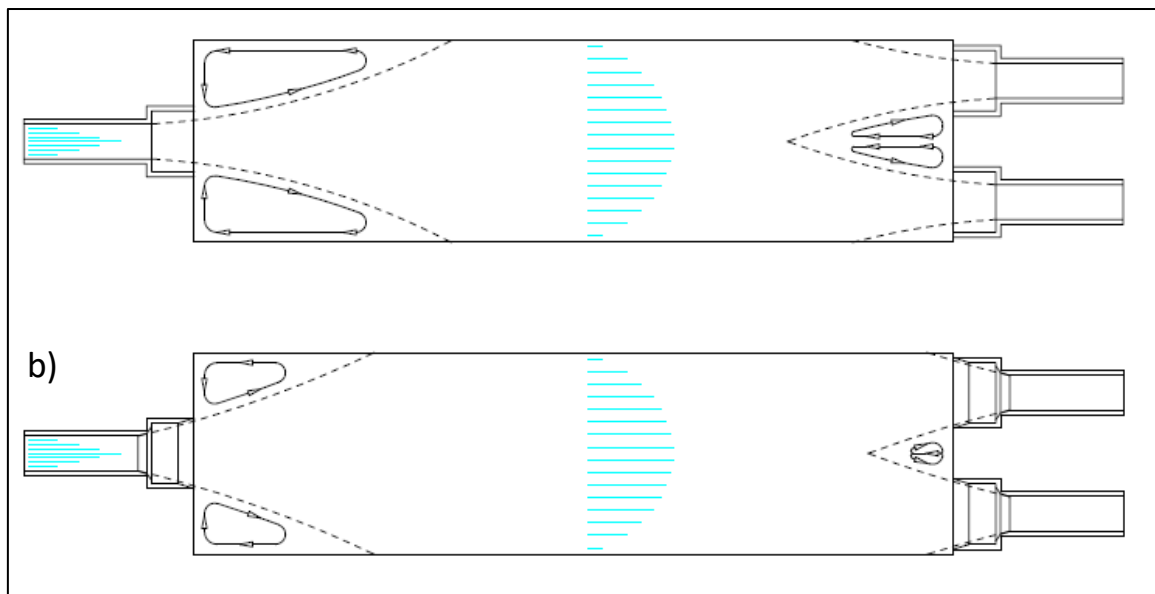


Abbildung 36: Schematische Darstellung des Messrohres mit Darstellung turbulenter Felder
a) vor dem Einbau konisch zulaufender Schlauchanschlüsse
b) nach dem Einbau konisch zulaufender Schlauchanschlüsse

[28] - <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=HDR50/M#ad-image-0>

[29] - <https://www.hiwin.de/de/Produkte/Rundtische/Rundtische-DMN/DMN71-E000/p/7.R2159>

Laser Doppler Anemometrie

- [1] Laser Quantum: Anwendungen Laser-Doppler-Geschwindigkeitsmessung. Unter: <https://www.laserquantum.com/applications/detail.cfm?id=22&language=de>, Zugriff am 2021-01-14 14:39
- [2] Physik für alle!: Laser-Doppler-Anemometrie. Unter: <https://physik.cosmos-indirekt.de/Physik-Schule/Laser-Doppler-Anemometrie>, Zugriff am 2021-01-14 15:50
- [3] Wikipedia Die freie Enzyklopädie: Laser-Doppler-Anemometrie. Unter: <https://de.wikipedia.org/wiki/Laser-Doppler-Anemometrie>, Zugriff am 21-01-15 01:57
- [4] Frank Hüttmann: Laser-Doppler-Anemometrie. Unter <https://www.lsm.uni-rostock.de/ressourcen/messtechnik/laser-doppler-anemometrie-lda/>, Zugriff am 21-02-07 16:22
- [5] Eicher, Hans-Joachim; Gobrecht, Heinrich; Krystek, Michael; Niedrig, Heinz; Richter, Manfred; Schoenebeck, Heinz; Weber, Horst; Weber, Kurt: Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik, Auflage 8, Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1987, S.454-455
- [6] Durst, F.; Mellin, A.; Whitelaw J.H.: Principles and Practice of Laser-Doppler Anemometry, London: ACADEMIC PRESS INC,1976
- [7] Juling, Markus: Rückgeführte Volumenstrommessung mittels orts aufgelöster Laser-Doppler-Anemometrie, Berlin, Technische Universität Berlin, Fakultät III Prozesswissenschaften, Dissertation, 2016
- [8] S. R81 J.W. Czarske, Laser Doppler velocimetry using powerful solid-state light sources, Measurement Science and Technology 17, 2006
- [37] Münstedt, H.; Wassner, E.; Schmidt, M.: Setup and Test of a Laser Doppler Velocimeter for Investigations of Flow Behaviour of Polymer Melts. In: Mechanic of Time-Dependent Materials 3: 371-393, 1999, S.371-393
- [38] Lüders, Klaus; Pohl, Robert O.: Pohls Einführung in der Physik Elektrizitätslehre und Optik, 22. Auflage, Berlin: Springer Verlag, 2006
- [39] Buchhave, Preben; George, William K. Jr.: The Measurement of Turbulence with the Laser-Doppler Anemometer. In Ann. Rev. Fluid Mech. 1979. 11 :443-503, S.443-503
- [40] Czarske J. W.: Laser Doppler velocimetry using powerful solid-state light sources. In: Measurement Science and Technology 17 (2006), S. R71-R91
- [41] Schwetz, Martin: Untersuchungen zu Düsenströmungen von Polyolefinschmelzen mit der Laser-Doppler-Anemometrie, Nürnberg, Universität Erlangen, Technische Fakultät, Dissertation, 2002

Mie-Streuung

- [9] van de Hulst, H.C.: Light Scattering by small particles, New York: Dover Publications, Inc, 1981
- [10] Spektrum.de: Lexikon der Optik Mie-Streuung. Unter <https://www.spektrum.de/lexikon/optik/mie-streuung/2019>, Zugriff am 2021-02-07 17:00
- [11] Beckman Coulter Life Sciences: Reale Nanopartikelmessung mit Laserbeugung. Unter: <https://goto.beckman.de/laserbeugung-pids-streulichtmessung/?campaign=1702356418&adgroup=65252223823&asset=332626746619&kw=mie>

%20theorie&match=e&device=c&gclid=CjwKCAjwq_D7BRADEiwAVMDdHvbnod1aqDRgl2UmAyuvSN-pUTmeQuLbK7MkWK7LAvlJqHQIa6p-pxoCQSkQAvD_BwE, Zugriff am 2021-02-08 06:38

[12] Eicher, Hans-Joachim; Gobrecht, Heinrich; Krystek, Michael; Niedrig, Heinz; Richter, Manfred; Schoenebeck, Heinz; Weber, Horst; Weber, Kurt: Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik, Auflage 8, Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1987, S.452-454

[13] Eicher, Hans-Joachim; Gobrecht, Heinrich; Krystek, Michael; Niedrig, Heinz; Richter, Manfred; Schoenebeck, Heinz; Weber, Horst; Weber, Kurt: Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik, Auflage 8, Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1987, S.832

[14] Eicher, Hans-Joachim; Gobrecht, Heinrich; Krystek, Michael; Niedrig, Heinz; Richter, Manfred; Schoenebeck, Heinz; Weber, Horst; Weber, Kurt: Lehrbuch der Experimentalphysik Band III Optik, Auflage 8, Berlin: Walter de Gruyter & Co. 1987, S.459

[15] Chemgaroo ChemgaPedia: Rayleigh-Streuung. Unter http://www.chemgapedia.de/vsengine/glossary/de/rayleigh_00045streuung.glos.html, Zugriff am 2021-02-07 17:00

Tyndall-Effekt

[16] Physik für alle!: Tyndall-Effekt. Unter: <https://physik.cosmos-indirekt.de/Physik-Schule/Tyndall-Effekt>, Zugriff am 2021-01-14 17:11

[17] Spektrum.de: Tyndall-Effekt. Unter: <https://www.spektrum.de/lexikon/optik/tyndall-effekt/3442>, Zugriff am 2021-01-14 17:19

[18] Kummer,Thomas: Eigenschaft von Seifenlösung im Wasser Tyndall-Effekt. Unter: <https://www.uni-due.de/~hc0014/S+WM/Wirkung/Tyndall.html>, Zugriff am 2021-01-14 17:43

hertzscher Dipol

[20] Physik für alle!: Hertzscher Dipol. Unter: https://physik.cosmos-indirekt.de/Physik-Schule/Hertzscher_Dipol, Zugriff am 2021-02-08 07:54

Strahlprofil

[21] Schwede, Harald: Das Strahlprofil von Hochleistungslasern Genaue Messungen als Basis für die Lasercharakterisierung. In: Laser Technik Journal (LTJ) April (2007), Nr. 2, S. 48-51

[22] Eichler, Jürgen; Dünkler, Lothar; Eppich, Bernd: Die Strahlqualität von Lasern Wie bestimmt man Beugungsmaßzahl und Strahldurchmesser in der Praxis? In: Laser Technik Journal (LTJ) Oktober (2004), Nr. 2, S. 63-66

[23] Hettwer, Manfred: Der Shack-Harmann-Wellenfrontsensor, Aufbau, Funktion und Anwendung. In: Laser Technik Journal (LTJ) Oktober (2004), Nr. 2, S. 60-62

[24] Quantel Laser: Klassifizierung/ Datenblatt eines Nd:YAG Ultra 50 Big Sky Series Lasers, USA, März 2017

[25] Thorlabs: Datenblatt/ Klassifizierung von PF10-03-P01 Spiegeln, USA, 2015

[26] Nick Conner: Was ist die kritische Reynoldszahl- Definition? Unter: <https://www.thermal-engineering.org/de/was-ist-die-kritische-reynoldszahl-definition>, Zugriff am 2021-05-26 02:37

[27] SEDAC Chemische Erzeugnisse GmbH: Sicherheitsdatenblatt BIP Flüssigseife, Brandenburg/Havel 10.01.2006

[28] Thorlabs: HDR50/M - Heavy-Duty Rotation Stage with SM2-Threaded Center Hole, Metric. Unter: <https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=HDR50/M#ad-image-0>, Zugriff am 2021-05-26 04:29

[29] HIWIN Motion Control & System: DMN71-E000. Unter: <https://www.hiwin.de/de/Produkte/Rundtische/Rundtische-DMN/DMN71-E000/p/7.R2159>, Zugriff am 2021-05-26 04:36

Durchflussmessung

[30] Endress+Hauser: Differenzdruck Messprinzip „Blende-Düse-Venturi“. Unter: <https://www.youtube.com/watch?v=OJVd3Vh1NE>, Zugriff am 2021-03-02 07:34

[31] Endress+Hauser: Das Wirbelzähler-Durchfluss-Messprinzip. Unter: <https://www.youtube.com/watch?v=D6cNau9TApS>, Zugriff am 2021-03-02 07:40

[32] Endress+Hauser: Das Ultraschall Durchfluss-Messprinzip. Unter: https://www.youtube.com/watch?v=fKnv5EUy_xU, Zugriff am 2021-03-02 07:44

[35] Endress+Hauser: Das magnetisch-induktive Durchfluss-Messprinzip. Unter: <https://www.youtube.com/watch?v=sIUq9Nw8mGA>, Zugriff am 2021-03-02 07:52

[36] Praktikumsskript Thermische Messtechnik Teil2: Durchflussmessung, Kassel, Universität Kassel, Fachbereich Maschinenbau, Praktikumsanleitung,

[42] Keyence Deutschland GmbH: Technischer Leitfaden Durchflusssensoren, Neu-Isenburg, 2015

Anhang: Programm - Bildanalyse

```
clear all
clc

%Bild einlesen
A=imread('291.bmp');

%Größe des Bildes ermitteln, Spalten- und Zeilenanzahl
[M,N]=size(A);

%Bild anzeigen
subplot(2,2,1)
imagesc(A);title('64,32 m/s mit Linescan');
hold on; %auf Linie warten

plot([0 1280],[512 512], 'r-');

%Linien scan
d=A(512,:);

%Daten des Linien scan speichern
save('64,32-Linie.txt','d');

%Linien scan plotten
subplot(2,2,2)
plot(d(:));title('Linescan');
xlabel('Pixel Nummer')
ylabel('Grauwert')
axis([0 1280 0 255])

%fft erzeugen
F=fft2(A);

%FFT Bild plotten
subplot(2,2,3)
imagesc(log(abs(fftshift(F))));title('FFT mit Linescan');
hold on; %auf Linie warten

plot([0 1280],[512 512], 'r-');

%FFT des Linien scan
e=fft2(d);

%Daten des FFT-Linien scan speichern
f=log(abs(fftshift(e)));
g=f';
save('64,32-LinieFFT.txt','g');

%Linien scan plotten
subplot(2,2,4)
plot(f);title('FFT Linescan');
xlabel('Frequenz in 1/Pixel')
ylabel('FFT Amplitude in a.E.')
axis([0 1280 0 12])
```

```
colormap('jet')
```

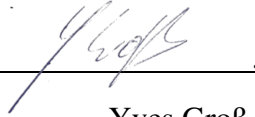
Eigenständigkeitserklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe. Alle verwendeten Quellen aus publizierten oder nicht publizierten Arbeiten sind im Quellenverzeichnis angegeben

Diese Arbeit lag in gleicher oder ähnlicher Weise noch keiner Prüfungsbehörde vor und wurde bisher noch nicht veröffentlicht.

Ellefeld, 03.06.2021

Ort, Abgabedatum

A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Yves Groß', is written over a horizontal line.

Yves Groß