

**Universität  
Rostock**



Traditio et Innovatio

**Optische Messtechnik zur  
Charakterisierung maritimer  
Kavitationskeime**

Dissertation

zur

Erlangung des akademischen Grades  
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)  
der Fakultät für Informatik und Elektrotechnik  
der Universität Rostock

vorgelegt von:

Eric Ebert, geb. am 17.07.1980 in Rostock

aus Börgerende

Rostock, 28.10.2015

Wissenschaftliche Betreuung: Prof. Dr.-Ing. Nils Andreas Damaschke,  
Universität Rostock, Fakultät für Informatik und Elektrotechnik

**Gutachter:**

**Prof. Dr.-Ing. Nils A. Damaschke**

Universität Rostock

Fakultät für Informatik und Elektrotechnik

Optoelektronik und Photonische Systeme

Albert-Einstein-Straße 2 18059 Rostock

**Prof. Dr.-Ing. Peter F. Pelz**

Technische Universität Darmstadt

Institut für Fluidsystemtechnik

Otto-Berndt-Straße 2 64287 Darmstadt

**Prof. Dr.-Ing. habil. Martin Sommerfeld**

Martin-Luther-Universität Halle-Wittenberg

Mechanische Verfahrenstechnik

Zeppelinstraße 1 06130 Halle

**Verteidigung:**

**Universität Rostock**

**Fakultät für Informatik und Elektrotechnik**

**Experimentalgebäude**

**28. März 2017**

# Danksagung

Diese Arbeit ist im Rahmen des KonKav Verbund-Projektes entstanden und konnte Dank finanzieller Unterstützung vom Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) im Rahmenprogramm "Schifffahrt und Meerestechnik für das 21. Jahrhundert" realisiert werden. Daneben gilt mein Dank für die umfassende Zusammenarbeit allen Mitarbeitern am Lehrstuhl für Optoelektronik und Photonische Systeme der Universität Rostock. Namentlich sind dies Prof. Dr.-Ing. Nils Andreas Damaschke, Dr.-Ing. Willfried Kröger, Dr.-Ing. André Kleinwächter, Dr.-Ing. Martin Schaeper, Dipl.-Ing. Robert Kostbade und Dipl.-Phys. Kay Domke. Alle genannten Kollegen haben einen Anteil am Erfolg des KonKav-Projektes und damit auch an der Realisierung dieser Arbeit. Durch zahlreiche wichtige Diskussionen, Ideen und Anregungen besonders zur Streutheorie, zur Partikelsegmentierung und zur Detektionsvolumenkorrektur sind dabei hervorzuheben.

Neben den Mitgliedern der Arbeitsgruppe gilt mein Dank auch den am KonKav-Projekt beteiligten Angestellten der Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt GmbH, der Schiffbau-Versuchsanstalt Potsdam, der Technische Universität Hamburg-Harburg und der Flensburger Schiffbau Gesellschaft. Hier möchte ich Herrn Dr.-Ing. Ernst August Weitendorf hervorheben, der mit seinem Erfahrungsschatz eine Bereicherung für die Anfertigung dieser Arbeit dargestellt hat.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Regina, die mich stets in meiner Arbeit bestärkt und unterstützt hat. Ohne ihre Unterstützung wäre die Realisierung dieser Arbeit nicht möglich gewesen. Widmen möchte ich diese Arbeit daher meiner Regina und unseren Kindern Magdalena, Felicitas und Isabella.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Motivation</b>	<b>10</b>
2.1	Kavitation . . . . .	11
2.2	Anforderungen an ein robustes Keimspektren-Messsystem . . . . .	14
2.2.1	Kriterien für eine Bewertung eines geeigneten Messsystems . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Stand der Technik</b>	<b>17</b>
3.1	Vergleich von optischen Messtechniken zur Partikelcharakterisierung . . . . .	18
3.1.1	Phasen Doppler Technik . . . . .	19
3.1.2	Shadow Doppler Velocimetry . . . . .	26
3.1.3	Zeitverschiebungsverfahren . . . . .	28
3.1.4	Digitale Inline Holographie . . . . .	31
3.1.5	Beugungsmesstechnik . . . . .	34
3.1.6	Schattenabbildung . . . . .	36
3.1.7	Interferometric Particle Imaging . . . . .	38
3.1.8	Global Phase Doppler . . . . .	41
3.1.9	Auswahl der Messmethode . . . . .	43
3.2	Ausgewählte Arbeiten zu Kavitationsuntersuchungen und Blasencharakterisierung . . . . .	43
3.2.1	Kavitationsuntersuchungen . . . . .	43
3.2.2	Phasen Doppler . . . . .	44
3.2.3	Schattenabbildung . . . . .	45
3.2.4	Interferometric Particle Imaging . . . . .	45
3.2.5	Zeitverschiebungstechnik . . . . .	46
<b>4</b>	<b>Konzept und theoretische Betrachtung</b>	<b>47</b>
4.1	Optik & Streutheorie für die HDNC-Technik . . . . .	47
4.1.1	Geometrische Optik . . . . .	49
4.1.2	Lorenz Mie Theorie . . . . .	51

4.2	Optiksimmulationen/Bildentstehung . . . . .	53
4.2.1	Glanzpunktentstehung . . . . .	53
4.2.2	Interferenzmusterentstehung . . . . .	56
4.2.3	Streuung an irregulären Partikeln . . . . .	59
4.3	Analyseprozess & Bildverarbeitung . . . . .	62
4.3.1	Kriterien der Messparameter . . . . .	62
4.3.1.1	Streuwinkel, Polarisation & Modulationstiefe . . . . .	62
4.3.1.2	Einstellung der Fokusebene . . . . .	64
4.3.1.3	Laserintensität & Verschlusszeit . . . . .	67
4.3.2	Reduktion von Störeinflüssen . . . . .	68
4.3.2.1	Hintergrundkorrektur . . . . .	68
4.3.2.2	Sensorrauschen . . . . .	70
4.3.2.3	Abbildungsfehler . . . . .	71
4.3.3	Partikeldetektion . . . . .	72
4.3.3.1	Schwellenwertbasierte Detektion . . . . .	72
4.3.3.2	Hough-Kreis-Transformation . . . . .	73
4.3.3.3	Korrelation mit einem Template in Aperturform . . . . .	74
4.3.4	Spektrale Analyse der Partikel . . . . .	79
4.3.5	Klassifikation von Partikeltypen . . . . .	81
4.3.6	Ermittlung grundlegender Parameter . . . . .	86
4.3.6.1	Bestimmung der Messvolumensgröße . . . . .	86
4.3.6.2	Berechnung der Blasengrößen . . . . .	87
4.3.7	Detektionsvolumenkorrektur zur Konzentrationsschätzung . . . . .	89
4.4	Messfehler . . . . .	96
<b>5</b>	<b>Auslegung des Messsystems</b>	<b>100</b>
5.1	Systemübersicht . . . . .	100
5.2	Geräte . . . . .	101
5.2.1	Laser als Lichtquelle . . . . .	101
5.2.2	Abbildungsoptik . . . . .	103
5.2.3	Kamera . . . . .	106
5.2.4	Auslegungsvarianten . . . . .	107
5.3	Software . . . . .	108
<b>6</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>113</b>
6.1	Labormessungen mit Keramikausströmer . . . . .	113
6.2	Kavitationskanal der Universität Rostock . . . . .	117

6.3	Kavitationskanal der Potsdamer Schiffbauversuchsanstalt . . . . .	121
6.4	ConRo Schiff Amandine . . . . .	124
6.5	Kavitationskanal der Hamburgischen Schiffbauversuchsanstalt . . . . .	129
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>132</b>
7.1	Zusammenfassung . . . . .	132
7.2	English Abstract . . . . .	133
7.3	Ausblick . . . . .	134
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>136</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>137</b>
	<b>Glossar</b>	<b>143</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>143</b>
	<b>Publikationsliste</b>	<b>160</b>
	<b>Thesen</b>	<b>163</b>
	<b>Selbstständigkeitserklärung</b>	<b>164</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>165</b>

# 1 Einleitung

Am Propeller eines Schiffes können sich bei hohen Drehzahlen im Wasser Dampfblasen bilden. Diesen Effekt nennt man Kavitation. Der Effekt wurde von Osborn Reynolds 1873 erstmals dokumentiert. Ende des neunzehnten Jahrhunderts wurde die Problematik der Kavitation im Schiffbau relevant. Ein Schiff namens „Turbinia“ wurde vom britischen Ingenieur Parsons 1894 gebaut und sollte nach seinen Berechnungen eine Höchstgeschwindigkeit von 35 Knoten erreichen. Es schaffte in der Realität aber weniger als 20 Knoten. Als Ursache für die verminderte Geschwindigkeit wurde der Propeller ausgemacht. Zur Lösung des Problems wurden neun einzelnen kleinen Propellern mit geringerer Drehzahl anstelle eines großen Propellers mit hoher Drehzahl verwendet, wodurch schließlich 33 Knoten erreicht wurden Kornev [2009]. Kavitationseffekte an den Propellerblättern führen zu einer reduzierten Antriebskraft und damit zu einem erhöhten Treibstoffverbrauch, zu einer Geräuschentwicklung, zum Verschleiß des Propellers, der bis zur Manövrierfähigkeit des Schiffes führen kann. In Brennen [1995] wird gezeigt, dass die Partikel in einer Strömung für die Entstehung von Kavitationseffekten mitverantwortlich sind. Daher werden die an der Kavitation beteiligten Partikel in der Strömung als Kavitationskeim bezeichnet. Diese Kavitationskeime sind in unterschiedlicher Größe, Beschaffenheit und Anzahl in der Strömung vorhanden. Es wird ein Messsystem für die Charakterisierung der Kavitationskeime in der Propelleranströmung benötigt.

Die Entwicklungen wurden im Rahmen des Verbundprojekts KonKav (**K**orrelation von **K**avitationseffekten) des Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie (BMWi) und des Projektträgers Jülich (PT-J) umgesetzt. Das KonKav Verbundprojekt wurde im Rahmenprogramm "Schifffahrt und Meerestechnik für das 21. Jahrhundert" aufgelegt. Das Verbundprojekt gliedert sich in drei zeitlich aufeinander folgende Teilprojekte.

- Einfluss von Wasserqualität/Gasgehalt auf die Kavitationseffekte (KonKav I 2009-2012 Förderkennzeichen: 03SX286 )
- Einfluss von Nachstrom und Maßstabeffekten auf die Kavitationseffekte/-prognosen (KonKav II 2011-2014 Förderkennzeichen: 03SX347 )
- Forschung zur Kavitations-Erosion (KonKav III 2013-2015 Förderkennzeichen: 03SX347)

Im KonKav I und KonKav II Teilprojekt sind die Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt GmbH (HSVA), Schiffbau-Versuchsanstalt Potsdam GmbH (SVA), Technische Universität Hamburg-Harburg (TUHH), Flensburger Schiffbau Gesellschaft (FSG), Universität Rostock als Projektpartner beteiligt. Im KonKav III Teilprojekt arbeiten die Projektpartner Mecklenburger Metallguß GmbH, Hamburgische Schiffbau-Versuchsanstalt GmbH, Schiffbau-Versuchsanstalt Potsdam GmbH, Technische Universität Berlin, Ruhr-Universität Bochum, Universität Duisburg-Essen zusammen.

Eine Aufgabe des Institutes für Allgemeine Elektrotechnik der Universität Rostock war im Rahmen dieses Projektes die Entwicklung einer in-situ Messtechnik zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit und der größenabhängigen Kavitationskeimanzahlkonzentration. Gemessen werden soll in der Propellerzuströmung von Schiffsmodellen in Kavitationstunneln und im Nachstrom eines ConRo-Fährschiffes. Es soll eine Messtechnik entwickelt werden, die unter rauen und schwierigen optischen Bedingungen abseits eines Labors eingesetzt werden kann. Dabei sollen Partikel in der Strömung detektiert, vermessen, Partikeltypen klassifiziert und größenabhängige Keimanzahlkonzentrationen bestimmt werden. Die entstandene Messtechnik wird als Hydrodynamic Nuclei Concentration (HDNC) Technik bezeichnet und im folgenden vorgestellt. Einige Veröffentlichungen sind im Rahmen der Untersuchungen zu dieser Arbeit entstanden. Sie enthalten Ergebnisse dieser Arbeit und sind in der Publikationsliste 7.3 zu finden.

Das Institut für Fluidodynamik & Schiffstheorie an der TU Hamburg-Harburg entwickelte im KonKav I Projekt ein numerisches Kavitations-Prognose-Modell weiter. Dieses Modell wurde durch die Messungen der Universität Rostock im KonKav I Projekt an den Kavitationskanälen der Universität Rostock, der TU-Berlin, der Hamburgischen Schiffbau-Versuchsanstalt und Schiffbau-Versuchsanstalt Potsdam validiert. Im KonKav II Projekt wird das Modell mit den Messergebnissen der Universität Rostock am realen Propeller validiert, um Maßstabeffekte zu bestimmen. Eine Prognosemethode für Druckschwankungen auf Grund von Kavitation wurde entwickelt. Die Prognosemethode soll die Auswirkung von Wassereigenschaften auf das Kavitationsgeschehen berücksichtigen.

Im KonKav II Projekt wurde die Erprobung der Messverfahren für die Onboard-Messungen an den genannten Kavitationskanälen der HSVA, SVA und Universität Rostock durchgeführt. Das Versuchsschiff für die Großausführungsmessung ist die „Amandine“. Das Schiff verkehrt planmäßig in der Nordsee und der Irischen See. Die „Amandine“ wurde von der Flensburger Schiffbau Gesellschaft gebaut und für die Vermessung der Propeller-Zuströmungseigenschaften mit Bullaugen versehen. Die entsprechende optische Messtechnik wurde durch die Universität Rostock bereitgestellt und angewendet. Die Maßstabeffekte wurden experimentell ermittelt und mit den Ergebnissen der Versu-

che aus den Schiffbau-Versuchsanstalten und den Simulationen der TU Hamburg-Harburg verglichen. Eingesetzt wird für die Messungen ein speziell entwickeltes Particle Image Velocimetry System mit einer angepassten Kalibriertechnik für die Zuströmungsgeschwindigkeitsmessung. Daher ist es sinnvoll, ein Messsystem zur Partikelcharakterisierung mit ähnlichem Aufbau für diese Aufgabe zu entwickeln.

Wirtschaftliches Ziel ist die Verbesserung der Kavitationsprognosequalität und einem damit verbundenen Wettbewerbsvorteil für den einheimischen Schiffbau. Neben dem wirtschaftlichen Vorteil des Schiffbaus ist die Steigerung der Antriebseffizienz bei reduzierter Kavitation und die damit verbundene Brennstoffeinsparung ein wichtiges Ziel für den Reeder eines Schiffes. Durch die Optimierung der Kavitationseigenschaften kann also insgesamt eine Qualitätssteigerung der Propeller- und Ruderanlage und damit des ganzen Schiffes erzielt werden.

## 2 Motivation

Die Motivation zur Entwicklung eines angepassten Messsystems wurde maßgeblich durch die Erfahrungen aus dem KonKav I Projekt und den optischen und mechanischen Bedingungen an Kavitationskanälen beeinflusst. Mit Hilfe der Phasen Doppler Technik (PD) und des Zeitverschiebungsverfahren (ZVV) wurde die Keimverteilung an verschiedenen Kavitationskanälen im KonKav I Projekt bestimmt. Während der Messungen zeigten die verwendeten Messtechniken einige Schwächen. Laserstrahlen in einem definierten Winkel unter Wasser durch eine dicke Scheibe an einem Raumpunkt im Kavitationskanal zu kreuzen und so ein Messvolumen aufzuspannen, stellte sich als schwierig heraus. Diese Problematik soll möglichst umgangen werden.

Ein weiterer Nachteil der in KonKav I verwendeten Messtechnik ist der lange Messzeitraum. Ursache hierfür ist das kleine Messvolumen, da es sich um Punktmesstechniken handelt. Bei geringen Partikelanzahlkonzentrationen muss verhältnismäßig lange aufgezeichnet werden, um ausreichend viele Partikel für eine gesicherte statistische Aussage zu erhalten. In KonKav I wurde an verschiedenen Strömungskanälen beispielsweise pro Messpunkt (Druck und Strömungsgeschwindigkeit sind wichtige Parameter) etwa 10 Minuten lang gemessen, um ausreichend viele Partikel aufzuzeichnen. Die zu entwickelnde Messtechnik sollte ein größeres Messvolumen ermöglichen und mehrere Partikel gleichzeitig verarbeiten können, um die Datenrate bei geringen Konzentrationen zu verbessern. Dies lenkt den Fokus auf abbildende Messtechniken.

Bei praktischen Messungen ist der verhältnismäßig hohe materielle Aufwand der PD- und ZVV-Technik ein Problem. Daraus ergeben sich aufwendige Transporte, Aufbauten und Kalibrierungen. Gut ausgebildetes Personal muss vorgehalten werden und hohe Messsystemkosten sind vorhanden. In der Voruntersuchung zu KonKav II hat sich herausgestellt, dass sich die Kosten für die Bestimmung der Partikel- und Strömungseigenschaften auf einen sechsstelligen Euro Betrag pro möglichem System belaufen Kröger [2009]. Diese eher praktischen Probleme sollen mit der zu entwickelnden Messtechnik reduziert werden.

Es wird ein Messsystem benötigt, das unter den optisch und mechanisch schwierigen Bedingungen an Strömungskanälen und der Großausführung eine zuverlässige Messung

und Auswertung ermöglicht. Eine Klassifikation in Blasen und Feststoffpartikel sollte geleistet werden, da diese wichtig für die Untersuchung des Kavitationsprozesses ist.

## 2.1 Kavitation

In Brennen [1995] ist die Kavitation definiert. Demnach entsteht Kavitation in einer Flüssigkeit, wenn der Druck unter den Dampfdruck fällt. Dabei setzt der Übergang vom flüssigen in den gasförmigen Zustand Inhomogenitäten voraus. In Isay [1989] wird diese Definition für den im KonKav-Projekt betrachteten Fall konkretisiert. Dort heißt es „Wenn in einer Flüssigkeit, insbesondere Wasser, bei meist etwa konstanter Temperatur der Druck durch dynamische oder statische Vorgänge abgesenkt wird, so entsteht ein Zustand, bei dem mit Gas oder Dampf gefüllte Volumengebiete sichtbar werden; mit steigendem Druck verschwinden diese wieder. Im Verhältnis zu der wesentlich dichteren Flüssigkeit erscheinen diese Gebiete als Hohlräume; man bezeichnet diese Erscheinung daher als Kavitation. (Lateinisch *cavitas* bedeutet Hohlraum).“

Die Keimbildung (engl. nucleation) spielt bei der Kavitation eine entscheidende Rolle. Die homogene und die heterogene Keimbildung werden dabei in der praktischen Anwendung unterschieden. Die homogene Keimbildung beschreibt den Vorgang der Entstehung von Hohlräumen (nm-Bereich) aufgrund von thermischen Molekülbewegungen. Diese Keime weiten sich zu makroskopischen Blasen aus Brennen [1995].

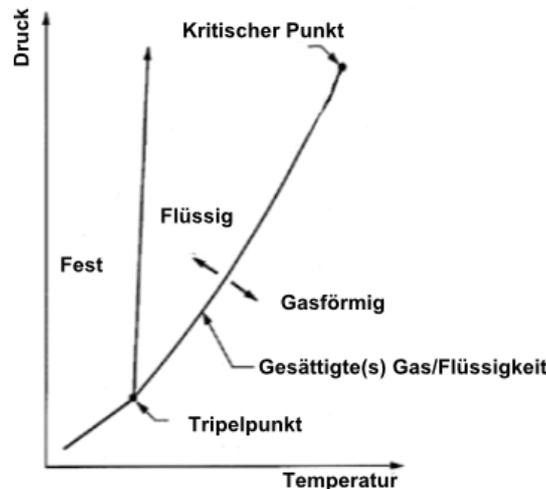


Abbildung 2.1: Typische Beziehungen zwischen Druck, Temperatur und Aggregatzustand (geändert nach Brennen [1995])

Daneben ist die heterogene Keimbildung auf Brüche der Flüssigkeit an Grenzflächen

von Partikeln an/in der Flüssigkeit zurück zu führen. Unter realen schiffbautechnisch relevanten Bedingungen sind Luftbläschen ( $\mu\text{m}$ -Bereich) im Wasser vorhanden Kornev [2009]. Gasblasen können auch als Anlagerungen an Feststoffpartikeln auftreten Isay [1989].

Die Mikrometer großen Luftblasen wachsen durch die Bildung von Dampf an der Blasenoberfläche in Unterdruckgebieten. Für Wasser gilt nach Brennen [1995] das in Abbildung 2.1 qualitativ dargestellte Phasendiagramm. Auf der Linie der gesättigten Flüssigkeit können die Aggregatzustände flüssig und gasförmig existieren. Die Kurve beschreibt den Übergang von Wasser zu Dampf bei einem bestimmten Druck und einer bestimmten Wassertemperatur. Kleine Druckänderungen können eine starke Veränderung des Volumens bewirken. Die Dichten von Flüssigkeit und Gas unterscheiden sich dabei abhängig vom Gas um Größenordnungen (2 bis 5 Größenordnungen nach Brennen [1995]).

Neben der beschriebenen Dampfkavitation gibt es auch Pseudokavitation, die nach Isay [1989] durch ungelöstes Gas entsteht, welches sich bei abnehmendem Druck ausdehnt. Durch Diffusionsvorgänge geht Gas aus dem gelösten in den ungelösten Zustand über. Dies ist von Bedeutung für den Kavitationseinsatz an Schiffspropellern.

## Kavitation an Schiffspropellern

Die im Schiffbau allgemein verwendeten Antriebe verfügen über einen/mehrere Propeller, die auf einem Flügelsystem basieren, welches das Wasser mechanisch bewegt und eine reaktive Kraft (Schub) darauf ausübt. Zum Vortrieb des Schiffes wird das Wasser auf der so genannten Saugseite vom Propeller angesaugt und auf der Druckseite vom Schiff weg gedrückt Kornev [2009].

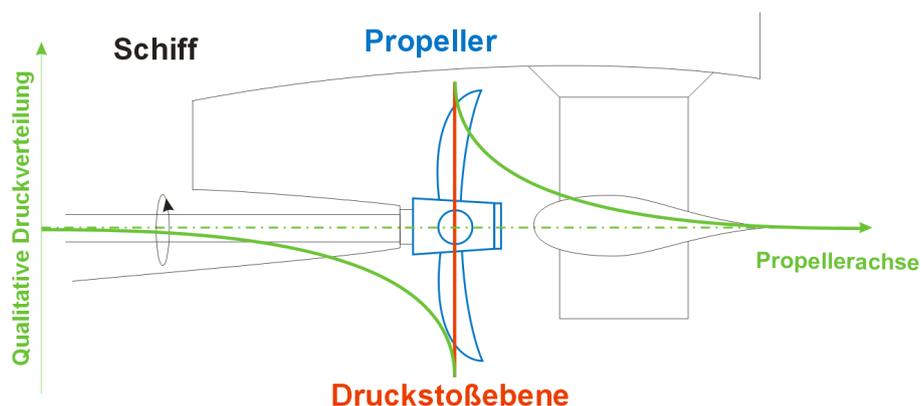


Abbildung 2.2: Druckstoßebene eines Schiffspropellers nach Krüger [2005]

Die Strömung wird durch die Rotation des Propellers entlang der Saugseite eines Propellers beschleunigt und auf der Druckseite gebremst. Es entsteht somit ein Unterdruck auf der Saugseite und ein Überdruck auf der Druckseite (Abbildung 2.2). Dadurch entsteht eine Druckdifferenz mit einem starken Druckgradienten in der Ebene des Propellers. Durch diesen Druckunterschied zwischen der Saugseite- und der Druckseite entsteht eine Strömung von der Unterseite zur Oberseite des Flügels. Diese Strömung löst sich an der Flügelspitze ab, was zu helixförmigen Wirbelschleppen am Propeller führt Kornev [2009]. In Abbildung 2.3 ist ein Beispiel eines Kavitationskeimes dargestellt, der in einem Unterdruckgebiet des Spitzenwirbels Kavitation verursacht.

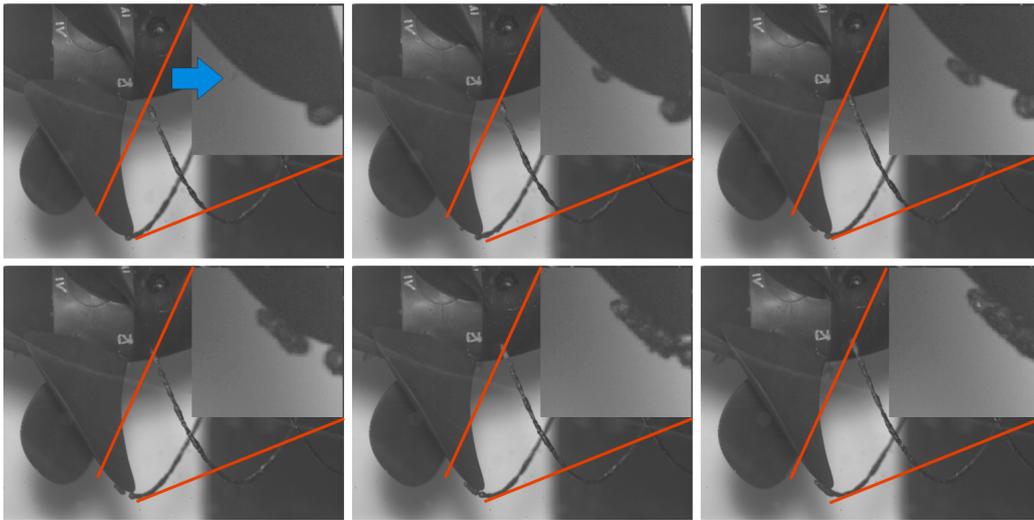


Abbildung 2.3: Kavitation auf Grund eines Keims (KonKav I K15A\_34\_03)

Je nach Anstellwinkel und Eintrittskantengeometrie des Propellers gibt es eine „stoßartige“ Druckdifferenz, die Kavitation verursachen kann Katz & Plotkin [1991] & Krüger [2005]. Bei kleinen Anstellwinkeln und optimierten Profilen verschiebt sich das Druckminimum zur Profilmittte und die Kavitationserscheinungen werden dadurch gemindert. Die Aufgabe beim Profildesign für Schiffspropeller ist, eine möglichst druckstoßfreie Umströmung an der Eintrittskante in einem großen Anstellwinkelbereich zu realisieren.

Dampfkavitation an Objekten im Schiffbau entsteht durch Sieden von Wasser. Mit geringer werdendem Druck sinkt die Siedetemperatur von Wasser. Bei 5 °C Wassertemperatur liegt der Dampfdruck bei 872,3 Pa und kann an der Saugseite eines Propellers erreicht werden Kornev [2009].

Daneben sind Kavitationskeime/Luftblasen im Wasser, die im maritimen Umfeld verschiedene Ursachen haben können Kornev [2009]. Luftblasen können in Poren an der

Schiffsoberfläche und an Schwebstoffteilchen geologischer und biologischer Herkunft angelagert sein. Sie sind im Gleichgewichtszustand aufgrund der Oberflächenspannung. Abhängig ist die Oberflächenspannung vom Dampfdruck der Medien, dem Oberflächenspannungsbeiwert und dem Krümmungsradius der Luftblase. Luftblasen sind infolge brechender Schiffswellen und durch Seegang thermodynamisch instabiler. Sie können wachsen oder kollabieren, da sie nicht im Gleichgewichtszustand sind. Zusätzlicher Dampf befindet sich an der Blasenoberfläche. In Unterdruckgebieten kann aus einer stabilen Blase eine instabile Blase entstehen. Feststoffe wirken nicht als Kavitationskeim und sind daher irrelevant. Ein geeignetes Messverfahren wird für den Einsatz auf dem Schiff und an Kavitationskanälen ausgewählt und entsprechend weiterentwickelt.

## **2.2 Anforderungen an ein robustes Keimspektren-Messsystem**

Für die Keimspektrencharakterisierung im maritimen Umfeld wird ein Messsystem benötigt, welches zwischen Gasen und Feststoffpartikeln im Wasser unterscheiden kann. Die Gaskonzentration kann im Verhältnis zur Feststoffkonzentration klein sein Ebert et al. [2014a]. Eine Größenbestimmung der Gaspartikel ist notwendig, um eine größenabhängige Kavitationskeimanzahlkonzentration anzugeben. Für die Berechnung von Konzentrationen muss weiterhin das Mess- bzw. die Detektionsvolumen für die Messtechnik ermittelbar sein. Die Messung muss ohne wesentliche Beeinflussung der Strömung in-situ erfolgen können.

Auf einem Schiff und an Kavitationkanälen ist der Bauraum häufig begrenzt (z.B. durch Schiffsspanten), was die mechanische Zugänglichkeit einschränkt und einen kompakten Aufbau des Messsystems erfordert. Daneben ist die optische Zugänglichkeit ebenfalls begrenzt, da Messungen aus dem Schiffsinernen heraus durch Bullaugen erfolgen. Diese können durch die Festigkeitsvorgaben des Schiffes nicht beliebig angeordnet werden, was die Winkeleinstellungs- und Abstandseinstellungsmöglichkeiten vermindert. Daraus resultieren häufig große Arbeitsabstände (vgl. Abschnitt 6.9), die z.B. hohe Signal-Dämpfungen durch Verunreinigungen im Wasser bewirken können.

Weiterhin muss die Messtechnik robust gegenüber Schiffsbewegungen ausgelegt sein. Ein Schiff befindet sich durch die Fortbewegung, den Wellengang und Vibrationen der Antriebsanlage in ständiger Bewegung. Der Schiffskörper stellt dabei kein starres Objekt dar. Dies kann bei starkem Seegang bedeuten, dass der Schiffsrumpf eine dynamische Verformung im Dezimeterbereich erfährt. Der Ladezustand und der Trimm bestimmen ebenfalls die Schiffskörperverformung GDV [1996].

### 2.2.1 Kriterien für eine Bewertung eines geeigneten Messsystems

Kriterien für die Bewertung eines Messsystems zur Partikelcharakterisierung in der maritimen Kavitationsforschung sind teilweise in Kröger [2009]; Damaschke [2013] beschrieben. Um die Strömungs- und Kavitationseigenschaften der zu untersuchenden Struktur nicht zu verändern, ist ein berührungloses Messsystem ohne Beeinflussung des Messobjektes von Vorteil. Bei einer Großausführungsmessung kommt hinzu, dass Anbauten auf der Schiffshaut problematisch sind, da sie auf Grund hoher Kräfte sehr stabil ausgelegt sein müssen. Um einzelne Kavitationskeime zu charakterisieren und deren Einfluss auf das Kavitationsgeschehen zu bestimmen, ist ein Zählverfahren einem statistischen Verfahren vorzuziehen. Eine on-line Messtechnik (möglichst echtzeitfähig) ist gerade an Kavitationskanälen von Vorteil, da auf diese Weise die Einstellung von Prozessparametern im Sinne einer Regelung möglich ist.

Insgesamt gibt es einige für die Messtechnikauswahl wesentliche Randparameter der Anwendung:

#### **Wasserqualität**

- Das Verhältnis von Feststoffpartikeln zu Blasen ist groß (z.B. 10:1 Ebert et al. [2014a]).
- Die Blasenanzahlkonzentration ist gering (z.B.  $< 10 \text{ cm}^{-3}$  Ebert et al. [2014a]).
- Der wesentliche Bereich der Blasengrößenverteilung liegt zwischen 10  $\mu\text{m}$  und 250  $\mu\text{m}$  Brennen [1995]; Carlton [2007]; Damaschke et al. [2013]; Kröger et al. [2011].

#### **Druck, Temperatur, Strömungsgeschwindigkeit**

- Kavitationskanäle werden mit Unter-, Normal- und Überdruck betrieben (beispielsweise HYKAT der HSVA 0.15 bar bis 2.5 bar Goldstein [1996]).
- Häufig sind moderate Strömungsgeschwindigkeiten vorhanden (beispielsweise  $< 10 \text{ m/s}$  Kleinwächter et al. [2012]).
- Gemessen wird bei Raumtemperatur Kröger et al. [2011].

#### **Rahmenbedingungen**

- Einschränkung der optischen und mechanischen Zugänglichkeit (z.B. Kleinwächter et al. [2012]).
- Mess- und Auswertezeiten von einigen Minuten sind vorhanden (z.B. PD-Technik  $\sim 10 \text{ min/Messung}$  Kröger et al. [2011]).

- Zeitliche und finanzielle Rahmenbedingungen sind ebenfalls für eine Komponentenauswahl wesentlich.

Eine Amplitudenabhängigkeit der Partikelgrößenbestimmung ist bei einigen optischen Messtechniken vorhanden. Dies wird sich auf Grund der Signaldämpfung durch lange Messstrecken negativ auf die Partikelgrößenstatistik auswirken. Daher sollten amplitudenabhängige Größenmessverfahren vermieden werden. Die Klassifikation ist wichtig, da häufig wesentlich mehr Feststoffe als Blasen in realen Strömungen vorhanden sind.

Bei Kavitationsuntersuchungen ist die größenabhängige Partikelanzahlkonzentration eine häufig benötigtes Ergebnis. Die Bestimmung des Messvolumens zur Berechnung der Partikelanzahlkonzentration ist von Bedeutung für die Auswahl eines Messsystems.

Der Messbereich, die Auflösung, die Abtastfrequenzen und der Dynamikbereich sind großenteils abhängig von den verwendeten Komponenten. Sie müssen daher an die Messaufgabe angepasst werden. Dazu werden in Kapitel 5 einige Ausführungen vorgestellt. Für die Komponenten und Messtechnikauswahl spielt auch der Justage- und Kalibrieraufwand eine große Rolle. Besonders für die Anwendung auf einem Schiff ist eine einfache Justage und Kalibrierung von Vorteil, da häufig nur eine begrenzte Fahrzeit und damit Messdauer zur Verfügung steht. Von eher geringer Bedeutung für die Charakterisierung der Partikel sind messbare Geschwindigkeitskomponenten, da die LDA-/PIV-Technik meist als Referenzmethode angewendet wird. Günstig ist daher, wenn die verwendete Messtechnik einen ähnlichen Aufbau wie eine dieser Techniken aufweist.

## 3 Stand der Technik

Einige etablierte Partikelcharakterisierungstechniken für mehrphasige Strömungen werden hinsichtlich ihrer Verwendbarkeit zur Kavitationskeimcharakterisierung im maritimen Umfeld bewertet.

Weiterführende Übersichten zu Partikelcharakterisierungstechniken sind auch in Black et al. [1996]; Xu [2002]; Mayinger & Feldmann [2001]; Albrecht et al. [2003]; Tropea et al. [2007] und Dehaeck [2007] zu finden. Durch die Randbedingungen der Anwendung können Verfahren die auf Mikroskopie, Sedimentation und Spektroskopie aufbauen aus praktischen Gründen von der Betrachtung ausgeschlossen werden. Eine Kategorisierung der Messtechniken nach der Beeinflussung der Strömung ist sinnvoll.

### **Invasive Verfahren**

Die invasiven Verfahren basieren darauf, einen Sensor in die Strömung zu tauchen und/oder die Strömung durch einen Sensor zu leiten. Das Hauptproblem der invasiven Methoden ist, dass die Strömungseigenschaften beeinflusst werden. Durch lokale Druckänderungen am Sensor ist eine Beeinflussung der Blasendynamik ähnlich wie bei einem Propeller zu erwarten.

Ein Vertreter der invasiven Methoden ist beispielsweise der Coulter Counter (Coulter [1953]). Er misst die elektrische Leitfähigkeit der Strömung zwischen zwei Elektroden und erlaubt so einen Rückschluss auf die Partikel in der Strömung.

Ein zweiter Vertreter ist das Cavitation Susceptibility Meter (CSM (Chahine & Shen [1986])) zur akustischen Vermessung von Kavitationskeimen. Die Strömung wird dabei durch eine Venturidüse geleitet, wobei eine akustische Abtastung erfolgt. Die akustischen Ergebnisse erlauben dann einen Rückschluss auf die enthaltenen Partikel.

Eine andere Möglichkeit Stoffkonzentrationen zu bestimmen sind elektrochemische Sensoren. Sie geben einen Aufschluss über die Menge eines Stoffes in einem Messvolumen. Es wird keine Einzelpartikelanalyse durchgeführt. Ein Vertreter dieses Prinzips ist der amperometrische Sauerstoffsensor, der nach dem sogenannten Clark-Prinzip Clark et al. [1953]; Herrmann et al. [1998] arbeitet.

Invasive Methoden sind für den Einsatz in der Großausführungsmessung an Schiffen eher ungünstig. Sie machen es notwendig, den Sensor in die Strömung zwischen Schiffs-

rumpf und Propeller zu positionieren. Die unter dem Schiff vorhandene, hohe mechanische Belastung durch den Wasserdruck setzt eine massive Befestigung voraus. Die Befestigung darf die Strömung gleichzeitig aber nicht wesentlich beeinflussen. Einige ältere Arbeiten haben mit invasiven Methoden gearbeitet ITTC [1990, 2011]. Ziel dieser Arbeit ist der Einsatz eines nichtinvasiven Verfahrens.

### **Nichtinvasive Verfahren**

Nichtinvasive Messmethoden beeinflussen die Strömungseigenschaften nicht oder nicht wesentlich. Es wird meist mit elektromagnetischen oder akustischen Wellen gearbeitet, welche in die Strömung einkoppeln und anschließend von einem Empfänger aufgezeichnet werden. Dabei werden meist Effekte wie die Interferenz, der Dopplereffekt und/oder die Streuung und Beugung der Welle(n) ausgenutzt.

In Kröger [2009] werden einige optische und akustische Verfahren gegenüber gestellt und danach bewertet, wie gut sie sich für die Partikelcharakterisierung und Strömungsgeschwindigkeitsmessung eignen. Die Phasen Doppler Anemometrie und Zeitverschiebungstechnik wurden als sinnvolle Technologie vorgeschlagen. Akustische Messtechniken wie der Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP Pettigrew & Irish [1983]) und der Ultraschalldurchflussmesser (USD Lee [1976]) sind für die Anwendung eher ungeeignet Kröger [2009]:

- einzelne Partikel werden nicht charakterisiert (ADCP, USD)
- Messortverschiebung durch Laufzeit des Schalls
- Schwinger und Sensoren benötigen bei hohen Frequenzen direkten Kontakt mit dem Wasser
- Störgeräusche durch Schiffsbewegungen, Wellenschlag, Pumpen, Motoren, Propeller, Ruderanlage und Kavitation

Die genannten akustischen Probleme haben optische Verfahren nicht (vgl. 2.2). Für die Kavitationskeimcharakterisierung ist eine wesentliche notwendige Eigenschaft die in-situ Untersuchung und Klassifikation von Einzelpartikeln. Eine Reihe optischer Einzelpartikelcharakterisierungsmethoden sind daher geeigneter als akustische Verfahren.

## **3.1 Vergleich von optischen Messtechniken zur Partikelcharakterisierung**

Eine Auswahl optischer Messtechniken wird in Tabelle 3.1 als kurzer Überblick mit wesentlichen Eigenschaften dargestellt. Ist ein Merkmal vorhanden, ist dies durch ein „x“

markiert. Ein „(x)“ bedeutet, dass die Messtechnik ein Merkmal eingeschränkt hat oder eine bestimmte Variante voraussetzt wird. Die letzte Zeile zeigt zum Vergleich die Einordnung der hier entwickelten Hydrodynamic Nuclei Concentration Technik.

Messtechnik	Zeit	Raum			Geschwindigkeit			Partikel			
		x	y	z	u	v	w	Größe	Form	Typ	Konzentration
Phasen Doppler (PD)	x				x	x	(x)	(x)		(x)	x
Shadow Doppler Velocimetry (SDV)	x				x	x		(x)	(x)	(x)	(x)
Zeitverschiebungsverfahren (ZVV)	x					x	x	x		x	(x)
Digitale Inline Holographie (DIH)		x	x		x	x	x	x	x	(x)	x
Beugungsmesstechnik	x							x			
Schattenabbildung		x	x		x	x		x	x	x	x
Interferometric Particle Imaging (IPI)		x	x		x	x	x	x		(x)	(x)
Global Phase Doppler (GPD)		x	x		x	x	x	x		(x)	(x)
<i>Hydrodynamic Nuclei Concentration (HDNC)</i>	(x)	<i>x</i>	<i>x</i>		<i>(x)</i>	<i>(x)</i>	<i>(x)</i>	<i>x</i>		<i>x</i>	<i>x</i>

Tabelle 3.1: Partikelcharakterisierungstechniken für Mehrphasenströmungen

### 3.1.1 Phasen Doppler Technik

Die Phasen Doppler Technik (PD) erlaubt die Messung von Partikelgrößen homogener sphärischer Partikel und deren Momentan-Geschwindigkeiten bei hoher Zeit- und Ortsauflösung. Entwickelt wurde die grundlegende Laser Doppler Technik (LD) von Durst & Zare. [1975]. Auf Basis dieser Arbeit sind Weiterentwicklungen entstanden z.B. Bachalo [1980], Bauckhage & Floegel [1984], Bachalo & Houser [1984], Saffman et al. [1984] und Hardalupas [1986].

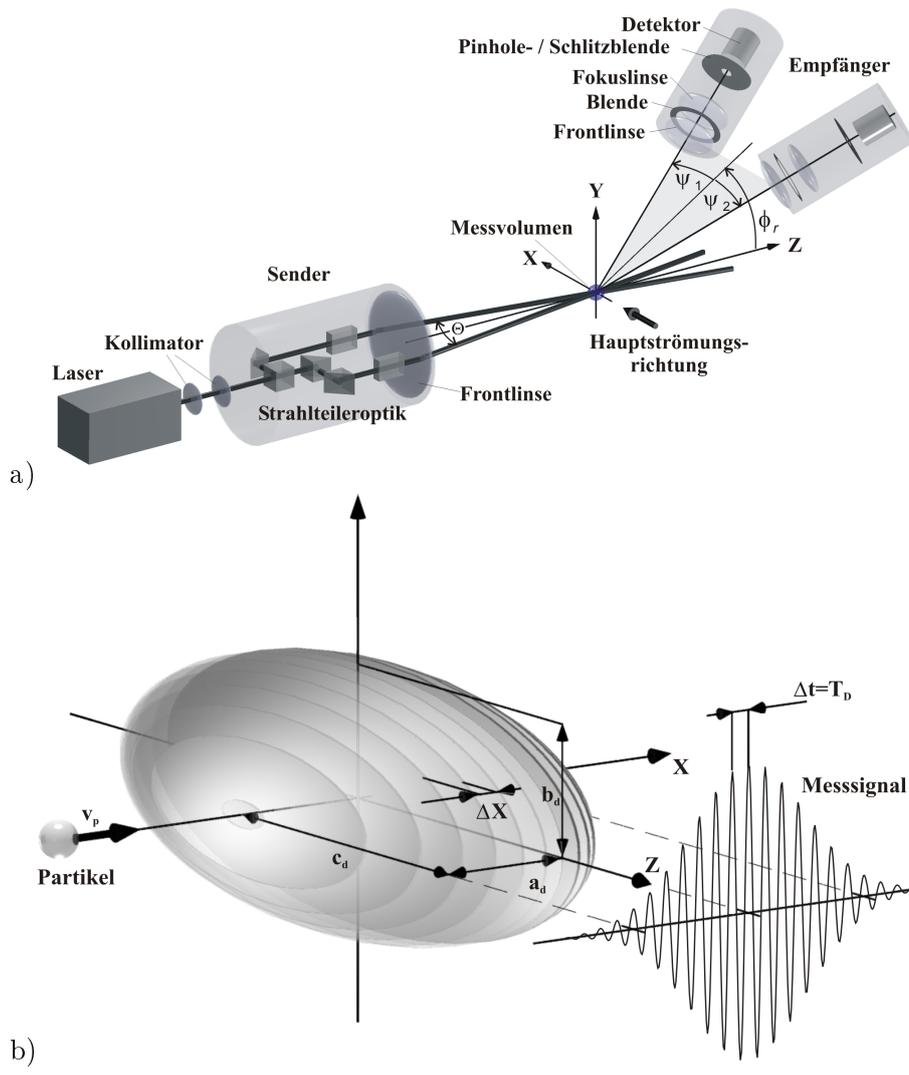


Abbildung 3.1: a) Aufbau Phasen Doppler System b) Signalentstehung (beide nach Albrecht et al. [2003])

Es handelt sich beim PD um ein kalibrationsfreies, Laser basiertes, nicht invasives, in situ, offline Zählverfahren. Das PD eignet sich unter Labor-Bedingungen hervorragend für Untersuchungen in Strömungen mit hohen Partikelanzahlkonzentrationen. Daher ist PD ein verbreitetes, gut entwickeltes und erprobtes Messsystem.

Ein Laserstrahl wird mit Hilfe eines Strahlteilers zerlegt und über eine Umlenkoptik auf die Frontlinse gelenkt. Es entsteht am Kreuzungspunkt der Strahlen ein Interferenzstreifensystem. Durchquert ein Partikel dieses System, entsteht ein Messsignal auf dem Empfänger Abbildung 3.1 . Ausgenutzt wird die Streuung der Laserstrahlen aus unter-

schiedlichen Richtungen an der Oberfläche des Partikels. Zwei Empfänger werden benötigt, um Phasendifferenzen und zeitliche Verschiebungen der Messsignale zu bestimmen Albrecht et al. [2003]. Die Phasendifferenz wird in einer Auswerteelektronik bestimmt.

Bei kleinen Partikeln ist durch den Empfänger ein geringer Phasenunterschied zu messen. Größere Partikel erzeugen eine stärkere Phasendifferenz zwischen den Signalen beider Empfänger. Über die Mischung wird die Partikelgeschwindigkeit bestimmt Albrecht et al. [2003]. Kommerzielle Systeme sind beispielsweise verfügbar von Dantec A/S (Phasen Doppler Anemometer (PDA)), TSI (Phase Doppler Particle Analyzer (PDPA)) und Artium Technologies Inc. / LaVision (Phasen Doppler Interferometer (PDI)).

### Bestimmung der Partikelgröße

Aus der gemessenen Phasendifferenz zwischen den Empfängern  $\Delta\Phi$  kann die Partikelgröße  $d_p$  bestimmt werden. Der Durchmesserkonvertierungsfaktor  $\beta_{\Phi}^{(N)}$  oder Phasenkonvertierungsfaktor  $F_{\Phi}^{(N)}$  stellt die Verbindung zwischen der Phasendifferenz und dem Partikeldurchmesser  $d_p$  bei einer dominierenden Streulichtordnung  $N$  ( $N = 1$ : Reflexion,  $N = 2$ : Brechung 1.Ordnung) her Albrecht et al. [2003].

$$\Delta\Phi^{(N)} = \beta_{\Phi}^{(N)} d_p = \frac{1}{F_{\Phi}^{(N)}} d_p \quad (3.1)$$

Der verwendete Streuwinkel bestimmt, welche Funktion des Durchmesserkonvertierungsfaktors zur Berechnung der Partikelgröße eingesetzt werden muss. Die Funktion (3.2) gilt für Reflexion und die Funktion (3.3) gilt für die Brechung 1. Ordnung (Winkelbeziehungen Abbildung 3.1 a)) . Die Vorgehensweise zur Auswahl einer geeigneten optischen Konfiguration, sowie die Herleitung der folgenden Funktionen wird in Albrecht et al. [2003] beschrieben.

$$\beta_{\Phi}^{(1)} = \left( \frac{2\pi\sqrt{2}}{\lambda} \left( \sqrt{1 - \cos\psi \cos\phi \cos\frac{\Theta}{2} + \sin\psi \sin\frac{\Theta}{2}} - \sqrt{1 - \cos\psi \cos\phi \cos\frac{\Theta}{2} - \sin\psi \sin\frac{\Theta}{2}} \right) \right) \quad (3.2)$$

$$\beta_{\Phi}^{(2)} = \left( \frac{4\pi}{\lambda} * \left( \sqrt{1 + m^2 - m\sqrt{2}\sqrt{1 + \sin\psi \sin\frac{\Theta}{2} + \cos\psi \cos\phi \cos\frac{\Theta}{2}}} \right. \right. \\ \left. \left. - \sqrt{1 + m^2 - m\sqrt{2}\sqrt{1 - \sin\psi \sin\frac{\Theta}{2} + \cos\psi \cos\phi \cos\frac{\Theta}{2}}} \right) \right) \quad (3.3)$$

Da die Signale  $2\pi$  periodisch sind, ist die Phasenverschiebung nur innerhalb einer Periode eindeutig zu ermitteln. Mit einer einfachen PD Anordnung kann nur in einem eingeschränkten Partikelgrößenbereich ohne Mehrdeutigkeiten gemessen werden. In Albrecht et al. [2003] werden Beispiele gezeigt, wie die Problematik mit Hilfe von Schlitzblenden umgangen werden kann.

### Klassifizierbarkeit von Partikeltypen

Informationen zur Partikelgeometrie können beim PD aus den Phasendifferenzen mehrerer PD-Empfänger abgeleitet werden Damaschke et al. [1998]. Mit zwei PD Empfängern wird nur eine Partikelgröße für eine elliptische Blase bestimmt. Sie hängt von der Orientierung der Blase im Messvolumen ab.

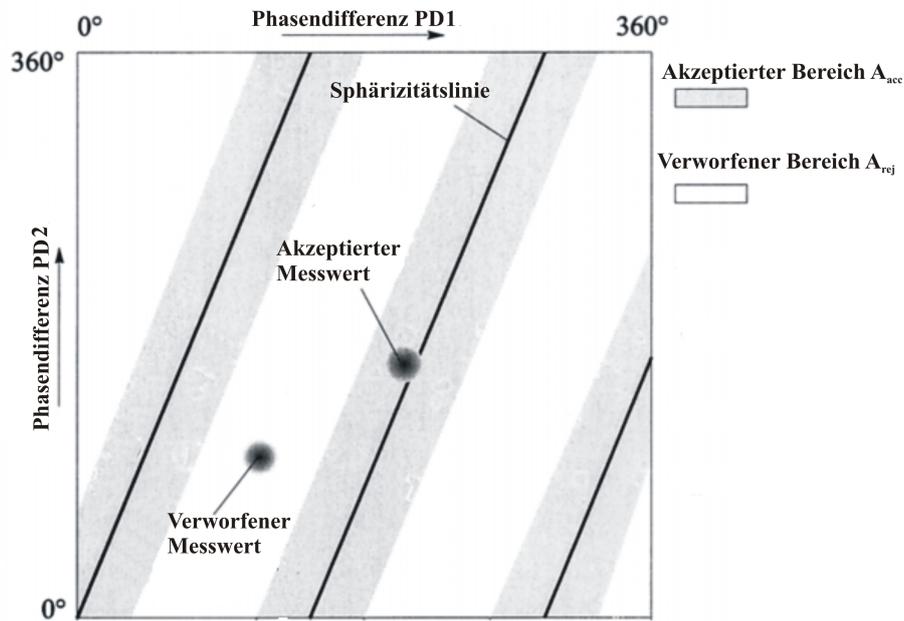


Abbildung 3.2: Sphärizitätslinie von zwei PD-Empfängern (verändert nach Damaschke et al. [1998])

Mit mehr als zwei Empfängern können gleichzeitig mehrere Achsen des Partikels aus verschiedenen Richtungen vermessen werden. Die Formschätzung verbessert sich mit jedem zusätzlichen Empfänger.

Werden zwei Phasendifferenzen von drei Empfängern gegeneinander in einem Diagramm aufgetragen, ergibt sich ein Sphärizitätsdiagramm. Die Phasendifferenzen von homogen sphärischen Blasen liegen in einem akzeptierten Bereich auf einer sogenannten Sphärizitätslinie. Die Empfänger messen also eine Phasendifferenz (Abbildung 3.2). Weichen die Phasendifferenzen von dieser Linie ab, so ist die Größenmessung für den Partikel unterschiedlich und der Partikel ist nicht homogen sphärisch.

In Göbel et al. [1997] wird an einem Modell und dem entsprechenden Experiment untersucht, welchen Einfluss die Oberflächenbeschaffenheit eines Partikels auf das Messergebnis hat. Ein Zinn Partikel wird in einem elektrischen Feld eingefangen und mit Hilfe des PDs vermessen. Ergebnis der Untersuchung ist, dass das PD sehr sensitiv auf raue Oberflächen reagiert. Bei einer Oberflächenrauheit im Bereich der Wellenlänge des PD-Lasers ist ein Fehler in den Phasendifferenzen von 23% zustande gekommen.

### **Schätzung von Partikelanzahlkonzentrationen**

Da es sich um ein Zählverfahren handelt und die Form des Messvolumens näherungsweise ermittelt werden kann, ist eine Partikelanzahlkonzentrationsberechnung möglich. Die maximale Amplitude eines Partikelsignals (in der Literatur auch als Burst bezeichnet) und die Burstlänge hängen von der Partikelgröße ab. Dadurch ergeben sich abhängig von der Partikelgröße unterschiedliche Detektionsvolumen. Diese bedingen einen systematischen Fehler der statistisch (in Anlehnung an das Flächendifferenzverfahren von Albrecht et al. [1993]) korrigiert werden muss. Das Flächendifferenzverfahren ist für die LD-Technik entwickelt worden, um aus der Intensitätsstatistik oder Burstlängenstatistik auf die Partikelgrößenstatistik zu schließen. Dieses Vorgehen bietet die Möglichkeit eine Korrekturfunktion für die Einzelpartikelgrößenstatistik zu schätzen. Damit kann anschließend die Partikelanzahlkonzentrationsstatistik korrigiert werden Albrecht et al. [2003].

### **Örtliche & zeitliche Messsystemeigenschaften**

Je nach Empfängeranzahl variiert die Komponentenanzahl die gemessen werden kann, vgl. Tabelle 3.1. Man kann per Traversierung ein Messfeld scannen und so eine einstellbare örtliche Auflösung (bei entsprechendem zeitlichem Versatz der Messung) erreichen. In Kröger et al. [2012b] wurde ein 190 mm x 190 mm Messfeld in einem Kavitationskanal

an der Universität Rostock gescannt. Die Position, Form und Größe des Messvolumens bestimmt, wo Partikel in der Strömung detektiert werden können. Durch Fokussierung des Strahls kann die Messvolumengröße angepasst werden. Wählt man das Messvolumen zu groß, kann es bei hohen Konzentrationen zu Überlagerung von verschiedenen Partikel-Signalen kommen. Bei zu kleinen Messvolumen kann der Partikel nicht als Ganzes abgetastet werden und die Größenberechnung ist fehlerhaft Albrecht et al. [2003]. Für die Anwendung ist eine ungefähre Kenntnis der erwarteten Partikelgröße notwendig.

Eine Mindestmesszeit (abhängig von Partikelanzahlkonzentration) wird benötigt, um ein aus statistischer Sicht belastbares Messergebnis (vgl. Tropea et al. [2003]) zu erhalten. Die maximal messbare Partikel-Geschwindigkeit wird maßgeblich durch die Geschwindigkeit von Empfänger- und Auswerteelektronik bestimmt.

### **Messbereich und Messgenauigkeit**

Der mögliche Messbereich eines PD-Systems ist in Albrecht et al. [2003] für bestimmte Konfigurationen angegeben worden. Es wird weiterhin zusammengefasst, welche Systemparameter zu welchem Einfluss führen. Beschrieben ist, dass bei günstigen Messbedingungen ein Fehler von 1% in der Partikelgrößenschätzung möglich ist. Der notwendige Partikelgrößenmessbereich von 10  $\mu\text{m}$  bis 250  $\mu\text{m}$  kann erreicht werden. Ebenso ist der notwendige Konzentrationsbereich von 10  $\text{cm}^{-3}$  messbar.

### **Aufwandsbewertung, Justage und Kalibrierung**

Ein wesentlicher Vorteil des PDs ist die Kalibrierungsfreiheit. Die mechanische Komplexität ist vergleichsweise hoch. Zur Justage müssen Sendee- und Empfangsoptiken exakt aufeinander ausgerichtet und ggf. die Faseroptik eingestellt werden. Nachteil beim Durchstrahlen einer dicken Scheibe können die Abberationen sein, die zu Problemen bei der Positionierung der Laserstrahlen und des Messvolumens führen. Benötigt werden mehrere (abhängig von der Detektoranzahl und der Sendeeoptik) optische Zugänge. Die Größe, die Masse und der Strombedarf eines typischen Argon-Ionen-Lasers sind ein weiterer wesentlicher Nachteil dieser Technologie für die Anwendung auf einem Schiff. Neuerdings werden jedoch auch kleiner Nd:YAG-Laser verwendet. Die Untersuchungen in Kröger et al. [2012a] mit dieser Technik haben gezeigt, dass die Messtechnik für Kavitationskanäle geeignet ist.

## Beispielanwendungen

In Weitendorf [2009] wird ein Vergleich von Partikelkonzentrationen an verschiedenen Kavitationstunneln gezeigt, die mit Hilfe der PD-Technik ermittelt wurden. Es wurde festgestellt, dass sowohl die Eigenschaften des Kavitationstunnels als auch die Propellerform einen Einfluss auf das Keimspektrum und damit auf die Partikelkonzentration haben. Anzumerken ist, dass keine Trennung in Feststoffpartikel und Blasen durchgeführt wurde.

Im KonKav I Projekt wurden Blasen mit Hilfe der PD-Technik separiert und vermessen Kröger et al. [2012b]. Es wurden Untersuchungen an den Strömungskanälen HYKAT und K22 der HSVA und dem K15A der SVA durchgeführt. Bei den Versuchen ist festgestellt worden, dass bei steigender Strömungsgeschwindigkeit die Keimkonzentration zunimmt und bei Verringerung auch wieder abnimmt. Wesentlich ist, dass es eine Hysterese gibt. Bei gleicher Strömungsgeschwindigkeit ist also nicht zwingend die gleiche Partikelkonzentration vorhanden. Die Ergebnisse wurden im Abschlussbericht zum KonKav I Projekt (Damaschke et al. [2013]) zusammengefasst. Die verwendete Technik weist folgende Merkmale auf:

- 3 Detektoren
- $87^\circ$  zwischen Sende- und Empfangsoptik
- Geschwindigkeit ca. 0 m/s bis 20 m/s, Genauigkeit ca. 1%
- Partikelgröße ca. 3  $\mu\text{m}$  bis 500  $\mu\text{m}$ , Genauigkeit ca. 2  $\mu\text{m}$
- kamerabasierte automatisierte Justage
- Feststoffpartikeleinflüsse in den PD-Ergebnissen wurden eliminiert.

Es konnte im Konkav-Projekt gezeigt werden, dass sich die PD-Technik für die Charakterisierung von Strömungskanälen begrenzt eignet (Damaschke et al. [2013]). Die Justage des PD-Systems muss für verschiedene Arbeitspunkte wiederholt werden, ist sehr aufwendig und spezialisiertes Personal ist erforderlich. Die PD-Technik verwendet zwei optische Zugänge und reagiert sensitiv auf Fensterdeformationen und Verschmutzungen. Feststoffpartikel erzeugen ein Hintergrundrauschen in der Blasengrößenstatistik. Das kleine Messvolumen und die geringen Blasenkonzentrationen in Kavitationskanälen ergeben eine Datenrate im Hz-Bereich. Zusätzliche Arbeiten sind in Abschnitt 3.2 zu finden.

### 3.1.2 Shadow Doppler Velocimetry

Die Shadow Doppler Velocimetry (SDV) ist geeignet um Partikelgeschwindigkeiten und Partikelgrößen zu erfassen. Inhomogen strukturierte Partikel sind messbar (Hardalupas et al. [1994]). Der Aufbau der Technik ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Verwendet wurde SDV beispielsweise zur Partikelgrößenbestimmung von Kohlestaub (Maeda et al. [1995]).

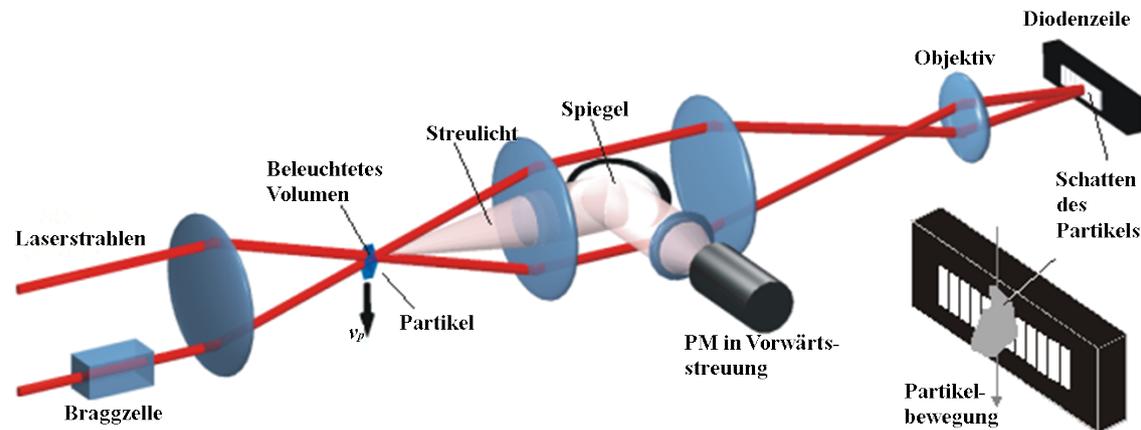


Abbildung 3.3: Überblick der Shadow Doppler Technik (nach Damaschke [2013])

Die Geschwindigkeitsmessung funktioniert wie bei einem Laser Doppler Velocimeter. Ein Laserstrahl wird durch einen Strahlteiler in zwei Strahlen aufgespalten und über eine Sammellinse an einem Messpunkt gebündelt. Bewegt sich ein Partikel durch den Kreuzungsbereich, entsteht durch Interferenz ein Streifenmuster im Streulichtsignal des Partikels. Dessen Frequenz wird mit einem Photomultiplier (PM) aufgezeichnet und ist proportional zur Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Interferenzstreifen. Daneben werden die Schatten des Partikels im Messvolumen mit Hilfe einer Abbildungsoptik und einer Fotodiodenzeile aufgezeichnet. Die Abbildung ermöglicht eine Größenbestimmung des Partikels. Es handelt sich bei der SDV um ein kalibrierungsfreies, Laserbasiertes, in situ, offline Zählverfahren Damaschke [2013].

#### Bestimmung der Partikelgröße

Aus dem Zeitsignal der Fotodiode kann eine Geschwindigkeitskomponente, die Partikelgröße und die Partikelform rekonstruiert werden Hardalupas et al. [1994]. Nachteil ist, dass abhängig vom Fokuspunkt, von der Partikel- und von der Messvolumenposition unterschiedliche Abbildungen eines identischen Partikels entstehen. In Abbildung 3.4 ist ein Beispiel zur Verdeutlichung dargestellt. Ein Partikel welches genau das Zentrum

des Messvolumens passiert, wird scharf abgebildet. Problematisch sind Partikel, die vom Zentrum entfernt sind, da die Abbildung des Partikels in zwei Teile zerfallen kann.

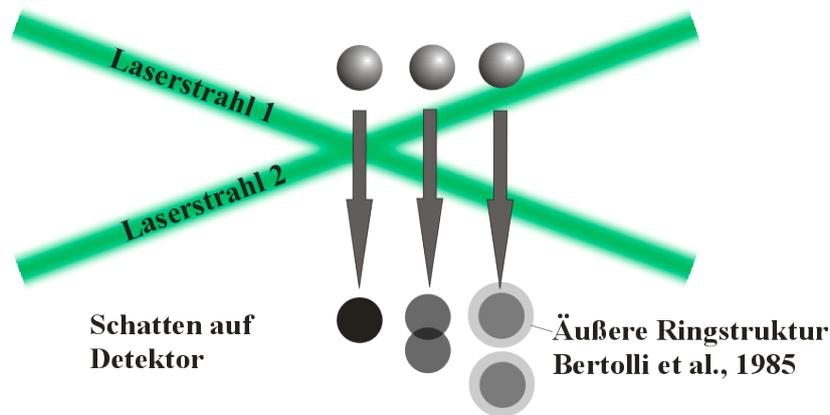


Abbildung 3.4: SDV Partikelabbildung an unterschiedlichen Positionen (nach Hardalupas et al. [1994])

Um den Partikel mehrfach zu erfassen, wird die Fotodioden-Zeile schnell abgetastet. Aus den einzelnen Abtastungen wird dann Zeile für Zeile der gesamte Partikel in seiner Form rekonstruiert und anschließend ausgewertet. Das Verfahren von Hardalupas et al. [1994] verwendet dabei die von Bertollini et al. [1985] entwickelte Methode. Sie besteht aus einer Rauschunterdrückung per Gaußfilter, einer schwellenwertbasierten Segmentierung, einer Merkmals-Extraktion und einer Klassifikation.

### **Klassifizierbarkeit von Partikeltypen**

Durch die Aufzeichnung der Partikelform ist eine geometrische Klassifikation von Partikeln möglich. Die örtliche Auflösung der Fotodiodenzeile muss ausreichen, um die Partikeleigenschaften abzubilden.

### **Berechenbarkeit von Partikel-Konzentrationen**

Eine Methode zur Konzentrationsschätzung ist nicht bekannt. Es besteht die Möglichkeit das Messvolumen zu bestimmen, um darüber die Konzentration zu berechnen.

### **Örtliche & zeitliche Messystemeigenschaften**

Ein Beispiel für realisierbare Messystemeigenschaften in Bezug auf Ort und Zeit sind in Hardalupas et al. [1994] dargestellt. Für transparente und undurchsichtige Partikel

wurde mit einem 10% Fehler in der Größenschätzung gemessen. Bei der Messung wurde ein Messvolumen von etwa  $500 \mu\text{m}^3$  aufgespannt und es sind Partikel zwischen 30 und  $140 \mu\text{m}$  vermessen worden. In Ren et al. [2003] ist beschrieben, dass es mit dieser Technik problematisch ist Partikel unter  $5 \mu\text{m}$  zu untersuchen, weil die „Tiefe des Schattens“ sehr schnell mit der Partikelgröße abnimmt. Die zeitliche Auflösung wird durch die Geschwindigkeit bestimmt, mit der die Fotodiodenzeile ausgewertet werden kann.

### **Aufwandsbewertung, Justage und Kalibrierung**

Der Aufwand ist für die Realisierung auf dem Schiff vergleichsweise hoch. Die Lichtquelle mit der Sende-Optik liegt in der Achse der Empfangsoptik und der Fotodiodenzeile. Für die Kavitationsuntersuchungen im Nachlauf eines Schiffes ist die Technik wegen dem Durchlichtaufbau ungeeignet. Die mechanische Komplexität ist durch die notwendigen Linsen hoch (Abbildung 3.3 ). Durch die Kreuzung zweier Laserstrahlen und die Justage ist die SDV aus ähnlichen Gründen wie beim PD aufwendig. Eine Echtzeitauswertung ist durch den Bildverarbeitungsanteil problematisch.

#### **3.1.3 Zeitverschiebungsverfahren**

Das Zeitverschiebungsverfahren (ZVV) geht auf eine Arbeit von Semidetnov [1985] zurück. In Kretschmer [2011]; Albrecht et al. [2003] werden die Eigenschaften der Zeitverschiebungstechnik umfassend dargestellt. In Damaschke et al. [2002b] ist dokumentiert, dass dieses Verfahren bei Streuwinkeln  $\vartheta_s > 145^\circ$  angewendet werden kann.

Ein sphärischer Partikel der sich durch eine inhomogene Beleuchtung bewegt, wird auf zwei Empfängern abgebildet. Die Intensität des Streulichts durch den Partikel, die an den Empfängern aufgezeichnet werden kann, ist abhängig vom Winkel zum Partikel und zum Laserstrahl (Abbildung 3.5 ).

Der Partikel wird von zwei Detektoren beobachtet. Eine Zeitverschiebung zwischen beiden Detektor-Signalen kann beobachtet werden Albrecht et al. [2003]; Schäfer & Tropea [2014]. Der erste Empfänger sieht das Maximum der Rückstreuung aufgrund der unterschiedlichen Winkel vor dem zweiten Empfänger. Daraus ergibt sich die Zeitdifferenz  $\Delta t$ . Die Signale sind bis auf ihre zeitliche Verschiebung zueinander identisch Albrecht et al. [2003]. Das ZVV benötigt mindestens einen optischen Zugang, es kann in-situ gemessen werden und die Ergebnisse sind in Echtzeit verfügbar.

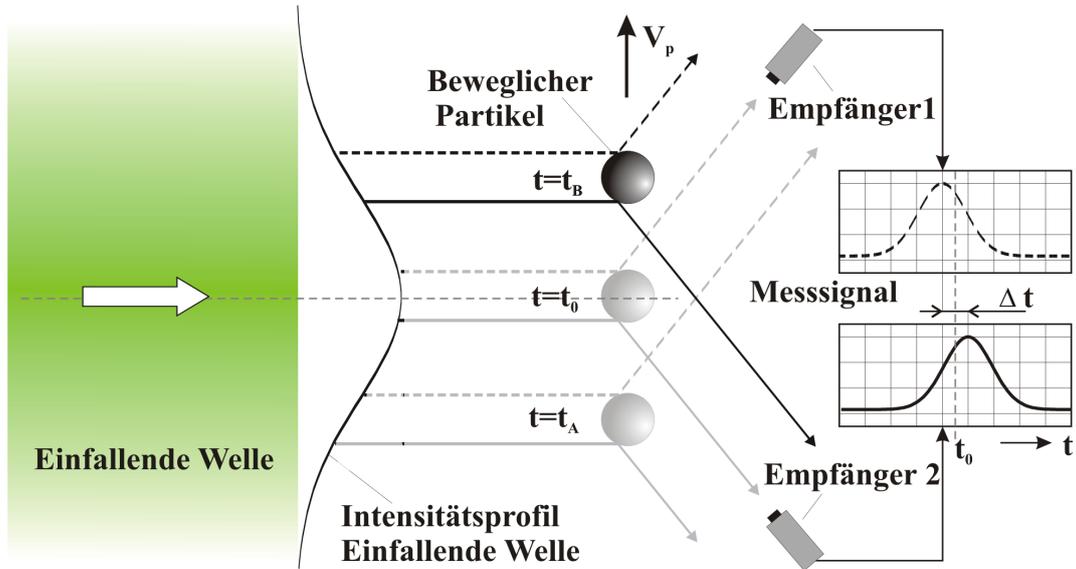


Abbildung 3.5: Zeitverschiebungsverfahren Prinzip (nach Albrecht et al. [2003])

### Bestimmung der Partikelgröße

Aus der Zeitverschiebung  $\Delta t$  und den geometrischen Informationen zum Messsystem kann die Partikelgröße berechnet werden. Die notwendigen Gleichungen sind in Schäfer & Tropea [2014] kurz zusammengefasst und in Albrecht et al. [2003]; Damaschke et al. [2002b] ausführlicher beschrieben.

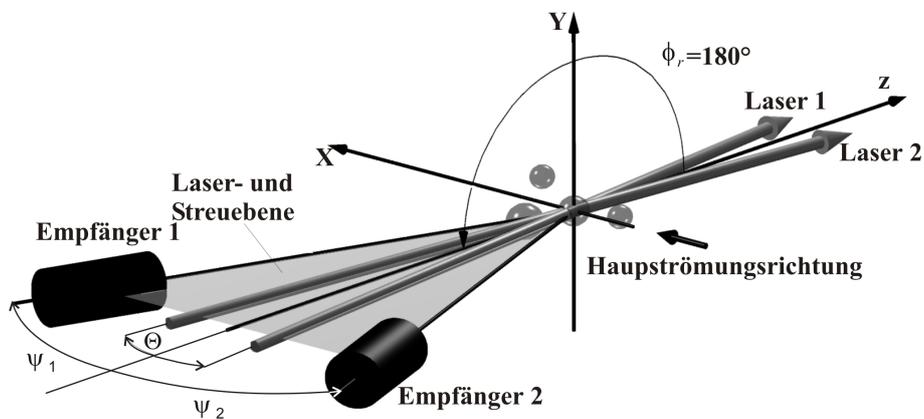


Abbildung 3.6: Zeitverschiebungsverfahren Winkelbeziehungen (nach Albrecht et al. [2003])

Voraussetzung für die Vermessung der Keimspektren ist die Bestimmung der Partikel-

geschwindigkeit Schäfer & Tropea [2014].

Eine näherungsweise Berechnung der Zeitverschiebung kann unter bestimmten Bedingungen ( $\psi_r > 1, 1\theta; \phi_r > 1.6\theta; \theta < 30^\circ$  und einem Fehler  $< 10\%$ ) erfolgen (Albrecht et al. [2003]):

$$\Delta t \approx -\frac{d_p}{2\sqrt{2}v_x} \left( \frac{\sin\psi_r}{\sqrt{1 - \cos\psi_r \cos\phi_r \cos\frac{\theta}{2}}} \right) \quad (3.4)$$

Die Partikelgröße  $d_p$  ist von den eingestellten Winkeln (vgl. Abbildung 3.6), der gemessenen Zeitverschiebung  $\Delta t$  und der Partikelgeschwindigkeit in  $x$   $v_x$  abhängig. In Kretschmer [2011] wird der Einfluss der Partikel-Trajektorie auf die Modulation des Signals am Empfänger dargestellt.

### Klassifizierbarkeit von Partikeltypen und Konzentrationsbestimmung

Die Zeitverschiebungsmesstechnik ist ursprünglich für homogen sphärische Partikel entwickelt worden. In Kretschmer [2011] werden inhomogene Partikel mit dem ZVV anhand der Signalform klassifiziert. Es wurde gezeigt, dass sie auch für inhomogene Partikeltypen und Partikelagglomerate verwendet werden kann. Eine weitere Möglichkeit eine Partikelklassifikation vorzunehmen, ist die Bestimmung des relativen Brechungsindex wie in Schäfer & Tropea [2014]; Albrecht et al. [2003] beschrieben.

Mit Hilfe der Dämpfung des Zeitverschiebungssignals können Konzentrationsverhältnisse bestimmt und bei bekannten Zwei-Phasen-Strömungen verschiedene Streueigenschaften der beteiligten Komponenten ermittelt werden (Kretschmer [2011]). Im hier beschriebenen Anwendungsfall sind oft unbekannte Mehr-Phasen-Strömungen aus Gasblasen, Algen, Sedimentpartikeln und anderen Schwebeteilchen vorhanden.

### Örtliche und zeitliche Messsystemeigenschaften

In Damaschke et al. [2002b, 2013]; Kretschmer [2011] sind Konfigurationen vorgestellt, die für Kavitationsuntersuchungen geeignet sind. Die Messvolumengröße ist auf den Kreuzungsbereich der Laserstrahlen begrenzt. Es handelt sich um eine Punktmesstechnik. Beispielsweise wurden Messvolumen mit einer Ausdehnung von  $33 \mu\text{m}$  Albrecht et al. [2003] bis  $520 \mu\text{m}$  Kretschmer [2011] verwendet. Zeitlich ist das System durch die Dynamik von Empfängern und Auswertehard- und -software begrenzt. Die Zeitverschiebungssignale selbst liegen üblicherweise im Mikrosekundenbereich.

## **Aufwandsbewertung, Justage und Kalibrierung**

Der mechanische Aufwand ist vergleichbar mit der eines PDs. Vorteilhaft ist, dass in Rückstreuung gearbeitet werden kann und so nur ein optischer Zugang notwendig ist. Die Justage des Zeitverschiebungsmesssystems ist komplex Damaschke et al. [2013]. In Kretschmer [2011] ist beschrieben, dass es je nach Auswertemethode eine Kalibrierung notwendig sein kann.

## **Beispielanwendungen**

In Kretschmer [2011] ist eine Vergleichsmessung mit der etablierten PD-Technik zu finden. Bei simultaner Messung mit einem PD sind teilweise Abweichungen von  $>50\%$  der Partikelgröße aufgetreten. Das PD-System hat die Partikel während der Messung größer bewertet als das ZVV.

Während des KonKav Projektes wurden einige Versuche mit der Zeitverschiebungstechnik durchgeführt, um sie für den Einsatz an Kavitationskanälen zu qualifizieren. In Höhne et al. [2012]; Kröger et al. [2012b] sind erste Ergebnisse der Versuche dargestellt worden. In den Validierungsversuchen am K21 der Universität Rostock hat sich gezeigt, dass die Technik prinzipiell die Möglichkeit bietet Blasengrößenverteilungen zu ermitteln. Der Entwicklungsstand dieser Technik reicht nach Damaschke et al. [2013] aus folgenden Gründen nicht, um als Standardmessverfahren für Kavitationskanäle eingesetzt zu werden:

- Es wird qualifiziertes Personal für die Justage benötigt.
- Deformationen der Fenster und Verschmutzungen führen zu einer Dejustage.
- Das ZVV hat ein kleineres Detektionsvolumen als ein vergleichbares PD-System und die Datenrate ist im Vergleich zur PD-Technik um ein Vielfaches kleiner.
- Es ist ein niedriger Entwicklungsstand der Auswertelgorithmen vorhanden.
- Es werden pro Stunde Datenmengen im Giga-Byte-Bereich erzeugt.

### **3.1.4 Digitale Inline Holographie**

Die Digitale Inline Holographie (DIH) geht auf die Arbeiten von Gabor [1948] und Goodman & Lawrence [1967] zurück. Die Technik wurde von Adams et al. [1999]; Pan & Meng [2001]; Katz & Sheng [2010] zur Partikelcharakterisierung verwendet. Die Hologramme der Partikel werden mit einer einfachen CCD Kamera aufgezeichnet und anschließend einer

Rekonstruktion und Partikel-Extraktion im Computer unterzogen Pan & Meng [2001]. In der DIH wird eine dreidimensionale Rekonstruktion von Bildinformationen realisiert.

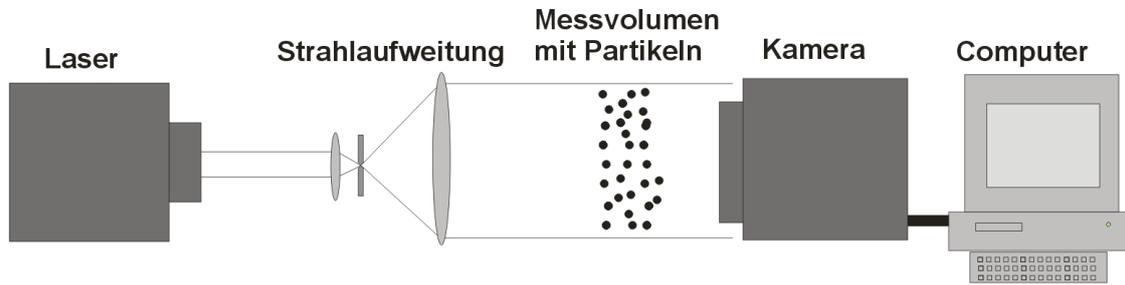


Abbildung 3.7: Digitale Inline Holographie Aufbau (verändert nach Pan & Meng [2001])

Entscheidend für die Qualität der DIH ist die Auflösung des Empfängers, mit dem die Hologramme erzeugt werden Schnars & Jueptner [2005]. Der Aufbau besteht aus einem Laser, mit dessen Hilfe die Objekt- und Referenzwelle erzeugt werden. Weiter enthält er eine Strahlaufweitungsoptik, durch die der Laserstrahl aufgeweitet wird und eine Kamera, welche die Hologramme der Partikel im Messvolumen abbildet. In den Hologrammen werden die Partikel detektiert und es wird eine Rekonstruktion der Partikelform durchgeführt. Neben der in Abbildung 3.7 dargestellten Digitalen Inline Holographie gibt es Off-Axis Varianten Katz & Sheng [2010]; Schnars & Jueptner [2005], deren Aufbau komplexer ist und daher für Kavitationsuntersuchungen eher ungeeignet erscheint.

### Bestimmung der Partikelgröße

Die Bestimmung der Partikelgröße setzt sich bei der DIH aus mehreren Teilschritten zusammen. Mit Hilfe der Kamera wird das Hologramm abgebildet. Aus dem Interferenzmuster wird durch einen Algorithmus die Partikelform rekonstruiert. In Onural & Scott [1986] wird dies erstmals beschrieben und z.B. in Schnars & Jueptner [2005]; Katz & Sheng [2010]; Kanka [2011] weiterentwickelt. Die Rekonstruktion basiert in Onural & Scott [1986] auf einem so genannten „tuncated inverse filter“ und es wird beschrieben, dass dieser effektiv bei der Abbildung von Aerosol-Agglomeraten eingesetzt werden kann. Der lineare 2D-Filter Kern basiert auf einer Reihenentwicklung mit folgender Funktion:

$$G_M(u, v) = \cos \frac{\lambda z}{4\pi} (u^2 + v^2) + \sum_{k=1}^{2^{M-1} - 1} \left\{ \frac{M-1-(\log_2 k)}{M} \right\} S_k(u, v) \quad (3.5)$$

mit

$$S_k(u, v) = (-1)^k \cos \frac{\lambda z}{4\pi} (2k + 1)(u^2 + v^2)$$

Die Wellenlänge des eingestrahnten Lasers ist  $\lambda$ , der Aufnahmeabstand ist  $z$  und  $M$  beschreibt die Anzahl der Terme bei der Reihenentwicklung. Ist die Rekonstruktion erfolgt, muss eine Partikeldetektion und -segmentierung durchgeführt werden. Dies kann z.B. durch einen Schwellenwert oder durch die Methode von Pan & Meng [2001] realisiert werden. Die Segmente können der Größe nach durch Pixelzählen vermessen werden. In Henneberger et al. [2013] wird eine Größenkalibrierung beschrieben, die darauf basiert Polymethylmethacrylate (PMMA) Kugeln bekannter Größe und Verteilung zu vermessen. Partikel unter  $10 \mu\text{m}$  weisen demnach eine deutlich verstärkte Streuung und Abweichung der erwarteten Partikelgröße auf.

Mit einem Partikeltracking können die Partikelbahnen zeitlich verfolgt werden Pu & Meng [2000].

### **Klassifizierbarkeit von Partikeltypen und Konzentrationsbestimmung**

Aus der Partikelrekonstruktion lässt sich über eine Formanalyse eine Partikeltypenklassifikation realisieren. In Katz & Sheng [2010] wird gezeigt, wie ein Nauplius (Larve eines Krebstieres) rekonstruiert werden kann. Eine Partikelanzahlkonzentrationsberechnung ist möglich, da neben der Größe auch die Position in Raum und Zeit ermittelt wird.

### **Örtliche und zeitliche Messsystemeigenschaften**

Das Messvolumen wird durch die Strahlaufweitung und durch die Form des Empfängers wesentlich bestimmt. Die Messdynamik und Auflösung werden wesentlich durch den Kamera-Sensor und die Geschwindigkeit der Auswertung beeinflusst. Eine Echtzeitfähigkeit der Methode erscheint aufgrund der komplexen Rekonstruktionsberechnung schwierig. Unter Verwendung von massiver Parallelisierung (z.B. GPU) könnte dies durchaus realistisch sein (Henneberger et al. [2013]).

### **Aufwandsbewertung, Justage und Kalibrierung**

Die Anwendung wird durch die notwendige direkte optische Sichtverbindung zwischen Aufweitungsoptik und Empfänger eingeschränkt. Über eine Spiegeloptik (ähnlich wie in Henneberger et al. [2013] gezeigt) erscheint eine Realisierung jedoch möglich. Die mechanische Komplexität ist (bis auf optisch hoch qualitative Fenster) für das inline Setup insgesamt gering.

## Beispielanwendungen

Bei einer Versuchsmessung in der SVA-Potsdam mit der DIH zeigte sich, dass eine gute optische Qualität der Scheiben der optischen Zugänge sehr wesentlich ist. Problematisch ist ein großer Arbeitsabstand, da die Wellenfronten durch Partikel ausserhalb des eigentlichen Messvolumens verändert werden können.

In Lebrun et al. [2011] wurde an einem Kavitationstunnel das Größenspektrum ( $6\ \mu\text{m}$  bis  $100\ \mu\text{m}$ ) und die Blasenanzahlkonzentration mittels DIH bei unterschiedlichen Drücken bestimmt. Die Beleuchtung erfolgte mit einer Fasergekoppelten Laserdiode. Die Hologramme wurden per CMOS Kamera aufgezeichnet. Die Blasenanzahlkonzentrationen unterscheiden sich bei Drücken zwischen  $\sim 500\ \text{mbar}$  und  $\sim 1200\ \text{mbar}$  demnach kaum.

In Henneberger et al. [2013] werden Partikel (Wasser und Eis Tropfen in Luft) zwischen  $6\ \mu\text{m}$  und  $250\ \mu\text{m}$  vermessen. In dieser Arbeit ist eine Standardabweichung von bis zu einer Dekade je nach Partikelgrößenklasse in der Partikelanzahlkonzentration dokumentiert. Die Unsicherheit nahm mit steigender Partikelgröße zu.

### 3.1.5 Beugungsmesstechnik

Der optische Aufbau der Beugungsmesstechnik (engl. Laser diffraction technique) ist ähnlich zur DIH. Die Beugungsmesstechnik führt jedoch keine Partikelextraktion durch. Aus der Intensität der Beugungsfunktion aller Partikel wird die Partikelanzahlkonzentration geschätzt. In Xu [2002] wird die Beugungsmesstechnik detailliert vorgestellt.

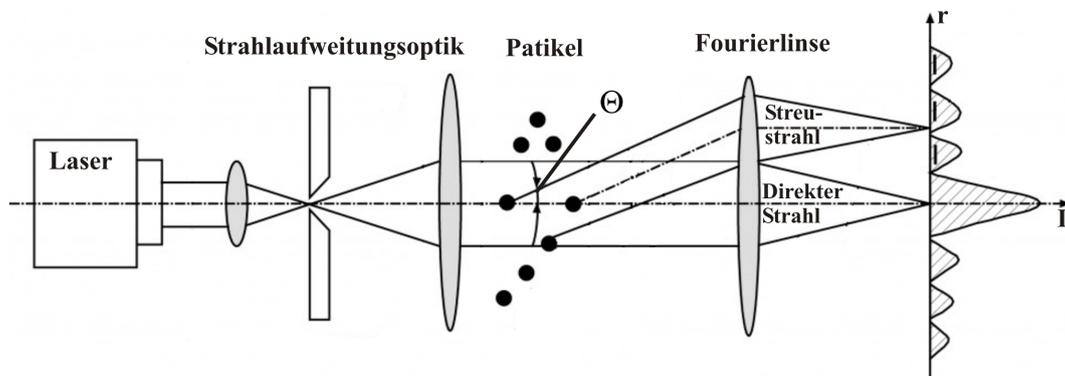


Abbildung 3.8: Aufbau Beugungsmesstechnik (verändert, aus Suvis [2014])

Der Laserstrahl wird durch eine telezentrische Optik aufgeweitet und beleuchtet die Partikel (3.8). Die sich überlagernden Partikelbeugungsmuster werden in Vorwärtsstreuung mit einem meist ringförmig segmentierten Detektor aufgezeichnet. Die Intensitäts-

funktion eines Partikelbeugungsmusters enthält Beugungsringe, deren Frequenz proportional zur Partikelgröße ist. Es handelt sich um ein statistisches, berührungsloses in situ Messverfahren. Die Beugungsmesstechniksysteme werden kommerziell von: Beckman Coulter Inc., Suvis GmbH, Malvern Instruments Ltd., Horiba Ltd. und Sympatec GmbH vertrieben. Ein Whitepaper von Kelly & Etzler [2013] gibt Hinweise, was bei der Anwendung der Beugungsmesstechnik beachtet werden muss, um fehlerhafte Messungen zu verhindern.

### **Bestimmung der Partikelgröße**

Die Partikelgrößenverteilung kann nach Riefler & Wriedt [2008] mit Hilfe der Fraunhoferbeugung oder der Lorenz Mie Theorie ermittelt werden. Die Summe der Einzelintensitätsfunktionen der Partikel ergibt die gemessene Intensitätsfunktion. Die Intensitätsfunktion ist abhängig von einigen Eigenschaften (z.B.  $d_p$ ,  $\lambda$ ,  $m$ ) und der Partikelgrößenverteilungsfunktion  $p(\alpha)$  mit  $\alpha = \frac{\pi d_p}{\lambda}$ . Die gemessene Intensitätsfunktion  $I(\theta)$  ergibt sich nach Ha [2003] wie folgt:

$$I(\theta) = \frac{I_0 \lambda^2}{16\pi^2} \int_0^\infty \alpha^4 \frac{2J(\alpha\theta)}{\alpha\theta} p(\alpha) d\alpha \quad (3.6)$$

Um aus  $I(\theta)$  die  $p(\alpha)$  zu errechnen, ist eine Inversionsberechnung notwendig. In Riefler & Wriedt [2008]; Ha [2003] werden verschiedene Algorithmen beschrieben, die für eine Lösung in Frage kommen.

### **Klassifizierbarkeit von Partikeltypen und Konzentrationsbestimmung**

Einzelpartikel werden nicht analysiert, daher sind eine Partikeltypenklassifikation und eine Partikelanzahlkonzentrationsbestimmung nicht möglich.

### **Örtliche und zeitliche Messsystemeigenschaften**

Das Messvolumen wird wesentlich durch die Form des aufgeweiteten Lasers, den Abstand zwischen telezentrischer Optik und durch den Detektor bestimmt. Für verschiedene Anwendungen kann die Form des Messvolumens adaptiert werden. Für die zeitlichen Eigenschaften ist die Sensordynamik und die Geschwindigkeit der Inversionsberechnung entscheidend.

### **Aufwandsbewertung, Justage und Kalibrierung**

Aufwand und Justage sind ähnlich zur DIH. Daraus folgen ebenfalls Einschränkungen in der Verwendung. Zur Frage der Notwendigkeit einer Kalibrierung gibt es unterschiedliche

Auffassungen Kelly & Etzler [2013]. Die Berechnung der Partikelgrößenverteilungsfunktion kann ohne Vorwissen durchgeführt werden. Häufig wird die Beugungsmesstechnik zur Prozessüberwachung eingesetzt, bei der relative Unterschiede gemessen werden sollen. In diesem Fall ist die Kalibrierung auf einen Absolutwert nicht notwendig.

### 3.1.6 Schattenabbildung

In Ludwig Prantl's „Führer durch die Strömungslehre“ Prantl & jr. [2012] wird die Schattenabbildungstechnik zu Strömungsuntersuchung verwendet. Die Schattenabbildung ist durch ihren einfachen Aufbau ein weit verbreitetes Werkzeug geworden Dehaeck [2007]; Honkanen [2006]; Lad et al. [2011]. Mit Hilfe einer homogenen Hintergrundbeleuchtung und einer Kamera mit Abbildungsoptik werden die Schatten der Partikel in der Strömung abgebildet. Bewegt sich ein Partikel zwischen der Hintergrundbeleuchtung und der Kamera hindurch, wird der Schatten des Partikels ausgewertet (3.9). Es handelt sich bei der Schattenabbildungstechnik um ein nicht invasives, in situ und online Zählverfahren.

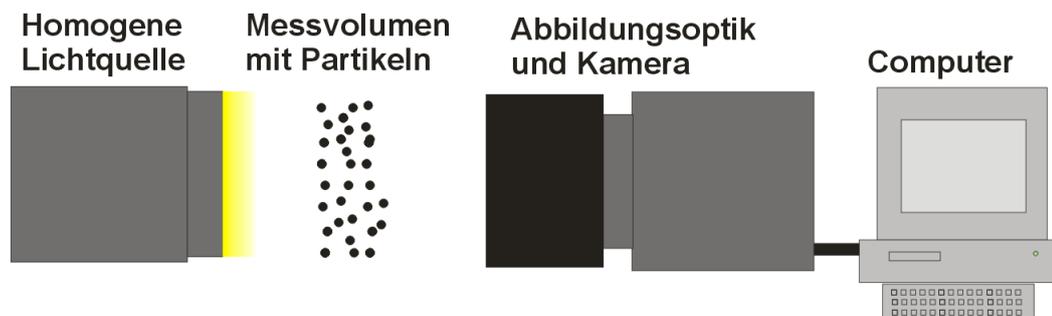


Abbildung 3.9: Aufbau Schattenabbildung

#### Bestimmung der Partikelgröße

Die Größe der planaren Abbildung des Partikelsschattens hängt von der Fokusebene ab, durch die sich der Partikel bewegt. Man kann diesen Fehler durch die Verwendung einer telezentrischen Abbildungsoptik reduzieren. Das Messergebnis wird auch durch den Divergenzwinkel der Lichtquelle beeinflusst Lychak et al. [2000]. Die Partikelabbildungen werden per Bildverarbeitung segmentiert, um die Schatten der Partikel zu identifizieren. Aus der Form der Segmentabbildung kann die Partikelform/-größe geschätzt werden. Eine Größenkalibrierung ist für die Auswertung notwendig. In Kapulla et al. [2008] werden verschiedene Methoden verglichen. Per Partikeltracking kann zusätzlich die Geschwindigkeit der Partikel bestimmt werden. Kommerzielle Systeme werden beispielsweise von

Dantec, LaVision und TSI vertrieben.

### **Klassifizierbarkeit von Partikeltypen und Konzentrationsbestimmung**

Anhand der Schattenform kann eine Klassifizierung mit Hilfe einer Strukturanalyse erfolgen Hu [1962]; Suzuki & Abe [1985]. Eine entsprechende Eigenschaft ist z.B. die Konvexität eines Segmentes. Das Messvolumen wird durch den Schärfetiefenbereich des Objektivs in der Tiefe und den Bildausschnitt in Breite und Höhe definiert. Die Lichtquelle beeinflusst weiterhin die Form und Ausdehnung des Messvolumens. Eine homogene Beleuchtung über den gesamten Bildausschnitt ist meist sinnvoll. Eine Detektionsvolumenkorrektur ist bei inhomogener Beleuchtung notwendig.

### **Örtliche und zeitliche Messystemeigenschaften**

Die räumliche Auflösung wird durch den Sensor der Kamera und durch die Abbildungs-optik bestimmt. Wird beispielsweise eine Mikroskop-Optik verwendet, sind Messungen im notwendigen Mikrometerbereich möglich Pfeifer et al. [2010].

Die Messzeit für eine aussagekräftige Statistik hängt stark von der vorhandenen Partikelanzahlkonzentration ab. Um die dynamische Prozesse in der Kavitationsforschung zu vermessen, wird häufig eine Hochgeschwindigkeitskamera verwendet.

### **Aufwandsbewertung, Justage und Kalibrierung**

Durch die notwendige Durchlichtbeleuchtung gestaltet sich die optische Zugänglichkeit ähnlich schwierig wie bei der DIH, der SDV und der Beugungsmesstechnik. Eine Kalibrierung ist notwendig, um Verzeichnungen der Optik zu reduzieren und die Pixelgröße zu bestimmen. Die Justage gestaltet sich einfach.

### **Beispielanwendungen**

Honkanen [2006] zeigt beispielsweise, wie die Schattenabbildungstechnik kombiniert mit einer Laserlichtbeleuchtung für Partikelcharakterisierungen verwendet werden kann.

Im KonKav-Projekt wurde die Methode eingesetzt, um Kavitationserscheinungen an einem Tragflügel in verschiedenen Strömungskanälen zu untersuchen Borchert et al. [2012]; Damaschke et al. [2013]. Dabei wurde jedoch keine Partikelcharakterisierung durchgeführt.

### 3.1.7 Interferometric Particle Imaging

Die Interferometric Particle Imaging (IPI) Technik wird in teilweise abgewandelter Form auch als (Planar) Mie Scattering Interferometry ((P)MSI) Mounaïm-Rousselle & Pajot [1999], Mie Scattering Imaging (MSI) Graßmann & Peters [2004], Planar Particle Image Analysis (PPIA) Hess [1998], Glare Point Velocimetry and Sizing (GPVS) Dehaeck et al. [2005] und Interferometric Light Imaging for Droplet Sizing (ILIDS) Glover et al. [1995]; Maeda et al. [2000] bezeichnet. Kommerziell verfügbare Systeme mit eigenen Bezeichnungen gibt es beispielsweise von Dantec Dynamics A/S (IPI), TSI (Global Sizing Velocimeter GSV), LaVision (Interferometrisches Mie Imaging IMI) und Kanomax (ILIDS).

König et al. [1986] hat die Fernfeldstreuung von monodispersen Partikeln an einem Laserlichtstrahl untersucht und so den Grundstein für diese Technik gelegt. Frühe Beiträge sind von Ragucci et al. [1990]; Roth et al. [1991] geleistet worden.

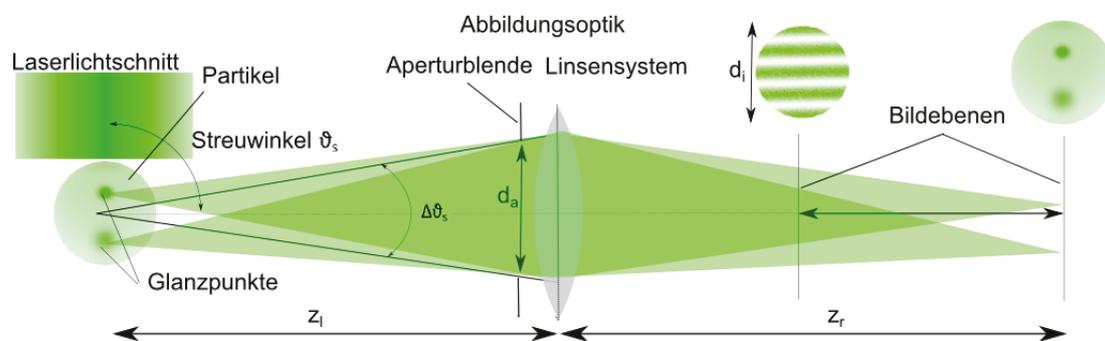


Abbildung 3.10: Aufbau der Interferometric Particle Imaging Technik (nach Albrecht et al. [2003])

Die IPI-Technik basiert auf der Streuung von Laserlicht an einem transparenten, homogenen sphärischen Partikel. Es gibt Streuwinkel  $\vartheta_s$ , bei denen eine Luftblase (im für die Kavitationskeimcharakterisierung relevanten Größenbereich vgl. 2.2.1) im Wasser zwei dominante Streulichtordnungen ähnlicher Intensität hat 4.2.1. Die Abstände der Glanzpunkte sind dabei abhängig von der Blasengröße (vgl. 4.3.6.2).

In Analogie zum bekannten Doppelspaltexperiment Young [1802] kann bei unscharfer Abbildung der Blase ein Interferenzstreifenmuster beobachtet werden. Der Abstand der Glanzpunkte entspricht dem Spaltabstand im Doppelspaltexperiment. An den beiden Glanzpunkten entstehen zwei Sekundärwellen. Diese Wellen mischen sich durch die Defokussierung der Abbildungsoptik. Auf dem Detektor interferieren die Sekundärwellen und es werden Interferenzmuster abgebildet. Die einhüllende Form des Interferenzmusters ist nur von der Aperturform der Optik abhängig, nicht von der Partikelform selbst. Die

Größe der Abbildung des Partikel-Interferenzmusters ist eine Funktion der Fokusposition.

### Bestimmung der Partikelgröße

Es gibt wesentliche Bedingungen für die Bestimmung der Partikelgröße. Der Streuwinkel sollte so gewählt werden, dass zwei etwa gleich intensive dominante Streuordnungen entstehen, um eine gute Modulation der Interferenzstreifenmuster zu erhalten. Für Wassertropfen in Luft wird in Albrecht et al. [2003] ein günstiger Streuwinkel von  $\vartheta_s = 65^\circ$  angegeben. Weiter werden die Streuordnungen Reflexion ( $N=0$ ) und Brechung ( $N=1$ ) für die senkrechte Polarisation genannt. Neben dem Streuwinkel ist auch die Aperturblende der Abbildungsoptik von Bedeutung. Diese bestimmt wie groß der Ausschnitt des Fernfeldes der Streufunktion vom Partikel ist, der abgebildet wird. Das Nyquistkriterium limitiert die maximal messbare Partikelgröße (vgl. 4.4). Die Streifenfrequenz steigt mit wachsender Partikelgröße, gleichzeitig hat der Kamerasensor aber eine begrenzte Pixelanzahl Albrecht et al. [2003].

Die Abstände der Interferenzstreifen werden durch eine Detektion lokaler Maxima identifiziert und die Streifenanzahl wird ermittelt. Eine Streifenfrequenzberechnung per Fourier-Transformation angepasst an die Abbildungsgröße ist ebenfalls möglich. Beide Methoden werden beispielsweise in Ebert et al. [2014b] verwendet. Der Partikeldurchmesser  $d_p$  ist von der Streifenanzahl  $N_{fr}$  und einem Kalibrierungsfaktor  $\kappa$  abhängig Maeda et al. [2000]; Albrecht et al. [2003]:

$$N_{fr} = \kappa d_p \quad (3.7)$$

mit  $\kappa$  für  $m > 1$ :

$$\kappa = \frac{\arcsin \frac{d_a}{2z_l}}{\lambda} \left( \cos \frac{\vartheta_s}{2} + \frac{m \sin \frac{\vartheta_s}{2}}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\vartheta_s}{2}}} \right) \quad (3.8)$$

und  $\kappa$  für  $m < 1$ :

$$\kappa = \frac{\arcsin \frac{d_a}{2z_l}}{\lambda} \left( m \cos \frac{\vartheta_s}{2} - \frac{m \sin \frac{\vartheta_s}{2}}{\sqrt{m^2 + 1 - 2m \cos \frac{\vartheta_s}{2}}} \right) \quad (3.9)$$

Die Funktionen 3.8 und 3.9 sind aus der geometrischen Optik abgeleitet.

Die Streulichtcharakteristik einer Luftblase in Wasser im Mikrometerbereich kann ebenfalls durch die Lorenz Mie Theorie (LMT) ermittelt werden, wie es z.B. in van de Hulst [1981]; Albrecht et al. [2003] beschrieben ist. Bei Laser-Beleuchtung kann es günstig

sein, die Fourier Lorenz Mie Theorie (FLMT) zu verwenden Damaschke [2003].

### **Klassifizierbarkeit von Partikeltypen und Konzentrationsbestimmung**

Bisher ist keine Partikeltypenklassifikation für die IPI-Technik bekannt.

### **Örtliche und zeitliche Messsystemeigenschaften**

Die Form des Messvolumens wird maßgeblich durch die Beleuchtung und die Apertur der abbildenden Optik bestimmt. Der Abstand vom Laserlichtschnitt zum Empfänger und die Brennweite bestimmen den Bildausschnitt und damit die Ausdehnung des Messvolumens.

Mit Hilfe der IPI-Technik kann die Partikel-Position im Messvolumen bestimmt werden. Über die Beziehung aus Albrecht et al. [2003] kann der Abstand des Partikels  $z_l$  zur abbildenden Optik ermittelt werden:

$$d_i = d_a \left| 1 - z_r \left( \frac{1}{f} - \frac{1}{z_l} \right) \right| \quad (3.10)$$

In Albrecht et al. [2003] werden Beispiel-Messsystemkonfigurationen tabellarisch vorgestellt, mit deren Hilfe man einen Überblick der geometrischen Parameter bekommt. Die notwendig Messzeit für eine aussagekräftige Statistik hängt von der vorhandenen Partikelanzahlkonzentration im Messvolumen, der Kameradynamik und dem Analysesystem ab. Die Verwendung einer Hochgeschwindigkeitskamera ist sinnvoll, da sie kurze Verschlusszeiten (Bewegungsunschärfereduktion) und hohe Bildwiederholraten (und damit Datenraten) ermöglicht. Da es sich um eine abbildende Technik mit hohem Bildverarbeitungsanteil handelt, ist die Online-Fähigkeit bei hohen Partikelkonzentrationen und Bildraten eingeschränkt.

### **Aufwandsbewertung, Justage und Kalibrierung**

Die mechanische Komplexität für das IPI ist vergleichbar mit der des PIV-Aufbaus. Der wesentliche Unterschied liegt in der Defokussierung der Empfängeroptik (die PIV-Technik verwendet scharfe Abbildungen). Es gibt einige Möglichkeiten die Bildverarbeitung zu vereinfachen. Sie werden in kommerziellen Systemen von Dantec Dynamics und Kanomax eingesetzt. Bei Dantec Dynamics wird ein Strahlteiler und eine zweite scharf abbildende Kamera zur Partikeldetektion verwendet. Beim System von Kanomax werden die Partikelabbildungen mit Hilfe einer Zylinderlinse auf eine Zeile komprimiert. Beide Methoden bedeuten einen zusätzlichen Hardwareaufwand, der in dieser Anwendung möglichst zu vermeiden ist.

Die Justage gestaltet sich einfach, da lediglich eine Kamera in einem bestimmten Streuwinkel auf den Laserlichtschnitt ausgerichtet werden muss. Die Optik des Empfängers muss an die Partikelanzahlkonzentration angepasst sein. Eine Größenkalibrierung ist nicht notwendig. Die geometrischen Systemeigenschaften sind für die Streuberechnung notwendig und müssen ermittelt werden.

### Beispielanwendungen

In der Arbeit von Striedinger [2002] wurde eine Variante der IPI-Technik Untersuchung von Skaleneffekten an Kreiselpumpen angewendet. Speziell wurden Blasen im Bereich zwischen  $5\ \mu\text{m}$  und  $15\ \mu\text{m}$  mit einem Injektor in die Zuströmung der Pumpe gegeben und mit der IPI-Technik vermessen.

### 3.1.8 Global Phase Doppler

Das Funktionsprinzip der Global Phase Doppler Technik (GPD) ist eine Mischform der IPI und der PD-Technik Damaschke et al. [2002a]. Die Sendeoptik ist vergleichbar mit einem PD-System mit zwei Laserlichtschnitten anstelle von Laserstrahlen.

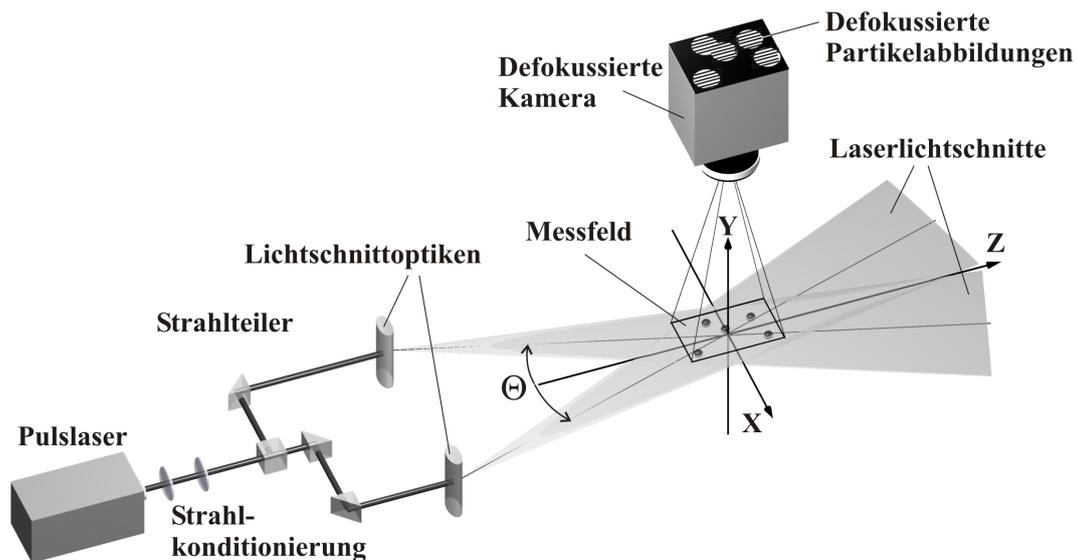


Abbildung 3.11: Aufbau Global Phase Doppler Technik (aus Albrecht et al. [2003])

Auf der Empfängerseite wird ein Flächensensor eingesetzt (siehe Abbildung 3.11). Dadurch können mehrere Partikel wie beim IPI gleichzeitig vermessen werden. Die GPD-Technik wurde entwickelt, um die Auswahl des Streuwinkels beim IPI zu erleichtern Albrecht et al. [2003].

Ähnlich wie bei der IPI-Technik entstehen pro verwendetem Laserlichtschnitt die entsprechenden Glanzpunkte abhängig vom Streuwinkel auf der Partikeloberfläche. Im Fernfeld werden Interferenzmuster vom Detektor aufgefangen. Bei homogenen sphärischen Partikeln sind zwei sich überlagernde Interferenzstreifensysteme sichtbar, deren Streifenfrequenzen identisch sind. Vorteil gegenüber der IPI-Technik ist, dass sich auch intransparente Partikel vermessen lassen Albrecht et al. [2003].

### **Bestimmung der Partikelgröße**

Durch die Verwandtschaft zur IPI Technik lässt sich die Partikelgröße mit 3.7 berechnen. Die Funktionen für die Kalibrierungsfaktoren  $\kappa$  für die Streulichtordnungen unterscheiden sich nach Albrecht et al. [2003] aber von der IPI Technik. Die Funktion aus der geometrischen Optik für den Konvertierungsfaktor ist von den geometrischen Einstellungen des Messsystems und der verwendeten Wellenlänge abhängig.

### **Klassifizierbarkeit von Partikeltypen und Konzentrationsbestimmung**

Bisher gibt es zur Partikeltypenklassifikation und zur Konzentrationsbestimmung keine bekannten Untersuchungen. Die Berechnung des Messvolumens und damit der Keimanzahlkonzentration wird sich komplexer gestalten als bei der IPI Technik, da mit sich kreuzenden Lichtschnitten gemessen wird. Die Korrektur aufgrund unterschiedlicher Detektionsvolumina in Laserlichtschnitten ist notwendig, aber bisher nicht vorhanden.

### **Örtliche und zeitliche Messystemeigenschaften**

Der abgebildete Strömungsbereich wird wesentlich durch die Aufweitung des geteilten Laserstrahls, der Abbildungsoptik und dem Abstand der Lichtschnitte von der Kamera bestimmt. In Damaschke et al. [2002c] wird eine Beispielkonfigurationen gezeigt. Die Verwandtschaft mit der IPI-Technik hat weitgehend ähnliche örtliche und zeitliche Messystemeigenschaften zur Folge.

### **Aufwandsbewertung, Justage und Kalibrierung**

Die Verwendung der Technik unter einer beschränkten optischen Zugänglichkeit ist durch die zwei sich kreuzenden Lichtschnitte wie beim PD eingeschränkt. Die mechanische Komplexität ist durch die Strahlteileroptik und die zweite Lichtschnittoptik höher als bei der IPI-Technik. Eine in-situ Messbarkeit ist bei zwei vorhandenen optischen Zugängen gegeben, wenn die notwendigen Streuwinkel erreicht werden können. Eine Kalibrierung ist nicht notwendig. Die geometrischen Bedingungen müssen vermessen werden, um die

Streueigenschaften der Partikel zu berechnen. In der Anwendung überwiegt der Vorteil des einfacheren Aufbaus der IPI-Technik.

### **Beispielanwendungen**

In Damaschke et al. [2002c] wird eine Berechnungsvorschrift für optische Konfigurationen vorgeschlagen. Eine Beispielkonfiguration für Partikel zwischen 3.1  $\mu\text{m}$  und 660  $\mu\text{m}$  wird erläutert. In Damaschke et al. [2002c] ist eine GPD und eine IPI Größenkonvertierungsfunktion gegenübergestellt zu finden.

### **3.1.9 Auswahl der Messmethode**

Die vorgestellten Messtechniken haben jeweils Vor- und Nachteile für die Kavitationskeimcharakterisierung. Verfahren die auf kreuzenden Laserstrahlen/-lichtschnitten basieren eignen sich auf Grund der Justageproblematik weniger für die beabsichtigte Anwendung (Punktmesstechniken: PD, ZVV, SDV; abbildende Messtechniken: GPD). Verfahren die im Durchlicht arbeiten sind durch die oft eingeschränkte mechanische und optische Zugänglichkeit der Anwendung ungünstig (abbildende Messtechniken DIH, Beugungsmesstechnik & Schattenabbildung). Daher wurde die IPI-Technik für die Weiterentwicklung zur HDNC-Technik ausgewählt. Sie erfüllt die wesentlichen Kriterien, die an eine Messtechnik zur Kavitationskeimcharakterisierung gestellt werden (vgl. 2.2.1).

## **3.2 Ausgewählte Arbeiten zu Kavitationsuntersuchungen und Blasencharakterisierung**

### **3.2.1 Kavitationsuntersuchungen**

Seit den 1970er Jahren werden im Schiffbau die Auswirkungen von Partikeln auf Kavitationserscheinungen untersucht. In diesem Zusammenhang sind einige Entwicklungen und Versuche an der Technischen Universität Hamburg Harburg zu nennen Weitendorf [1973, 1976]; Weitendorf & Keller [1978]. Im Wesentlichen wurde darin erforscht, wie sich Kavitation auf den Schub und die Druckverhältnisse auswirkt. Untersuchungsgegenstand ist weiterhin die Auswirkung des freien Gasgehaltes im Wasser auf den Kavitationseinsatz (vgl. 2.1). In Strömungskanälen und bei einer Großausführungsmessung auf der „Sydney Express“ wurden Streulicht-Messungen durchgeführt, um die Partikel im Wasser und damit die Wasserqualität zu charakterisieren. Dazu wurde eine Technik von Dr. Keller (Technische Universität München) eingesetzt, um die Partikelgrößenverteilung zu ermitteln (Keller [1970]). Die Messungen in Weitendorf & Keller [1978] wurden mit der

Einschränkung durchgeführt, dass Gasblasen und Feststoffpartikel nicht getrennt werden konnten. Für die Vermessung von „hydrodynamischen Effekten unter Berücksichtigung der Wasserqualität“ verwendet Heller [2005] das Streulicht-Zählverfahren von Keller [1970]. Angegeben wurde dabei ein Gesamt-Messfehler dieser Technik von 20%.

In Carlton [2007] Übersichtsarbeit zum Propellerdesign wird beschrieben in welchem Größenbereich Blasen für den Kavitationseinsatz relevant sind. Dabei nahm die Anzahl der Kavitationskeime mit steigender Partikelgröße in allen elf verglichenen Arbeiten ab.

### 3.2.2 Phasen Doppler

Die Arbeitsgruppe von Prof. Dr. Dr. hc F. Durst vom Lehrstuhl für Strömungsmechanik an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg hat wesentliche Beiträge zur Blasencharakterisierung mit Hilfe der PD-Technik geleistet. Untersuchungen von Zweiphasenströmungen mit dem PD wurden in Brenn et al. [2002] dokumentiert. In Zweiphasenströmungen wurde gemessen, wie sich der Auftrieb von Blasen auf die Strömungsdynamik auswirkt. Dabei ist der Unterschied der Geschwindigkeiten vom Wasser und von aufsteigenden Luftblasen in der Strömung bestimmt worden. Daneben wurde auch eine orts aufgelöste Blasengrößenverteilung gemessen. Ein Polymer (Fluoridiertes Ethylen-Propylen (FEP)  $n = 1,338$ ) mit fast dem exakten Brechungsindex von Wasser wurde verwendet, um daraus eine Scheibe für die sehr grenzschichtnahe (2 mm) Beobachtung herzustellen. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für die Geschwindigkeiten von Blasen und Wasser sind bimodal (zwei gegeneinander verschobene und überlagerte Gaußfunktionen). Je kleiner die Blasen sind, desto größer ist der Unterschied zwischen Blasen- und Wassergeschwindigkeit. Begründet wird dies mit einem Schwarzeffekt und Blasenollisionen.

Die Gruppe von Prof. Dr. M. Sommerfeld von der Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg beschäftigt sich mit Partikelcharakterisierungstechniken. In der Arbeit von Bröder [2003] werden Blasenströmungen im Hinblick auf die Blasendynamik aus dem Biotechnologie-Umfeld untersucht. Verwendet werden PIV, Particle Tracking Velocimetry (PTV), Laser Induced Fluorescence (LIF), PD und Laser Doppler Anemometrie (LDA). Beschrieben ist bis zu welchen Reynolds-Zahlen Blasen formbeständig und sphärisch sind. Ebenfalls werden Bildverarbeitungsalgorithmen für abbildende Techniken genannt. Mit einem PD sollten Gasblasen im Wasser nur vermessen werden, wenn sie kleiner als 1 mm sind. Bei größeren Blasen sind bei den Messungen in der Arbeit Verformungen aufgetreten, die aussagekräftige Messergebnisse verhindern. Bei den für Kavitationsuntersuchungen relevanten Bedingungen von 10 m/s und Blasendurchmessern  $< 300 \mu\text{m}$  konnten Datenraten mit dem PD von etwa 5 kHz erreicht werden. Die hohe Datenrate

entsteht durch die verwendeten hohen Blasenanzahlkonzentration.

### 3.2.3 Schattenabbildung

Durch den einfachen Aufbau und die weite Verbreitung der Schattenabbildungstechnik sind eine große Anzahl an Arbeiten entstanden. Der oben erwähnte Prof. Dr. L. Prantl von der Technischen Universität Hannover ist mit seinen Strömungsversuchen am so genannten Prantl Kanal ein wesentlicher Wegbereiter dieser Entwicklung (Prantl & jr. [2012]).

Honkanen [2006] hat sich an der Tampere Universität für Technologie mit einer ähnlichen Thematik beschäftigt. Es werden Multiphasen-(Um-)Strömungen mit verschiedenen Messtechniken untersucht. PIV in Kombination mit Schattenabbildung kommen hauptsächlich zum Einsatz. Es wurden Bildverarbeitungstechniken für Hochgeschwindigkeitsaufnahmen entwickelt, mit denen optische Messungen an gelösten Gasen in Wasser, Wasseraufbereitungs-, Flockungs- und Sedimentationsvorgängen ausgewertet werden konnten. Blasen- und Flockengrößen und -formen konnten vermessen werden (Honkanen [2006]). Ein Verfahren wurde entwickelt, um eine bewegungsbasierte Segmentierung bei Partikelüberlagerungen durch eine Distanztransformation zu realisieren. Mikroblasen, die sich an Feststoffe angelagert haben, wurden untersucht. In der Kavitationskeimsuntersuchung könnten damit eventuell Gasanlagerungen an Feststoffen (z.B. Algen) vermessen werden.

An der Universität von Gent ist eine vergleichende Untersuchung zur Blasencharakterisierung mit verschiedenen Messtechniken durchgeführt worden (Dehaeck [2007]). Die Schattenabbildungstechnik wurde als ein Vertreter möglicher Verfahren erprobt und es wurde festgestellt, dass Größenschätzungsfehler auf Grund des unbekanntes Abstandes des Partikels zur Kamera (ausgedehnten Fokusebene) kaum umgangen werden können.

### 3.2.4 Interferometric Particle Imaging

Neben den oben angeführten grundlegenden Arbeiten wurde durch Dehaeck [2007]; Dehaeck & van Beeck [2007] ein ILIDS-System mit möglichst hoher Präzision entworfen. Dazu wurde für die IPI-Technik eine Ableitung der unteren Varianzschwelle bei der Streifenfrequenzanalyse über die Cramer-Rao-Lower-Bound an unterschiedlichen Versuchsaufbauten durchgeführt.

An der Technischen Universität Darmstadt wurde im Fachbereich Maschinenbau eine Arbeit angefertigt, die eine Variante der IPI-Technik mit Lichtschnitt zur Blasengrößemessung an Pumpen verwendet Striedinger [2002]. Maßstabeffekte werden an Pumpen

untersucht. Beschrieben wird die Bedeutung vorheriger Versuche (Vorgeschichte) an einem Strömungskanal auf die aktuelle Blasenverteilung. Dies entspricht auch den Erfahrungen aus dem KonKav-Projekt.

### **3.2.5 Zeitverschiebungstechnik**

In der Arbeitsgruppe von Prof. Dr.-Ing. C. Tropea an der Technischen Universität Darmstadt wird in Zusammenarbeit mit der AOM-Systems GmbH an der Zeitverschiebungstechnik zur Untersuchung transparenter sphärischer Partikel gearbeitet. In der Arbeit von Schäfer & Tropea [2014] wird die Partikelgröße, die Partikelgeschwindigkeit und den Brechungsindex ermittelt. Beispielhaft wird eine Messung an Glaskügelchen demonstriert.

Eine Arbeit an der Universität Rostock Kretschmer [2011] beschäftigt sich ebenfalls mit der Partikelcharakterisierung. Es werden eine Reihe von Beispiel- und Vergleichsmessungen (meist PD) mit verschiedenen Systemparametern durchgeführt. Für diese Parameter wird der Zusammenhang zwischen Partikelgröße und Zeitverschiebung ermittelt. Es werden Hinweise für die Systemauslegung gegeben.

# 4 Konzept und theoretische Betrachtung

## 4.1 Optik & Streutheorie für die HDNC-Technik

Die Lichtstreuung an Partikeln wird in Grundlagenwerken von Born & Wolf [1980]; van de Hulst [1981]; Bohren & Huffman [1998] beschrieben. Definiert ist die Streuung nach Bohren & Huffman [1998] als die Veränderung der Ausbreitungsrichtung von Strahlung durch die Interaktion mit Partikeln. Die Streuung von Licht wird durch die Brechung und Reflexion einer Lichtwelle an der Grenzfläche eines Partikels in einem Medium verursacht. In Abbildung 4.1 ist eine Übersicht der Partikeltypen aus Sicht der Lichtstreuung dargestellt und soll einen Eindruck vermitteln, wie unterschiedlich Partikel aufgebaut sein können.

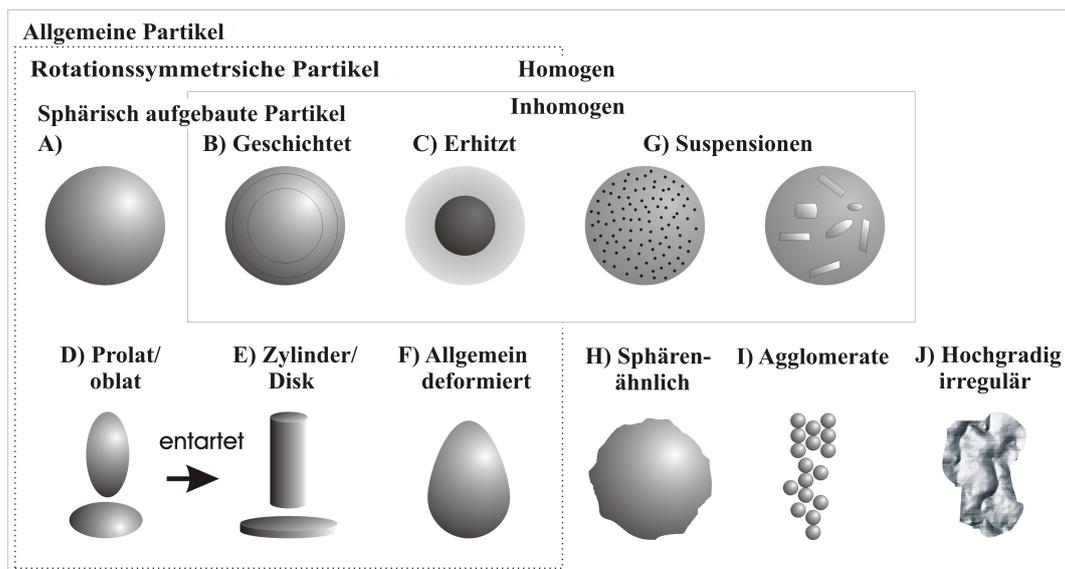


Abbildung 4.1: Mögliche Einteilung in Partikelklassen nach ihren strukturellen Eigenschaften (gerändert nach Damaschke [2003])

Mit der HDNC-Technik lässt sich die Größe transparenter, homogen sphärischer, Partikel bestimmen. Luftblasen in Wasser im Größenbereich von 10  $\mu\text{m}$  bis 250  $\mu\text{m}$  unter den Bedingungen am Kavitationskanal können als homogen sphärisch angesehen werden

(detailliert z.B. in Clift et al. [1978] beschrieben). Luftblasen können mit der Hilfe der HDNC-Technik von anderen Partikeln unterschieden werden.

Für die Lichtbrechung ist neben der Partikelform und der -anordnung auch der Brechungsindex des Partikels  $n_p$  und des Mediums  $n_m$  von Bedeutung. Das Snelliusche Brechungsgesetz erlaubt die mathematische Beschreibung der Lichtbrechung an Grenzflächen Hecht [2009]. Neben dem Brechungsindex, der die Ausbreitungsrichtung beim Durchtritt durch eine Grenzfläche bestimmt, spielt auch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes und die Partikelgröße eine Rolle für die Streulichtintensität. Der Mie-Parameter kann über das Verhältnis von Partikelgröße und eingestrahelter Wellenlänge bestimmt werden:  $x_M = \frac{\pi d_p}{\lambda}$  (und  $y_M = \frac{n_p}{n_m} x_M$ ) Mie [1908]; Albrecht et al. [2003]. Ist  $x_M \ll 1$ , wird die Rayleigh-Näherung verwendet. Bei einem  $x_M \gg 1$  kann mit der geometrischen Optik gerechnet werden. Wenn die Wellenlänge in der Größenordnung der Partikelgröße ist, sind starke Oszillationen in der Streulichtintensität vorhanden. Mit Hilfe der Mie-Theorie kann eine Lösung berechnet werden.

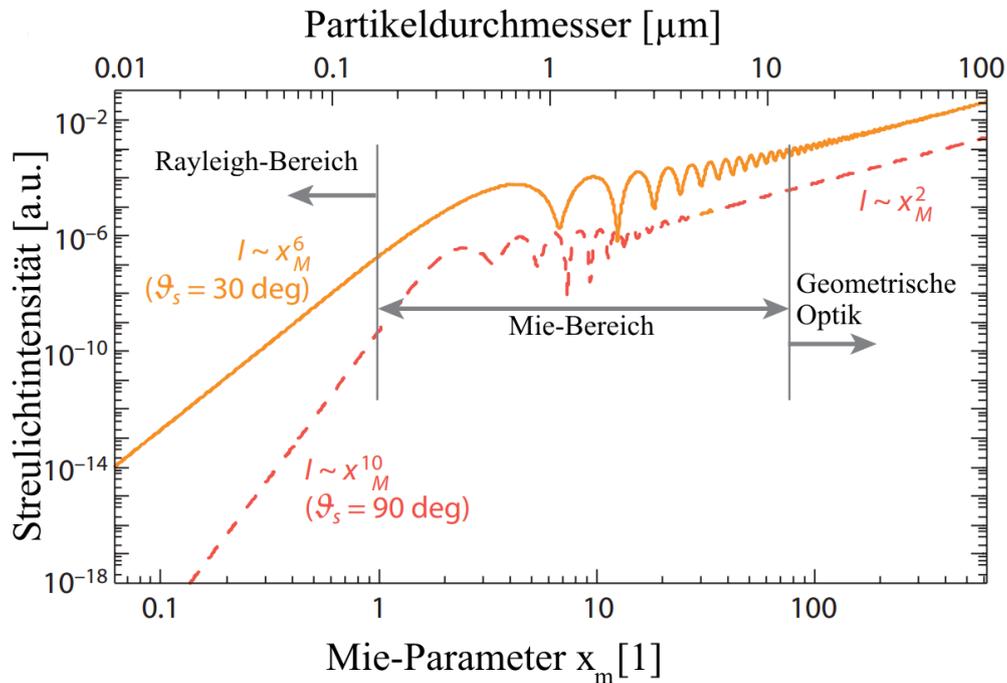


Abbildung 4.2: Streulichtintensität und Partikelgröße am Beispiel von Wassertropfen in Luft mit dem Brechungsindex  $m=1.333+j0.313$ , paralleler Polarisation, Streuwinkeln von  $30^\circ$  und  $90^\circ$  und punktförmigem Detektor. (geändert nach Tropea [2011])

Die Abbildung 4.2 zeigt beispielhaft einen typischen nicht linearen Verlauf der Streulichtintensität gegenüber der Partikelgröße und dem zugehörigen Mie-Parameter. Es gibt neben der Mie-Theorie eine Reihe von numerischen Lösungsmöglichkeiten für die Streuung einer elektromagnetischen Welle an einem Partikel Albrecht et al. [2003]; Rylander et al. [2013]. Eine Näherungslösung ist nach Bohren & Huffman [1998] in vielen realen Anwendungsfällen ausreichend. Beispielsweise eignen sich die Finite Elemente Methode (FEM) Rylander et al. [2013]; Yushanov et al. [2013] und die Finite Difference Time Domain (FDTD) Taflove & Hagness [2000]; Rylander et al. [2013]; Travis et al. [1999]; Lumerical [2014]. Vorteil ist, dass die Lichtstreuung auch an nicht sphärischen Partikeln näherungsweise berechnet werden kann. Nachteil ist, dass die numerischen Methoden sehr speicherintensiv und mit Ungenauigkeiten auf Grund der limitierten Diskretisierung behaftet sind Rylander et al. [2013].

Gute Erfahrungen im Umfeld der Entwicklung von PD-Auswertelgorithmen wurden mit der (Erweiterten) Geometrischen Optik ((E)GO) und der LMT gemacht Damaschke [2003]; Albrecht et al. [2003]. In Hovenac & Lock [1992] werden Unterschiede zwischen der geometrischen Optik und der LMT beschrieben.

Für die Streulichtberechnungen wird in Albrecht et al. [2003] eine Nomenklatur vorgestellt (siehe Abbildung 4.3), die im folgenden Verwendung finden soll. Im Wellenkoordinatensystem (WCS) ist die einfallende ebene Welle  $\underline{E}_w$  und deren Ausbreitungsrichtung  $z_w$  mit dem Ursprung ( $x_w = 0, y_w = 0, z_w = 0$ ) im Zentrum des Partikels. Der Streuvektor  $\vec{r}_{pr}$  verbindet das WCS und das Streukoordinatensystem (SCS). Der Wellenvektor  $\vec{k}_w$  gibt die Ausbreitungsrichtung der Welle an. Der Winkel zwischen  $\vec{r}_{pr}$  und  $\vec{k}_w$  ist als Streuwinkel definiert.  $\varphi_s$  beschreibt den Winkel der Streuebene von der  $x_w - z_w$ -Ebene aus gesehen.

Nach Albrecht et al. [2003] gilt für die elektrische Feldstärke der resultierenden Welle  $\underline{E}_s$  die folgende Gleichung:

$$\underline{E}_s = \frac{\exp(-jk_w r_{pr})}{k_w r_{pr}} \begin{pmatrix} \underline{S}_1(\vartheta_s) & 0 \\ 0 & \underline{S}_2(\vartheta_s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\sin \varphi_s & \cos \varphi_s \\ \cos \varphi_s & \sin \varphi_s \end{pmatrix} \underline{E}_w \quad (4.1)$$

Die Streufunktionen  $\underline{S}_1(\vartheta_s)$  und  $\underline{S}_2(\vartheta_s)$  sind zu ermitteln. Mit ihnen kann eine Transformation zwischen der einfallenden ebenen Welle und dem gestreuten elektrischen Feld beschrieben werden.

#### 4.1.1 Geometrische Optik

Für eine sphärische Luftblase mit  $d_p \gg \lambda_w$  in Wasser wurde dieses Problem durch Davis [1955] per Berechnung über die geometrische Optik gelöst. Es wird eine Strahlverfolgung



$$\underline{S}_1^{(N)} = \frac{E_b^{(i,N)}}{E_b(r_{0p})} \sqrt{i_\varphi^{(N)}} \exp(j\phi_\varphi^{(N)}) \quad (4.4)$$

$$\underline{S}_2^{(N)} = \frac{E_b^{(i,N)}}{E_b(r_{0p})} \sqrt{i_\vartheta^{(N)}} \exp(j\phi_\vartheta^{(N)}) \quad (4.5)$$

Nach Maeda et al. [2000]; Albrecht et al. [2003] kann die Größe des Partikels bei der HDNC-Technik berechnet werden (Formeln 3.8 & 3.9). Welleneigenschaften werden hierbei nicht berücksichtigt. Daher werden die Oszillationen der Intensität von Partikeln mit  $x_m \approx 1$  nicht abgebildet (vgl. 4.2). Für diesen Fall ist die Lorenz Mie Theorie notwendig.

#### 4.1.2 Lorenz Mie Theorie

Die Lorenz-Mie-Theorie (LMT; Mie [1908]) liefert eine exakte Lösung für die Lichtstreuung einer ebenen Welle an einem homogenen sphärischen Partikel. In Wriedt & Hergert [2012] findet sich ein historischer Überblick zur LMT. Sie wird für Streulichtberechnungen an Blasen in Flüssigkeiten und für Tropfen in Gasen im Mikrometerbereich verwendet Albrecht et al. [2003]; Damaschke [2003]. Grundannahmen für die LMT sind:

- Die ebene Welle ist in der Amplitude und in der Phase homogen.
- Der sphärische Partikel ist homogen isotrop.
- Das umgebende Medium ist unendlich ausgedehnt und dämpft die Welle nicht.
- Der Partikel lässt sich durch seinen Durchmesser und seinen Brechungsindex für die Streulichtberechnung beschreiben.

Es kann das Nahfeld, die interne Streuung im Partikel und das Fernfeld berechnet werden. Das Fernfeld ist für messtechnische Anwendungen meist bedeutsam. van de Hulst [1981] beschreibt die Grundlagen der Mie-Theorie ausgehend von den Maxwell-Gleichungen sehr ausführlich. Eine einfallende Welle kann durch die Summe von sphärischen Wellen im Raum ersetzt werden. Für diese sphärischen Wellen wird die Wellengleichung gelöst und die Ergebnisse durch Superposition wieder zusammengefügt van de Hulst [1981]; Damaschke [2003]; Yushanov et al. [2013]. Nach Albrecht et al. [2003] kann eine annähernd homogene Intensitätsverteilung nur für Partikel angenommen werden, die sehr viel kleiner als die Strahltaile des Lasers sind.

Trifft eine ebene Welle auf einen Partikel, wird sie in eine Summe aus sphärischen Wellen zerlegt, welche bestimmt werden können Damaschke [2003]. Die Lösung kann mit

Hilfe von Riccati-Bessel-Funktionen und Legendre-Funktionen angegeben werden. Sind die einzelnen Lösungen vorhanden, werden sie überlagert. Nach van de Hulst [1981]; Albrecht et al. [2003] werden die Streufunktionen  $\underline{S}_1(\vartheta_s)$  und  $\underline{S}_2(\vartheta_s)$  für die LMT wie folgt berechnet:

$$\underline{S}_1(\vartheta_s) = \sum_{n=1}^{\infty} \underline{a}_n \pi_n(\vartheta_s) + \underline{b}_n \tau_n(\vartheta_s) \quad (4.6)$$

$$\underline{S}_2(\vartheta_s) = \sum_{n=1}^{\infty} \underline{a}_n \tau_n(\vartheta_s) + \underline{b}_n \pi_n(\vartheta_s) \quad (4.7)$$

mit

$$\underline{a}_n = \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{\underline{m} \psi_n(\underline{y}_m) \psi'_n(\underline{x}_m) - \psi_n(\underline{x}_m) \psi'_n(\underline{y}_m)}{\underline{m} \psi_n(\underline{y}_m) \xi'_n(\underline{x}_m) - \xi_n(\underline{x}_m) \psi'_n(\underline{y}_m)}$$

$$\underline{b}_n = \frac{2n+1}{n(n+1)} \frac{\psi_n(\underline{y}_m) \psi'_n(\underline{x}_m) - \underline{m} \psi_n(\underline{x}_m) \psi'_n(\underline{y}_m)}{\psi_n(\underline{y}_m) \xi'_n(\underline{x}_m) - \underline{m} \xi_n(\underline{x}_m) \psi'_n(\underline{y}_m)}$$

Die Lösung besteht aus unendlichen Reihen von multiplizierten Legendre-Funktionen ( $\tau_n; \pi_n$ ) und Riccati-Bessel-Funktionen ( $\underline{a}_n; \underline{b}_n$ ). Die Riccati-Bessel-Funktionen ( $\psi_n; \psi'_n; \xi'_n; \xi_n$ ) sind von den Mie-Parametern ( $\underline{x}_m, \underline{y}_m$ ) abhängig.

In Albrecht et al. [2003] wird eine Rechenvorschrift beschrieben, mit der sich die Anzahl der nötigen Iterationen ermitteln lässt. Die LMT ermöglicht in dieser Form keine Unterscheidung der Streuordnungen (anders als bei der geometrischen Optik). Durch eine zusätzliche Debye-Reihenentwicklung der Funktionen  $\underline{a}_n$  und  $\underline{b}_n$  ist die Zerlegung in Streuordnungen möglich.  $\underline{a}_n(p)$  und  $\underline{b}_n(p)$  werden dadurch zu Funktionen der Streuordnungen  $p$ . Eine Herleitung der abhängigen Riccati-Bessel-Funktionen findet sich z.B. in Hovenac & Lock [1992]; Albrecht et al. [2003]. Nach Ragucci et al. [1990] kann die gestreute Intensität nach den Polarisationsrichtungen  $I_{\perp s}$  und  $I_{=s}$  wie folgt berechnet werden:

$$I_{\perp s} = |E_{\perp s}|^2 = \frac{\lambda}{4\pi r^2} |S_1|^2 \quad (4.8)$$

$$I_{=s} = |E_{=s}|^2 = \frac{\lambda}{4\pi r^2} |S_2|^2 \quad (4.9)$$

Diese Vorgehensweise funktioniert bei ebenen Wellen, die auf einen Partikel treffen. Ist die Welle inhomogen, muss eine Erweiterung der LMT verwendet werden. Eine mög-

liche Variante ist die Fourier Lorenz Mie Theorie (FLMT) Damaschke [2003]. Bei der FLMT wird die inhomogene Welle per Fourier-Transformation in ihre ebenen Anteile zu homogenen Wellen zerlegt. Die LMT wird jeweils auf die Teilwellen angewendet. Die Rücktransformation der Ergebnisse erfolgt per Überlagerung auf dem Detektor. Ein zweiter Ansatz ist die Lösung durch die Generalized Lorenz Mie Theorie (GLMT), wie sie in Gouesbet & Gréhan [2011] beschrieben wird. Girasole et al. [2000] beschreibt, wie mit Hilfe einer GLMT-Simulation eine Funktion aufgestellt werden kann, um eine Streifenanzahl auf eine Partikelgröße für einen IPI-ähnlichen Aufbau zu mappen. Eine Zerlegung der auftreffenden inhomogenen Welle in eine Summe aus sphärischen Wellen wird vorgenommen Gouesbet & Gréhan [2011]. Für die Anfertigung dieser Arbeit stand eine Implementierung der FLMT durch die Arbeit von Damaschke [2003] zur Verfügung.

## 4.2 Optiksimmulationen/Bildentstehung

### 4.2.1 Glanzpunktentstehung

In van de Hulst & Wang [1991] werden Glanzpunkte als Intensitätsmaxima an einem Wassertropfen beschrieben, wenn dieser durch einen ausgedehnten Lichtstrahl beleuchtet und aus einer bestimmten Richtung abgebildet/beobachtet wird.

Bei der Brechung kommt das snelliussche Gesetz zur Anwendung, welches von Willebrord Snell van Royen um 1601 entdeckt wurde (eine Herleitung ist in Hecht [2009] zu finden).

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t \quad (4.10)$$

Aus diesem Gesetz ergibt sich, dass vom optisch dichteren Medium (z.B. Wasser  $n=1,33$ ) in das optisch dünnere Medium (z.B. Luft  $n=1$ ) der Strahl von der Normalen auf die Grenzfläche (Lot) weggebrochen wird. Beim Übergang eines Strahles aus einem optisch dichten in ein optisch dünneres Medium gibt es den Winkel der Totalreflexion, ab dem das gesamte Licht reflektiert wird. Er wird berechnet über  $\theta_k = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$ . Tritt keine Totalreflexion auf, teilt sich die einfallende Welle in einen reflektierten und einen transmittierten Teil auf. Mit Hilfe der Fresnelschen Gleichungen kann abgeleitet werden, welcher Teil der einfallenden elektromagnetischen Welle reflektiert und welcher Teil transmittiert wird. Hierzu werden die elektrischen und magnetischen Felder einer ebenen monochromatischen Welle in ihre senkrechten und parallel zur Einfallsebene liegenden Komponenten zerlegt. Daraus ergeben sich der Reflexionkoeffizient  $r$  und der Transmissionskoeffizient  $t$  jeweils senkrecht und parallel zur Einfallsebene (eine Herleitung ist

inHecht [2009] zu finden):

$$r_{\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} = \left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\perp} \quad (4.11)$$

$$r_{\parallel} = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} = \left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} \quad (4.12)$$

$$t_{\perp} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} = \left( \frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\perp} \quad (4.13)$$

$$t_{\parallel} = \frac{2n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_t + n_2 \cos \theta_i} = \left( \frac{E_{0t}}{E_{0i}} \right)_{\parallel} \quad (4.14)$$

Für die Anwendung der HDNC-Technik ist es notwendig, dass der Laserstrahltailienradius viel größer als der Partikeldurchmesser ist, so dass von einer ebenen Welle ausgegangen werden kann. Die Abbildung 4.4 zeigt den prinzipiellen Ablauf der Glanzpunktentstehung. Eine ebene Welle trifft auf die Blase im Wasser. Die Strahlen des eingestrahnten Lichtes werden ortsabhängig nach dem Reflexionsgesetz, dem Snelliusschen Brechungsgesetz und den Fresnellschen Gleichungen reflektiert oder gebrochen (vgl. Mameda et al. [2000]). In geeigneten Beobachtungsrichtungen sind zwei Glanzpunkte sichtbar, deren Abstand in der Projektion eine direkte Beziehung zur Blasengröße hat (nach Mameda et al. [2000]; Kawaguchi et al. [2002]; Albrecht et al. [2003]). Diese Glanzpunkte sind Ausgangspunkte für Wellen, die miteinander in der Fernfeld-Abbildung interferieren. Abhängig von der Blendenöffnung wird ein bestimmter Teil der Streufunktion (Summe) auf dem Detektor abgebildet. Mit Hilfe der LMT lässt sich die Streulicht-Intensität berechnen Mie [1908]; van de Hulst [1981]. Der untere Teil der Darstellung zeigt ein Beispiel einer LMT Berechnung für eine 100  $\mu\text{m}$  Luftblase in Wasser einer optischen Konfiguration. Farblich gekennzeichnet sind die unterschiedlichen Streuordnungen, welche mit einer Debye-Reihenentwicklung zerlegt wurden. Ein großer Partikel streut entsprechend seiner Größe mehr Licht, also auch mehr Intensität als ein kleiner Partikel. Die gestreute Intensität  $I_s$  entspricht der Relation  $I_s \sim d_p^2$  (vgl. 4.1).

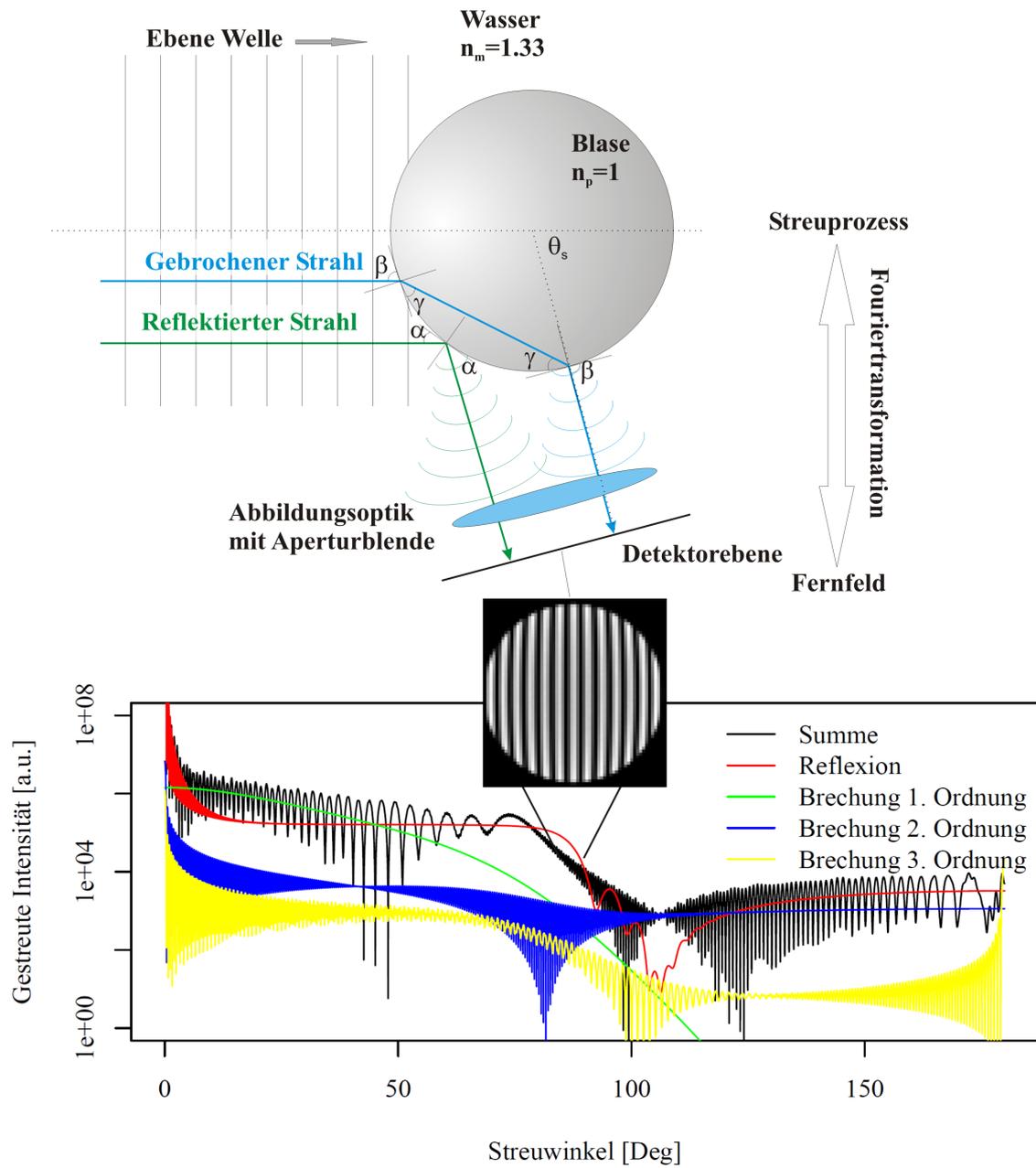


Abbildung 4.4: Prinzip der Glanzpunktentstehung mit einer Beispiel-Streuberechnung (LMT;  $d_p = 100 \mu\text{m}$ ;  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ;  $x_m = 590,52$ ;  $r_{wb} = 1,5 \text{ mm}$ ;  $m = 0,75$ ; Polarisation  $90^\circ$ ; Drehung in Y =  $0^\circ$  und Z =  $0^\circ$ )

### 4.2.2 Interferenzmusterentstehung

Aus den Wellen der Glanzpunkte entsteht (in Abhängigkeit von ihrer Position und Intensität) ein Interferenzmuster im Fernfeld bei der defokussierten Abbildung auf dem Detektor. Für die IPI-Technik ist die Modulationstiefe der Interferenzstreifen von Bedeutung. Um eine gute Modulationstiefe zu erhalten, sollte ein Streuwinkel ausgewählt werden, bei dem zwei dominante Streuordnungen etwa die gleiche Intensität aufweisen (vgl. 4.3.1.1).

Nach Hecht [2009] kann eine Abbildung durch eine Apertur und eine Linse als zweidimensionale Fourier-Transformation aufgefasst werden. Dabei ist die Fourier-Transformierte der Blendenöffnungsfunktion gleich dem E-Feld des Fraunhofer-Beugungsmusters. Wird ein Objekt durch eine Apertur (Blendenöffnungsfunktion) und eine Linse abgebildet, erhält man ein Fernfeld-Beugungsmuster. Der Sensor der Kamera zeichnet das Leistungsdichtespektrum der Beugungsfunktion auf.

Da es sich bei der Abbildung durch einen Sensor um ein diskretes Signal handelt, kann eine diskrete Fourier-Transformation (DFT) verwendet werden. Die folgenden Funktionen sind Stöcker [2007]; Jähne [2005] entnommen.

Die eindimensionale Fourier-Transformierte  $F(u)$  ist wie folgt definiert:

$$F(u) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) \exp(-j2\pi ux) dx$$

Die eindimensionale, diskrete Fourier-Transformierte  $F_a(u)$  errechnet sich über eine Summenfunktion:

$$F_a(u) = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} f(x) \exp\left(\frac{-j2\pi ux}{N}\right) \quad (4.15)$$

Auf die zweite Dimension erweitert, ist die DFT wie folgt definiert:

$$F_{uv}(u, v) = \frac{1}{MN} \sum_{y=0}^{M-1} \sum_{x=0}^{N-1} f(y, x) \exp\left(-j2\pi\left(\frac{yu}{M} + \frac{xv}{N}\right)\right) \quad (4.16)$$

Die spektrale Leistungsdichte (PSD) errechnet sich dann aus:

$$J(u, v) = |F(u, v)|^2 \quad (4.17)$$

Die Anwendung in der Bildverarbeitung ist in Jähne [2005] erläutert. M und N sind dabei die Anzahl der diskreten Bildelemente. Deren Indexposition sind x und y. Die Indizierung der Bildelemente im Fourier-Raum erfolgt durch u und v. Diesen Zusam-

menhang bei der Interferenzmusterentstehung lässt sich leichter verstehen, wenn eine Simulationsrechnung zur Hilfe genommen wird, die in Tabelle 4.1 drage stellt ist. Der optische Hintergrund dieser Herangehensweise ist beispielsweise in Schmidt [2010]; Hecht [2009] genauer beschrieben. Das Verhalten der Glanzpunktabbildung bei Defokussierung und einer Rechteckapertur für die HDNC-Technik wurde berechnet.

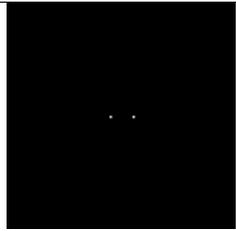
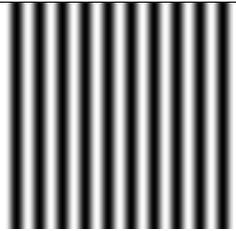
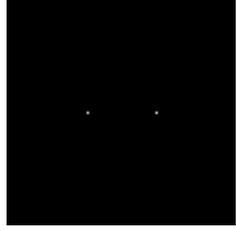
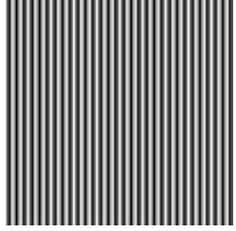
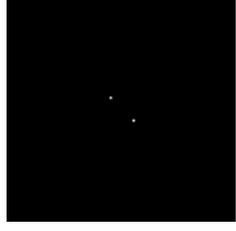
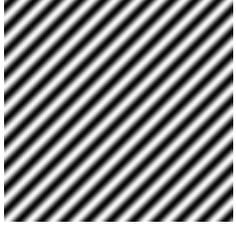
Glanzpunkt bild	Leistungsdichtespektrum
	
	
	

Tabelle 4.1: Glanzpunkt anordnungen und das normierte Leistungsdichtespektrum eines homogen, sphärischen Partikels mit zwei Glanzpunkten

Man kann an Tabelle 4.1 erkennen, dass der Streifenabstand direkt vom Abstand der Glanzpunkte abhängt. Der Winkel im Streifenmuster entspricht der Winkel anordnung der Glanzpunkte.

Ein zweiter Ansatz liefert ein ähnliches Ergebnis unter Berücksichtigung von Linsenfehlern. Nimmt man an, dass sich bei einem günstigen Streuwinkel zwei, etwa gleich helle, dominante Streulichtordnungen ausprägen, kann man diese Positionen in Radiant Zemax als Punktlichtquellen annehmen. Im nichtsequentiellen Modus der Software kann mit kohärentem Licht gerechnet werden. In diesem Modus können Interferenzerscheinungen bei ausreichend hoher Strahlanzahl berechnet werden. Um die typischen Interferenzstreifenmuster bei der HDNC-Technik zu erhalten, wurde eine optische Konfiguration verwendet,

wie sie in Abbildung 4.5 dargestellt ist.

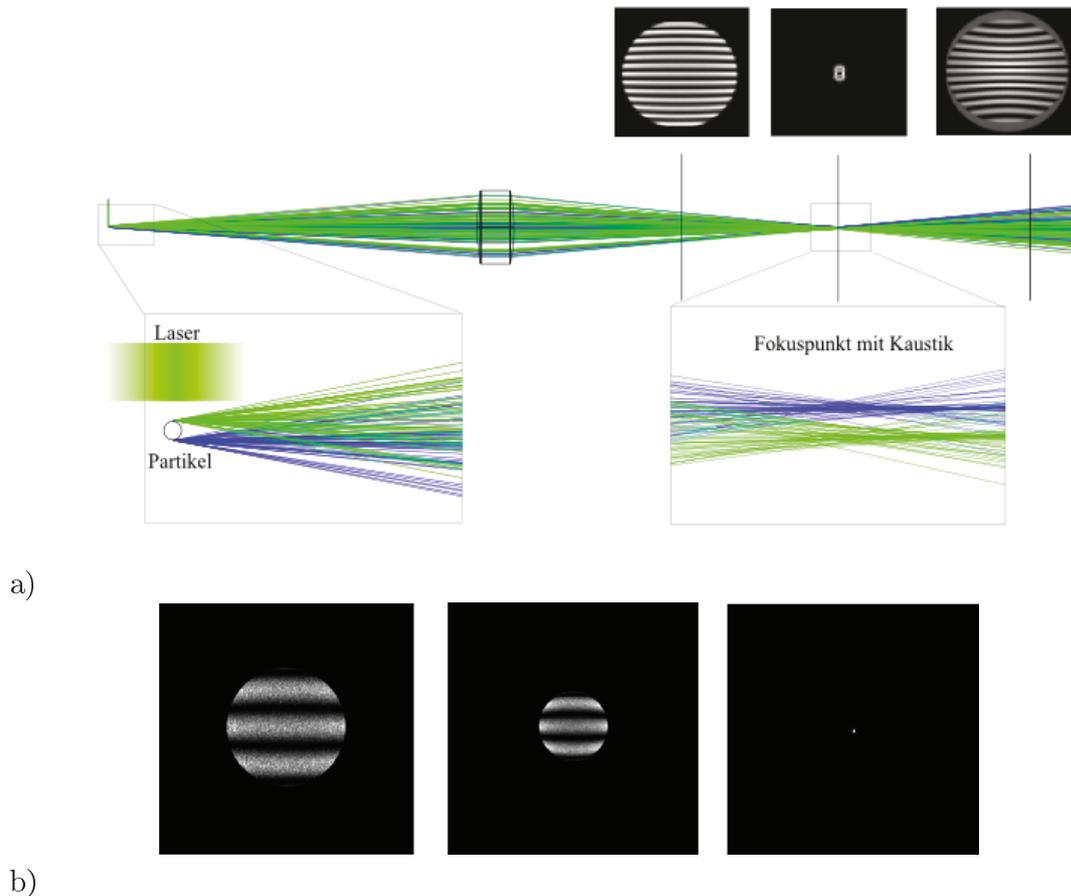


Abbildung 4.5: Simulation der Interferenzstreifenentstehung a) EGO-Modell mit Strahlen aus Punktlichtquellen (grün und blau) einer Abbildungsoptik und Detektoren in verschiedenen Fokusebenen b) Beispiel kleinerer Partikel links stark defokussiert; Mitte weniger stark defokussiert; rechts scharfe Abbildung (ähnlich bereits in Ebert et al. [2014a] veröffentlicht)

Die betrachteten Modelle (Abbildung 4.5) liefern wesentliche Eigenschaften, die in der messtechnischen Anwendung zu berücksichtigen sind. Die Fokus-Position der Abbildungsebene legt die Abbildungsgröße des Interferenzmusters fest. Dabei ändert sich die Streifenanzahl nicht. Die Form der Abbildung wird durch die Form der Apertur der Abbildungsoptik bestimmt. Mit der Form des abgebildeten Partikels hat sie nichts zu tun. Es ist günstig die Abbildungsebene vor dem Fokus zu wählen. Die Ursache ist die

Kaustik, wie sie in Abbildung 4.5 dargestellt ist. Der Rand der Partikelstreifenmuster wird innerhalb der Brennweite scharf abgebildet. Außerhalb der Brennweite verschwimmt er. Die Partikelabbildung ist dadurch unscharf begrenzt. Es gibt eine stärkere sphärische Aberration außerhalb der Brennweite. Dadurch ändern sich die Streifenabstände, was für die Partikelgrößenanalyse negativ ist.

Ein Versuch an Luftblasen in Hydrogel hat gezeigt, dass die Interferenzmusterberechnungen in Zemax als durchaus realistisch eingestuft werden können (siehe Abbildung 4.6). Das verwendete Hydrogel (auch als Ultraschallgel bezeichnet) ist ein klares Gel, welches zu >99% auf Wasser basiert. Dadurch hat es mit Wasser vergleichbare optische Eigenschaften. Durch das Hydrogel werden die Blasen in Position und Größe über eine längere Zeit weitgehend fixiert.

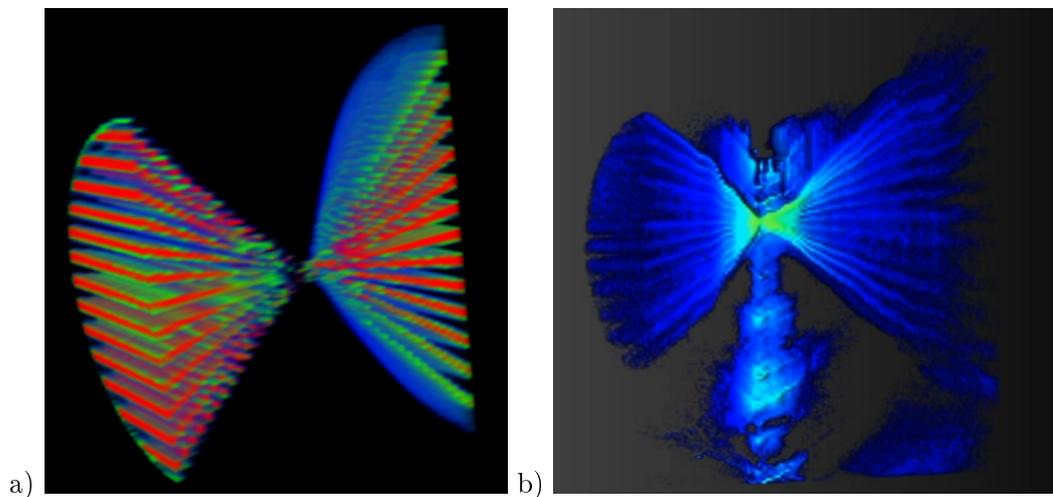


Abbildung 4.6: Volumetrisches 3D-Modell einer Fokussiererei a) Simulation EGO-Modell in Zemax b) Luftblase in Hydrogel. (in Ebert et al. [2014a,b] veröffentlicht)

Dadurch wird die Aufnahme einer Fokussiererei von der Blase mit einer Kamera möglich. Die Interferenzstreifenmuster der Fokussiererei sind nicht so gleichmäßig wie in der Simulation aufgrund von Kamerarauschen und anderen optischen Effekten. In der Hydrogel-Fokussiererei wird der Laser auf Grund von Speckles in der Nähe der scharfen Abbildung sichtbar. Dadurch entsteht die in Abbildung 4.6 b) sichtbare Störung in den scharfen Ebenen der Fokussiererei.

### 4.2.3 Streuung an irregulären Partikeln

Die bisherigen Betrachtungen gehen von homogenen sphärischen Partikeln aus. In der realen Anwendung sind auch inhomogene und nicht-sphärische Partikel vorhanden. Auf

Grund des extrem komplexen Streuverhaltens inhomogener Partikel gibt es derzeit keine praktikable analytische Lösungsmöglichkeit für die Streuung an irregulären oder rauen Partikeln. Beispielsweise werden in Wax & Backman [2010] zwei Gründe dafür angeführt. Beim Eindeutigkeitsproblem können unterschiedliche Partikelgeometrien/ Glanzpunktanordnungen gleiche Streubilder erzeugen. Einschränken lässt sich dieses Problem durch Apriori-Wissen, welches einen Teil der mehrdeutigen Lösungen ausschließt. Beim Schlechte-Konditionierungs-Problem können kleine Fehler (z.B. durch Rauschen) starke Auswirkungen auf die Inversionsrechnung haben. Durch die Verwendung eines statistischen anstelle eines deterministischen Ansatzes kann dieses Problem in bestimmten Fällen umgangen werden Wax & Backman [2010].

In Brunel et al. [2014] wird beschrieben, dass der Simulation eine Schlüsselrolle beim Verständnis der Streuung an irregulären Partikeln zu kommt. Es wird ein Ansatz gezeigt, wie man für eine HDNC ähnlichen Konfiguration eine Simulation von irregulären rauen Partikeln durchführen kann. Eine Streuberechnung für homogen elliptische Partikel mit Hilfe der GLMT und einer Debye-Reihenentwicklung wurde beispielsweise in Xu et al. [2010] dargestellt. Ein aktueller Lösungsansatz zur Größenberechnung irregulärer Partikel ist in Ruiz et al. [2014]; Carrascal et al. [2014] beschrieben. Angewendet wurde die Methode dort um Wassertropfen/Eispartikel zu vermessen. Für die HDNC-Technik steht weniger die Größenvermessung, sondern die Detektion von störenden Feststoffpartikeln im Vordergrund.

Der fotorealistisch arbeitende Renderer POVRay wurde verwendet, um eine scharfe Partikelabbildung mit einer festgelegten Partikelgeometrie (z.B. Ellipse oder sternförmiger Partikel) in einer bestimmten Position und Beleuchtung zu berechnen. Die Pixel des errechneten Grauwertbildes selbst als Punktlichtquellen in Zemax anzunehmen war nicht zielführend. Das Problem sind Rechenzeit- und Speicherprobleme von Zemax bei sehr großer Lichtquellenanzahl. Daher wurden die dominanten Glanzpunkte in ein logisches Glanzpunktobjekt durch eine Segmentierung überführt. Aus dem Glanzpunktobjekt werden anschließend kohärente Punktlichtquellen in einem Zemax-Modell erzeugt. Die Berechnung erfolgt ähnlich wie in 4.2.2 beschrieben und liefert eine defokussierte Partikelabbildung. Es entstehen die typischen Interferenzmuster (Abbildung 4.7 ).

POVRay ermöglicht durch eine Bump-Mapping-Technik die Simulation von rauen Oberflächen. Dabei wird eine Abbildung der gewünschten Oberflächenstruktur als Höhenkurve auf die Geometrie projiziert. Bei gleicher Größen- und Beleuchtungssituation entstehen mehr lokale Glanzpunkte durch die Rauheit.

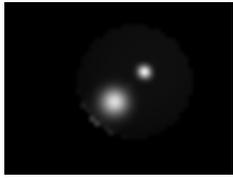
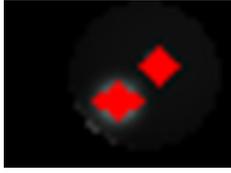
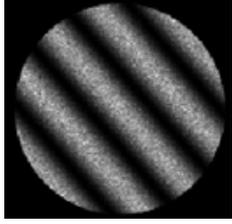
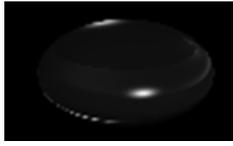
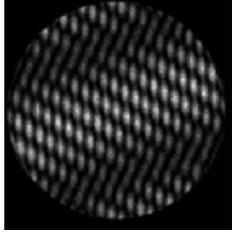
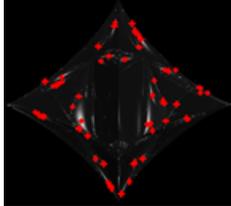
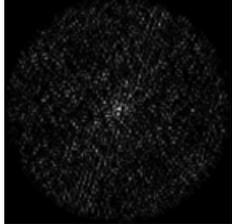
Blasentyp	POVRay Simulation	Detektionsergebnis	Defokussierte Abbildung
Sphärisch			
Elliptisch			
Sternförmig			

Abbildung 4.7: Simulationsergebnis verschiedener Partikelformen

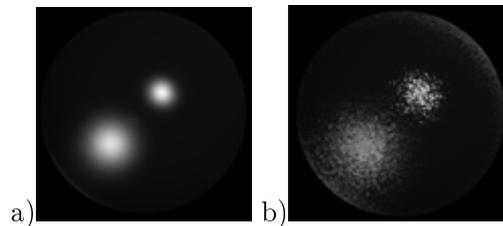


Abbildung 4.8: Beispiele für Rauheit der Partikeloberfläche mit POV-Ray simuliert  
a) glatt b) rau

Ähnlich wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, können die Glanzpunktpositionen über die Berechnung eines Leistungsdichtespektrums in ein Interferenzmuster überführt werden. Das Ergebnis für verschiedene irreguläre Partikelsimulationen ist in Tabelle 4.2 zu finden. Die Ergebnisse sind ähnlich den Specklemustern, die in der Realität beobachtet werden können. Diese Berechnungen dienen dem Verständnis der Interferenzmusterentstehung, um eine automatische Klassifikation von Partikeltypen vorzubereiten.

Glanzpunktbild	Fourieroptikabbildung	Glanzpunktbild	Fourieroptikabbildung

Tabelle 4.2: Beispiele für verschiedene Glanzpunktunordnungen und das berechnete Leistungsdichtespektrum

## 4.3 Analyseprozess & Bildverarbeitung

### 4.3.1 Kriterien der Messparameter

#### 4.3.1.1 Streuwinkel, Polarisation & Modulationstiefe

Der Streuwinkel  $\vartheta_s$  ist für die HDNC-Technik ein Parameter mit entscheidender Bedeutung. Er bestimmt wesentlich, welcher Teil der Streufunktion eines Partikels auf dem Detektor abgebildet wird. Ziel ist es, einen für die Messtechnik günstigen Streuwinkel auszuwählen. Die LMT bietet die Möglichkeit diese Abschätzung durchzuführen, da winkel- und polarisationsabhängig die Streuintensität und die Modulationstiefe ermittelt werden kann. Abbildung 4.9 zeigt ein Beispiel für eine Berechnung über einen Winkel- und Polarisations-Bereich. Eine günstige Anordnung mit hoher Modulationstiefe kann ausgewählt werden.

Diese Berechnung kann man für eine Reihe von Partikelgrößen durchführen. Sinnvoll ist der in 2.2.1 angegebene Bereich zwischen 10  $\mu\text{m}$  und 250  $\mu\text{m}$  für die spezielle An-

wendung. Der konkrete optische Aufbau definiert über den Aperturwinkel einen Winkelbereich, der aus der Streufunktion ausgeschnitten wird. Man erhält eine Funktion, die das Interferenzstreifensystem darstellt. Mit Hilfe einer Frequenzanalyse auf Basis einer Fourier-Transformation läßt sich die Streifenfrequenz ermitteln.

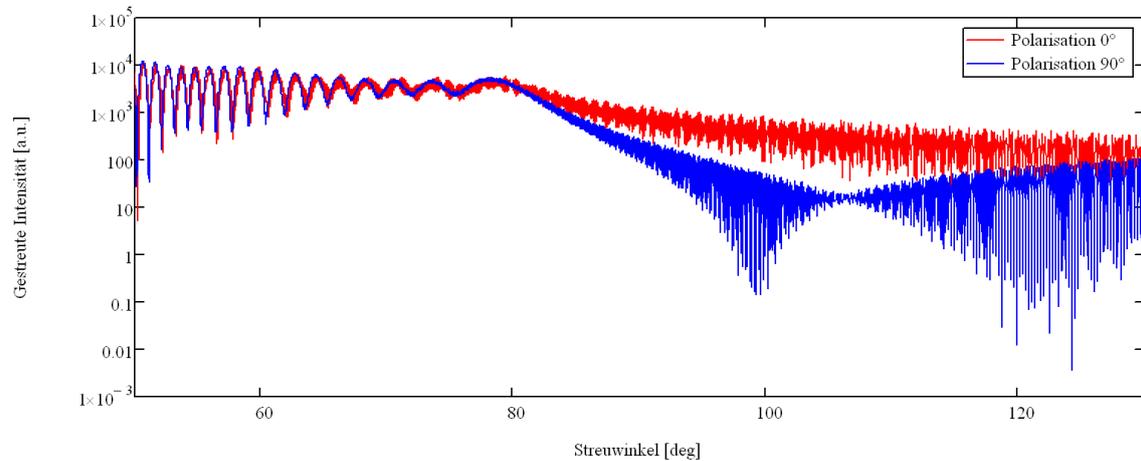


Abbildung 4.9: Beispiel einer LMT Streurechnung für eine Luftblase in Wasser in einem grünen Laser ( $m = 0.75$ ;  $\lambda = 532nm$ ;  $d_p = 100\mu m$ ;  $x_M \approx 591$ )

Abbildung 4.9 zeigt, dass die Lichtstreuung und die Modulationstiefe abhängig von der Polarisation des auftreffenden Lichtes sind (beispielsweise auch in Albrecht et al. [2003]; Hecht [2009] beschrieben). Gesucht ist eine Polarisationsrichtung bei der die Modulationstiefe maximal und gleichzeitig die gestreute Intensität hoch sind. An einem günstigen Streuwinkel weisen zwei Streuordnungen eine ähnliche Intensität auf und sorgen dadurch für eine gute Modulationstiefe. Dieser Streuwinkel wird zwischen Laserstrahl und Kamera eingestellt.

Eine geeignete Anordnung des Lasers kann mit Hilfe eines Leistungsmessers und einem Polfilter im Strahlengang zum Empfänger ermittelt werden. Gemessen wird eine Kosinus-Quadrat-Funktion. Für die Intensität gilt das Gesetz von Malus  $I(\alpha) = I_0 \cos^2(\alpha)$  mit  $\alpha$  dem Drehwinkel des idealen Polfilters,  $I_0$  der eingestrahnten Intensität und  $I$  der resultierenden Intensität Hecht [2009].

Das Beispiel in Abbildung 4.10 zeigt für eine LMT-Berechnung das Modulationsverhalten über dem Streuwinkel für zwei unterschiedliche Polarisationen  $Pol$ .

Das Modulationsverhältnis wird  $M(Pol)$  aus dem Minimum  $I_{min}(Pol)$  und Maximum  $I_{max}(Pol)$  der gestreuten Intensität nach folgender Funktion berechnet:

$$M(Pol) = \frac{I_{max}(Pol) - I_{min}(Pol)}{I_{max}(Pol) + I_{min}(Pol)} \quad (4.18)$$

Gerechnet wurde für Luftblasen in Wasser zwischen 4  $\mu\text{m}$  und 400  $\mu\text{m}$ ; mit einer Wellenlänge von 532nm; zwei Polarisationswinkeln ( $0^\circ$  und  $90^\circ$ ) sowie einer Drehung des Empfängers um X in  $0,01^\circ$  Schritten.

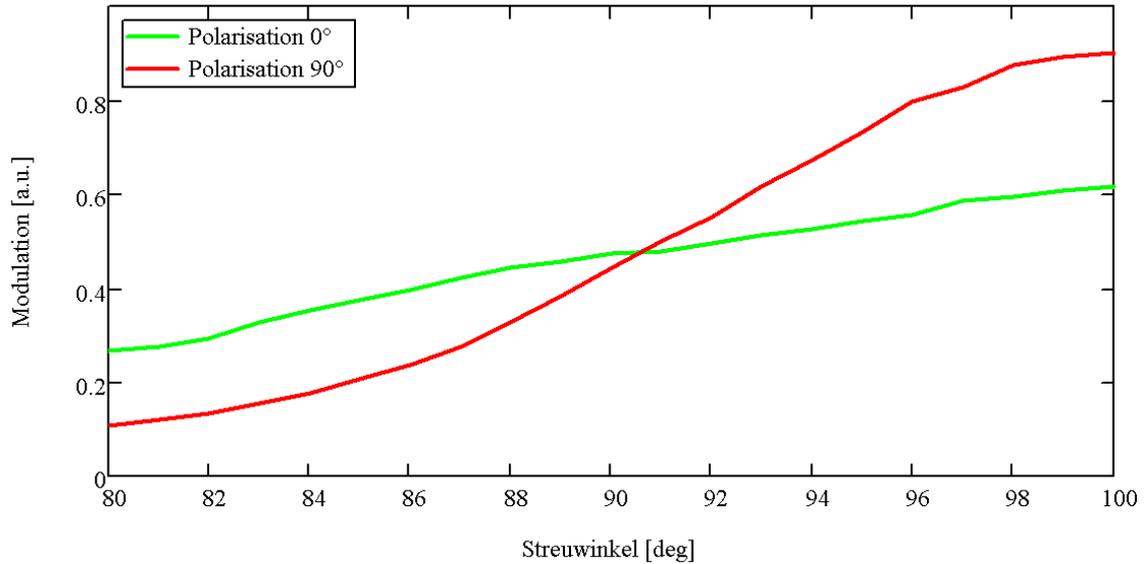


Abbildung 4.10: Beispiel zum Einfluss des Streuwinkels und der Polarisation auf die Modulation für Luftblasen in Wasser (ähnlich in Ebert et al. [2014b] veröffentlicht)

Die beiden Modulationen sind für einen Streuwinkel von  $90^\circ$  gleich groß. Bei diesem in der realen Anwendung gebräuchlichen Winkel, findet man keinen Unterschied der Modulationstiefe durch Polarisation. Der  $90^\circ$  eignet sich meist als Streuwinkel, da Abberationen bei geradem Durchgang durch Grenzflächen weniger ausgeprägt sind als bei schrägem Durchtritt. Rein aus Sicht der Modulationstiefe sollte in diesem Beispiel eine Polarisation von  $90^\circ$  und ein Streuwinkel von  $100^\circ$  verwendet werden. Auf Grund der starken Abnahme der gestreuten Intensität (vgl. Abbildung 4.9 ) ist dies ungünstig.

#### 4.3.1.2 Einstellung der Fokusebene

Um die Interferenzmuster der defokussierten Partikelabbildungen segmentieren und analysieren zu können, ist es notwendig ein Maß für die Bestimmung einer günstigen Fokusebene zu finden. Daher wurde eine Methode entwickelt, um einen geeigneten Wert für

die Fokusebeneneinstellung zu schätzen. Eine Qualitätsfunktion wird aus einer Fokusserie für die Partikelabbildungen (bei ausreichend hoher Partikelkonzentration) abgeleitet. Die Qualitätsfunktion beschreibt, wie gut die Partikelabbildungen bei einer bestimmten Fokus-Einstellung separier- und analysierbar sind. Voraussetzung für die Verwendung dieser Methode ist, dass sich die Partikelgrößenverteilung, Partikeltypen und Partikelanzahlkonzentration während der Aufnahme der Fokusserie nicht wesentlich verändern.

Die Gradienten im Bild sind ein Maß für die Separation der Partikel untereinander und für die Erkennbarkeit der Interferenzstreifenmuster. Überlagern sich viele Partikel-Interferenzmuster in einer Abbildung gehen scharfe Kanten im Bild verloren. Die Summe der Gradienten wird dadurch geringer. Ist die Dichte der Interferenzstreifen zu hoch, um vom Sensor abgebildet zu werden, verringert sich ebenfalls die Summe der Gradienten. Daher eignet sich die Summe der Gradienten als Maß für die Abbildungsqualität.

Verschiedene bekannte Algorithmen sind möglich, um Gradienten für die Qualitätsfunktion zu berechnen. Erprobt wurde der Sobel-Operator und der Laplace-Operator Jähne [2005].

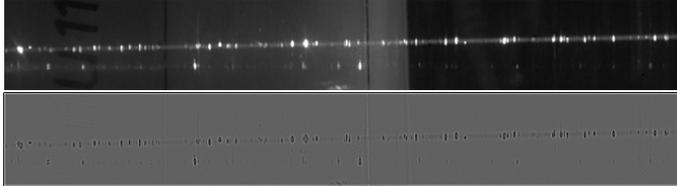
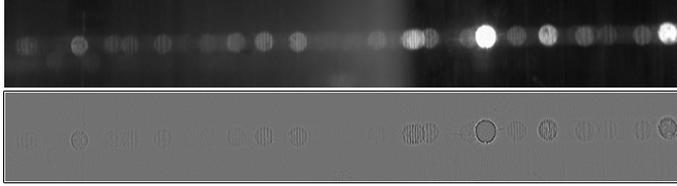
Position	Partikelabbildung und normierte Laplace-Transformation
Scharfe Abbildung	
Ungünstiger HDNC-Punkt	
Günstiger HDNC-Punkt	

Abbildung 4.11: Beispiel für den Laplace-Operator (transformierte Bilder normiert für bessere Sichtbarkeit)

Der Laplace-Operator wurde ausgewählt, um die Qualitätsfunktion zu ermitteln (Abbildung 4.11 ). Definiert ist der zweidimensionale Laplace-Operator für die Partikelab-

bildung  $I(x, y)$  als:

$$L(I(x, y)) = \frac{\delta^2 I(x, y)}{\delta x^2} + \frac{\delta^2 I(x, y)}{\delta y^2} \quad (4.19)$$

Einfach berechnen lässt sich der Laplace-Operator nach Jähne [2005] durch eine Faltungsoperation  $\star$  des Bildes  $I$  mit einem Faltungskern.

Die Qualität  $Q_f$  für einen Fokuspunkt  $f$  ist definiert als:

$$Q_f(I(x, y)) = \sum_{y=0}^{M-1} \sum_{x=0}^{N-1} L(I(x, y))$$

wobei  $M$  und  $N$  die Anzahl der Bildelemente pro Richtung entspricht.

Als Qualitätsfunktion  $Q(f)$  ergibt sich dann:

$$Q(f) = Q_f \quad (4.20)$$

Typisch für die Qualitätsfunktion sind drei lokale Maxima.

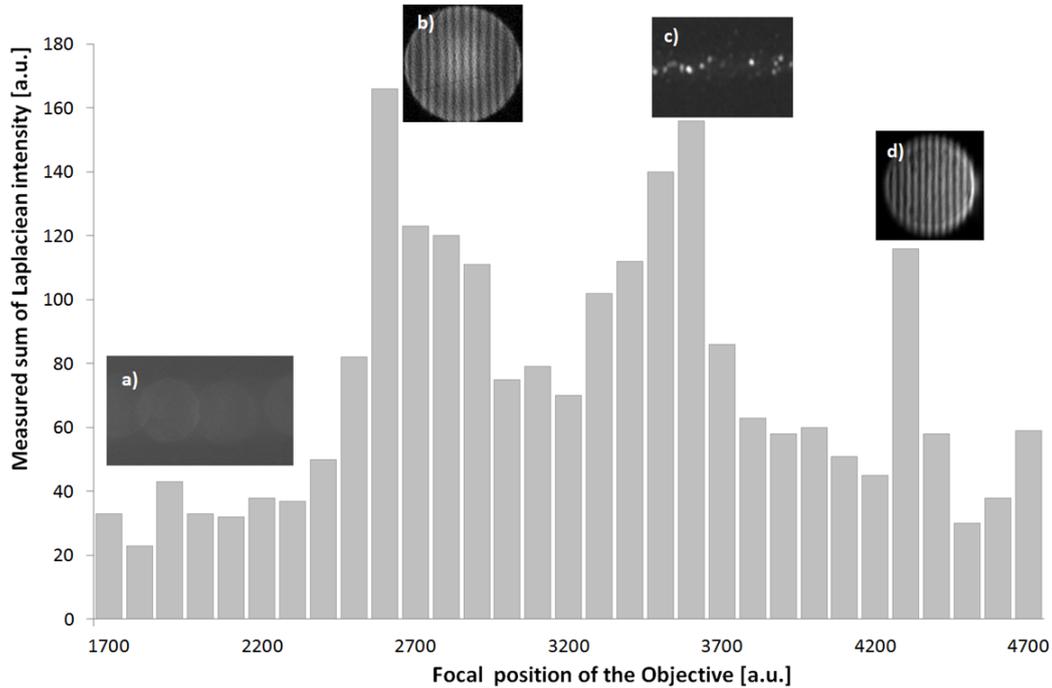


Abbildung 4.12: Qualitätskurve einer Beispiel-Fokussiererei (in Ebert et al. [2014a] vorgestellt)

Eine Beispielqualitätsfunktion ist in Abbildung 4.12 dargestellt. Partikel a) zeigt eine starke Defokussierung (um die Sichtbarkeit zu verbessern, wurde die Helligkeit angepasst

und die Abbildung skaliert). Partikel b) zeigt eine HDNC-Abbildung bei der günstigen Einstellung. Partikel c) zeigt fokussierte Partikel. Partikel d) liegt hinter der Brennweite der Abbildungsoptik mit den typischen verwaschenen Rändern.

Ein Maximum innerhalb der Brennweite stellt die günstigste Fokusebene bei HDNC dar. Hier ist die Separation der Partikel günstig und deren Abbildungen zeigen klare Interferenzmuster. Ein zweites Maximum entsteht bei der scharfen Abbildung, da die beste Partikelseparation vorhanden ist, aber gleichzeitig sind keine Interferenzmuster sichtbar. Daher ist der Punkt ungeeignet. Ein drittes Maximum entsteht außerhalb der Brennweite, bei dem die Partikel gut separiert sind. Dieses dritte Maximum ist weniger ausgeprägt als das der günstigeren Einstellung innerhalb der Brennweite, da die Ränder 'verwaschen' sind und man dadurch geringere Gradienten im Gradientenbild findet (vgl. Abbildung 4.5 ). Mit ansteigendem Grad der Defokussierung ist eine Abnahme der Intensität der Partikelabbildung vorhanden, da sich die gestreute Intensität auf mehr Pixel des Sensors verteilt. Insbesondere für intensitätsbasierte Partikelsegmentierungsalgorithmen ist eine geringe abgebildete Intensität problematisch.

#### 4.3.1.3 Laserintensität & Verschlusszeit

Aus Bildverarbeitungssicht ist die Anpassung der Laserintensität und der Verschlusszeit der Kamera an die Messumgebung von Bedeutung. Beide sollten so eingestellt werden, dass eine Abbildung großer Partikel ( $I_s \sim d_p^2$ ) nicht zu einer Übersteuerung des Sensors führt (vgl. Abbildung 4.13 ).

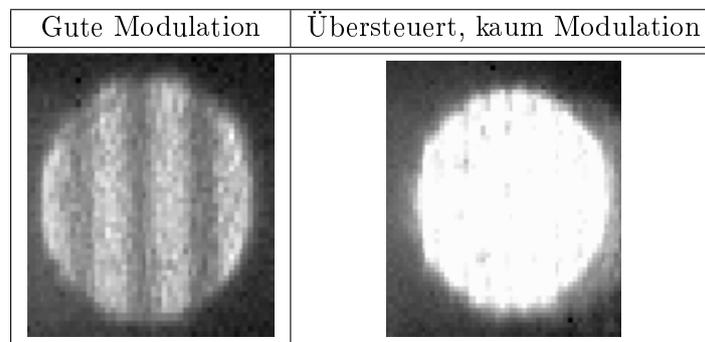


Abbildung 4.13: Beispiel zu Laserintensität und Verschlusszeit der Kamera

Der Sensor soll mit möglichst kurzer Verschlusszeit zur Reduktion von Bewegungsunschärfe betrieben werden. Der Dynamikbereich des Sensors (meist 8, 10 oder 12 Bit) soll vollständig ausgenutzt werden. Eine günstige Einstellung wird erzielt, in dem ein langsames Erhöhen der Laserintensität erfolgt. Die Dynamikausnutzung lässt sich gleich-

zeitig mit Hilfe des Intensitäts-Histogramms der aufgenommenen Partikelabbildungen bewerten. Die Zeit zum Einstellen muss so gewählt werden, dass eine representative Partikelstichprobe ausgewertet werden kann. Wird die maximale Intensität in einer Stichprobe erreicht, ist die Grenze der maximal sinnvollen Laserleistung bei einer bestimmten Verschlusszeit eingestellt. Gibt es während der Messphase größere Partikel als in der Einstellungsphase, werden sie auf dem Sensor übersteuert abgebildet. Folge sind einzelne, nicht sinnvoll auswertbare Partikelabbildungen. Dieses Risiko lässt sich reduzieren, indem die Laserintensität ein wenig unter den ermittelten Maximalwert eingestellt wird. Es ist ein Trade-off, da man den Dynamikbereich des Sensors einschränkt, um evtl. vorhandene größere Partikel noch zu vermessen.

### 4.3.2 Reduktion von Störeinflüssen

#### 4.3.2.1 Hintergrundkorrektur

Störeinflüsse die mit Hilfe einer Hintergrundkorrektur minimiert werden können, sind beleuchtete Objekte im Hintergrund, kleine Schwebstoffe im Wasser (der Laserstrahl wird dadurch zu einem sichtbaren „Objekt“), Lichtquellen und Reflexionen. Durch die Störeinflüsse wird die Partikeldetektion und -analyse negativ beeinflusst. Günstig ist die Vermeidung von Ströeinflüssen vor der Messung, soweit dies möglich ist. Durch eine günstige Geräte-Auswahl, durch Abdunklung nicht benötigter optischer Zugänge und Vermeidung von Reflexionen kann oft eine erhebliche Verbesserung erzielt werden. Sinnvoll ist ebenfalls, einen optischen Bandpass-Filter angepaßt an die Laserwellenlänge zu verwenden, um Störungen anderer Lichtquellen auszufiltern. Ziel der Hintergrundkorrektur ist das Entfernen von konstanten Bildinformationen (Hintergrund), da diese keine Partikelinformationen enthalten.

Ein wirksamer Bildverarbeitungsalgorithmus zur Hintergrundkorrektur ist das Abziehen eines Mittelwertbildes. Möglichst sollten zur Berechnung Bilder einer Serie verwendet werden, die keine oder nur wenige Partikel enthalten.

Das Mittelwertbild  $M(x, y, n)$  für  $n$  Bilder einer Serie  $I_t(x, y)$  wird errechnet durch:

$$M(x, y, n) = \frac{1}{n} \sum_{t=0}^{n-1} I_t(x, y)$$

Von jedem Bild einer Mess-Serie  $I_t(x, y)$  einer wird das  $M(x, y, n)$  abgezogen und es ergibt sich das korrigierte Bild  $K_t(x, y)$  (vgl. Abbildung 4.14 ):

$$K_t(x, y) = I_t(x, y) - M(x, y, n) \tag{4.21}$$

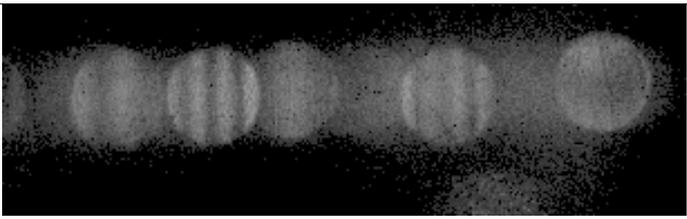
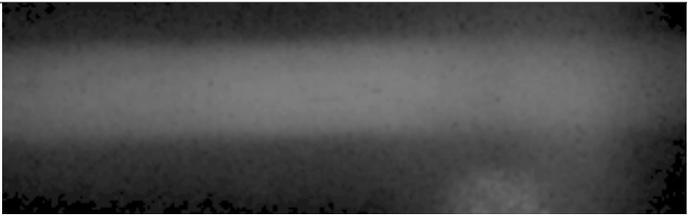
Beschreibung	Beispielbild
Partikelbild der Sequenz	
Berechneter Hintergrund	
Ergebnis	

Abbildung 4.14: Beispiel zur Hintergrundkorrektur auf Basis des Mittelwertbildalgorithmus (548 Frames gemittelt; Zur besseren Sichtbarkeit wurden die Abbildungen normalisiert.)

Damit lässt sich der Einfluss der einzelnen Partikelabbildungen so weit minimieren, dass eine Approximation des Hintergrundes übrig bleibt. Vorteil dieser Methode ist, dass von jedem Bild die gleiche Hintergrundinformation abgezogen wird. Damit bleibt die Vergleichbarkeit der Partikelabbildungen erhalten. Nachteil dieser Methode ist, dass ein Hintergrundbild aus vielen Bildern berechnet werden muss.

Ein zweiter möglicher Algorithmus wurde untersucht, der darauf basiert die Interferenzmuster in einer Partikelabbildung auf einem Bild mit der morphologischen Operation Opening (Erosion gefolgt von einer Dilatation) Haralick et al. [1987]; Haralick & Shapiro [1992]; Gonzalez & Woods [2006] weitgehend zu „verwischen“. Dadurch bleibt ein Hintergrundbild mit einem verwischten Partikel übrig. Dazu wird ein sehr großer Kernel (z.B. 25x25) verwendet (Abbildung 4.15). Dies ist notwendig um die Interferenzmuster beim Abziehen des Hintergrundbildes zu erhalten. Ein ähnliches Resultat lässt sich auch über einen Gaußschen Tiefpassfilter Engel [1968]; Gonzalez & Woods [2006] mit einem sehr großen Faltungskern (z.B. 81x81) anstelle des Opening erreichen.

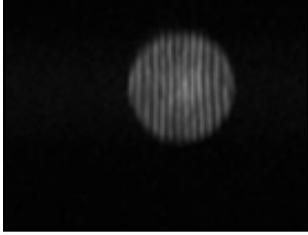
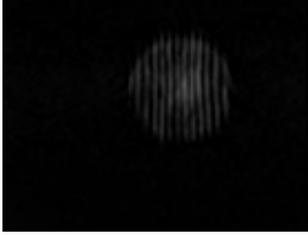
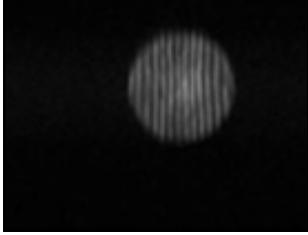
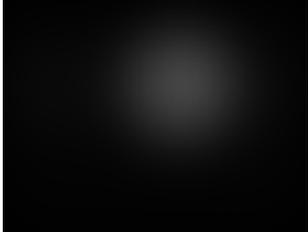
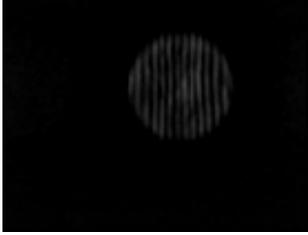
Typ	Partikelbild	Berechneter Hintergrund	Ergebnis
Opening			
Gaußfilter			

Abbildung 4.15: Beispiel für andere implementierte Hintergrundreduktionsalgorithmen

Vorteil dieser Methoden ist, dass sie nur eine einzelne Aufnahme für die Berechnung benötigen. Sie passt sich an veränderte Hintergrundverhältnisse an und verwendet nur das aktuelle Bild im Speicher. Nachteile sind, dass nicht von jedem Bild das exakt gleiche Hintergrundbild subtrahiert wird und es zu Problemen bei Partikelüberlappungen kommen kann. Standardmäßig wurde bei den Analysen im KonKav-Projekt der Mittelwertbildalgorithmus verwendet, da sich in Kaviationskanälen üblicherweise das Hintergrundbild nicht verändert. Beleuchtete Objekte im Hintergrund und die Laserstrahlabbildung im Wasser lassen sich damit reduzieren, ohne starke Reduktion der Modulation der Interferenzmuster und damit der spektralen Analyse.

#### 4.3.2.2 Sensorrauschen

Ein Kamerasensor hat pixelweise Intensitätsschwankungen durch thermisches und Schrottrauschen. Üblicherweise wird dies durch einen Tiefpassfilter reduziert, da so die meist hochfrequenten Anteile des Rauschens im Bild entfernt werden.

Der Bilateralfilteralgorithmus von Tomasi & Manduchi [1998] bietet sich als eine günstige Möglichkeit an. Wesentlich ist an dieser Implementierung, dass es sich um einen kantenerhaltenden nichtlinearen Filter handelt. Das Rauschen wird dabei reduziert. Gleichzeitig kann das Interferenzmuster weitgehend erhalten werden (Abbildung 4.16).

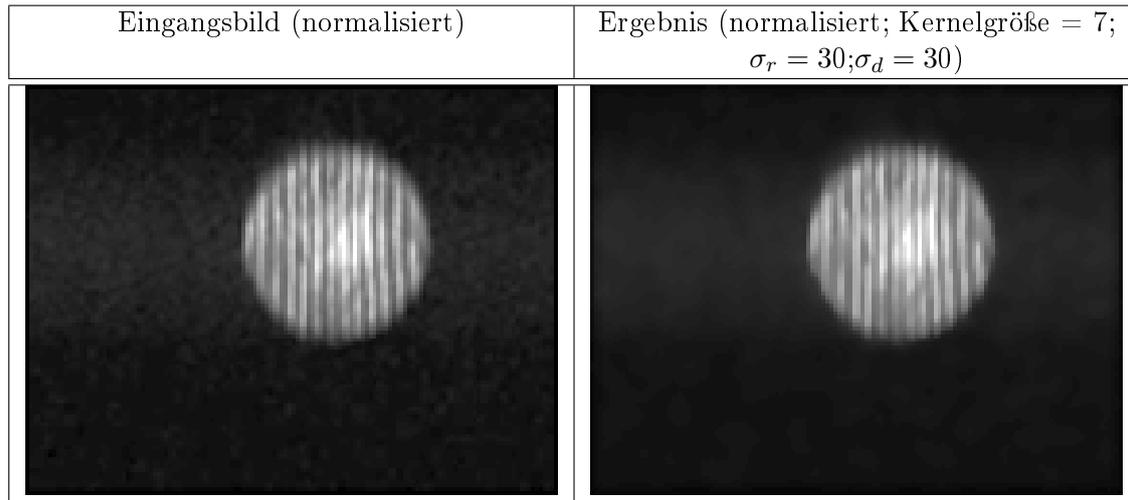


Abbildung 4.16: Beispiel eines Bilateralfilters zur Rauschunterdrückung bei weitgehender Kantenerhaltung

Der Bilateralfilter stellt eine rechenintensive Möglichkeit zur Rauschunterdrückung dar und ist damit für eine Online-Messung eher ungeeignet.

#### 4.3.2.3 Abbildungsfehler

Abbildungsfehler durch die Abbildungsoptik sind bei der HDNC-Technik vorhanden. Beispielsweise sind in Hecht [2009]; Pedrotti [2005] Arten von Abbildungsfehlern dokumentiert.

Die Verzeichnung des Objektivs hat z.B. einen Einfluss auf den Streifenabstand und damit auf die errechnete Partikelgröße. Für die HDNC-Technik sollten gut korrigierte Standard-Objektive eingesetzt werden, bei denen kaum geometrische Aberrationen auftreten. Die Korrektur von geometrischen Aberrationen der Optik wird häufig durch die Kalibrierung mit einem Testmuster (oft Schachbrett/Punkt-Muster) durchgeführt. Eine bekannte Geometrie wird mit Hilfe der Abbildungsoptik aufgezeichnet. Die Objekte werden erkannt und in Beziehung zueinander gesetzt. Aus dem Unterschied zwischen der realen und der aufgenommenen Geometrie des Testmusters wird eine Korrekturmatrix für die Abbildungsoptik ermittelt Zhang [2000]. Diese Korrekturmatrix wird auf jedes aufgenommene Bild angewendet und eine Entzerrung vorgenommen. Für die HDNC-Technik kann diese Methode auf Grund der defokussierten Abbildung nicht angewendet werden.

Ein zweiter geometrischer Abbildungsfehler ist der Astigmatismus, der z.B. beim schrägen Durchtritt durch ein Bullauge bei der HDNC-Technik auftritt. Um einen Astigmatismus zu vermeiden, sollte möglichst senkrecht durch einen optischen Zugang abgebildet

werden (z.B. durch eine geeignete Streuwinkelwahl). Die Abbildung 4.17 zeigt eine Blase die schräg durch eine 10 cm dicke Plexiglasscheibe in Seewasser aufgenommen wurde.

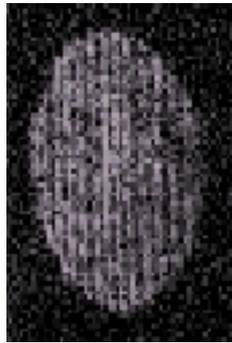


Abbildung 4.17: Beispiel durch Astigmatismus verzerrte Blasenabbildung (73\_vid1)

In Kleinwächter et al. [2012] wird beschrieben, wie diese Problematik mit Hilfe eines mit Wasser gefüllten Faltenbalges als Flüssigprisma entschärft werden kann.

Einflüsse des Tageslichtes können mit einem Filter vor dem Kamerasensor reduziert werden. Für die hier dargestellte HDNC-Technik wurde bei den Großausführungsmessungen ein schmalbandiger Dünnschicht-Interferenzfilter für 532 nm Laseranwendungen verwendet.

### 4.3.3 Partikeldetektion

Ziel der Partikeldetektion ist es, die Partikel im Bildvordergrund vom Bildhintergrund zu trennen. Drei Möglichkeiten sind in der HDNC-Analyse-Software implementiert und werden kurz erläutert.

#### 4.3.3.1 Schwellenwertbasierte Detektion

Beim schwellenwertbasierten Verfahren wird in die Intensitätsfunktion der Abbildung  $I(x, y)$  eine Schwelle  $s$  gelegt. Dadurch zerfällt das Bild in Vorder-  $V(x, y)$  und Hintergrund. Im Vordergrundbild sind dann einzelne Segmente der Partikelinterferenzmuster zu finden.

$$V(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{wenn } I(x, y) > s \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.22)$$

Nach der Schwellenwertoperation wird eine logische Segment-Trennung (engl. Labeling) durchgeführt Haralick & Shapiro [1992]; Jähne [2005], bei der die mit 1 gewichteten

Vordergrundpixel zu logischen Segmenten zusammengefügt werden.

Diese Methode hat für die HDNC-Technik drei Probleme. Erstens sind die Interferenzmuster der Partikel in sich nicht geschlossen. Durch eine einfache schwellenwertbasierte Segmentierung zerfallen die Interferenzmuster der Partikel häufig in einzelne Segmente. Dieses Zerfallen kann durch eine Grauwert-Closing-Operation Haralick et al. [1987]; Haralick & Shapiro [1992]; Gonzalez & Woods [2006] vor der Schwellenwertoperation verringert werden (siehe 4.18). Zweitens ist es notwendig eine geeignete Schwelle zu definieren. Die Methode von Otsu [1979] hilft auf Basis des Grauwert-Histogramms einen günstigen Schwellenwert festzulegen. Vom Zentrum des Laserstrahls entfernte Partikel werden unter die approximierete Schwelle fallen und entgehen der Detektion.

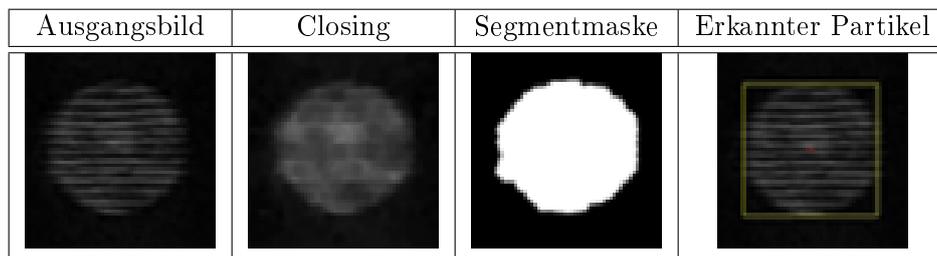


Abbildung 4.18: Beispiel einer schwellenwertbasierten Detektion

Drittens kann es Überlappungen zwischen den Partikeln geben. Eine einfache schwellenwertbasierte Operation realisiert keine Trennung der überlappenden Objekte. Durch die Verwendung des Wasserscheidenalgorithmusses (engl. Watershedding) (beispielsweise gezeigt in Gonzalez & Woods [2006]; Chen et al. [2009]; Honkanen [2006]) kann die Trennung von Überlappungen nachträglich realisiert werden.

Insgesamt sind teilweise aufwendige Algorithmen und Parameterschätzungen notwendig. Die Detektion wird dadurch langsam und fehleranfällig. Es sollte eher nach speziellen Eigenschaften der Partikelabbildungen gesucht werden, z.B. indem die geometrische Form einer Partikelabbildung /Aperturform ausgenutzt wird.

#### 4.3.3.2 Hough-Kreis-Transformation

Bei der Hough-Kreis-Transformation handelt es sich um eine modellbasierte Detektionsmethode. Eine Übersicht zur Hough-Transformation im Allgemeinen findet sich in Jähne [2005]; Gonzalez & Woods [2006]. Es wird von der Kreisgleichung ausgegangen und deren Parameter werden iterativ geschätzt. In Yuen et al. [1990] werden verschiedene Ansätze zu Hough-Kreis-Transformation zusammengefasst und Algorithmen zur Effizienzsteigerung vorgestellt.

Häufig wird zuerst eine Rauschreduzierung per Tiefpassfilter umgesetzt (vgl. 4.3.2.2) und anschließend ein Kantendetektor (z.B. Canny Canny [1986]) angewendet. Der Pixelraum des Bildes wird dadurch auf den Raum potentieller Kanten reduziert. Mit den Kanten wird die iterative Suche nach den Modellparametern durchgeführt Yuen et al. [1990]. Durch die Anwendung des Kantendetektors zerfallen die Interferenzmuster in einzelne Segmente. Bei der HDNC-Technik kann das Modell einer Kreisgleichung dann nicht mehr mit Hilfe der Kanten sinnvoll approximiert werden. Dieses Problem lässt sich (ähnlich wie bei der schwellenwertbasierten Methode) durch die Verwendung einer Grauwert-Closing-Operation verringern, was zusätzlichen Rechenaufwand bedeutet. Die Parametrisierung der Hough-Kreis-Transformation ist komplex und daher fehleranfällig. Benötigt werden eine Intensitätsschwelle, die Auflösung für den Akkumulator, der minimale und maximale Kreisradius nach dem gesucht werden soll, sowie der minimale Abstand der Kreise. Daneben haben der Tiefpassfilter, die Closing Operation und die Kantenerkennung jeweils zusätzliche Parameter. Daher eignet sich die Hough-Kreis-Transformation eher nicht für die Detektion der Partikelinterferenzmuster.

#### 4.3.3.3 Korrelation mit einem Template in Aperturform

Die Korrelation mit einem Template in Aperturform ist hingegen eine günstige Möglichkeit, die Partikelinterferenzmuster zu segmentieren Méès et al. [2011]; Qieni et al. [2014]. Aus Bildverarbeitungssicht handelt es sich um ein (Template-)Matching, wie es beispielsweise in Gonzalez & Woods [2006] beschrieben ist. Ein Template wird in Aperturform und Partikelabbildungsgröße erzeugt. Dieses Template wird mit dem aufgezeichneten Partikelbild per zweidimensionaler Kreuzkorrelation verrechnet. Man erhält ein Bild mit lokalen Maxima an den Stellen, wo ein dem Template ähnliches Objekt vorhanden ist. In der Ergebnismatrix sind also lokale Maxima zu erkennen. Schneidet man um die lokalen Maxima herum die Segmente in der Größe des Aperturtemplates aus, erhält man die vereinzelt Partikelabbildungen, wie in Abbildung 4.19 beispielhaft gezeigt.

Bei einer realen Messung ist die Aperturfunktion/Partikelabbildungsgröße in Pixeln nicht exakt bekannt. Um diesen Parameter zu schätzen, wird daher eine Qualitätsfunktion iterativ über eine Bilderserie erzeugt. Die Qualitätsfunktion wird dabei aus der maximalen Amplitude verschiedener Kreuzkorrelationsmaxima gebildet. Die Kreuzkorrelationsmaxima werden mit Aperturform-Templates in verschiedenen Größen errechnet. Gesucht wird das Template mit dem höchsten Kreuzkorrelationsmaximum aller Templates. Dieses Template ist geeignet, um die Partikel zu detektieren. Die Auswahl von möglichen Templateformen und -größen wird manuell durchgeführt. Dies schränkt die Möglichkeiten der Suche (und damit die Rechenzeit) sinnvoll ein. Für ein Objektiv mit

kreisförmiger Apertur ist es sinnvoll, eine Iteration über Templates mit unterschiedlich großen weißen Kreisen auf schwarzem Untergrund durchzuführen (vgl. Abbildung 4.19).

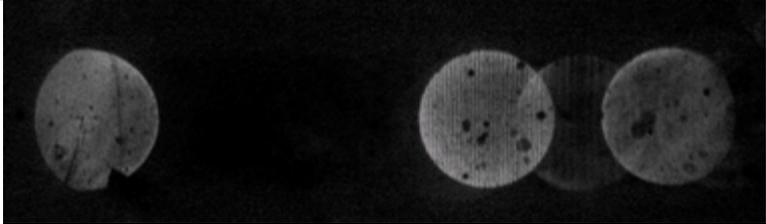
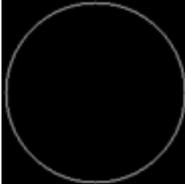
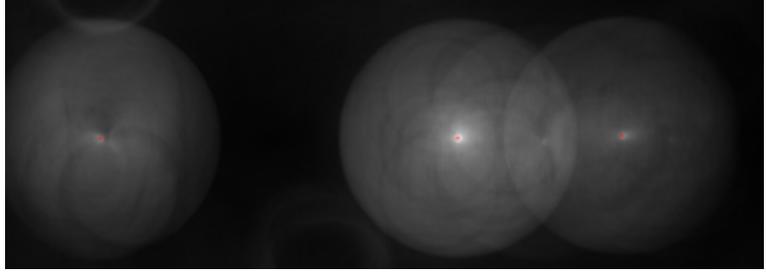
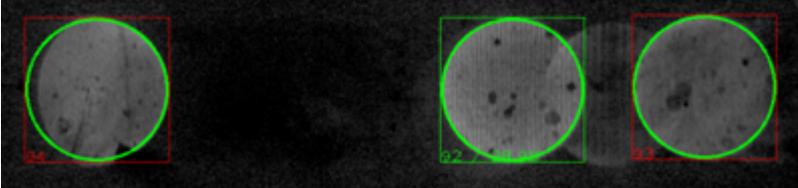
Bezeichnung	Abbildung
Partikelabbildung	
Template	
Korrelationsergebnis mit detektierten Maxima (rote Punkte)	
Ergebnis der Segmentierung	

Abbildung 4.19: Beispiel einer Partikel-Segmentierung per Kreuzkorrelation

Die notwendige zweidimensionale Kreuzkorrelation ist beispielsweise in Gonzalez & Woods [2006]; Girod et al. [2007] erläutert. Man kann sich die Berechnung so vorstellen, daß das Templatebild pixelweise auf der  $x$  und  $y$  Achse über die Partikelabbildung geschoben wird. Die Matrizen werden multipliziert und summiert. Wesentlich ist, dass sich bei ähnlichen Matrizen ein lokales Maximum ausbildet.

Die Verschiebung des Templates in Aperturform  $T(x, y)$  in der Größe  $J \times K$  erfolgt gegenüber dem Bild  $I(x, y)$  in der Größe  $M \times N$  zweidimensional mit  $J \leq M$  und  $K \leq N$ . Man erhält nach Gonzalez & Woods [2006] die folgende Funktion:

$$R(x, y) = \sum_s \sum_t I(s, t) T(x + s, y + t) \quad (4.23)$$

Summiert wird der überlappende Bereich von  $T(x, y)$  und  $I(x, y)$ . Iteriert wird über  $x = 0, 1..M - 1$  und  $y = 0, 1..N - 1$ .

An den Stellen eines Partikel-Kandidaten erscheint ein lokales Maximum in der  $R(x, y)$  Funktion. Die Positionen der lokalen Maxima entsprechen dem Mittelpunkt der Partikelabbildung Qieni et al. [2014].

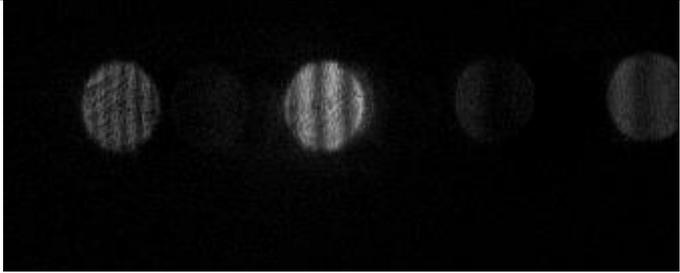
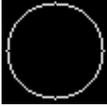
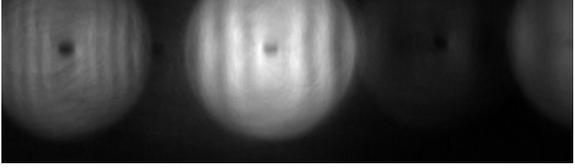
Beschreibung	Bild
Partikelbild	
Template	
Korrelationsergebnis exakte Aperturform-Größe	
Korrelationsergebnis 10% größer als Aperturform-Größe	
Korrelationsergebnis 20% größer als Aperturform-Größe	

Abbildung 4.20: Effekt eines Templates größer als die Partikelabbildung

Die Suche nach den lokalen Maxima kann durch den Vergleich einzelner Pixel mit ihren Nachbar-Pixeln in der 4er- oder 8er-Nachbarschaft iterativ erfolgen.

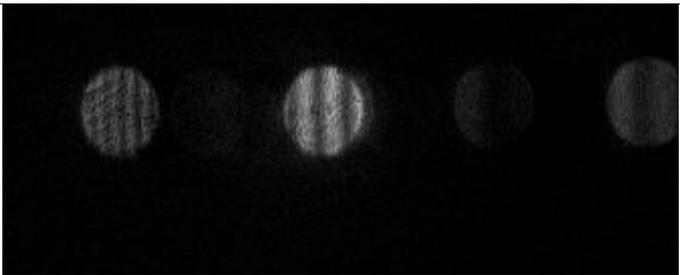
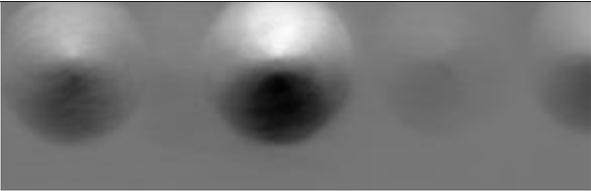
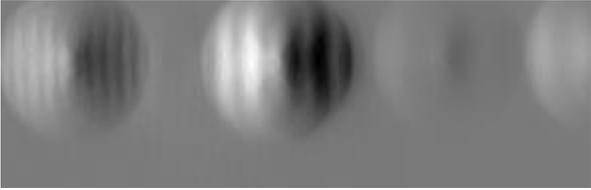
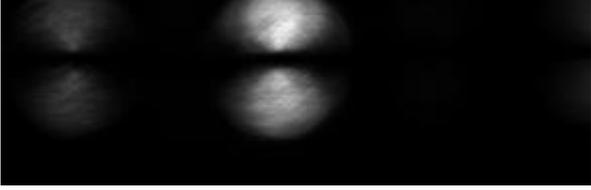
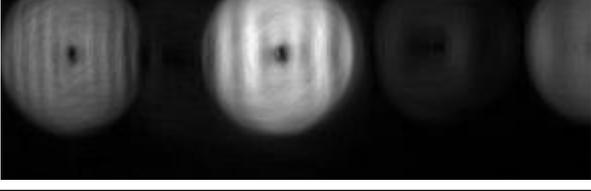
Beschreibung	Bild
Partikelabbildung	
Sinus-Template	
Cosinus-Template	
Kreuzkorrelation Sinus	
Kreuzkorrelation Cosinus	
Quadrierte Kreuzkorrelation Sinus	
Quadrierte Kreuzkorrelation Cosinus	
Summe quadrierte Kreuzkorrelationen	
Wurzel aus der Summe der quadrierten Kreuzkorrelationen	

Abbildung 4.21: Effekt der Gewichtung des Templates mit einer Sinus-/Cosinus-Funktion

Ist die Amplitude des Pixels das Maximum in der gesamten Nachbarschaft, so handelt es sich um ein lokales Maximum (siehe Abbildung 4.19). Berücksichtigt man weiter ausgedehnte Nachbarschaftsbeziehungen, lässt sich die Sicherheit der Erkennung von lokalen Maxima erhöhen.

Ein Problem dieses Verfahrens lässt sich in Abbildung 4.19 erkennen. Ist das lokale Maximum eines schwach streuenden Partikels „unter“ einer Überlappung der Nachbarpartikel, ist die Amplitude des lokalen Maximums kleiner als die der Überlagerung. Damit wird dieser Partikel nicht detektiert. Daher wurde eine Verbesserungsmöglichkeit gesucht. Beispielsweise kann mit einem etwa 10% - 20% größern Template als die Aperturgröße ein nutzbarer Effekt erzeugt werden (vgl. Abbildung 4.20). Anstelle des lokalen Maximums entsteht ein lokales Minimum umgeben von einem hellen Ring.

Ein ähnlicher Effekt kann durch eine zweite Variante erzeugt werden. Die Intensitätsfunktion des Templatebildes wird mit einer Sinus- und Cosinus-Funktion gewichtet (vgl. Abbildung 4.21). Für beide Gewichtungsfunktionen werden die Korrelationen ausgerechnet und überlagert. Die Detektion der lokalen Minima erfolgt in beiden Varianten mit einem angepassten Template.

Neben dieser Auswertung lässt sich auch eine Partikeldetektion aus der Phaseninformation der Partikelabbildungen ableiten Weder [2015]. Dazu werden die Sinus-  $S(x, y)$  und Kosinus-Kreuzkorrelationsergebnissen  $K(x, y)$  verwendet. Die Funktionen sind Weder [2015] entnommen. Zuerst wird das Betragsbild  $B(x, y)$  benötigt.

$$B(x, y) = \sqrt{K(x, y)^2 + S(x, y)^2}$$

Das Phasenbild  $\varphi(x, y)$  kann demnach Pixelweise berechnet werden:

$$\varphi(x, y) = \begin{cases} \arccos \frac{K(x, y)}{B(x, y)} & \text{für } K(x, y) > 0 \\ -\arccos \frac{K(x, y)}{B(x, y)} & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.24)$$

Jeder Pixel im Phasenbild stellt einen Vektor dar. Diese Vektoren zeigen im Falle eines Partikels auf dessen Mitte und schneiden sich dort. Die Schnittpunkte werden jeweils in eine Bild-Matrix eingefügt, so dass sich anhand der Intensität die Mittelpunktposition ergibt. Diese Methode lässt sich mit den Mittelpunktpositionen aus dem Template-matching kombinieren, um fehlerhafte/problematische Partikeldetektionen zu erkennen Weder [2015]. Die Ergebnisse dieser Arbeit verwenden die Auswertung des Phasenbildes nicht, da die Auswertung eines Bildes (136x366 Pixel) in der vorhandenen Implementierung auf einem modernen Computer (Intel i7 2,4GHz, 8GB RAM) mehrere Minuten dauert Weder [2015]. Daher ist es momentan unrealistisch die typischen Videos einer

Messkampagne (mehreren tausend Bilder und deutlich höheren Auflösungen) in einer sinnvollen Zeitspanne auszuwerten.

#### 4.3.4 Spektrale Analyse der Partikel

Die spektralen Anteile der einzelnen Partikelabbildungen enthalten wesentliche Informationen zur Partikelcharakterisierung. Die Partikelabbildung wird durch eine Fourier-Transformation in den spektralen Raum überführt. In Abbildung 4.22 ist eine Partikelabbildung einer Blase und die zugehörige spektrale Leistungsdichte abgebildet, die mit Hilfe der Funktionen (4.16) & (4.17) berechnet werden können.

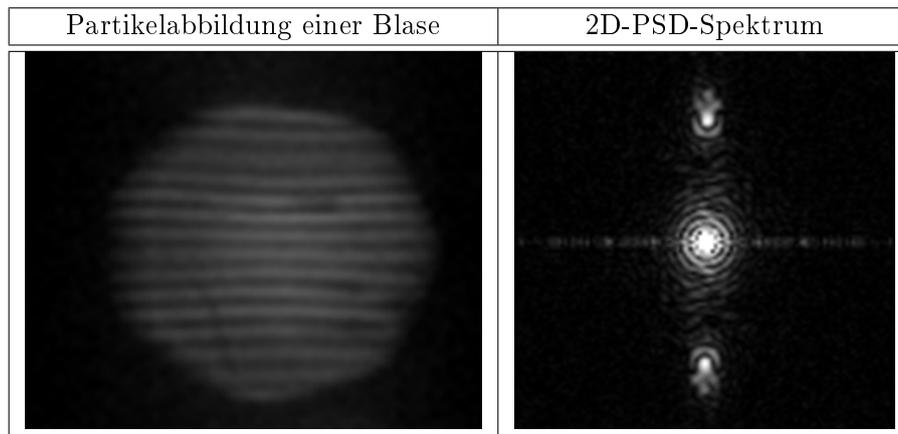


Abbildung 4.22: Beispiel einer 2D-DFT von einer Blase

Drei dominante lokale Maxima können bei einem Interferenzstreifenmuster einer Blase beobachtet werden. Das Spektrum ist spiegelsymmetrisch. Das Maximum im Zentrum repräsentiert den Gleichanteil der Blasenabbildung. Die zwei anderen dominanten lokalen Maxima entsprechen der Interferenzstreifenfrequenz. Die Suche nach lokalen Maxima erfolgt über Nachbarschaftsbeziehungen (wie in 4.3.3.3). Die Streifenfrequenz wird über den euklidischen Abstand zwischen dem Zentrum des Spektrums und einem lokalen Maximum außerhalb des Zentrums berechnet (DFT-Elementanzahl wie Partikelabbildungsgröße).

Je nach Ausrichtung (horizontal/vertikal) der Interferenzstreifenmuster einer Blase, können eindimensionale DFTs (Funktion (4.15)) spalten-/zeilenweise berechnet werden (vgl. Abbildung 4.23 ). Verlaufen die Interferenzstreifen beispielsweise horizontal und es wird eine zeilenweise DFT-berechnet, kann die Streifenfrequenz nicht ermittelt werden. Im Spektrum würde ein hoher Gleichanteil erscheinen. Die aus der Berechnung resultierenden einzelnen Leistungsdichtespektren  $J_s(u, v)$  werden über die Spalten- bzw. Zeilenanzahl  $N$  der Partikelabbildung zum Gesamtspektrum  $J_G(u, v)$  aufsummiert.

$$J_G(u, v) = \sum_{s=0}^{N-1} J_s(u, v) \quad (4.25)$$

Dadurch addieren sich wiederkehrende lokale Maxima der Interferenzstreifenfrequenzen. Durch temporäre Bildfehler verursachte lokale Maxima werden unterdrückt. Bei der Auswahl der verwendeten Zeilen-/Spaltenanzahl kann zwischen der Verbesserung des Signal-/Rauschverhältnisses und der Rechenzeit-Effizienz abgewogen werden. Zur Berechnung der Ergebnisse in dieser Arbeit wurden alle verfügbaren Bildzeilen/-spalten verwendet. Aufgrund der Symmetrie des PSDs reicht eine Hälfte der spektralen Leistungsdichte für die Berechnungen.

Die erkannte Interferenzmusterfrequenz wird mit einem Parabel-Fit mit den direkten Nachbarn des gefundenen höchsten lokalen Maximums verfeinert. Dadurch wird die Position des Frequenzmaximums genauer zu bestimmt.

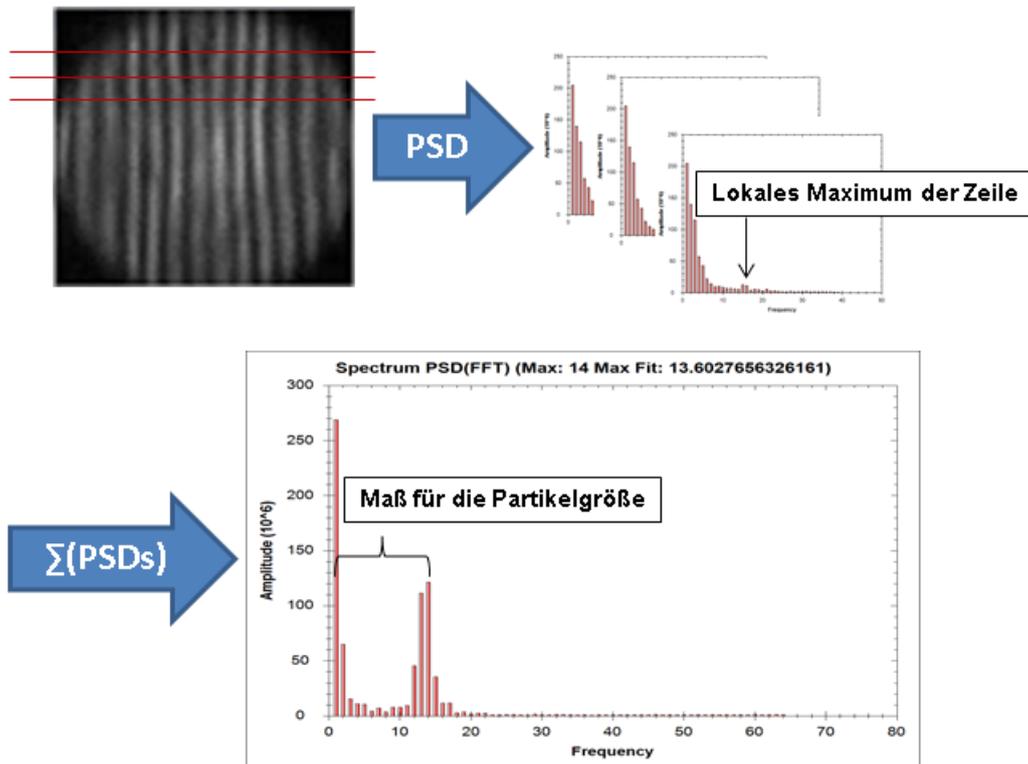


Abbildung 4.23: Prinzipieller Ablauf der zeilenweisen PSD-Berechnung

Das Maximum der gefitteten quadratischen Funktion wird zu Berechnung der Blasengröße verwendet. Weitere Eigenschaften des Leistungsdichtespektrums erlauben die

Partikeltypenklassifikation. Nach Papula [2014] berechnet sich der Scheitelpunkt  $S$  einer quadratischen Funktion  $y(x) = ax^2 + bx + c$  aus:

$$S = \left( -\frac{b}{2a}; \frac{4ac - b^2}{4a} \right)$$

Für die Berechnung der „Subfrequenz“ und die Größenberechnung einer Blase ist die erste Komponente des Scheitelpunktes  $x_s = -\frac{b}{2a}$  bestimmend. Man benötigt die unbekanntenen Koeffizienten  $a$  und  $b$ , um die „Subfrequenz“ zu berechnen. Ein Gleichungssystem lässt sich mit Hilfe der 3 Punkte des lokalen Maximums  $(x_1, y_1)$  und seiner Nachbarn  $(x_2, y_2)$ ,  $(x_3, y_3)$  aufstellen.

$$\begin{aligned} y_1 &= ax_1^2 + bx_1 + c \\ y_2 &= ax_2^2 + bx_2 + c \\ y_3 &= ax_3^2 + bx_3 + c \end{aligned}$$

Numerisch kann das Gleichungssystem für konkrete Punkte mit Hilfe des Gaußschen Algorithmusses berechnet werden Papula [2014]. Eine analytische Lösung hat den Vorteil, dass die „Subfrequenz“ schnell berechnet werden kann. Nach Brünner [2015] ergibt sich die gesuchte Komponente des Scheitelpunktes aus:

$$x_s = \frac{x_2^2(y_3 - y_1) - x_1^2(y_3 - y_2) - x_3^2(y_2 - y_1)}{2(x_2(y_3 - y_1) - x_1(y_3 - y_2) - x_3(y_2 - y_1))} \quad (4.26)$$

#### 4.3.5 Klassifikation von Partikeltypen

Ziel der Klassifikation ist es, die Blasen von Feststoffen in der Strömung zu trennen. Der Klassifikationsprozess erfolgt zweistufig. Bei der Vorklassifikation wird entschieden, ob die eigentliche Klassifikation nach Partikel-Eigenschaften überhaupt sinnvoll ist. Anhand einfacher Parameter kann man festlegen, ob eine auswertbare Partikelabbildung im Segment vorhanden ist.

Die maximale Intensität des Partikels wird ermittelt. Liegt sie unterhalb einer Intensitätsschwelle (im Sensorrauschen des Kamerasensors), ist eine weitere Klassifikation nicht sinnvoll. Ist die mittlere Intensität der Partikelabbildung nahe der maximalen Intensität des Sensors, wird von einer Übersteuerung ausgegangen. Eine sichere Klassifikation und Partikelgrößenberechnung ist nicht hinreichend möglich.

Unvollständige Segmente werden ebenfalls detektiert. Dazu wird die Partikelabbildung in vier Quadranten zerlegt. Die mittleren Intensitäten der einzelnen Quadranten sind bei einer vollständigen Partikelabbildung ähnlich. Ist keine vollständige Partikelabbildung

vorhanden, unterscheiden sich die mittleren Intensitäten der Quadranten deutlich. Durch einen Schwellenwert wird festgelegt, wie groß dieser Unterschied sein darf.

### **Klassifikation über Eigenschaften der lokalen Maxima**

Auf Basis der spektralen Analyse kann eine Klassifikation der Partikel erfolgen. Diese Klassifikation funktioniert in ähnlicher Weise für beide vorgestellte Varianten der spektralen Leistungsdichteberechnung. Eigenschaften der lokalen Maxima im Spektrum sind die Anzahl, die Amplitude, deren Abstand untereinander (Frequenz und Amplitude) und die Ausdehnung (Frequenz).

Die Trennung von Feststoffpartikeln und Blasen ist über die Anzahl der lokalen Maxima realisierbar Ebert et al. [2012]. Alle lokalen Maxima des Spektrums außer dem Gleichanteil werden bestimmt und ihrer Amplitude nach sortiert, um das höchste und zweithöchste lokale Maximum zu ermitteln. Ist nur ein dominantes lokales Maximum im Leistungsdichtespektrum erkennbar, ist ein Streifenmuster dieser Frequenz vorhanden und es wird von einer Blase ausgegangen. Sind mehr dominante lokale Maxima vorhanden, ist im Partikelbild ein Specklemuster vorhanden, was durch einen Feststoffpartikel verursacht wurde. Mehr als zwei Glanzpunkte haben zur Partikelabbildung geführt. Es handelt sich also nicht um eine der gesuchten Blasen/Nuclei (vgl. Abbildung 4.24 ). Es ist notwendig, zu entscheiden, was ein dominantes lokales Maximum ist. Eine Schwelle in der Amplitude des Spektrums ist problematisch, da die Höhe von der Signalenergie/Intensität der Partikelabbildung abhängt. Daher wurde eine relative Berechnung mit Hilfe eines Quotienten aus dem höchsten und zweithöchsten lokalen Maximum verwendet, wodurch sich eine Umgehungsmöglichkeit bietet. Ein Schwellenwert wird für diesen Quotienten definiert. Liegt die gestreute mittlere Intensität des Partikels in der Nähe der Rauschschwelle oder der Maximalintensität des Sensors, wird dieses Verfahren allerdings zunehmend unsicherer, da sich keine/nur schwache lokale Maxima ausprägen.

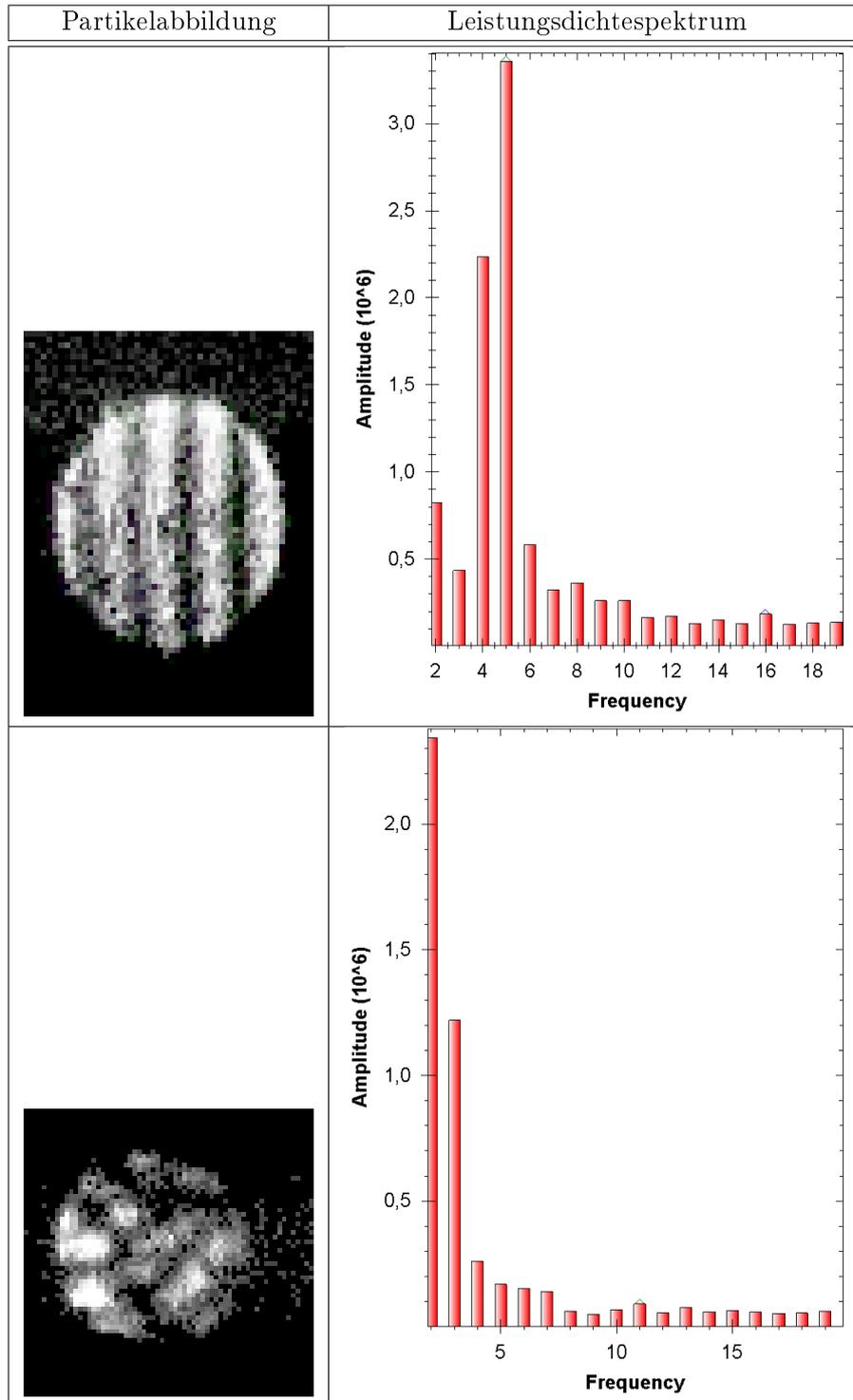


Abbildung 4.24: Beispiel zur Partikelklassifikation anhand von Eigenschaften des Leistungsdichtespektrums (Gleichanteil ausgeblendet, Partikelabbildungen normalisiert, Amplitude [a.u.], Frequency entspricht Streifenanzahl)

## Klassifikation über Betragsspektren

Eine zweite Möglichkeit zur Klassifikation ergibt sich ebenfalls aus den spektralen Eigenschaften. Bei inhomogenen Partikeln ergibt sich abhängig von der Reihenfolge der Betragsbildung der Fourier-Koeffizienten ein deutlicher Unterschied der Amplitude beim höchsten lokalen Maximum. Bei Interferenzmustern inhomogener Partikel unterscheiden sich die Fourier-Koeffizienten in Betrag und Phase stärker als bei den hier betrachteten homogenen sphärischen Blasen/Nuclei. Daher wirkt sich die Reihenfolge bei einer Summation stärker aus. In Abbildung 4.25 wird ein Beispiel gezeigt. Ein Quotienten  $Q$  aus den höchsten lokalen Maxima (ohne Gleichanteil) beider Varianten wird berechnet. Das  $p$  steht hier für die einzelne Zeile bzw. Spalte der Partikelabbildung. Das  $N$  steht für die Zeilen- bzw. Spaltenanzahlen, die in der Partikelabbildung vorhanden sind.  $I_p(x, y)$  ist die Intensität der Partikelabbildungszeile/-spalte.

$$I_1(x, y) = \sum_{p=0}^N \sqrt{(Re(F(I_p(x, y))))^2 + (Im(F(I_p(x, y))))^2} \quad (4.27)$$

$$I_2(x, y) = \sqrt{\left(\sum_{p=0}^N Re(F(I_p(x, y)))\right)^2 + \left(\sum_{p=0}^N Im(F(I_p(x, y)))\right)^2} \quad (4.28)$$

$$Q = \frac{\max(I_1(x, y))}{\max(I_2(x, y))} \quad (4.29)$$

Die Klassifikation erfolgt durch eine Schwelle in der maximalen Abweichung des Quotienten von 1. Eine zusätzliche Bedingung ist die Frequenzposition von lokalen Maxima. Die maximal erlaubte Abweichung wird ebenfalls über einen Schwellenwert definiert.

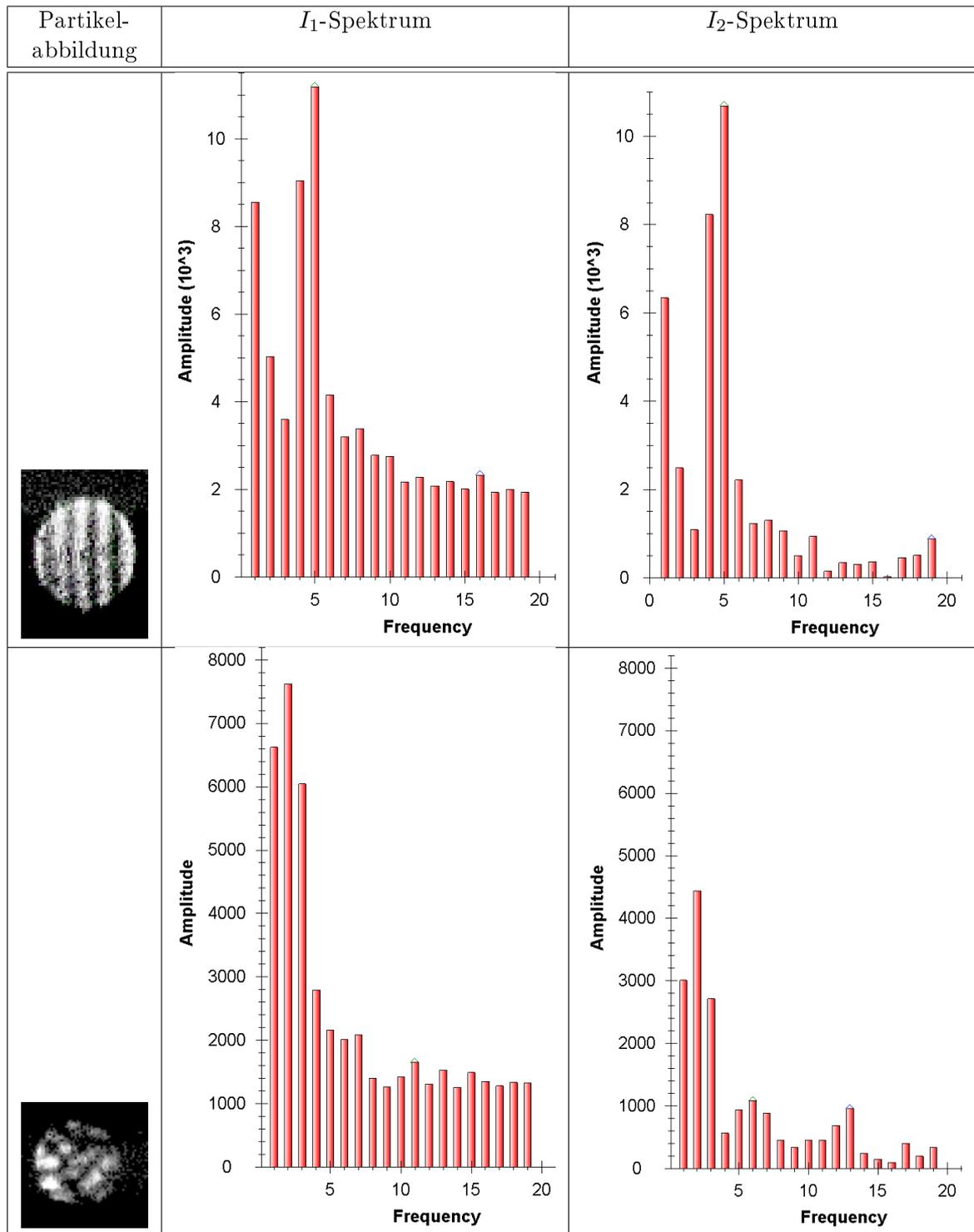


Abbildung 4.25: Beispiel zur Partikelklassifikation mit Hilfe der Betragsspektren (markiert sind Maxima in einer 5er Nachbarschaft, Gleichanteil ausgeblendet, Partikelabbildungen normalisiert, Amplitude [a.u.], Frequency entspricht Streifenanzahl)

## 4.3.6 Ermittlung grundlegender Parameter

### 4.3.6.1 Bestimmung der Messvolumensgröße

Wesentlich zur Berechnung der Partikelanzahlkonzentration ist die Ermittlung der Messvolumengröße. Für das Messvolumen ist die Strahlgeometrie des Lasers, die abbildende Optik, die Belichtungszeit der Kamera und die Strömungsgeschwindigkeit von Bedeutung.

Die Optik vor der Kamera entscheidet auch darüber, welcher Teil des Lasers auf dem Sensor abgebildet wird. Hier spielen die Aperturgröße und die Brennweite des Objektivs, sowie der sogenannte Kropfaktor des Sensors eine wesentliche Rolle. Um die verwendete Vollformatbrennweite  $f$  zu errechnen, muss die Brennweite mit dem Kropfaktor des Sensors multipliziert werden. Das Verhältnis aus Vollformatbrennweite und Aperturgröße  $d_a$  wird als Blendenzahl  $F\#$  bezeichnet und ist ein Objektivparameter, der vom Hersteller angegeben wird [Canon 2006]. Die Aperturgröße kann berechnet werden:

$$d_a = \frac{f}{F\#} \quad (4.30)$$

In der Kavitationsforschung werden Partikel meist in Wasser durch eine Glasscheibe und Luft beobachtet. So dass sich der Abstand zum Partikel (auf Wasser normiert) ergibt:

$$z_l = z_{Luft} \frac{n_{Wasser}}{n_{Luft}} + z_{Glas} \frac{n_{Wasser}}{n_{Glas}} + z_{Wasser} \quad (4.31)$$

Mit Hilfe der halben Aperturgröße und dem Abstand des Partikels von der Optik  $z_l$  (siehe Abbildung 3.10) ergibt sich ein rechtwinkliges Dreieck und der objektseitige Öffnungswinkel  $\Delta\vartheta_s$  kann berechnet werden:

$$\Delta\vartheta_s = 2 \arctan \left( \frac{d_a}{2z_l} \right) \quad (4.32)$$

Für die Berechnung der Länge der Laserstrahlabbildung  $l_{Laser}$  wird der Bildwinkel  $\beta$  benötigt. Er errechnet sich aus der Sensorgröße (Höhe  $h$  und Breite  $b$ ) und der Brennweite:

$$\beta = 2 \arctan \left( \frac{\sqrt{h^2 + b^2}}{2 * f} \right)$$
$$l_{laser} = 2z_l \tan \left( \frac{\beta}{2} \right) \quad (4.33)$$

Nimmt man das Messvolumen als Zylinder mit dem Laserstrahlradius  $r_{wb}$  an, so ergibt sich die folgende Gleichung für den geometrischen Teil des Messvolumens  $V_{geo}$ :

$$V_{geo} = l_{Laser} \pi r_{wb}^2 \quad (4.34)$$

Ein Anteil des Messvolumens entsteht durch die Belichtungszeit (abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit). In der Realität ist der Anteil am Gesamtmessvolumen meist sehr gering. Die Kamera integriert alle Partikel, die das Messvolumen während der Belichtungszeit passieren. Das angenommene Zylindervolumen wird um einen Quader (der mittig in den Zylinder eingeschoben wird) gestreckt. Eine Achse des Quaders ergibt sich aus der Belichtungszeit  $t_{exp}$  und der Strömungsgeschwindigkeit  $v_{Wasser}$ . Die beiden anderen Achsen sind die Länge der Laserstrahlabbildung und der Durchmesser des Laserstrahls. Es ergibt sich ein zusätzliches Messvolumen  $V_{Belichtung}$ :

$$V_{Belichtung} = 2r_{wb} l_{Laser} t_{exp} v_{Wasser} \quad (4.35)$$

Das gesamte Messvolumen  $V_{ges}$  berechnet sich aus der Summe beider Teilvolumina:

$$V_{ges} = V_{geo} + V_{Belichtung} \quad (4.36)$$

#### 4.3.6.2 Berechnung der Blasengrößen

Zur Berechnung der Blasengrößenverteilung ist es notwendig, die Interferenzstreifenanzahl in eine Blasengröße zu überführen. In 3.1.7 wurde die Möglichkeit von Maeda et al. [2000] vorgestellt, die Partikelgröße mit Hilfe der geometrischer Optik zu berechnen. Hier wird die geometrische Optik-Variante nicht verwendet, da sie die Streufunktionsdynamik und deren Abhängigkeiten von Partikelgröße, Streuwinkel (speziell auch Winkel der Totalreflexion), Brechungsindex und Polarisierungen (speziell auch Brewster-Winkel) nicht ausreichend abbildet (vgl. Albrecht et al. [2003]).

Die Abbildung 4.4 unten zeigt eine LMT Berechnung für eine bestimmte optische Konfiguration und verschiedene Partikelgrößen. Berechnet werden die Streufunktionen verschieden großer Blasen (für einen bestimmten Streuwinkelbereich abhängig von der Apertur der Abbildungsoptik). Anschließend wird die Interferenzstreifenanzahl (vgl. 4.3.4) ermittelt. Die Beziehung zwischen Partikelgröße und Interferenzstreifenanzahl wird dadurch beschrieben.

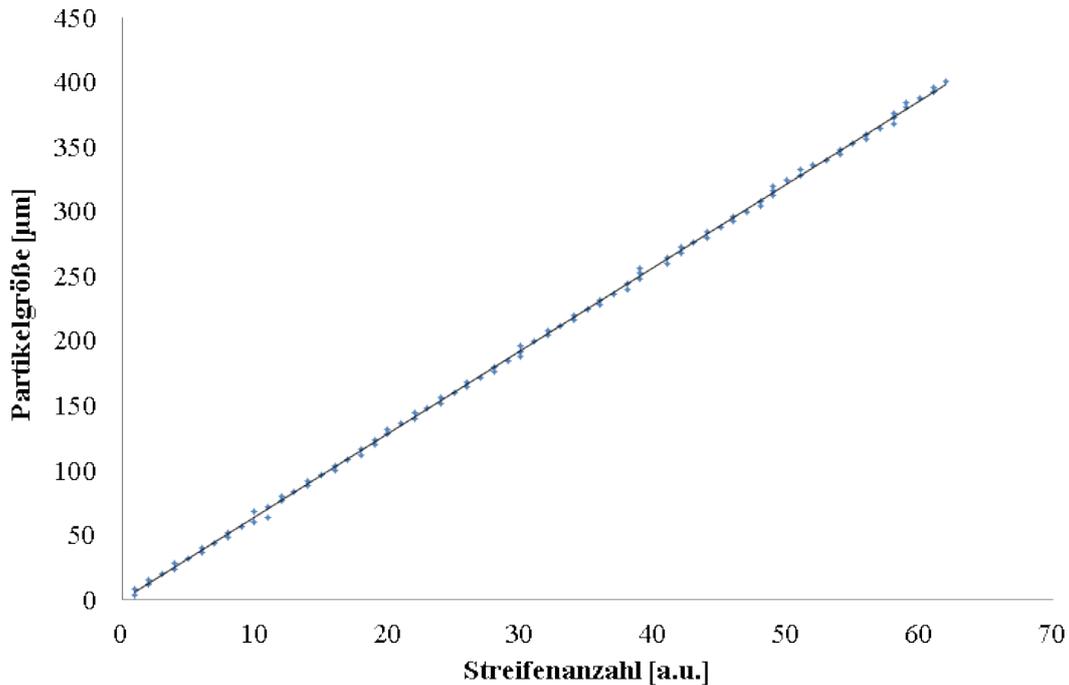


Abbildung 4.26: Beispiel für die Beziehung Streifenanzahl zu Blasengröße in Wasser ( $\vartheta_r = 90^\circ, d_p = 4 \mu\text{m} \dots 400 \mu\text{m}; \lambda = 532 \text{ nm}; \text{Polarisation } 0^\circ; \beta = 8^\circ; \kappa \approx 6,4 \mu\text{m}/\text{Streifen}; k \approx 0,0195 \text{ 1/deg}/\mu\text{m}$ ) (verändert Ebert et al. [2014b])

Ein Beispiel für eine bestimmte optische Konfiguration ist in Abbildung 4.26 dargestellt. Mit Hilfe einer linearen Regression kann der Anstieg  $\kappa$  ermittelt werden. Der Anstieg der Regressionsgeraden hängt nur von konstanten Parametern ab. Daher ist eine Größen-Kalibrierung bei der HDNC-Technik nicht notwendig.

Bei der eigentlichen LMT-Berechnung wird die Apertur der Abbildungsoptik nicht direkt berücksichtigt. Abhängig von Aperturgröße und dem Abstand zwischen Optik und Partikel wird ein bestimmter Ausschnitt aus der Streufunktion abgebildet. Bei der Ermittlung des realen Konvertierungsfaktors sind nur die Interferenzstreifen zu berücksichtigen, die durch die Apertur abgebildet werden. Daher ist es wesentlich, ein Objektiv mit möglichst großer Apertur zu verwenden. Bei optischen Konfigurationen an Strömungs-/Kavitationskanälen der Universität Rostock, der SVA, der HSVA und auf dem Großausführungsschiff „Amandine“ sind Größenkonvertierungsfaktoren zwischen ca. 5 und ca. 20  $\mu\text{m}/\text{Streifen}$  aufgetreten.

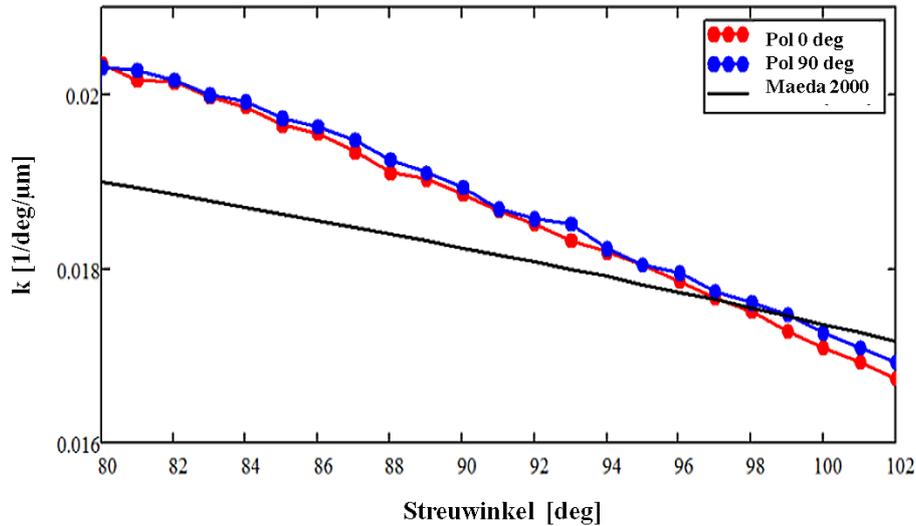


Abbildung 4.27: Einfluss des Streuwinkels und der Polarisation auf den Konvertierungsfaktor  $k$  für Luftblasen in Wasser  $d_p = 4 \mu\text{m} \dots 400 \mu\text{m}$ ;  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ; Drehung des Empfänges um X (aus Ebert et al. [2014b])

Eine Iteration über verschiedene Streuwinkel und auf den Bildwinkel normierte Variante der Beziehung ist in Abbildung 4.27 dargestellt.

### 4.3.7 Detektionsvolumenkorrektur zur Konzentrationschätzung

Ein Partikel fällt ab einem bestimmten Abstand zur Lasermittelachse unter die Detektionsschwelle eines realen Detektors. Die Detektion kleiner Partikel ist nur in stark beleuchteten Regionen möglich. Größere Partikel werden auch in weniger beleuchteten Regionen detektiert. Die Wahrscheinlichkeit Blasen zu übersehen steigt also mit abnehmender Partikelgröße bei gleichbleibender Beleuchtung. Dies führt zu unterschiedlich großen Detektionsvolumina abhängig von der Partikelgröße bei der HDNC-Technik. Ohne Korrektur ist die Konsequenz eine fehlerhafte Konzentrationschätzung. Daher ist die Ableitung einer Korrekturfunktion notwendig.

Ein Beispiel soll den Zusammenhang verdeutlichen (Abbildung 4.28). Drei Blasen in einer Strömung von  $6 \text{ m/s}$  wurden mit  $21.000 \text{ Bildern/s}$  durch eine Phantom V12.1 Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet. Es zeigt sich, dass die große Blase häufiger detektiert wurde als die beiden kleineren Blasen.

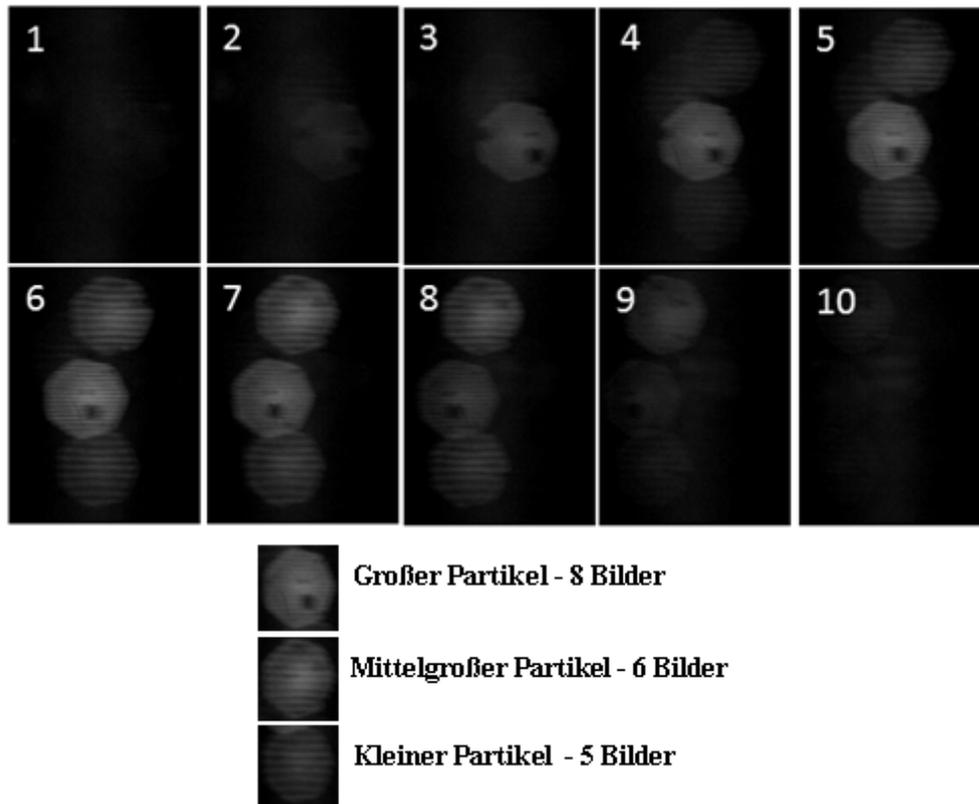


Abbildung 4.28: Beispiel zu unterschiedlich großen Blasen in einer Wasserströmung ( $\sim 6$  m/s) passieren einen 532 nm Nd:YAG Laserstrahl Ebert et al. [2014a]

### Ansatz

In Albrecht et al. [1993] wird das Flächendifferenzverfahren vorgestellt, um die Partikelanzahlkonzentration beim LDA aus der Intensitätsverteilungs-/Burstdauerstatistik abzuleiten. Diese Überlegung liefert den Einstieg in die Ableitung der Korrekturfunktion für die HDNC-Technik. Zur Berechnung der Korrekturfunktion für die Partikelgrößenverteilung werden die Partikelgröße/Streifenanzahl für jeden Partikel, das daraus berechnete Histogramm, sowie die minimale, durchschnittliche und maximale Intensität pro Partikelgrößenklasse und deren Durchschnitt pro Partikelklasse benötigt. Für jede Partikelgrößenklasse gibt es in Abbildung 4.29 eine „Intensitäts-Ebene“, bei der die Partikel einer bestimmten Größenklasse gerade noch detektiert werden können.

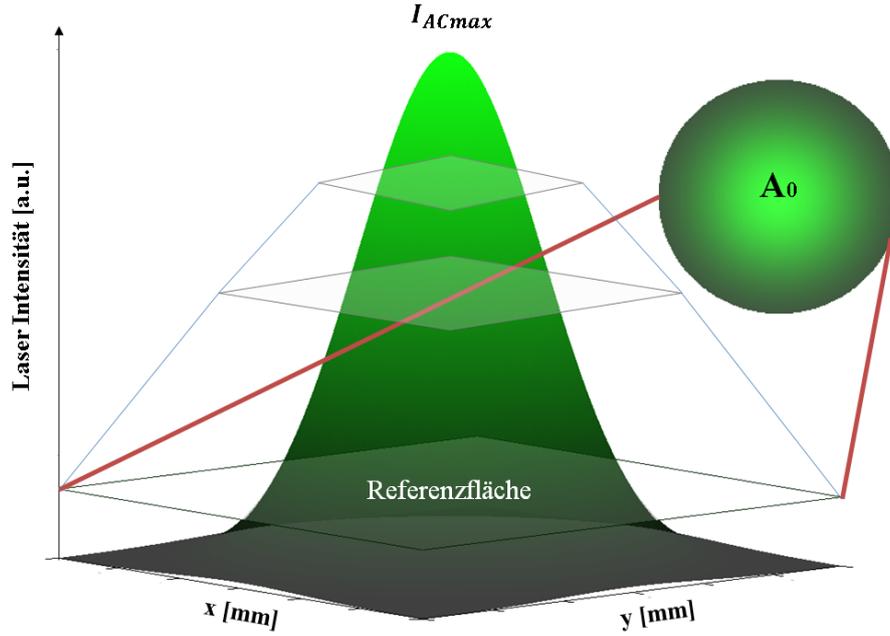


Abbildung 4.29: Übersicht zur Intensitätsfunktion eines Lasers mit der Referenzfläche  $A_0$

Die Fläche dieser Ebenen heißt Detektionsfläche. Nimmt man einen  $TEM_{00}$ -Laserstrahl an, ergeben sich kreisförmige Detektionsflächen  $A_d$ . Die Detektionsflächen sind abhängig von der Partikelgrößenklasse  $d_{pk}$ . Die Detektionsflächenebene wird bei kleineren Partikeln im Verhältnis zu einer Referenzfläche/Partikelgröße kleiner. Bei größeren Partikeln wird sie größer. Nach Albrecht et al. [2003] gilt folgende Berechnung für die Detektionsfläche:

$$A_d = A_d(d_{pk}) = \frac{A_0}{2} \ln \left( \frac{I_{ACmax}(d_{pk})}{I_d} \right)$$

mit einer Referenzfläche  $A_0$  und einer maximalen gestreuten Laserintensität abhängig von der Partikelgröße  $I_{ACmax}(d_p)$ . Durch die begrenzte Dynamik des Sensors gibt es eine minimale Intensität  $I_d$ , die noch detektiert werden kann. Mit der Fläche eines Kreises  $A_{Kreis} = \pi r^2$  erhält man:

$$\pi r_d^2(d_{pk}) = \frac{\pi r_0^2}{2} \ln \left( \frac{I_{ACmax}(d_{pk})}{I_d} \right) \quad (4.37)$$

Die maximale Intensität  $I_{ACmax}(d_{pk})$  würde ein Partikel einer Größenklasse nur streuen, wenn er exakt mittig im Intensitätsmaximum des Laserstrahls liegt. Das ein Partikel zum exakt richtigen Zeitpunkt aufgenommen wird, ist aber unwahrscheinlich. Gemessen wird ein  $I_{max}(d_{pk}) \leq I_{ACmax}(d_{pk})$ . Man benötigt eine geeignete Lösung zur Bestimmung

der maximalen Intensität. Einen möglichen Ansatz bietet die Funktion der maximalen Intensität pro Partikelklasse  $I_{max}(d_{pk})$  (analog zu Albrecht et al. [2003]):

$$I_{max}(d_{pk}) = I_{ACmax}(d_{pk}) e^{\frac{-2r^2}{r_{wb}^2}} \quad (4.38)$$

Die mittlere Intensität pro Partikelklasse  $I_{mittel}(d_{pk})$  eignet sich besser als  $I_{max}(d_{pk})$ , da sie aus den Messdaten vieler Partikel sicherer bestimmt werden kann. Die mittlere Intensität lässt sich mit Hilfe der Überlegung bestimmen, dass jeder Punkt innerhalb der Detektionsfläche der Partikelgrößenklasse ein Partikel enthält, der eine gewisse Intensität streut (siehe Abbildung 4.29). Über die Geometrie der Detektionsfläche und der Funktion der Laserintensität 4.38 kann per Integration die Summe der enthaltenen Intensitäten bestimmt werden. Die Summe oberhalb der Schnittebene wird auf die Detektionsflächengröße normiert. Es ergibt sich die Funktion der mittleren Intensität (analog zur PD-Technik in Albrecht et al. [2003]):

$$I_{mittel}(d_{pk}) = \frac{I_{ACmax}(d_{pk}) \int_0^{r_d(d_{pk})} e^{\frac{-2r^2}{r_{wb}^2}} 2\pi r dr}{\pi r_d^2(d_{pk})} \quad (4.39)$$

Es bietet sich daher an die mittlere Intensität zu verwenden, um die Referenzfläche zu bestimmen. Die Referenzfläche an der Stelle der halben Intensität ist ein Kreis mit dem Radius  $r_0 = \sqrt{2}r_{wb}$  Albrecht et al. [2003]. Den Radius  $r_{wb}$  kann man mit den in 5.2.1 beschriebenen Funktionen ermitteln. Es ergibt sich also ein Radius der Detektionsfläche  $r_d(d_{pk})$  von:

$$r_d(d_{pk}) = \sqrt{\frac{(\sqrt{2}r_{wb})^2}{2} \ln\left(\frac{I_{ACmax}(d_{pk})}{I_d}\right)} = \sqrt{r_{wb}^2 \ln\left(\frac{I_{ACmax}(d_{pk})}{I_d}\right)} \quad (4.40)$$

Die Korrekturfunktion  $F_k^{-1}(d_{pk})$  ergibt sich aus dem Flächenverhältnis der partikelgrößenabhängigen Detektionsfläche  $A_d(d_{pk})$  und der Fläche  $A_0$  mit dem Ansatz aus Albrecht et al. [1993, 2003]:

$$\begin{aligned} F_k^{-1}(d_{pk}) &= \frac{A_d(d_{pk})}{A_0} = \frac{\pi r_d^2(d_{pk})}{\pi (\sqrt{2}r_{wb})^2} \\ F_k^{-1}(d_{pk}) &= \frac{r_{wb}^2 \ln\left(\frac{I_{ACmax}(d_{pk})}{I_d}\right)}{2r_{wb}^2} = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{I_{ACmax}(d_{pk})}{I_d}\right) \end{aligned} \quad (4.41)$$

Die gemessene Konzentration  $C_{Mess}(d_{pk})$  für eine Größenklasse kann mit Hilfe der Korrekturfunktion in eine korrigierte Konzentration  $C_{Korr}(d_{pk})$  umgerechnet werden:

$$C_{Korr}(d_{pk}) = C_{Mess}(d_{pk})F_k(d_{pk}) \quad (4.42)$$

Aufgrund begrenzter Partikelanzahlen, die zur Ermittlung der Korrekturfunktion führen, gibt es statistische Obere- und Untervertrauensgrenzen der Korrekturfunktion (vgl. 4.47). Die maximal erlaubte Abweichung und die daraus resultierenden notwendigen Partikelanzahlen werden durch die spezielle Anwendung definiert.

### **Ermittlung Korrekturfunktionsparameter**

Die unbekannt Parameter in der Konzentrationskorrekturfunktion sind die maximale Intensität pro Partikelklasse  $I_{ACmax}(d_{pk})$  und die minimale Intensität auf Grund der Sensordynamik  $I_d$ .

Bei real gemessenen Daten ist davon auszugehen, dass „Ausreißer“ in den Intensitätsfunktionen vorhanden sind. Sie haben einen Einfluss auf die Berechnung der Korrekturparameter und müssen daher zuerst gefunden und aussortiert werden. Zu diesem Zweck bietet sich ein Funktionsfit mit einer quadratischen Funktion an (in Stöcker [2007] beschrieben). Bei dieser Methode wird eine Parabel-Funktion an einen Datensatz „angefittet“ (Abbildung 4.30).

Mit Hilfe der gefitteten Funktion und der Standardabweichung lassen sich Grenzen für die Intensitätsfunktionen festlegen. Partikel außerhalb der Grenzen werden aussortiert. Nach der Bereinigung können die Funktionen der maximalen, mittleren und minimalen Intensität berechnet werden. Die Kameradynamik (kombiniert mit dem Rauschverhalten der Kamera) bestimmt wesentlich, ab welcher Intensität ein Partikel im Bild sichtbar wird. Der Segmentierungsalgorithmus (vgl. 4.3.3) bestimmt ebenfalls, ob ein Partikel in der Analyse berücksichtigt wird oder nicht. Daher sind sowohl die Kameraeigenschaften als auch die Bildverarbeitung für die minimal detektierbare Intensität verantwortlich. Da das Kameraverhalten in Kombination mit der Segmentierung nicht einfach analytisch beschreibbar ist, wurde entschieden (bei ausreichend vielen Partikel) die minimale Intensität  $I_d$  pro Partikelklasse näherungsweise aus Messwerten zu bestimmen.

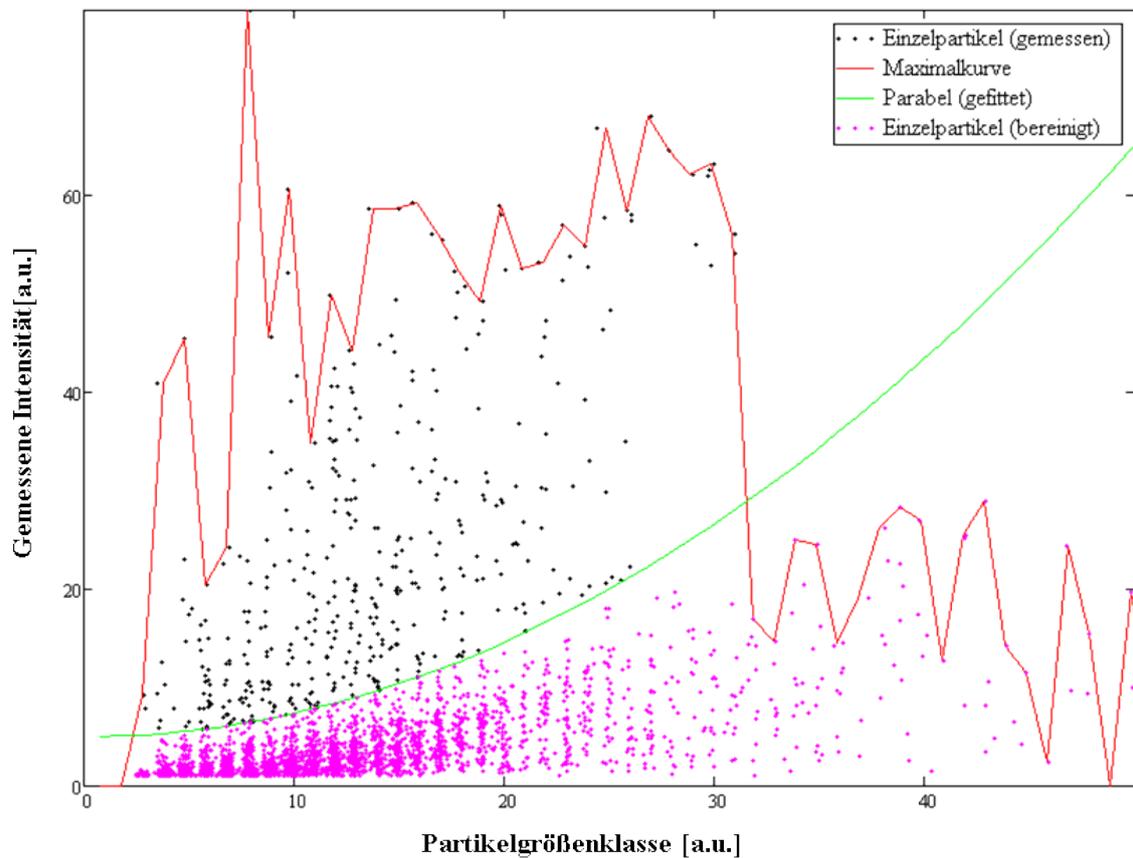


Abbildung 4.30: Beispiel zur Ausreißerdetektion der Funktion maximaler Intensitäten

Ein Beispiel ist in Abbildung 4.31 mit der blauen Kurve dargestellt. Mit steigender Partikelgrößenklasse nimmt die Anzahl der gemessenen Partikel ab und damit wird die Intensitätsstatistik unsicherer.

Mit Hilfe der berechneten (durchgezogene rote Line) und der gemessenen mittleren Intensitäten (gepunktete rote Line) ergibt sich die Möglichkeit einer näherungsweisen Berechnung von  $I_{ACmax}$ . Dazu wird eine Optimierungsrechnung durchgeführt, bei der iterativ verschiedene Werte für  $I_{ACmax}$  in die Funktion 4.39 eingesetzt werden.

Mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate Bronstein & Semendjajew [2003]; Tropea et al. [2003] wird die Abweichung der berechneten und der gemessenen mittleren Intensitäts-Funktion ermittelt. Das Ergebnis ist eine Qualitätsfunktion  $Q_{I_{ACmax}}$ , die ein Maximum an der Stelle der besten Übereinstimmung zwischen Messung und Theorie zeigt. Ein günstiger Wert für  $I_{ACmax}(d_{pk})$  in der Korrekturfunktion 4.41 ist die Stelle dieses Maximums.

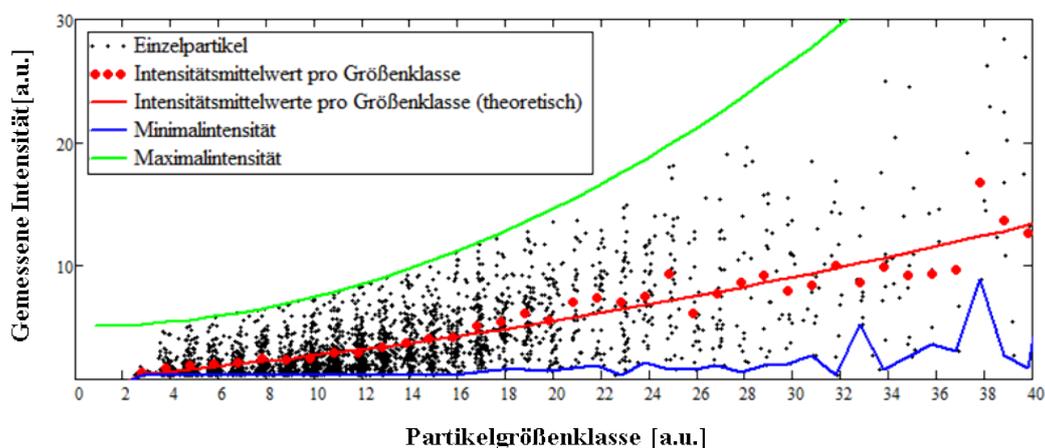


Abbildung 4.31: Beispiel einer Partikelgrößen-Intensitäts-Statistik

Ein sinnvoller Suchbereich für  $I_{ACmax}$  kann empirisch ermittelt werden, um die Suche zu beschleunigen. Kriterium ist dabei, dass die  $I_{mittel}(d_{pk})$ -Funktion durch möglichst viele der gemessenen mittleren Intensitäten verlaufen sollte. Ein Beispiel einer realen Qualitätsfunktion ist in 4.32 dargestellt.

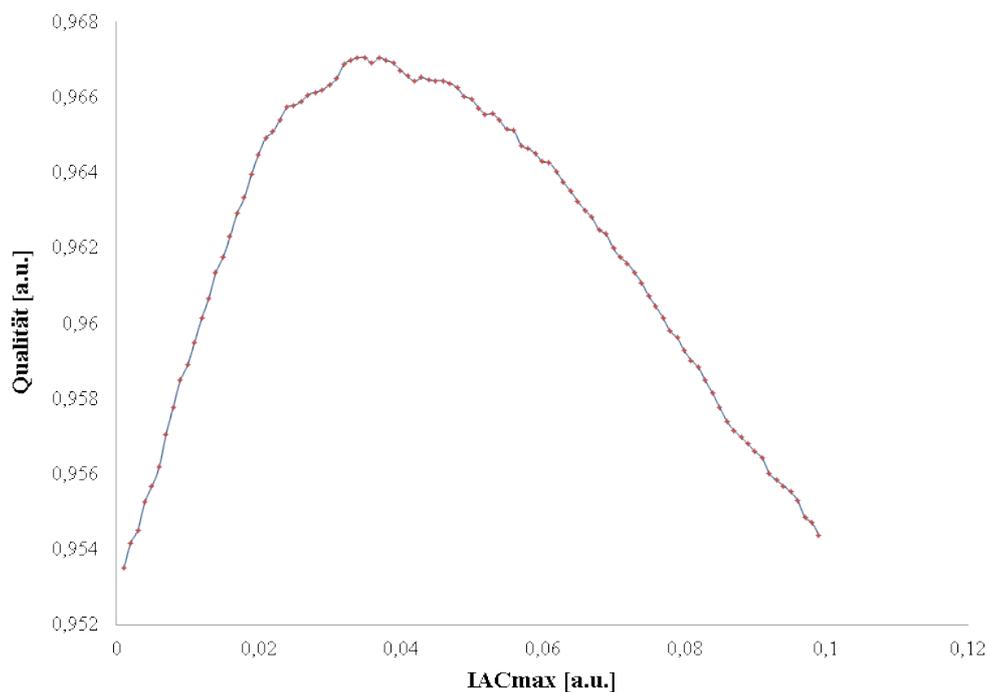


Abbildung 4.32: Beispiel-Qualitätsfunktion (Messung SVA Juni 2013)

Wenn die Detektionsfläche und die Referenzfläche identisch sind ( $r_d(d_{pk}) = \sqrt{2}r_{wb}$  als obere Integrationsgrenze) ist keine Korrektur für die spezielle Partikelklasse notwendig. Setzt man die Grenze in die Gleichung 4.39 ein ergibt sich:

$$I_{\text{mittel}}(d_{pk}) = \frac{I_{ACmax}(d_{pk}) \int_0^{\sqrt{2}} e^{-2r^2} 2\pi r dr}{\pi(\sqrt{2})^2} = 0,125 * I_{ACmax}(d_{pk}) \quad (4.43)$$

Wird zur Vereinfachung wurde  $r_{wb} = 1$  gesetzt, entspricht die mittlere Intensität 12,5% der maximalen Intensität und es muss die Partikelgrößenklasse nicht korrigiert werden. Kleinere Partikelgrößenklassen werden ohne Korrektur bezogen auf die Referenzfläche unterbewertet. Größere Partikelgrößenklassen werden entsprechend überbewertet.

## 4.4 Messfehler

Aus den bisher abgeleiteten Partikeleigenschaften kann die Kavitationskeimcharakterisierung abgeleitet werden. Um beispielsweise Wasserqualitäten verschiedener Kavitationskanäle zu ermitteln, wird das Histogramm der Blasengrößenverteilung, das Verhältnis von Blasenanzahl  $N_{pb}$  zu Feststoffpartikelanzahl  $N_{ps}$  und die Kavitationskeimanzahlkonzentration  $\bar{n}_p$  bestimmt. Daneben ist aber auch eine Fehlerabschätzung der Messung und des Messsystems notwendig.

Es gibt nach Tropea et al. [2003] verschiedene Möglichkeiten mit den Fehlermöglichkeiten eines Messsystems quantitativ umzugehen. Zum einen können die einzelnen Fehler (solange sie sich quantitativ fassen lassen) mit den Regeln der Fehlerfortpflanzung zu einem Gesamtfehler zusammengefasst werden. Dazu muss ein Netzwerk aus den Beziehungen der Fehlern untereinander (ähnlich einem elektrischen Netzwerk) aufgestellt werden. Dies gestaltet sich für ein optisches Messsystem allerdings sehr schwierig, da es viele, physikalisch unterschiedliche Fehlereinflüsse gibt. Teilweise lassen sich die Einflüsse auch nur abhängig von einer bestimmten Messsystemkonfiguration angeben. Daher wird häufig ein statistisches Modell zur Fehlerrechnung verwendet, was auf den Messergebnissen selbst basiert.

### Fehlerquellen

Einige Fehlerquellen und deren Einfluss wurden identifiziert. Insgesamt ist ein Laser mit guter Strahlqualität (hohe Wellenlängen-, Intensitäts-, Polarisationsstabilität, Kohärenzlänge und gaußsches Strahlprofil) zur Vermeidung systematischer Fehler sinnvoll. Systematische Fehler können beispielsweise durch das Laserstrahlprofil auftreten. Ent-

spricht es keinem Gaußprofil, ist die Größenberechnung des Messvolumens entsprechend anzupassen. Durch die Abbildungsoptik gibt es geometrische Fehler, die einen Einfluss auf die Interferenzmusterabbildungen haben können.

Der Detektorchip einer Kamera ist ebenfalls eine Fehlerquelle. Durch die Dynamik des Detektors gibt es Intensitätsgrenzen. Innerhalb dieser Grenzen muss eine Partikelabbildung liegen, um detektiert zu werden. Interferenzstreifenabstände/ Hell-Dunkelübergänge unterhalb von zwei Pixeln können auf Grund des Nyquist-Kriteriums nicht aufgelöst werden. Die minimal und maximal erreichbare Partikelgröße ( $d_{p,min}$  bzw.  $d_{p,max}$ ) einer bestimmten optischen Konfiguration sind dabei von Interesse. Nach Albrecht et al. [2003] ist die Berechnung möglich und im folgenden beschrieben. Die Pixelanzahl des Sensors  $n_x$  bzw.  $n_y$  im Verhältnis zur Länge des Sensors  $\Delta x_r$  bzw.  $\Delta y_r$  ist zu ermitteln. Extremfall ist die maximale Streifenanzahl  $N_{fr,max} = \kappa d_{p,max}$  (vgl. 3.7) bei minimaler Partikelabbildungsgröße  $d_{i,min}$  und kleinster Pixelgröße (z.B.  $\frac{\Delta x_r}{n_x}$ ). Setzt man für die Partikelposition  $z_{l,min}$  ein, ergibt sich  $d_{i,min}$  für das optische System (vgl. 3.10).

$$2 \left( \frac{\Delta x_r}{n_x} \right) \leq \frac{d_{i,min}}{N_{fr,max}}$$

$$d_{p,max} \leq \frac{d_{i,min} n_x}{2 \Delta x_r \kappa} \quad (4.44)$$

Für die minimale Partikelgröße ist die Bedingung, dass mindestens ein Streifen abgebildet werden kann ( $N_{fr,min} \geq 1$ ). Es ergibt sich mit 3.7:

$$d_{p,min} \geq \frac{N_{fr,min}}{\kappa}$$

$$d_{p,min} \geq \frac{1}{\kappa} \quad (4.45)$$

Zu beachten ist, dass die maximale Blasengröße nicht nur durch den Sensor, sondern ebenfalls durch die Blasendynamik vorgegeben wird. Die größen- und oberflächenspannungsabhängige Verformung der Partikel (vgl. Clift et al. [1978]) wird in den Formeln oben nicht berücksichtigt. Die Verformung der Blasen spielt unter den Bedingungen an den Kavitationskanälen eine eher untergeordnete Rolle Damaschke et al. [2013]. Das reale Partikelgrößenlimit beträgt ca. 1 mm, da beispielsweise in Bröder [2003] dokumentiert ist, dass sich ab dieser Größe die Blasen verformen.

Eine weitere Quelle systematischer Fehler ist der mechanische Aufbau und die Ausrichtung der Systemkomponenten. Ungenauigkeiten der Streuwinklereinstellung beeinflussen die Partikelgrößenbestimmung (vgl. 4.3.1.1). Für die Einstellung der Fokusebene nach

4.3.1.2 ist die Positioniergenauigkeit der Objektivmechanik wesentlich.

Die Analyse trägt ebenfalls zu systematischen Fehlern bei. Bildverarbeitungsalgorithmen treffen häufig Annahmen über Parameter (z.B. Schwellenwerte). Problem ist, die Parameter günstig zu schätzen und nachzuführen. Ähnliches gilt auch bei einer Klassifikation. Es werden Merkmalsräume voneinander getrennt. Die Unterteilung hängt von den Parametern des Klassifikationsalgorithmusses ab und muss an den Prozess angepasst werden.

## Systemrauschen

Der systematische Fehler setzt sich aus vielen physikalisch unterschiedlichen Teileinflüssen zusammen. Zufällige Fehler kommen pro Systemkomponente hinzu (beispielsweise durch Rauschen des Kamerasensors). Daher bietet es sich an das Systemrauschen zu bestimmen, welches die verschiedenen Fehlerkomponenten enthält. Meist wird die Standardabweichung  $\sigma$  zur Beschreibung des Fehlers verwendet Tropea et al. [2003]. Die Standardabweichung ist für eine Berechnung aus einer Stichprobe mit der Anzahl der Messwerte  $N$ , dem arithmetischen Mittelwert  $\bar{X}$  und dem einzelnen Messwert  $X_i$  definiert als:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (X_i - \bar{X})^2} \quad (4.46)$$

In Abhängigkeit von der Standardabweichung kann festgestellt werden, wie viele der Messwerte in einem bestimmten Intervall um den Erwartungswert liegen. Bei  $\sigma$  liegen 68,3%, bei  $2\sigma$  liegen 95,4% und bei  $3\sigma$  liegen 99,7 % der Messwerte im entsprechenden Intervall um den Erwartungswert. Meistens wird das  $2\sigma$ -Intervall in der messtechnischen Praxis verwendet.

In der Messtechnik können nicht unendlich viele Messwerte aufgenommen werden. Daher ist eine Abschätzung einer ausreichenden Stichprobengröße notwendig. Nach Tropea et al. [2003] ist die folgende Abschätzung für eine angenommene Gaußverteilung der Statistik möglich. Die Mindestanzahl von Partikeln pro Partikelklasse kann in Abhängigkeit vom Vertrauensintervall (68% ( $z = 1\sigma$ ), 95% ( $z = 1,96\sigma$ ) und 99% ( $z = 2,57\sigma$ )) berechnet werden. Die Partikelanzahl  $N$  errechnet sich mit Hilfe der gegebenen Fehler-schranke  $z$  und der normierten Standardabweichung  $\varepsilon_\sigma$  (z.B.  $\varepsilon_\sigma = 0,05$  führt bei einem Vertrauensintervall von 95% zu  $N \approx 768$ ) über die Funktion:

$$N \geq \frac{z^2}{2\varepsilon_\sigma^2} \quad (4.47)$$

Um ein Partikelcharakterisierungssystem hinsichtlich des Systemrauschens zu bewerten, ist es zweckmäßig monodisperse sphärische Partikel zu erzeugen und zu vermessen.

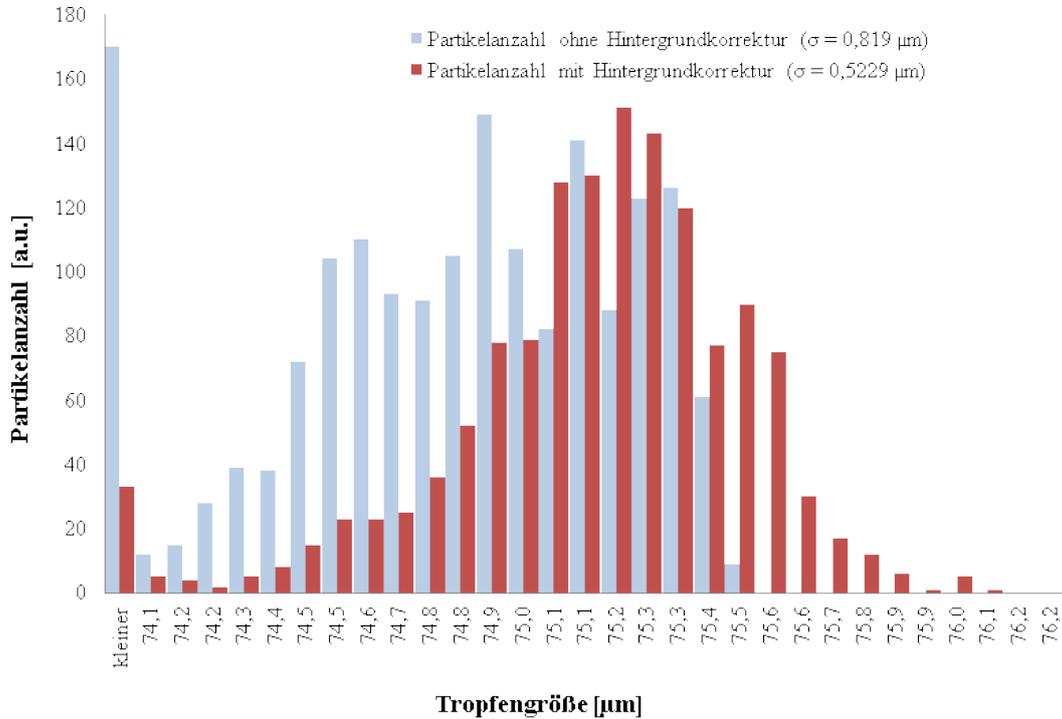


Abbildung 4.33: Beispiel der Streifenanzahlverteilung monodisperser Tropfen

Aus der gemessenen Partikelgrößenverteilung kann in Beziehung zur erzeugten Partikelgröße abgeleitet werden, wie breit die Streuung der Ergebnisse des Messsystems auf Grund von Messfehlern ist. Dabei ist zu berücksichtigen, dass der Partikelgenerator für monodisperse Partikel einen eigenen Fehler hinzufügt. Daher wird der Fehler des HDNC-Messsystems unterhalb des so ermittelten Fehlers liegen.

Ein Versuch mit einem monodispersen Tröpfchengenerator (Microdrop MD-E-201 mit Düse SN 337 Durchschnitt-Tropfengröße 75 µm) hat gezeigt, dass die Streifenanzahl mit einer Standardabweichung von  $\sigma_{\text{Streifen}} \approx 0,083$  Streifen für das verwendete Setup (Basler Scout Industriekamera, 200 mW 532 nm DPSS-Laser, Abstand Laser/Sensor 20 cm und Streuwinkel  $\sim 65^\circ$ ) beträgt. Mit einem Konvertierungsfaktor von  $\sim 6,29 \mu\text{m}/\text{Streifen}$  ergibt sich ein  $\sigma_{\text{Tropfengröße}} \approx 0,52 \mu\text{m}$ . In Abbildung 4.33 ist das Histogramm der Streifenanzahlen dieses Versuches dargestellt (2.500 aufgenommene Bilder, 1763 Tropfen ohne Hintergrund-Korrektur und 1374 Tropfen mit Hintergrund-Korrektur erkannt).

# 5 Auslegung des Messsystems

## 5.1 Systemübersicht

Die Erkenntnisse der vorangegangenen Kapitel stellen die Basis für die hard- und softwareseitige praktische Auslegung des Messsystems dar. Ziel der Auslegung ist es, ein HDNC-Messsystem für Kavitationsuntersuchungen mit wenigen Hardwarekomponenten zu realisieren. Wichtig bei der Entwicklung ist es, möglichst auf robuste, günstige, industrielle Standardkomponenten zurückzugreifen.

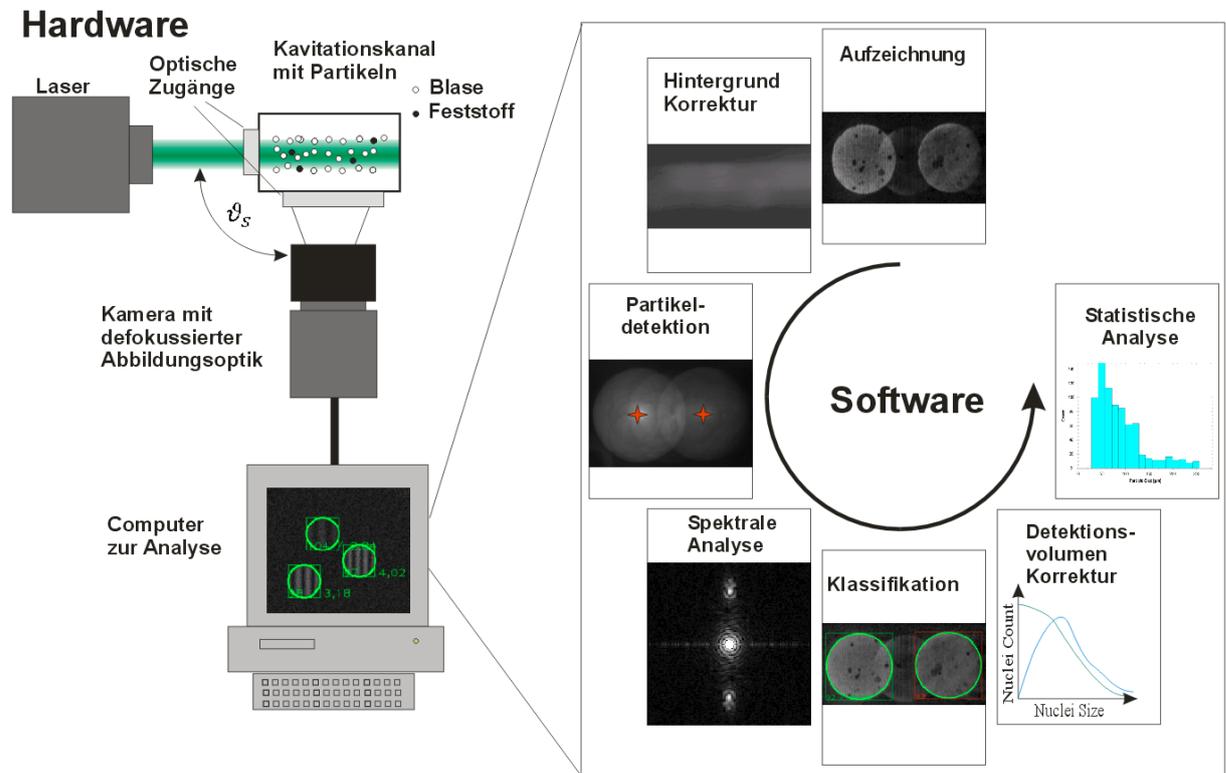


Abbildung 5.1: Systemübersicht

Das Hardwaresystem (Abbildung 5.1) besteht aus einem Laser (anwendungsabhängig mit einer Strahlformungs- und Umlenkoptik) und einer Kamera mit einer defokussierten

Abbildungsoptik. Diese beiden Komponenten werden in einem festgelegten Streuwinkel (vgl. 3.10) zueinander ausgerichtet. Der mechanischer Aufbau zur Ausrichtung der Messsystemkomponenten ist also eine weitere Systemkomponente.

Es wird ein Messvolumen aufgespannt, durch das die zu analysierenden Partikel/ Kavitationskeime geleitet werden (vgl. 4.3.6.1). Die Auswertung der aufgenommenen Partikelabbildungen wird durch einen handelsüblichen Windows-Computer (PC) realisiert. Eine Analyse-Software wurde implementiert, die eine Auswertung nach 4.3 realisiert und große Datensätze im Giga-Byte-Bereich verarbeiten kann.

In 4.3.1 wurden bereits Hinweise zu einer günstigen Hardwareanordnung in Bezug auf Streuwinkel, Polarisation und Fokuseinstellung gegeben. Die genaue Auslegung der Hard- und Softwarekomponenten, wird durch die Prozessparameter (vgl. Kapitel 2) der Messaufgabe bestimmt.

## 5.2 Geräte

### 5.2.1 Laser als Lichtquelle

Die HDNC-Technik benötigt monochromatisches, kohärentes Licht bei einem kleinen Divergenzwinkel, was üblicherweise durch einen Laser erzeugt wird (detailliert z.B. in Eichler & Eichler [2010] beschrieben). Festkörperlaser werden häufig Gaslasern vorgezogen Weber [2001].

Geometrische Eigenschaften eines Laserstrahls beeinflussen die Messvolumengeometrie und sind somit wesentlich für die Konzentrationsbestimmung. Mathematisch lässt sich ein Laserstrahl als eine elektromagnetische Welle mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung beschreiben (vgl. 4.29). Die Laserstrahlgeometrie kann durch folgende Parameter charakterisiert werden: die Wellenlänge ( $\lambda$ ), die Rayleighlänge ( $l_{Rb}$ ), der Strahltaillenradius ( $r_{wb}$ ) und der halbe Divergenzwinkel ( $\alpha_b$ ) im Fernfeld. Zwei dieser Parameter reichen aus, um daraus die Laserstrahlgeometrie zu rekonstruieren. Folgende Funktionen sind in Albrecht et al. [2003] dokumentiert ( $z_b$  Koordinate der Strahlachse):

$$l_{Rb} = \frac{\pi r_{wb}^2}{\lambda} = \frac{r_{wb}}{\tan \alpha_b} \quad (5.1)$$

$$r_{mb}(z_b) = r_{wb} \sqrt{1 + \left(\frac{z_b}{l_{Rb}}\right)^2} \quad (5.2)$$

Es wird beispielsweise in Bochum [2009] beschrieben, dass sich Laser mit einer Wellenlänge um die 500 nm besonders für Untersuchungen im Wasser eignen. Die für Nd:YAG

Festkörperlaser mit Frequenzverdoppelung gebräuchliche Wellenlänge 532 nm wird hier verwendet.

<b>Kriterium</b>	<b>Laserstrahl</b>		<b>Laserlichtschnitt</b>	
Partikel pro Bild	Wenige (oft <10 Partikel)	-	Viele (oft >20 Partikel)	+
Aussagekräftige Statistik	Viele (oft >1000 Bilder)	-	Wenige (oft <500 Bilder)	+
Partikelüberlappungen	Wenige, horizontal	+	Häufig, horizontal und vertikal, auch oft mehrfach	-
Intensität und Kontrast bei Abbildung	Hoch, da konzentrierter Laserstrahl	+	Geringer, da die Laserleistung auf größeres Volumen verteilt	-
Separation der Partikel bei Abbildung	Gut separierbar, da Partikel oft vereinzelt vorliegen	+	Aufwendige Separierung, z.B. über zusätzliche scharfe Abbildung oder Zylinderlinse	-
Laser	Dauerstrichlaser ausreichend	+	Puls-Laser notwendig	-
Kamera	Industriekamera/ Hochgeschwindigkeitskamera	+	Industriekamera/ Hochgeschwindigkeitskamera mit externem Trigger	-
Zusätzliche Geräte	Traversierung	+	Traversierung, Lichtschnittoptik, Strahlteileroptik oder Zylinderlinse zur Detektion	-
Konzentrationsberechnung mit Detektionsvolumenkorrektur	Messvolumen durch Zylinder beschreibbar; Detektionsvolumenkorrektur vorhanden 4.3.7	+	Messvolumen komplizierter geometrisch beschreibbar; Detektionsvolumenkorrektur ist möglich.	-

Tabelle 5.1: Vergleich eines Laserlichtschnittes und eines Laserstrahls für die Verwendung in der HDNC-Technik (abgeändert nach Ebert & Damaschke [2014])

Ein Laserlichtschnitt und ein Laserstrahl wurden für die Verwendung als Lichtquelle bei der HDNC-Technik verglichen. Durch die Verwendung eines Laserstrahls gegenüber einem Laserlichtschnitt ergeben sich einige Vorteile, daher wird diese Variante verwendet (Vergleich in Tabelle 5.1).

Die notwendige optische Leistung hängt wesentlich von der Wasserqualität, der Länge der Strecke durch das Wasser, den Umgebungslichtbedingungen und der Kamera-/Objektiveinstellung ab Albrecht et al. [2003]. Als sinnvoll hat sich die Verwendung von

Dauerstrichlasern an Kavitationskanälen mit einer optischen Leistung im Bereich von 100 mW bis 300 mW gezeigt. Ein Puls laser im 100 mJ Bereich ist aufgrund der hohen optischen Leistung sinnvoll, wenn die Abstände zur Kamera groß sind oder schlechte Wasserqualitäten vorliegen.

Für die Messungen wurden in dieser Arbeit drei kommerziell verfügbare Laser verwendet (Tabelle 5.2). Als für das Labor geeignet erwies sich beispielsweise der DPSS G80 von Shenzhen Rekelaser Technology Co., Ltd bezogen über Lasershop24.com. Dieser Laser hat eine ausreichende Strahlqualität um damit HDNC-Messungen durchzuführen, stellt aber dennoch einen Kompromiss zwischen Preis und Leistung dar. Der DPSS-A-532 von Push-Optotech ist etwas leistungsstärker und hat einen schmaleren Strahltdurchmesser. Er zeichnet sich auch durch eine etwas robustere Verarbeitung aus, kostet aber auch ein Vielfaches. In rauen Umgebungen ist es daher günstiger diesen Laser zu verwenden. Der Push-Optotech DPSS-Laser wurde für Messungen an den Kavitationskanälen K15A (SVA), K22 and HYKAT (HSVA) und dem K21 (Universität Rostock) eingesetzt.

Für Messungen auf dem ConRo Schiff „Amandine“ wurde ein Nano L Puls laser von Litron verwendet. Er hat den Vorteil einer sehr hohen optischen Leistung. Auf dem Schiff ist mit Umgebungslicht (Sonnenlicht) und einem Weg von mehreren Metern durch das See-Wasser zu rechnen (vgl. Abbildung 6.9 ). Dieser wurde auch für die PIV Messungen im KonKav II Projekt verwendet.

Laser	DPSS G80 von Lasershop24.com	DPSS-A-532 von Push-Optotech	Nano L 135-15 PIV von Litron
<b>Typ</b>	CW	CW	Puls 15 Hz
<b>Optische Leistung</b>	100 mW (Messung 205 mW)	300 mW (Messung 211 mW)	135 mJ pro Puls
<b>Strahltdurchmesser [mm]</b>	1,5	1,175	0,8
<b>Abmessungen Laserkopf [cm]</b>	4 x 4 x 8,5	14,08 x 7,3 x 4,62	58 x 20,8 x 9,3
<b>Preis ca. [€]</b>	150	1000	über 20.000

Tabelle 5.2: Vergleich von 532 nm Nd:YAG Laser mit Gaußprofil (Quellen:Pusch [2012]; Litron [2015]; LaserShop24 [2014])

### 5.2.2 Abbildungsoptik

Es ist sinnvoll, ein geeignetes kommerzielles Objektiv als Abbildungsoptik zu verwenden. Sie sind optimiert hinsichtlich geringer Abbildungsfehler Laikin [2006]; Thöniß [2004]. In

verfügbaren kommerziellen IPI-Systemen wird teilweise mit einer Zylinderlinsen-/ Strahlteileroptik zur Vereinfachung der Partikeldetektion gearbeitet (vgl. 3.1.7), was zusätzlichen Aufwand und Fehlerquellen bedeutet. Die HDNC-Technik verwendet keine speziellen Optiken um die Partikelsegmentierung zu vereinfachen, sondern löst das Problem durch einen geeigneten Bildverarbeitungsalgorithmus (vgl. Abschnitt 4.3.3).

Bei Objektiven gibt es eine Reihe von wesentlichen Auswahlkriterien. Die Brennweite ( $f$ ) ist wesentlich für die Größenbestimmung des Messvolumens und die Fokussierung des Partikels. Wesentlich für den möglichen Abstand zum Messvolumen ist in diesem Zusammenhang auch die Naheinstellgrenze. Meist wird bei kommerziellen Objektiven die Blendenzahl  $F\# = \frac{f}{d_a}$  oder das Öffnungsverhältnis  $\frac{1}{F\#} = \frac{d_a}{f}$  angegeben. Der Aperturdurchmesser ( $d_a$ ) beeinflusst die Größe der Partikelabbildung und ist wichtig für die Berechnung vom objektseitigen Öffnungswinkel des Objektivs ( $\Delta\vartheta_s$ ). Mit Hilfe der numerischen Apertur  $NA = n_m \sin(\frac{\Delta\vartheta_s}{2})$  kann die Auflösungsgrenze der Optik  $d_{min} = \frac{1,22\lambda}{2NA}$  berechnet werden (in Thöniß [2004]; Pedrotti [2005]; Danz [2005] beschrieben). Die Form der Aperturblende bestimmt die Partikelabbildungsform. Damit hat sie einen Einfluss auf die Auswahl des Templates bei der Partikel-Segmentierung (vgl. 4.3.3).

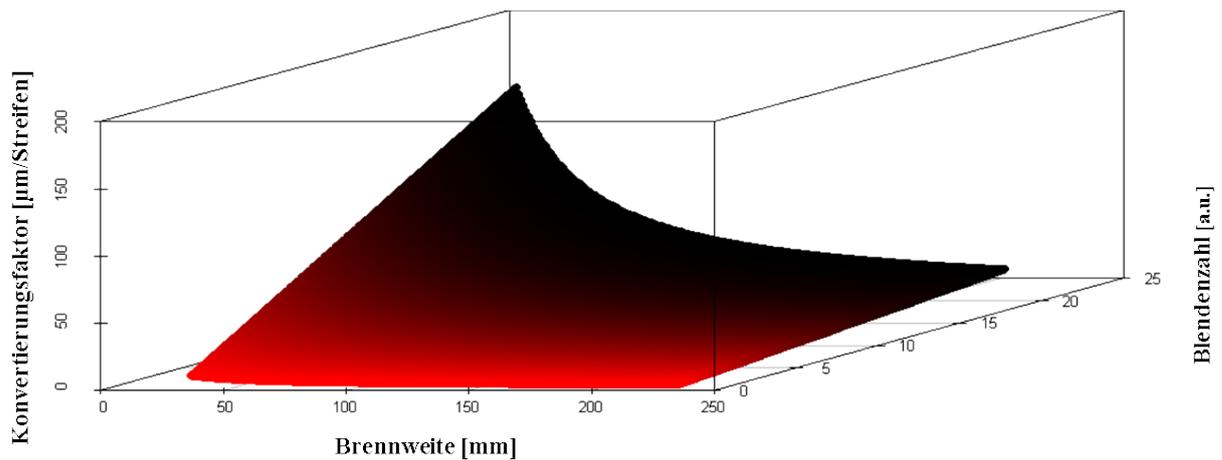


Abbildung 5.2: Beispiel des Einflusses von Brennweite und Blendenzahl auf den Konvertierungsfaktor ( $\kappa = 0.0225 \text{ deg}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ ; Abstand Laser/Kamera in Wasser von ca. 42,6 cm)

In Abbildung 5.2 wird der Zusammenhang zwischen Brennweite, Blendenzahl und Größenkonvertierungsfaktor für eine optische Konfiguration dargestellt.

Sinnvoll ist auch ein Filtergewinde um Farb-/Polfilter montieren zu können. Chromatische Fehler und die Hintergrundbeleuchtung können mit einem Farbfilter reduziert werden. Ein Polfilter kann die Abbildungseigenschaften der Interferenzstreifenmuster verbes-

sern (vgl. 4.3.1.1). Daneben sind für die praktische Arbeit das richtige Anschlussgewinde/-bajonett und die elektronische Steuerbarkeit für die Fokuseinstellung von Bedeutung (vgl. Abschnitt 4.3.1.2).

Für die Vermessung ist die Verwendung von kleinen Blendenzahlen sinnvoll. Je kleiner die Blendenzahl bei einer bestimmten Brennweite ist, desto kleiner ist die Partikelgröße pro Streifen. Man kann also entsprechend kleinere Partikel vermessen. Mit den im folgenden beschriebenen Objektiven wurden zwischen ca. 5 und ca. 20  $\mu\text{m}$ /Streifen an Kavitationskanälen erreicht (vgl. Abschnitt 4.3.6.2). Der Einfluss der Blendenzahl ist bei kurzbrennweitigen Objektiven deutlich stärker ausgeprägt, als bei langbrennweitigen Objektiven. Erfolgreich wurden abhängig von der Messumgebung verschiedene Objektive eingesetzt (Tabelle 5.3). Bei größeren Messabständen benötigt man ein Objektiv mit größerer Brennweite und großem Aperturdurchmesser. Daher wurde für die Großausführungsmessung das Canon EF 200 mm f/2.8 LII USM verwendet. Für Messungen an Strömungskanälen und im Labor sind Brennweiten von 50 mm mit geringerer Blendenzahl günstig. Eine Abwägung zwischen Brennweite, Blendenzahl, Größe, Gewicht und Preis ist notwendig.

<b>Objektiv</b>	<b>Canon EF 50 mm f/1.4 USM</b>	<b>Canon EF 200 mm f/2.8 LII USM</b>	<b>Docter Tevidon 1.8/50</b>	<b>Nikon AF Nikkor 50 mm f/1.4D</b>	<b>Tamron SP AF 70-200 mm F/2.8 Di LD [IF] MACRO</b>
<b>Brennweite [mm]</b>	50	200	50	50	70 - 200
<b>Blendenzahl</b>	1,4	2,8	1,8	1,4	2,8
<b>Bajonett</b>	EF-Mount	EF-Mount	C-Mount	F-Mount	F-Mount
<b>Naheinstell- grenze [m]</b>	0,45	1,5	k.A.	0,45	0,95
<b>Filtergewinde [mm]</b>	58	72	-	52	77
<b>Gewicht [g]</b>	290	765	k.A.	230	1320
<b>Maße [mm]</b>	74 x 51	83 x 136	k.A.	65 x 43	90 x 194
<b>Preis ca. [€]</b>	300	680	k.A.	370	530

Tabelle 5.3: Vergleich Objektive (Quellen: Canon [2015b,a]; Nikon [2015]; Tamron [2015])

Eine Faustregel besagt, je größer die Brennweite und je kleiner die Blendenzahl, umso größer, schwerer und teurer ist das Objektiv. Dabei sind Festbrennweitenobjektive meist günstiger als Zoomobjektive mit ansonsten vergleichbaren Eigenschaften. Bei ei-

nem sinnvollen Preis-Leistungs-Verhältnis ist für ein 50 mm Festbrennweiten-Objektiv eine Blendenzahl von 1,4 oder 1,8 zu empfehlen.

### 5.2.3 Kamera

Der Sensorchip der Kamera hat einige Eigenschaften, die für Partikelabbildungen von Bedeutung sind. Sinnvoll für HDNC-Messungen ist die Verwendung eines monochromen Sensors mit globalem Verschluss. Die Auflösung (Pixelanzahl/Chipfläche) bestimmt den minimal notwendigen Interferenzstreifenabstand (vgl. Abschnitt 4.4). Die Pixelgröße des Sensors (üblich sind 5-20  $\mu\text{m}$ ) ist ebenfalls von Bedeutung. Größere Pixel „fangen“ aufgrund der größeren Pixelflächen mehr Photonen ein, was sich positiv auf die Detektierbarkeit von Partikeln bei gleicher Beleuchtungsstärke auswirkt. Die Bit-Tiefe des Analog-Digital-Wandlers der Kamera (meist 8, 10, 12 oder 16 Bit) ist für die Partikeldetektion und die Detektionsvolumenkorrektur wesentlich, da feine Intensitätsunterschiede bei hoher Bit-Tiefe detektiert werden können. Der Dunkelstrom des Sensors verursacht Bildrauschen, da pro Pixel beispielsweise unterschiedlich starke Temperaturabhängigkeiten vorhanden sind. Aktuelle Active Pixel Sensoren (APS CMOS-Sensoren) haben einen geringen Dunkelstrom und im Vergleich zu Charge Coupled Devices (CCD) Sensoren einen geringeren Bloomingeffekt. Sie eignen sich daher für die Partikelcharakterisierung etwas besser. Ein Schwarzabgleich kann bei beiden Techniken verwendet werden, um die Verstärker so einzustellen, dass bei geschlossener Blende ein schwarzes Bild entsteht. Dabei wird für jeden Pixel ein Durchschnittsintensitätswert bei Dunkelheit aufgenommen und bei jeder folgenden Aufnahme abgezogen. Die Belichtungszeit sollte kurz gewählt werden, um Bewegungsunschärfe in der Partikelabbildung zu reduzieren und weniger Partikelüberlagerungen zu erhalten. Tabelle 5.4 zeigt die verwendeten Kameras. Weiterhin wurde eine Vision Research Phantom V310 verwendet, deren Spezifikationen weitgehend der V12.1 entsprechen. Wesentlicher Unterschied ist, dass die Bildwiederholrate bei maximaler Auflösung 3250 Bildern/s beträgt.

Kamera	Basler Scout scA1400-30gmNCG	Vision Research Pantom V12.1
Pixelanzahl	1392 x 1040	1280 x 800
Sensorgroße [mm]	8,98 x 6,71	25,6 x 16,0
Bildwiederholrate [Bilder/s]	30	6242
Pixelgröße [µm]	6,45	20
Bittiefe [Bit]	8/12	8/12
Sensor	Sony ICX 285 progressive scan CCD	CMOS 56% Füllfaktor
Bajonett	C-Mount	C-/EF-/F-Mount
Trigger	intern/extern	intern/extern
Min. Belichtungszeit [µs]	100	1
Größe [mm]	74 x 44 x 29	311 x 140 x 127
Gewicht [g]	170	5400
Preis ca. [€]	3500	über 40.000

Tabelle 5.4: Vergleich Kameras (Quellen: Basler [2014]; VisionResearch [2009]; Sony [2003])

#### 5.2.4 Auslegungsvarianten

Basierend auf den beschriebenen Hardwarekomponenten des Messsystems, können Auslegungsvarianten (Tabelle 5.5) und deren Messbereichsgrenzen der Partikelgröße konkretisiert werden. Ein Mathcad-Programm („Abschätzung Messbereiche IPI.xmcd“) wurde erstellt, um die Abschätzung für verschiedene Bedingungen zu vereinfachen.

Auslegungsvariante	1	2	3
Laser	DPSS G80	DPSS-A-532	Nano L 135-15 PIV
Kamera	Scout scA1400-30gmNCG	Pantom V12.1	Pantom V12.1
Objektiv	Tevidon 1.8/50	EF 50 mm f/1.4 USM	EF 200 mm f/2.8 LII USM
Abstand Laser/ Sensor [cm]	20	20	221
Kleinste messbare Partikelgröße [µm]	6,6	5,1	21,0
Größte messbare Partikelgröße[mm]	ca. 1 (12)	ca. 1 (3,9)	ca. 1 (42)

Tabelle 5.5: Auslegungsvarianten

Für die Messungen an Kavitationskanälen und im Labor eignen sich die Auslegungsvarianten eins und zwei. Wobei die Auslegungsvariante eins eine Low-Cost-Version eines HDNC-Messsystems darstellt. Auslegungsvariante zwei eignet sich für schnelle Strömungen und synchronisierte/zeitlich hoch aufgelöste Messungen. Für Großausführungsmessungen eignet sich die Auslegungsvariante drei, da bei großen Arbeitsabständen viel Laserleistung und eine große Brennweite der Abbildungsoptik benötigt werden.

## 5.3 Software

Im Rahmen dieser Arbeit ist ein Windows-Programm zur Analyse von HDNC-Partikelabbildungen entstanden. Es heißt „Hydrodynamic Nuclei Concentration (HDNC) Analysis“. Die zur Analyse (vgl. 4.3) notwendige Funktionalität wird mit Hilfe einer grafischen Benutzeroberfläche oder für Batchanwendungen über einen Kommandozeilenaufwurf zur Verfügung gestellt. Das Programm wurde in Visual C# 2013 im Laufe der praktischen Versuche entwickelt, erprobt und optimiert.

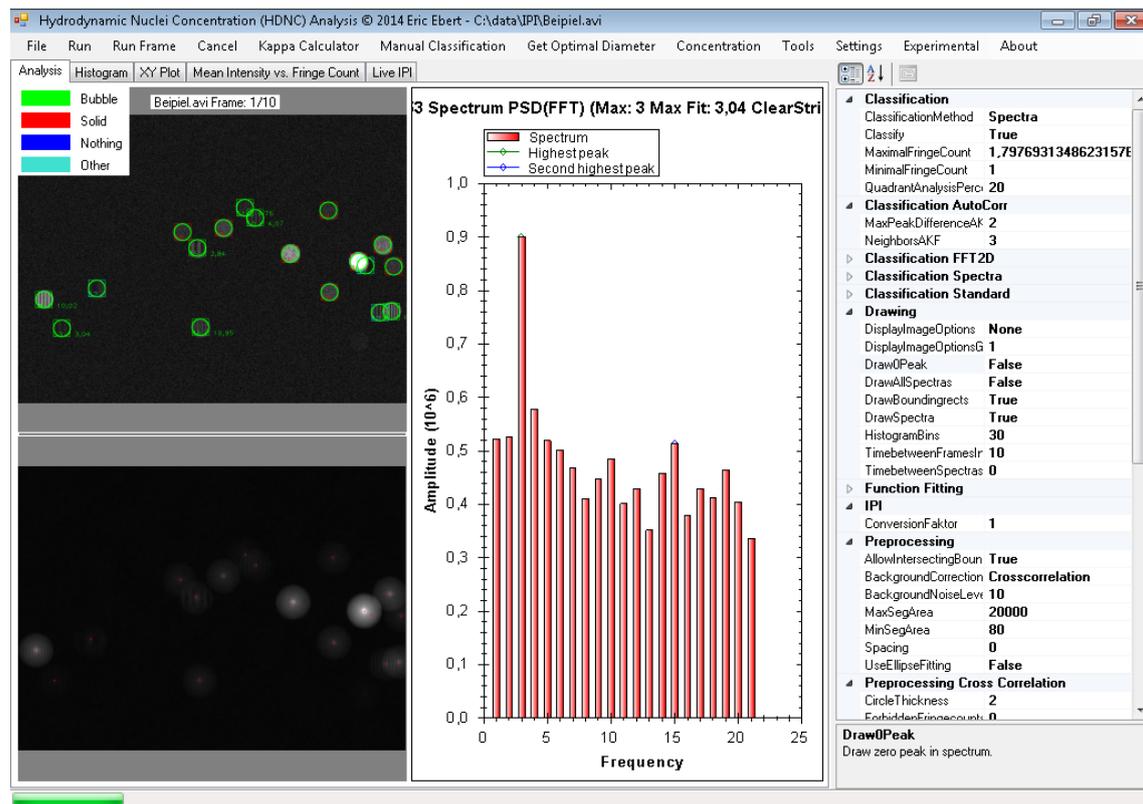


Abbildung 5.3: Screenshot der entstandenen „HDNC Analysis“-Anwendung

In Abbildung 5.3 ist ein Screenshot der entstandenen Software dargestellt. Der Hauptbildschirm zeigt vier Fenster. Oben links sind die erkannten, vermessenen und klassifizierten Partikelabbildungen eines Bildes mit einer Legende dargestellt. Darunter findet sich das Fenster für Zwischenschritte der Analyse. Hier ist das Ergebnis des Templatematchings (vgl. 4.3.3.3) dargestellt. Markiert sind die detektierten lokalen Maxima/potentiellen Partikelpositionen. Das mittlere Fenster zeigt das Ergebnis der spektralen Analyse für einen Partikel. Markiert sind das höchste und zweithöchste Maximum im Leistungsdichtespektrum. Im rechten Fenster sind die verschiedenen Parameter der einzelnen Algorithmen in einem Eigenschaftsfeld dargestellt. Neben dieser Grunddarstellung kann während der Analyse auf die momentanen Analyse-Ergebnisse umgeschaltet werden. Über Reiter kann auf das Histogramm der Blasengrößenverteilung, das X-Y-Partikel-Positions-Streudiagramm und das Mittlere-Intensität-Partikelgröße-Streudiagramm gewechselt werden. Weiter kann ein Live-Analyse-Modus gewählt werden. In diesem Modus können Videos von einer DirectShow-Quelle aufgenommen und während der Aufzeichnung ausgewertet werden. Über das Menü sind einzelne Funktionen und Module erreichbar, die in Abbildung 5.4 dargestellt sind.

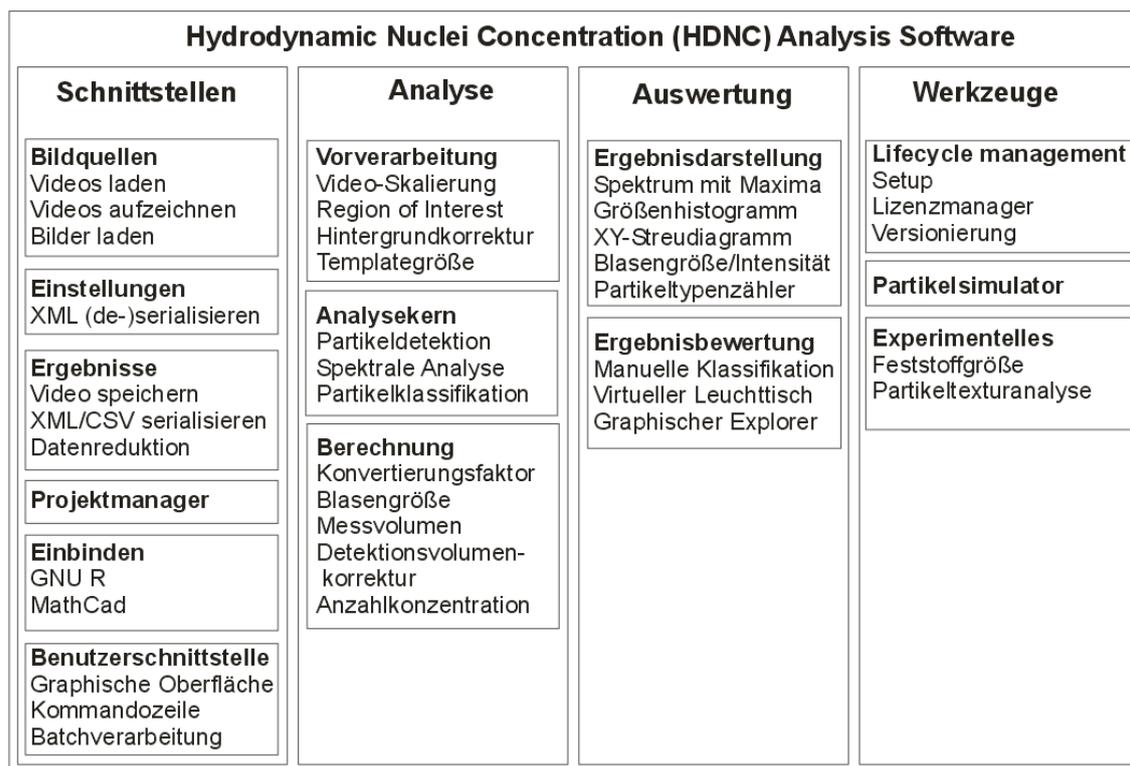


Abbildung 5.4: Funktionsübersicht der entstandenen „HDNC Analysis“-Anwendung

Über die Schnittstellen wird die Interaktion mit dem Benutzer, anderer Software und die Datenablage organisiert. Die Bilddaten der Bildquellen und die Einstellungen sind Eingangsparameter der Analyse. Die Ergebnisse der Analyse können dann abgespeichert werden oder mit den eingebundenen Programmen weiterverarbeitet werden. Um bei größeren Projekten den Überblick zu behalten, wurde ein Projektmanager implementiert. Er erlaubt es Dateien mit Kommentaren zu versehen und das Zusammenfassen zu einer ZIP-Datei. Oft werden bei Kavitationsexperimenten viele Videos bei gleichem Aufbau, aber unterschiedlichen Kanalparametern aufgenommen. Für die Analyse dieser Videos hat sich die Batchverarbeitung als sehr nützlich erwiesen. Somit können Videos mit wiederkehrenden Parametern verarbeitet werden.

Die Analyse hat drei wesentliche Aufgaben. Die Vorverarbeitung bereitet die Bilddaten soweit auf, dass der eigentliche Analysekernel sinnvolle Ausgangsdaten hat. Ist die Arbeit des Analysekernel abgeschlossen, werden die für Kavitationsuntersuchungen wesentlichen Parameter berechnet.

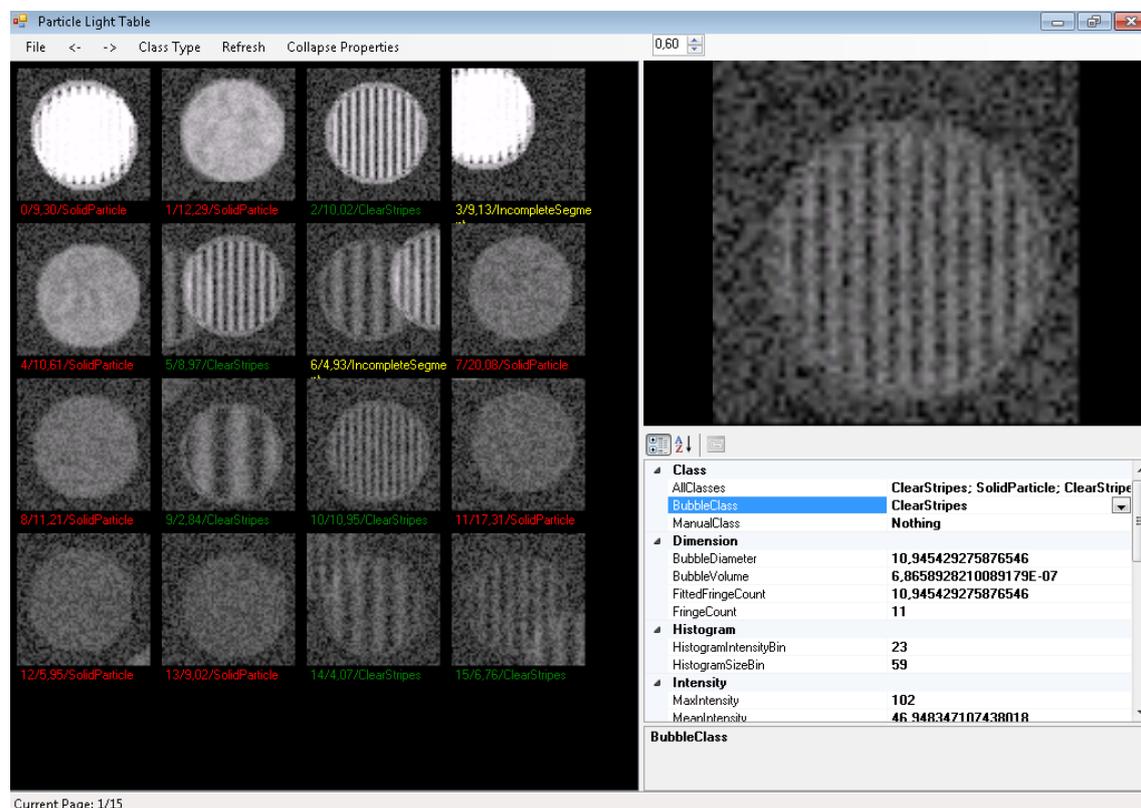


Abbildung 5.5: Screenshot des virtuellen Partikelleuchttisches

Als Ergebnis hat jeder detektierte Partikel eine ganze Reihe von Eigenschaften (Po-

sition, Intensität, Größe, Typ etc.). Einige Eigenschaften haben „Untereigenschaften“, beispielsweise für die Intensität: minimale, maximale und Durchschnittsintensität. Um aus diesen Eigenschaften und Untereigenschaften Schlüsse ziehen zu können, wurden für die Auswertung einige Werkzeuge implementiert. Für die Bewertung eines Klassifikationsalgorithmus und dessen Parametrisierung ist die manuelle Klassifikation vorgesehen. Die Partikelbilder eines Datensatzes können einzeln von einem Experten klassifiziert werden. Dadurch kann das automatisch erzielte Klassifikationsergebnis auf einfache Weise mit einer Expertenmeinung verglichen werden. Ebenfalls hilfreich ist der virtuelle Leuchttisch. Er ermöglicht die Einschätzung der Ergebnisse mehrerer Partikel auf einmal (5.5). Mehrere Partikel werden dargestellt und die entsprechenden Klassifikationsergebnisse sind farblich markiert. Bei Auswahl eines Partikels werden die wesentlichen Eigenschaften dargestellt und können angepasst werden.

Der graphische Explorer ermöglicht es, die berechneten Partikeleigenschaften pro Datensatz zu analysieren und Parameter gegeneinander in einem Streudiagramm darzustellen.

Einige Werkzeuge wurden implementiert, um das Lifecycle Management der Software zu realisieren. Es gibt eine Setup-Routine, die durch die Einrichtung der Software auf einem Windows-Computer führt. Ein Lizenzmanager sorgt für die Möglichkeit, eine zeitlich und/oder im Funktionsumfang eingeschränkte Version mit Hilfe einer Lizenzdatei weiter zu geben. Die Versionierung des Programmes wird automatisch durch eine Anbindung an das „Subversion“ Versionskontrollsystem realisiert. Dadurch ist es möglich, den genauen Quelltextstand einer bestimmten Version zu rekonstruieren. Eine automatische Update-Funktion wurde noch nicht realisiert. Zusätzlich sind einige Ansätze für die Weiterentwicklung der HDNC-Technik zu finden, die im Kapitel 7.3 besprochen werden.

Das Standard-Datenformat für das Speichern von Auswertergebnissen und Einstellungen ist das XML-Format (<http://www.w3.org/XML/>). Dadurch wird eine typisierte und hierarchische Datenablage ermöglicht. In C# ist es mit Hilfe der XMLSerializer-Klasse sehr effizient möglich, beliebige Objektstrukturen in einfache Text-Dateien zu schreiben und wieder einzulesen. Alle wichtigen Daten-Analysewerkzeuge (Microsoft Excel, OriginLab Origin, GNU R, IBM SPSS, Mathworks Matlab, National Instruments Labview etc.), Datenbanken (MySQL, SQLite, Microsoft SQL-Server etc.) und Programmiersprachen (C++, Java, C#, Python etc.) können teilweise direkt und teilweise über Zusatzpakete XML verarbeiten. Damit wird eine Integration der Messergebnisse in bestehende Analyseabläufe an Kavitationskanälen möglich. Wesentlich ist die Validierbarkeit der XML-Dateien gegen ein XML-Schema. Das XML-Schema für „HDNC-Analyse“ Ergebnisse entspricht einer klassischen Dateiformatdefinition, mit der direkten Möglichkeit

die Daten auf formale Korrektheit zu überprüfen. Mit Hilfe eines XSL(T)-Skriptes kann eine Transformation der Ergebnisse in eine HTML-Webseite oder eine Datenselektion erfolgen. Die entsprechenden Werkzeuge sind im Tools-Bereich der manuellen Klassifikation für den Benutzer zugänglich.

Um die Funktionalitäten der Software zu realisieren werden das Microsoft .Net Framework 4.5 und einige andere Bibliotheken eingesetzt. Teile der Bildverarbeitung werden mit Hilfe von EmguCV (<http://www.emgucv.com>) realisiert. Darin ist auch eine Bibliothek zum Zeichnen von Diagrammen namens ZedGraph (<http://zedgraph.sourceforge.net>) enthalten. Vigna (<http://ukoethe.github.io/vigna/>) wurde ebenfalls für einige Bildverarbeitungsalgorithmen verwendet.

Die DirectShow.Net Bibliothek (<http://directshownet.sourceforge.net/>) wurde für die Umsetzung der Videoaufnahmefunktionalität benutzt. Der Projektmanager verwendet einen Kompressionsalgorithmus aus der DotNetZip (<https://dotnetzip.codeplex.com/>) Bibliothek. Für spezielle Test und mathematische Fragestellungen wurden die MathNet (<http://www.mathdotnet.com/>), die AccordNet (<http://accord-framework.net/>) und die AlgLib (<http://www.alglib.net/>) eingesetzt. Wobei nur die AlgLib bei der Einstellung „Calculate approximated Fit = true“ für die eigentliche Analyse Verwendung findet. Standardmäßig wird die analytische Funktion aus Abschnitt 4.3.4 gebraucht. Die Einbindung der Statistik-Programmiersprache GNU R (<https://www.r-project.org/>) erfolgt über die RDotNet (<https://rdotnet.codeplex.com/>) Bibliothek, wobei der Editor mit Hilfe der ScintillaNet (<https://scintillanet.codeplex.com/>) Bibliothek entstanden ist. MathCad 15 wurde über die mitgelieferte Interop-Bibliothek eingebunden. Die Links zu den Homepages der Bibliotheken wurden am 02.10.2015 auf ihre Verfügbarkeit hin überprüft.

## 6 Experimentelle Ergebnisse

Ausgewählte Experimente mit dem entstandenen HDNC-Messsystem unter Laborbedingungen, an Kavitationskanälen und auf einem Schiff werden erklärt. Ziel der vorgestellten Versuche ist insgesamt, die Funktionalität der HDNC-Messtechnik zu überprüfen und nachzuweisen, dass die Messungen im Rahmen des KonKav-Projektes an Kavitationskanälen und auf dem Schiff ermöglicht wurden. Jeder Versuch hat dabei eine eigene Fragestellung verfolgt. Bei den Experimenten wurde (wenn nicht anders angegeben) der Konvertierungsfaktor und das Messvolumen aus den optischen Systemeigenschaften berechnet, die Partikelklassifikation durchgeführt, die Blasengrößenverteilung ermittelt, die Detektionsvolumenkorrektur angewandt, um daraus die Anzahlkonzentration der Kavitationskeime zu bestimmen (vgl. 4). Einige experimentelle Ergebnisse sind in Veröffentlichungen aus der Publikationsliste zu finden 7.3.

### 6.1 Labormessungen mit Keramikausströmer

#### Zielstellung und Hypothese

Ziel des Versuches ist, ein HDNC-Messsystem aus industriellen Standardkomponenten aufzubauen, dessen prinzipielle Funktion nachzuweisen und das Erproben von Fokus-, Polarisations- und Streuwinkel-Einstellungen zu ermöglichen. Mit Hilfe einer Keramikmembranscheibe und Druckluft lassen sich Blasen im für Kavitationsuntersuchungen relevanten Größenbereich in ausreichender Konzentration erzeugen. Die aus dem Datenblatt Kerafol [2012] annähernd bekannte Blasengrößenverteilung mit ihrem Maximum bei ca. 50  $\mu\text{m}$  (ca. 20  $\mu\text{m}$  bei Rotation) soll mit Hilfe der HDNC-Technik nachgewiesen werden. Laut Datenblatt gibt es abhängig vom angelegten Druck einen „Bubble-Point“, ab dem die Blasenbildung einsetzt.

#### Geräte und Versuchsaufbau

Verwendet wurde bei diesem Versuch ein zu ca. 3/4 mit Leitungswasser gefülltes handelsübliches 200 l Glas-Aquarium. Eine 152 mm Membranscheibe der Firma Kerafol wurde zur Blasenzeugung eingesetzt (Kerafol [2012]). Diese wurde an einen Labor-

Druckluftanschluss (max. 6 bar) mit Druckminderer und Manometer über einen 10 m langen Druckluftschlauch angeschlossen.

Das eigentliche HDNC-Messsystem entspricht der Auslegungsvariante eins aus dem Abschnitt 5.2.4 und besteht aus einer monochromen Basler Scout scA1400-30gmNCG Industrie-Kamera (20  $\mu$ s Belichtungszeit) mit einem Docter Tevidon 1.8/50 Objektiv und Polfilter. Als Lichtquelle kommt ein DPSS G80 Laser zum Einsatz. Der eingestellte Streuwinkel zwischen Laser und Kamera beträgt  $90^\circ$  (siehe Abbildung 6.1).

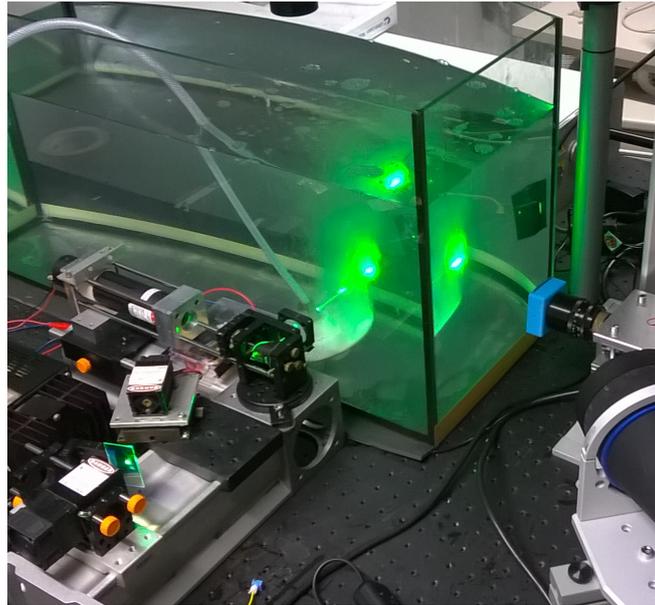


Abbildung 6.1: Foto vom Aufbau des HDNC Messsystems mit einem Keramikausströmer am Aquarium ( $\vartheta_r = 90^\circ$ , Abstand Laserstrahl/Kamera ca. 20 cm)

Ein Messvolumen von ca.  $0,015 \text{ cm}^3$  wurde durch den Aufbau aufgespannt. Der Größenkonvertierungsfaktor entspricht dabei ca.  $2,4 \mu\text{m}/\text{Interferenzstreifen}$ . Die kleinste messbare Partikelgröße ist ca.  $6,6 \mu\text{m}$  (vgl. Abschnitt 5.2.4). Ein günstiger Fokuspunkt (ca. 10 m am Objektiv) wurde nach der Vorgehensweise aus Abschnitt 4.3.1.2 ermittelt. Bei  $90^\circ$  Streuwinkel hat die Polarisationsrichtung des Lasers nach Abschnitt 4.3.1.1 keinen Einfluss auf die Modulationstiefe.

### Beobachtung

Mit dem Versuchsaufbau wurden die in Tabelle 6.1 dargestellten Partikelgrößenverteilungen und Blasenanzahlkonzentrationen gemessen. Das Maximum der Blasengröße von  $50 \mu\text{m}$ , die im Datenblatt angegeben wurde, entspricht dem Messergebnis bis etwa 2,8 bar.

Ab 2,9 bar entstehen häufig auch kleinere Blasen. Die Gesamtblasenanzahlkonzentration nimmt schlagartig am „Bubble-Point“ zu. Dieser wurde während der Messung mit ca. 2,1 bar abgelesen. Zwischen 2,1 und 2,9 bar wurden ähnliche Blasengrößenverteilungen beobachtet.

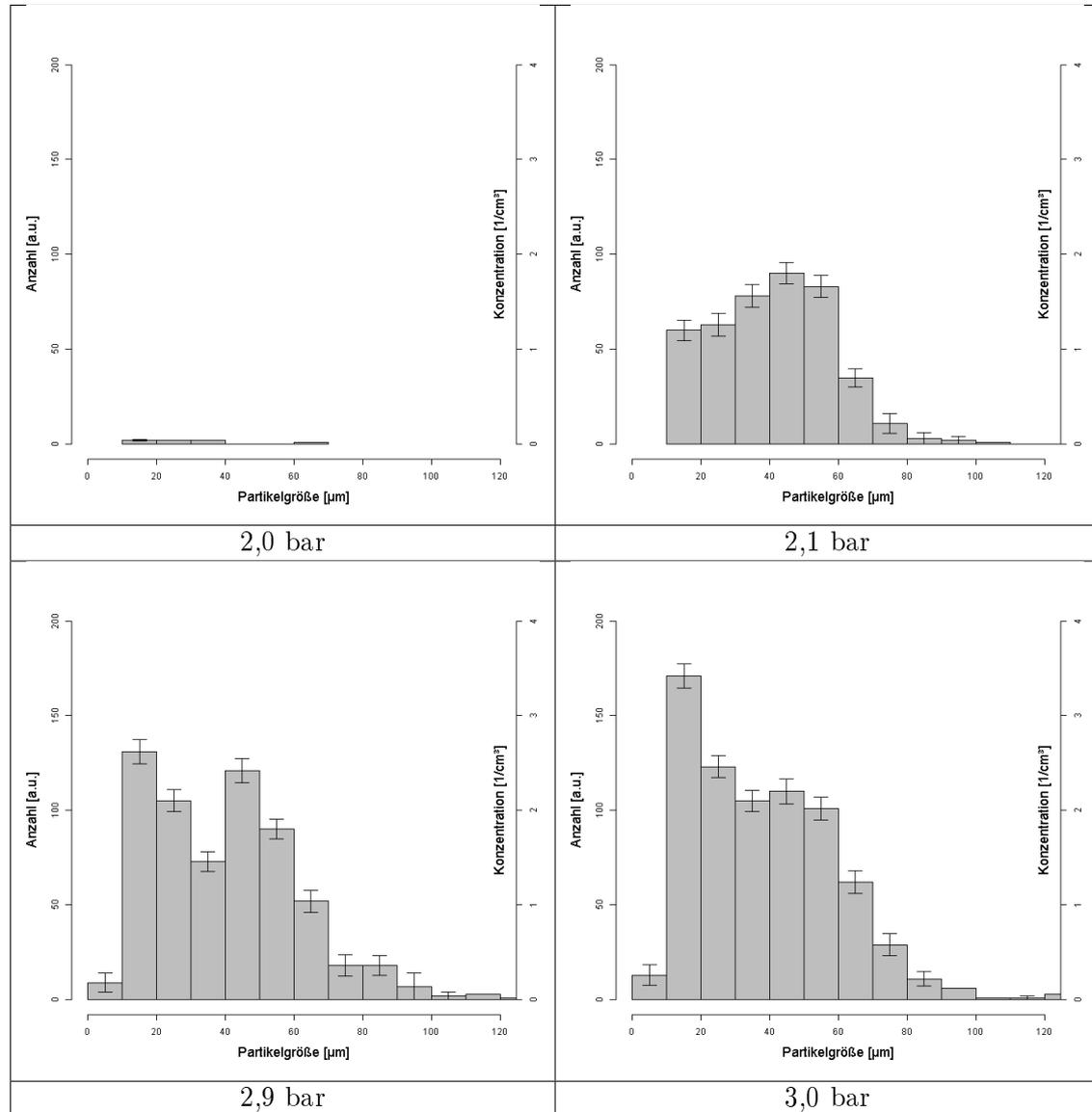


Tabelle 6.1: Blasengrößenhistogramme bei einer Auswahl verschiedener Luft-Drücke mit zugehörigen Blasenanzahlkonzentrationen mit  $2\sigma$ -Fehlergrenzen nach Abschnitt 4.4

Die Detektionsvolumen- und Konzentrationskorrektur wurde nach 4.3.7 durchgeführt.

Alle aufgezeichneten Blasen sind in die Statistik zur Korrekturberechnung eingegangen. Die Blasengrößenklassenabhängigen Korrekturfaktoren sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Unterhalb des „Bubble-Point“ waren nur Feststoffpartikel zu beobachten. Das Verhältnis Blasen- zu Feststoffpartikelanzahl liegt zwischen 2,1 und 2,5 bar bei etwa 1:1. Oberhalb von 2,5 bar nimmt das Verhältnis auf etwa 2:1 zu. Ab 2,9 bar beträgt das Verhältnis 3:1.

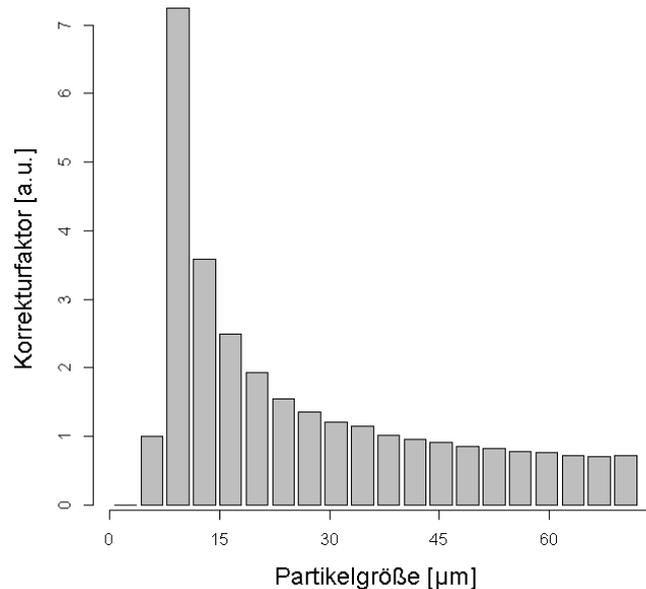


Abbildung 6.2: Errechnete Korrekturfaktoren

Zwischen 2,1 und 2,8 bar liegt die Partikelanzahlkonzentration bei durchschnittlich  $8,2 \pm 2 \frac{1}{cm^3}$ . Bei 2,9 bar beträgt die Partikelanzahlkonzentration  $13,9 \frac{1}{cm^3}$ .

### Auswertung

Insgesamt hat dieser Versuch gezeigt, dass die im Datenblatt vorhergesagte Blasengrößenverteilung mit einem Maximum bei 50 µm durch die HDNC-Technik bestimmt werden kann. Kritisch anmerken muss man, dass im Datenblatt der „Bubble-Point“ bei 1,6 bar angegeben wird, in der Messung aber erst bei 2,1 bar Blasen aufgetreten sind. In Bohl [2005] wird beschrieben, dass es einen Druckabfall durch Reibung in einer Leitung gibt. Der Druckunterschied von 500 mbar ist bei einer Leitungslänge von 10 m dadurch erklärbar.

Im Datenblatt werden keine Angaben zur erzeugten Blasenkonzentration des Ausströ-

mers gemacht. Daher ist ein direkter Vergleich nicht möglich. Bedingt durch die Form und Größe des Ausströmes ergibt sich ein lokaler Eintrag in das Aquarium. Wasserbewegungen im Aquarium führen zu Konzentrationsunterschieden und stellen daher eine zusätzliche Fehlerquelle dar. Während der Versuche wurde darauf geachtet, den Laserstrahl dicht über dem Ausströmer zu positionieren. Nach jeder Messung wurde das Wasser mit Hilfe einer Pause beruhigt, um den Fehler zu minimieren. Bei Drücken über 2,5 bar werden am Grund liegende Feststoffpartikel durch Wasserbewegungen „aufgewirbelt“ und durchqueren das Messvolumen. Bei 2,9 bar gibt es eine deutlich höhere Blasenkonzentration, so dass durch verstärkte Partikelüberlagerungen Fehler bei der Partikeltypenklassifikationen entstehen.

Die errechnete Korrekturfunktion zeigt einen deutlichen Anstieg unterhalb von etwa 15  $\mu\text{m}$ . Wie in Abschnitt 4.3.7 beschrieben wird es mit kleiner werdenden Blasen zunehmend unwahrscheinlich, sie zu detektieren. Dadurch ist auch die Statistik für die Berechnung der Korrekturfunktion mit diesem Fehler behaftet. Zu wenige Blasen in der Größenklasse führen zu einer hohen Unsicherheit (bis 15  $\mu\text{m}$  wurden insgesamt nur 32 Blasen detektiert, in der Klasse von 20  $\mu\text{m}$  sind bereits mehr als 200 Blasen detektiert worden). Aufgrund dieser Problematik sollte man der Überlegung aus dem Abschnitt 4.4 folgen und die Blasengrößen, Partikelanzahlkonzentrationen und die errechnete Korrekturfunktion unter 20  $\mu\text{m}$  als zu unsicher einstufen.

## 6.2 Kavitationskanal der Universität Rostock

### Zielstellung und Hypothese

Am Kavitationskanal K21 wurde die HDNC-Technik eingesetzt, um Partikel zu charakterisieren. Es handelt sich um einen Vorversuch zu einer Vergleichsmessung bei Marin im Rahmen des „Hydro-testing Forums“. Ermittelt werden sollte, ob sich mit Hilfe von Elektrolyse Blasen in der Nähe eines Schiffsmodells im Kavitationskanal erzeugen und mit der HDNC-Technik vermessen lassen. Der Einfluss verschiedener Strömungsgeschwindigkeiten wurde dazu positionsabhängig untersucht.

Bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten werden die Blasen von den Elektroden nicht so schnell abgelöst als bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten. Tendenziell sollten Blasen bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten also eher kleiner sein. Sie sollten ebenfalls schneller abtransportiert werden, was zu einer geringeren Blasenanzahlkonzentration führt. Mit steigendem Abstand von den Elektroden, sollte die Blasenkonzentration ebenfalls abnehmen.

## Geräte und Versuchsaufbau

Der K21 hat eine Messkammer die mit vier Plexiglasfenstern ( $H \times B = 200 \text{ mm} \times 1100 \text{ mm}$ ) ausgestattet ist. Der Systemdruck liegt zwischen 0,4 bar und 2 bar, die maximale Strömungsgeschwindigkeit beträgt 7 m/s bei Normaldruck. Die Messungen wurden bei Normaldruck und zwischen 1 m/s und 5 m/s durchgeführt. Am K21 kann die Strömungsgeschwindigkeit per Pumpendrehzahl reguliert werden. Vom Betreuer der Anlage wurden angegeben, dass die Strömungsgeschwindigkeit bei 200 U/min etwa 1 m/s, bei 500 U/min etwa 2,5 m/s, bei 700 U/min etwa 3,5 m/s und bei 1000 U/min etwa 5 m/s beträgt. Am Schiffmodell wurden für die Messung zwei Edelstahl-Matrizenbänder der Firma Meba-Dental angebracht, um sie als Elektroden für die Blasenenerzeugung mit Hilfe der Elektrolyse zu verwenden. Es wurde eine Spannung von 37 V angelegt. Zwei optische Zugänge im Winkel von  $90^\circ$  zueinander wurden verwendet.

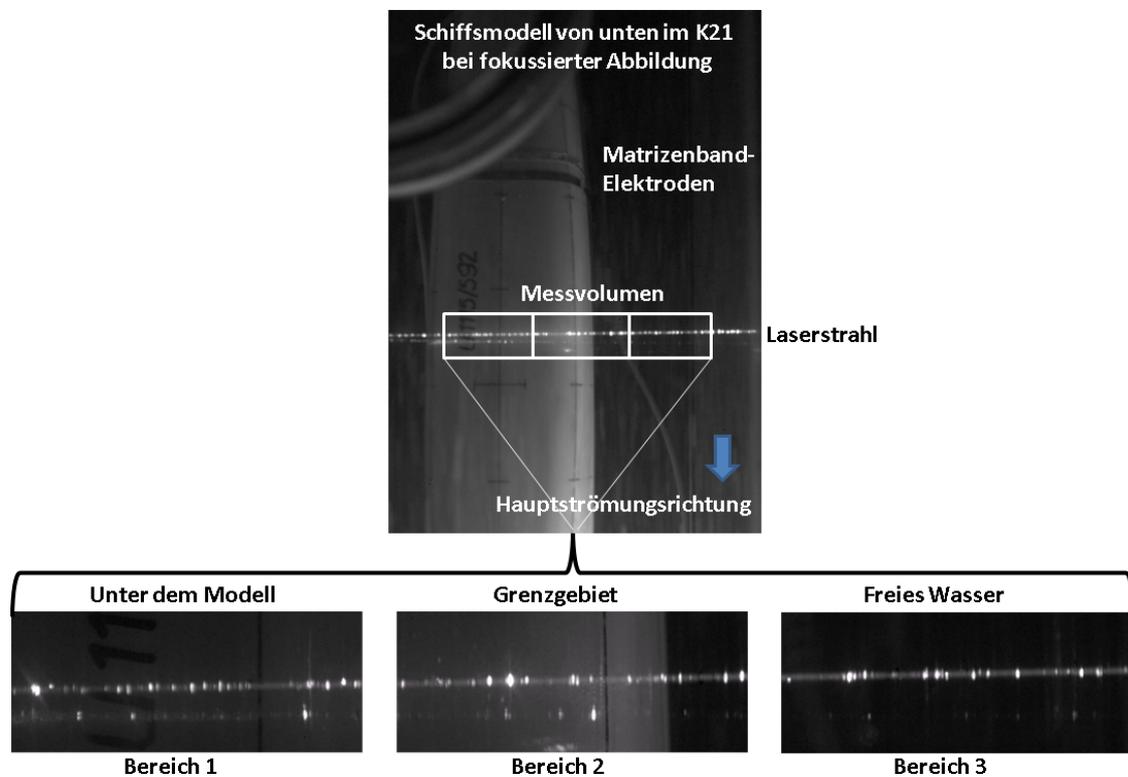


Abbildung 6.3: Messbereiche unter dem Schiffmodell im K21 mit Partikeln im Laserstrahl

Von der Seite des Kavitationskanals wurde der DPSS-A-532 Laser angekoppelt. Von der Unterseite wurde eine Vision Research Phantom V310 Kamera mit Nikon AF Nikkor 50 mm f/1.4D auf die Matrizenbandelektroden ausgerichtet. Der Abstand Laser/Kamera

betrug 33 cm. Es wurde ein Messvolumen von ca.  $0,0483 \text{ cm}^3$  aufgespannt. Der Konvertierungsfaktor zwischen Streifenanzahl und Partikelgröße beträgt bei der verwendeten optischen Konfiguration  $10,19 \text{ }\mu\text{m}/\text{Interferenzstreifen}$ .

Die Messungen der Partikelgrößenverteilung wurde für drei Bereiche ausgewertet (Abbildung 6.3 ). Der Bereich eins ist direkt unter dem Modell-Rumpf. Der Bereich zwei ist die Übergangszone zwischen Rumpf und freiem Wasser. Der Bereich drei ist der freie Wasserbereich. Es ergibt sich also eine Matrix von vier Strömungsgeschwindigkeiten und drei Bereichen, die vermessen wurden.

### Beobachtung

Abbildung 6.4 zeigt das vorhandene Verhältnis zwischen Feststoffpartikeln und Blasen während der Messung. Die Absolutzahlen der Feststoffpartikel sind während der Messung weitgehend konstant geblieben. Bei 5 m/s zeigte sich aber ein deutlicher Anstieg der absoluten Feststoffpartikelanzahl.

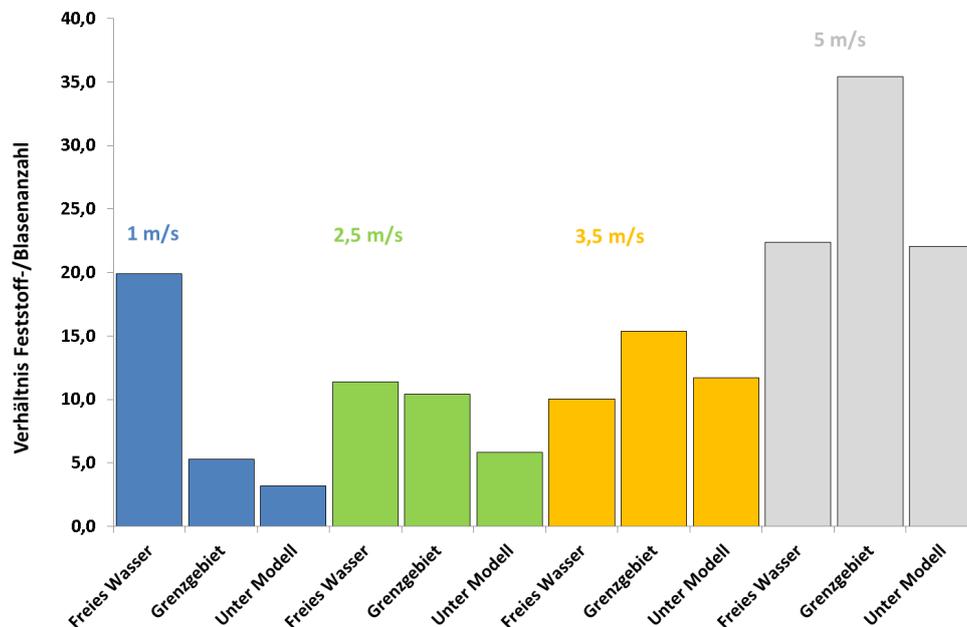


Abbildung 6.4: Gemessenes Verhältnis Blasen/Feststoffpartikel im K21

Abbildung 6.5 zeigt die korrigierte Blasengrößenverteilung und Blasenanzahlkonzentration für den Fall „unter dem Modell“ bei der minimalen und maximalen angelegten Geschwindigkeit. Die Detektionsvolumen- und Konzentrationskorrektur wurde nach 4.3.7 durchgeführt und die Fehlergrenzen nach Abschnitt 4.4 ermittelt. Die Tabelle 6.2 zeigt die gemessenen Gesamtblasenanzahlkonzentrationen bei den verschiedenen Strömungs-

geschwindigkeiten während der Untersuchung.

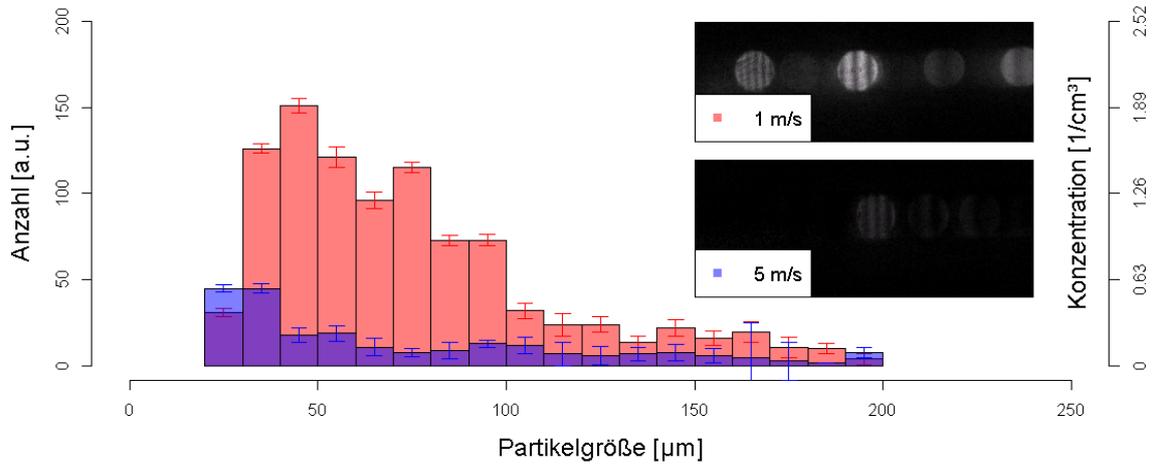


Abbildung 6.5: Blasenanzahl und Blasenanzahlkonzentration für Bereich eins unter dem Schiffsmodell bei 1 m/s und 5 m/s mit  $2\sigma$ -Fehlergrenzen und je einer typischen Partikelabbildung

Geschwindigkeit	Bereich 1	Bereich 2	Bereich 3
1 m/s	12,15 1/cm <sup>3</sup>	8,89 1/cm <sup>3</sup>	2,44 1/cm <sup>3</sup>
2,5 m/s	6,35 1/cm <sup>3</sup>	4,37 1/cm <sup>3</sup>	3,44 1/cm <sup>3</sup>
3,5 m/s	3,65 1/cm <sup>3</sup>	3,05 1/cm <sup>3</sup>	3,42 1/cm <sup>3</sup>
5 m/s	2,93 1/cm <sup>3</sup>	2,14 1/cm <sup>3</sup>	2,40 1/cm <sup>3</sup>

Tabelle 6.2: Korrigierte Gesamtblasenanzahlkonzentrationen für die Messpunkte

### Auswertung

Der Versuch hat gezeigt, dass die HDNC-Technik an einem Kavitationskanal eingesetzt werden kann. Die Hypothese, dass sich durch Elektrolyse erzeugte Blasengrößenverteilungen und -anzahlkonzentrationen messen lassen, konnte bestätigt werden. Insgesamt verhält sich die Elektrolyse im Kavitationskanal wie vermutet. Die Blasenanzahlkonzentration nimmt bei steigender Strömungsgeschwindigkeit und steigender Entfernung zu den Elektroden ab. Im Bereich eins sind wie erwartet die höchsten Konzentrationen gemessen worden. Im freien Wasser sind kleinere Blasen kaum vorhanden. Blasen waren jedoch auch ohne Strömung und Elektrolyse sichtbar vorhanden. Das Wasser wurde frisch aus dem Wasserversorgungsnetz in den Kavitationskanal eingefüllt und einmal entgast.

Nach den einzelnen Versuchen wurde jedoch nicht entgast. Es ist ebenfalls zu vermuten, dass die durch die Elektrolyse erzeugten Blasen nicht vollständig in Lösung gegangen sind. Diese Umstände erklären die Blasenkonzentration im freien Wasser.

Auffällig ist an Abbildung 6.5, dass bei 5 m/s große Standardabweichungen ab 160  $\mu\text{m}$  aufgetreten sind. Die Ursache ist die Streuung innerhalb der Größenklasse bei einer sehr geringen Partikelanzahl, was zu einer hohen Standardabweichung führt.

Der Anstieg der Feststoffpartikelanzahl bei 5 m/s kann zwei Ursachen haben. Zum einen kann sich festsitzender Schmutz / Tracer-Partikel vorheriger PIV-Experimente bei der höheren Strömungsgeschwindigkeit gelöst und verteilt haben. Ein zweiter Grund ist sicherlich auch, dass die Zeit kürzer wird, in der sich der Partikel im Messvolumen befindet und abgebildet werden kann. Die Durchschnittsintensität der Partikelabbildungen bei ähnlicher Partikelgröße wird reduziert (vgl. Abbildung 6.5). Es kommt ebenfalls zu stärker werdender Bewegungsunschärfe der Partikelabbildungen bei steigender Strömungsgeschwindigkeit. Die Partikeltypenklassifikation wird unsicherer, da der Abstand der lokalen Leistungsmaxima aufgrund von Interferenzmustern im Verhältnis zum Rauschen in der spektralen Analyse sinkt. Umgehen ließe sich dieses Problem durch eine Anpassung der Laserintensität entsprechend der Strömungsgeschwindigkeit.

## **6.3 Kavitationskanal der Potsdamer Schiffbauversuchsanstalt**

### **Zielstellung und Hypothese**

Am Kavitationskanal (K15a) der Schiffbauversuchsanstalt Potsdam wurden Versuche mit der HDNC-Technik durchgeführt. Im Rahmen des Versuches „Akustische Direktmessungen für die Erosionsprognose mit den Propellern P1225 und P1226“ (SVA-Bericht 4219) kamen die HDNC-Technik und gleichzeitig die PD-Technik zum Einsatz. Die Messungen mit der optischen Messtechnik wurden durch Dr. W. Kröger geleitet. Durch die Messungen wurde ein Vergleich hinsichtlich der Blasenanzahlkonzentration beider Systeme bei verschiedenen Betriebszuständen ermöglicht. Sinnvoll ist dieser Vergleich, da die PD-Technik eine verbreitete und anerkannte Messtechnik zur Partikelcharakterisierung ist. Der Versuch sollte zeigen, dass beide Techniken ähnliche Blasenanzahlkonzentrationen für die verschiedenen Betriebszustände des Strömungskanals messen.

### **Geräte und Versuchsaufbau**

In den Kavitationskanal wurde ein Schiffsmodell gehängt und angeströmt. Es wurden zwei verschiedene Propeller (P1225 und P1226) am Schiffsmodell angebracht und

betrieben. Variiert wurden der Druck, die Geschwindigkeit und der Winkel der Propellerwelle ( $0^\circ$  und  $13^\circ$ ). Beeinflusst wird dadurch die Kavitationszahl. Der Luftgehalt wurde ebenfalls gemessen. Blasen wurden nicht zusätzlich erzeugt und eingetragen.

Für die PD-Messungen wurde ein Dantec Dynamics A/S DualPDA-System bestehend aus einem fasergekoppelten Argonionen-Laser, einer Sendeoptik, einer Empfangsoptik und einem BSA-Prozessor verwendet. Die Sendeoptik wurde unterhalb des Schiffsmodells positioniert, so dass sich die Laserstrahlen in der Nähe des Schiffsrumpfes kreuzen und das elliptische Messvolumen von  $0,016 \text{ mm}^3$  aufspannen (vgl. Abbildung 6.6 ). Die Empfangsoptik wurde seitlich am K15a unter  $90^\circ$  positioniert. Die Messzeit beträgt pro Betriebszustand etwa 12 Minuten.

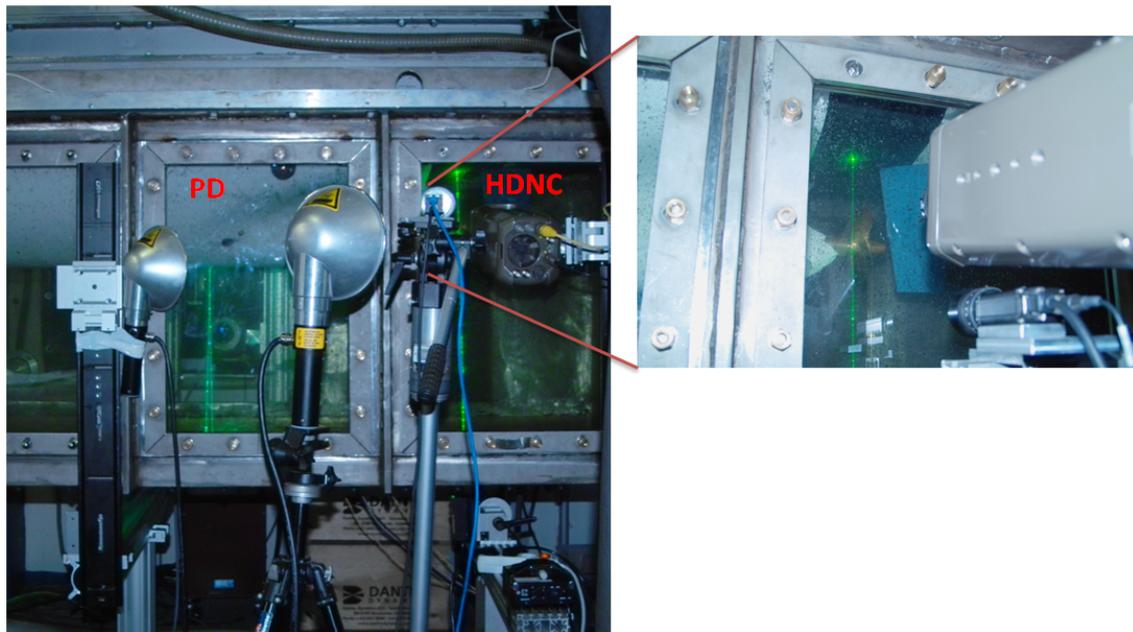


Abbildung 6.6: Foto vom Systemaufbau mit PD und HDNC-Technik am K15a der SVA Potsdam im September 2013

Für die HDNC-Messungen wurde ein der Auslegungsvariante zwei ähnlicher Aufbau verwendet. Der 300 mW DPSS-A-532 Laser und eine Phantom V310 mit einem Canon EF 50 mm f/1.4 USM Objektiv wurden in einem Streuwinkel von  $\vartheta_s \approx 90^\circ$  und einem Abstand Laser/Kamera von ca. 44 cm angebracht. Der Laserstrahl ist dabei von unten vor dem Propeller ausgerichtet worden. Die Kamera wurde mit einer Belichtungszeit von  $90 \mu\text{s}$  betrieben und seitlich am K15a angebracht. Das Messvolumen beträgt  $67 \text{ mm}^3$ . Die Messzeit betrug pro Betriebszustand etwa 10 Sekunden und es wurden 10697 Bilder aufgenommen. Der Größenkonvertierungsfaktor betrug  $6,6 \mu\text{m}/\text{Interferenzstreifen}$ .

## Beobachtung

Für beide Techniken wurden Blasen und Feststoffe getrennt. Beim PD-System kam die Methode der Sphärizitätsgrade zum Einsatz (vgl. 3.1.1). Beim HDNC-System wurde die Methode aus Abschnitt 4.3.5 verwendet. Eine Gesamtblasenanzahlkonzentrationsstatistik wurde jeweils aus den einzelnen Blasenanzahlkonzentrationsstatistiken der Versuche ermittelt (korrigiert mit dem in 4.3.7 beschriebenen Ansatz). Abbildung 6.7 zeigt die gesamte Blasenanzahlkonzentration für den jeweiligen Kanalzustand. Für die letzten Messungen wurden die Kanalparameter nicht aufgezeichnet. Für den eigentlichen Vergleich der gemessenen Konzentrationen stellt dies kein großes Problem dar.

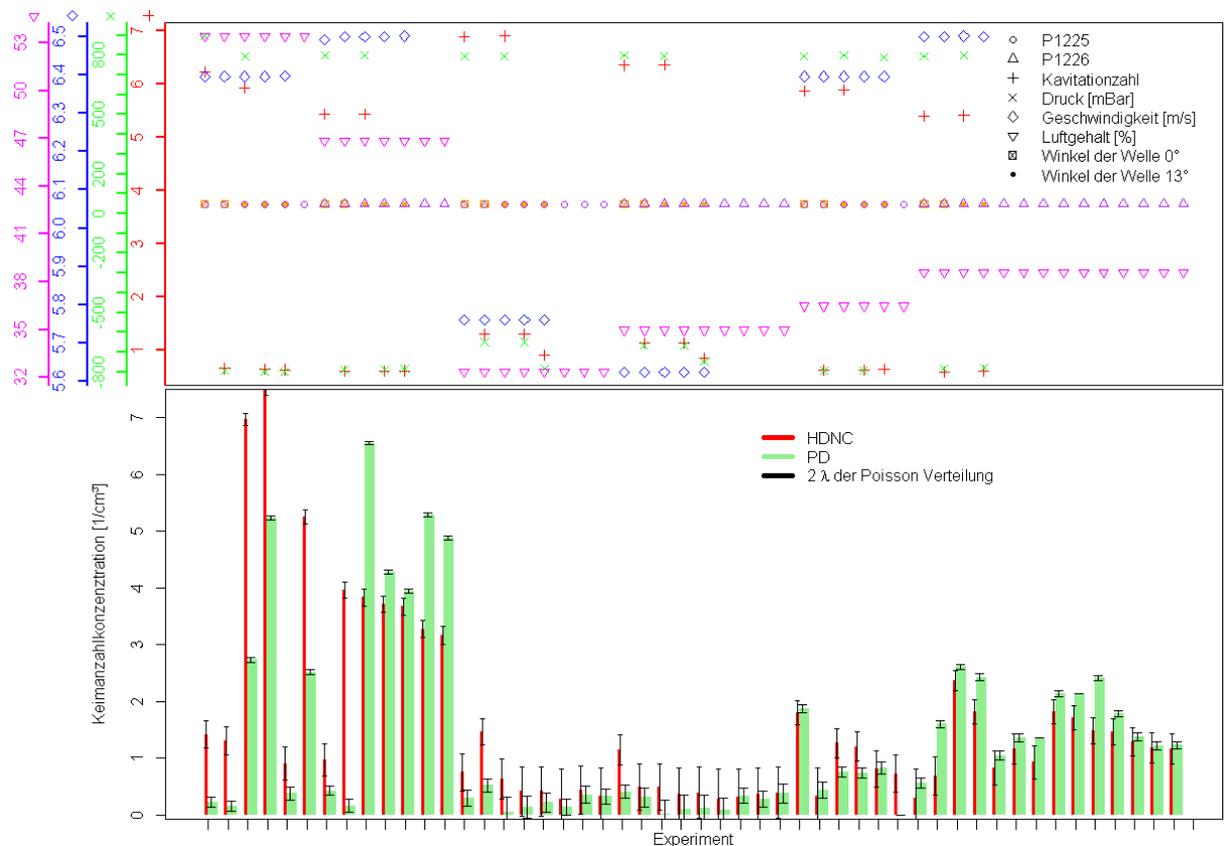


Abbildung 6.7: Vergleich der korrigierten Blasenanzahlkonzentrationen PD und IPI für eine Messkampagne in der SVA September 2013

Während dieser Messkampagne wurde für die überwiegende Anzahl der Fälle eine gute qualitative Übereinstimmung der Blasenanzahlkonzentrationsverläufe für die HDNC- und PD-Technik festgestellt. Die ersten dreizehn Experimente zeigten teilweise einen grö-

ßeren quantitativen Unterschied.

### **Auswertung**

Verglichen mit der PD-Technik hat die HDNC-Technik gezeigt, dass mit ihr an Kavitationskanälen bei weniger Geräte- und Justageaufwand in erheblich kürzerer Messzeit vergleichbare Messergebnisse erzielt werden können. Eine Fehlerquelle bei diesem Versuch stellen die stark unterschiedlich großen Messvolumen an verschiedenen Positionen im Kavitationskanal dar. Umgehen ließ sich dieses Problem nicht. Die ermittelten Konzentrationen liegen innerhalb der Größenordnung des zu erwartenden systematischen Fehlers aufgrund der Systemkomplexität beider Systeme. In Calvo et al. [2009] gibt es eine systematische Untersuchung zu Messfehlern verschiedener PD-Systeme. Ein Ergebnis dieser Untersuchung ist, dass Unsicherheiten bei der Partikelanzahlkonzentration von bis zu 80% vorhanden sein können.

Es gibt einige Aspekte die vermuten lassen, dass die Konzentrationsabschätzung der HDNC-Technik weniger fehlerbehaftet ist als die eines PD-Systems. Die Verwendung weniger optischer Komponenten und die sich daraus ergebende geringere Anzahl an Parametern und Fehlermöglichkeiten sind ein Aspekt. Das größere Messvolumen der HDNC-Technik hat zur Folge, dass lokale Konzentrationsschwankungen aufgrund von Verwirbelungen an der Schiffsmodelloberfläche ausgeglichen werden können. Daneben spielt auch die unterschiedliche Messzeit eine Rolle. Die HDNC-Technik nimmt jeweils eine Momentaufnahme der Strömung von 10 Sekunden auf. Die PD-Technik hat ca. 70 mal so lange aufgezeichnet. Dadurch können leichte Veränderungen der Betriebsbedingungen über die Zeit eine Rolle spielen. Die Klassifikation der Partikeltypen erfolgt beim PD-System auf statistische Weise (durch Festlegung einer Schwelle des erlaubten Sphäritätsunterschied). Beim HDNC-System basiert die Klassifikation auf Schwellenwerten für die Parameter aus der spektralen Analyse des Einzelpartikels. Die Schwellenwerte der Klassifikation von PD- und HDNC-Technik ließen sich nicht aufeinander abstimmen. Insgesamt wäre für eine finale Aussage ein Experiment notwendig, bei dem die Blasen- und Feststoffkonzentration und -verteilung aufgrund von modellierbaren, chemischen oder physikalischen Vorgängen exakt bekannt sind. Ein solches Experiment ist bisher nicht dokumentiert.

## **6.4 ConRo Schiff Amandine**

### **Zielstellung und Hypothese**

Großausführungsversuche sind auf dem ConRo-Schiff „Amandine“ in den Jahren 2012

und 2013 durchgeführt worden. Vorgestellt wird ein Versuch vom Mai 2013, bei dem die HDNC-Messtechnik für eine Großausführungsmessung ausgelegt wurde. Gezeigt werden sollte, ob dieses Ziel erreicht und die Frage nach der Keimverteilung in der Propellerzuströmung der „Amandine“ geklärt werden kann. Erwartet wurde, dass eine Partikelcharakterisierung und Keimverteilungsbestimmung in der Propellerzuströmung möglich sind.

### Geräte und Versuchsaufbau

Die Messungen wurden an der Atlantik-Ausfahrt des Ärmelkanals südlich von Plymouth durchgeführt (siehe Abbildung 6.8 ). Markiert ist die ungefähre Route der Amandine. In grün ist der HDNC-Messbereich während der Fahrt eingefärbt.

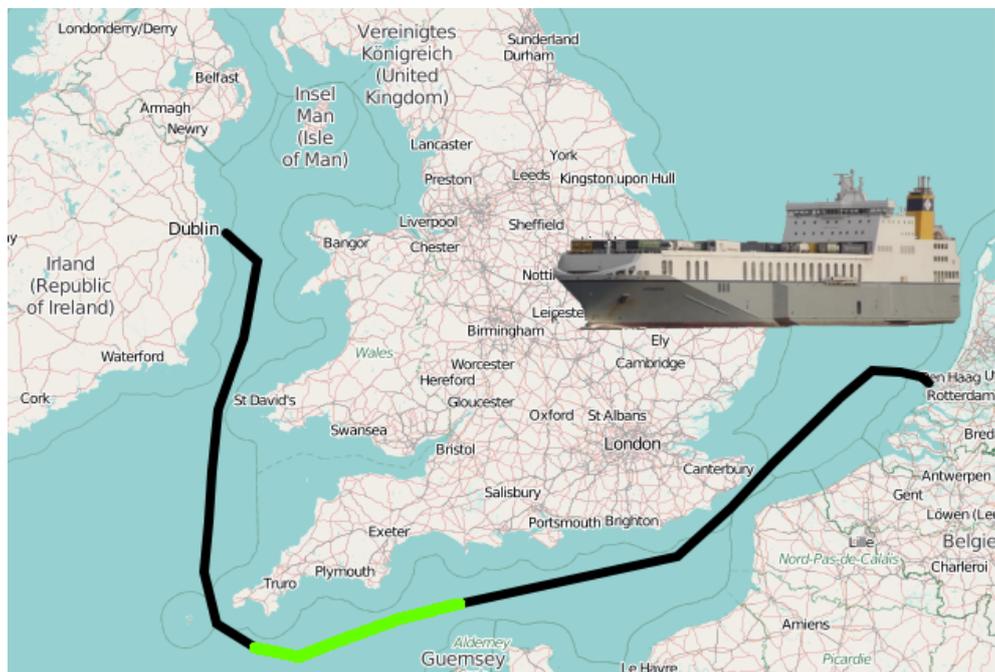


Abbildung 6.8: Route der Amandine im Mai 2013 (Karte: OpenStreetMaps.com und „Amandine“: MarineTraffic.com)

Ausreichende Sichtbedingungen müssen vorhanden sein (z.B. keine Algenblüte) und die Wetterbedingungen müssen eine Messung erlauben (max. 3-4 Windstärken, geringer Seegang). Der Monat Mai bietet sich an, da die Winterstürme vorbei sind und die Algenblüte später im Sommer einsetzt.

Es stand eine Messzeit von etwa zwei Stunden für die Aufnahme der Partikelabbildungen zur Verfügung, da die PIV Strömungsgeschwindigkeitsmessungen den Hauptteil der gesamten Reise-/Messdauer in Anspruch genommen haben. Die Messungen wurden

im Ruderraum des Schiffes (über dem Propeller) mit einer eingeschränkten optischen Zugänglichkeit durchgeführt. Die Abbildung 6.9 zeigt die Anordnung schematisch. Die Abbildung 6.10 zeigt Fotos der realen Situation während der Messungen. Durch die Bullaugen werden der Laser und die Kamera so positioniert, dass sich die Mittelachsen im Wasser vor dem Propeller schneiden. Aufgrund der Spanten ergibt sich eine Einschränkung der möglichen Streuwinkel.

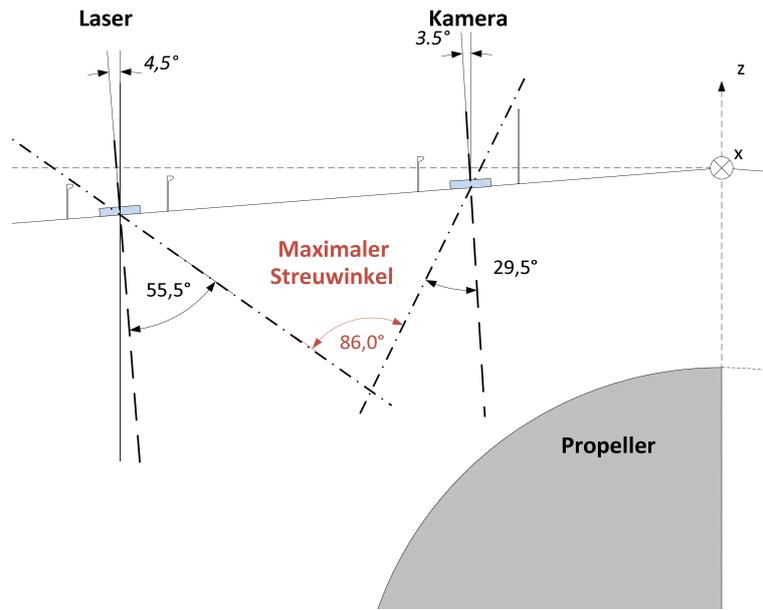


Abbildung 6.9: Anordnung der HDNC-Messung auf der Amadine

Sie erlauben einen erreichbaren Streuwinkel zwischen Laser und Kamera von maximal  $\vartheta_s \approx 86^\circ$ . Die Distanz zwischen dem Detektor und dem Messvolumen beträgt etwa 2,21 m. Optische Probleme wegen der Bullaugen-Glasstärke, des schrägen Durchstrahlens und der verschiedenen Brechungsindizes von Luft, Plexiglas und Wasser sind vorhanden. Um eine sinnvolle optische Ankopplung zu realisieren, wurde ein Flüssigkeitsprisma entwickelt Kleinwächter et al. [2012]. Dieses Flüssigprisma erlaubt es, unter den schwierigen optischen Bedingungen zu messen. Es wurde die Auslegungsvariante drei verwendet. Als Lichtquelle wurde ein Litron Puls laser eingesetzt. Der Laserkopf mit einer Umlenkoptik (Spiegel, Zaber Rotations- und Linearachsen zur Strahlführung im Wasser) wurde an jeweils eine Linear und an eine Rotationsachse von PIMicos montiert, um das Anfahren der Messpunkte bei der PIV-Messung zu realisieren (Abbildung 6.10).

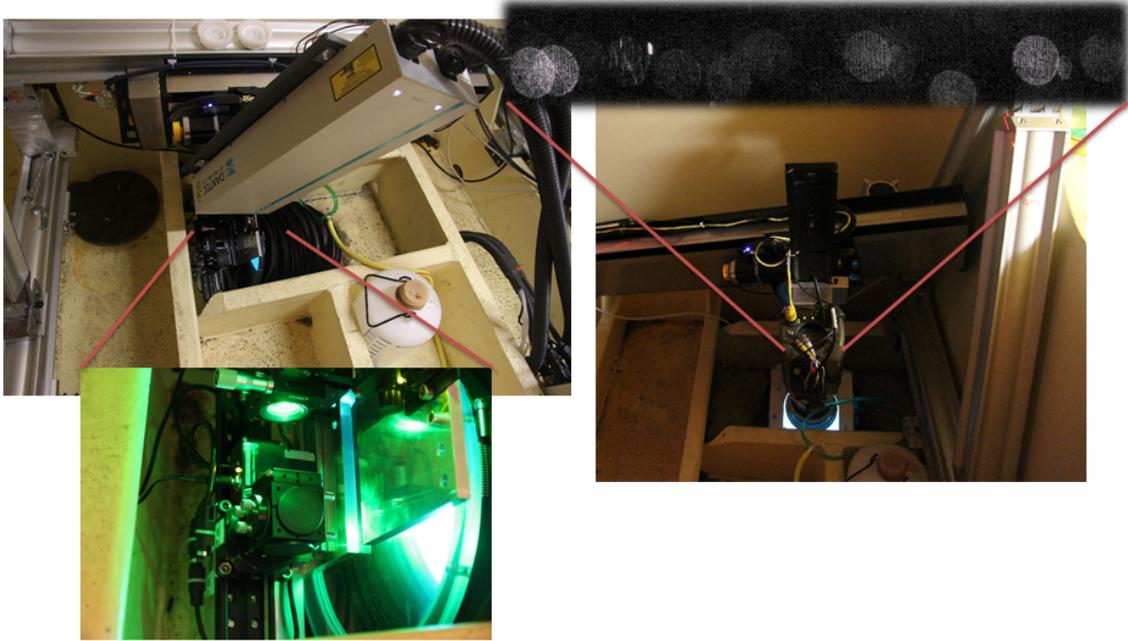


Abbildung 6.10: Fotos vom Aufbau auf der Amandine mit Laser-Anordnung (links), Kamera-Anordnung (rechts) und der Traversierung

Die Umlenkoptik wurde auf das Flüssigprisma montiert und dadurch an das Bullauge gekoppelt. Der Aufbau wurde über ein ausgerichtetes System aus X95-Profilen an den Schiffskörper montiert (siehe Abbildung 6.9 ). Ein ähnliches System aus X95-Profilen und jeweils einer PIMicos Linear- und Rotationsachse wurde verwendet, um die Phantom V12.1 mit dem Canon EF 200 mm f/2.8 LII USM Objektiv zu traversieren.

Das abgebildete Messvolumen hat dabei eine Größe von etwa  $0,27 \text{ cm}^3$ . Der Größenkonvertierungsfaktor wurde mit ca.  $17,63 \text{ } \mu\text{m}/\text{Streifen}$  bestimmt. Es wurden 21904 Aufnahmen der Strömung gespeichert.

### Beobachtung

Während der Messungen wurde beobachtet, dass keine kontinuierlichen Blasenkonzentrationen vorhanden sind, sondern dass in ungleichmäßigen Abständen (abhängig von der Schiffsbewegung in den Wellen) Blasenschwärme auftraten (Abbildung 6.11 ). Aufgenommen und nach Abschnitt 4.3.5 klassifiziert wurden 55808 Feststoffpartikel und 6084 Blasen. Die Gesamtpartikelanzahlkonzentration beträgt während der Messfahrt  $1,02 \text{ l}/\text{cm}^3$ . In Abbildung 6.12 wird die ermittelte Blasengrößenverteilung und die zugehörige größenabhängige Blasenanzahlkonzentration dargestellt.

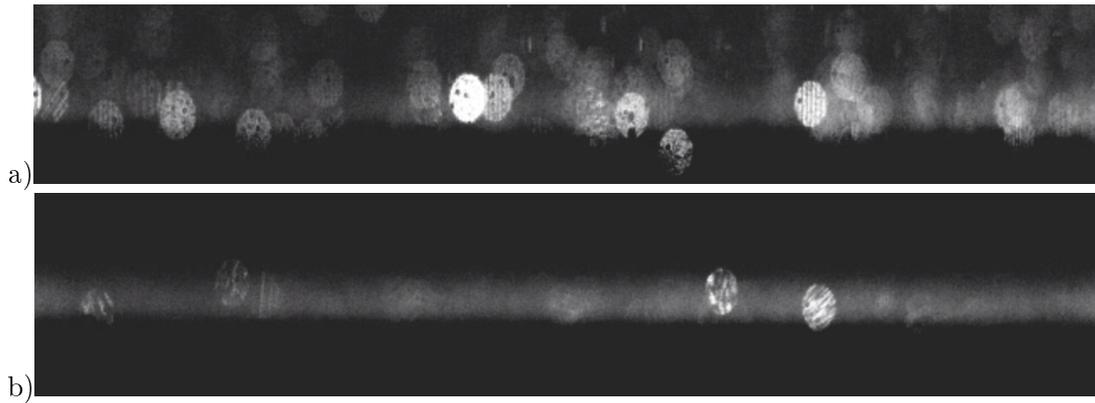


Abbildung 6.11: Aufnahmen von Partikeln im Nachstrom der Amandine a) Situation im Fall eines Blasenschwarms b) Situation ohne Blasenschwarm

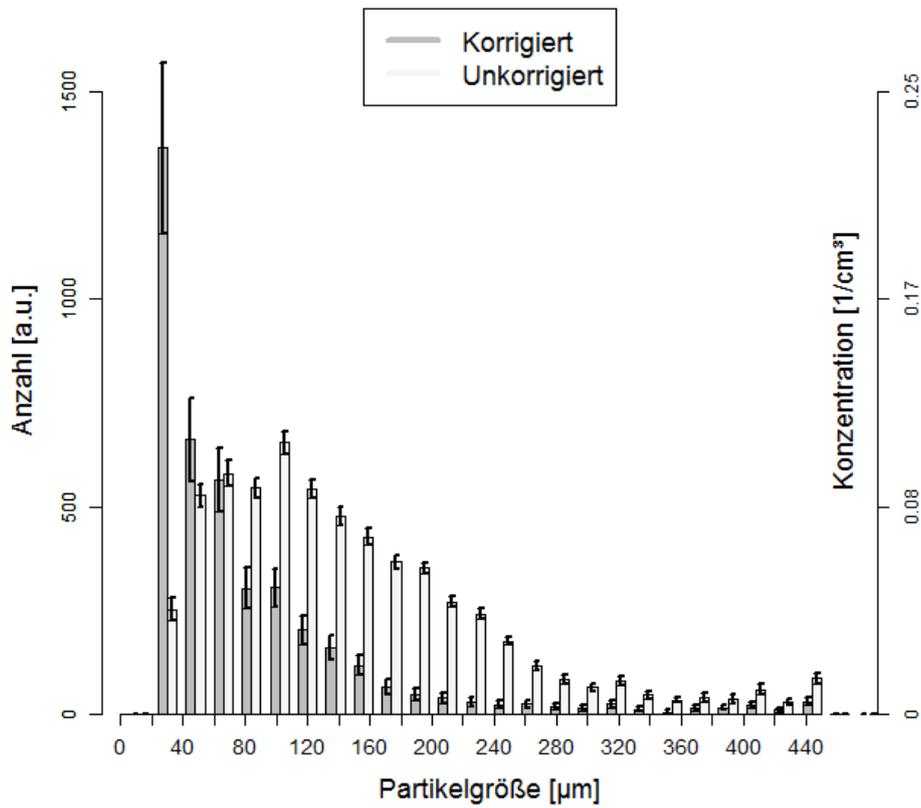


Abbildung 6.12: Gemessene Partikelgrößen und Partikelanzahlkonzentration Grobausführung

## **Auswertung**

Insgesamt hat sich gezeigt, dass mit Hilfe der HDNC-Technik die Großausführungsmessung realisiert werden konnte. Partikel konnten selbst bei einer Entfernung von über 2 Metern durch das Meerwasser charakterisiert werden. Die im KonKav-Projekt gesuchte Keimverteilung konnte bestimmt werden. Zusätzliche Fehlermöglichkeiten der HDNC-Technik in der Großausführungsmessung sind durch die Wettersituation, die aufwendige Ausrichtung der Traversierung und durch das schräge Durchstrahlen der Bullaugen bestimmt. Dadurch wird die Messung angesichts der ermittelten Fehlerschranken aber nicht zerstört. Die per Detektionsvolumenkorrektur erzeugten Ergebnisse weisen unterhalb einer Blasengröße von 100  $\mu\text{m}$  erhöhte Fehlerschranken auf. Eine Erklärung liegt in der beobachteten breiten Verteilung der mittleren Intensität bei kleinen Partikeln (verglichen mit Messungen an Kavitationskanälen). Die hohe Partikelanzahlkonzentration unterhalb von 40  $\mu\text{m}$  Partikelgröße erscheint auf Grund der geringen gemessenen Partikelanzahl und der hohen Messunsicherheit als unglaubwürdig und sollte daher verworfen werden.

## **6.5 Kavitationskanal der Hamburgischen Schiffbauversuchsanstalt**

### **Zielstellung und Hypothese**

Am HYKAT der HSVA wurde die Messfahrt der Amandine im Mai 2013 (vgl. Abschnitt 6.4) anhand gemessener Betriebsparameter nachgestellt. In der so genannten Nachstromdelle eines Modells der Amandine wurden die auftretenden Blasenanzahlkonzentrationen bestimmt. Die Skalierung des Modells und der fehlende Wellenschlag stellen wesentliche Unterschiede zur Großausführungsmessung dar. Unterschiede in der gemessenen Blasenanzahlkonzentration sind zu erwarten, da keine Blasen durch Schiffsbewegungen und Wellen entstehen.

### **Geräte und Versuchsaufbau**

Die Charakterisierung der Partikel in der Nachstromdelle des Modells wurde mit einem der Auslegungsvariante zwei ähnlichen Aufbau realisiert. Ein Streuwinkel von  $81^\circ$  wurde zwischen dem 300 mW DPSS-A-532 Laserstrahl und einer Phantom V12.1 Hochgeschwindigkeitskamera mit Canon EF 50 mm f/1.4 USM Festbrennweitenobjektiv eingestellt. Durch den Abstand zwischen Kamera und Messort von etwa 1,4 m ergibt sich ein Messvolumen von ca.  $0,85 \text{ cm}^3$  und ein Größenkonvertierungsfaktor von ca. 24,69  $\mu\text{m}$ /Streifen. Ein günstiger Fokuspunkt wurde bei ca. 0,6 m gefunden. Pro Messpunkt wurden 5476 Bilder der Strömung aufgezeichnet. Die Messung am HYKAT wurde durch

einen ausreichend großen optischen Zugang realisiert (vgl. Abbildung 6.13 ).

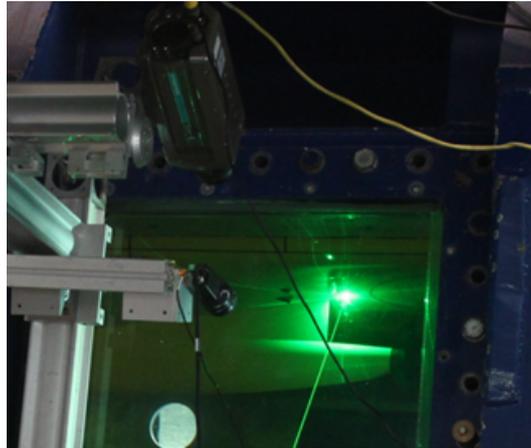


Abbildung 6.13: Foto vom Messaufbau am HYKAT

### Beobachtung

Während des Nachfahrens der gemessenen Betriebsparameter der Amandine wurde beobachtet, dass die Blasenanzahlkonzentration sich kaum verändert hat.

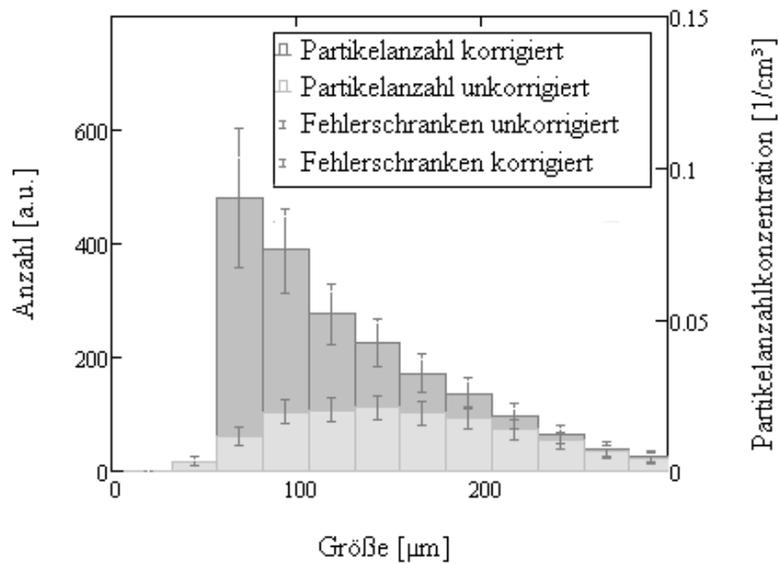


Abbildung 6.14: Ergebnis der Messungen bei Überdruck

Erst nach anlegen eines Überdruckes sind Veränderungen in der Blasengrößenanzahlverteilung aufgetreten und ein leichte Spitzenwirbelkavitation wurde sichtbar. 6.14 zeigt

die gemessene Verteilung bei Überdruck. Insgesamt wurden geringe Blasenanzahlkonzentrationen in der Strömung beobachtet. Die Blasenanzahlkonzentration wurde, mit dem in 4.3.7 beschriebenen Ansatz, korrigiert. Blasen und Feststoffe wurden mit der Methode aus Abschnitt 4.3.5 getrennt. Im Mittel lag das Verhältnis zwischen Blasen und Feststoffpartikeln bei 1:22,7.

### **Auswertung**

Im Vergleich zu Großausführungsversuchen wurde eine geringe Blasenanzahlkonzentration festgestellt. Die Blasenanzahlkonzentration liegt selbst bei Überdruck deutlich unter der Großausführungsmessung. Diese Feststellung entspricht Erfahrungen aus früheren Messungen mit einem PD-System am HYKAT im KonKav-Projekt. Ein deutlich größeres Messvolumen im Vergleich zur Großausführungsmessung wurde über die Objektivauswahl eingestellt ( $0,85 \text{ cm}^3$  HYKAT und  $0,27 \text{ cm}^3$  Amandine), um die Anzahl gemessener Partikel zu erhöhen. Aufgrund der geringen Blasenanzahlkonzentration ist beispielsweise die ermittelte Detektionsvolumenkorrektur (speziell unter  $100 \mu\text{m}$  Partikelgröße) unsicher. Ein zusätzlicher Messfehler ist durch den schrägen Strahlengang durch die Luft-Plexiglas-Wasser-Grenzschichten zu erwarten, der leichte geometrische Fehler bei der Partikelabbildung verursacht.

Es zeigte sich ein ähnliches Verhalten zwischen der Großausführungsmessung und der Messung bei Überdruck, was die Partikelgrößenverteilung angeht. Spitzenwirbelkavitation ist ebenfalls während der Großausführungsmessung beobachtet worden. Für die Betrachtung von Skaleneffekten sollten Blasenschwärme durch Wellenschlag im Modell simuliert werden. Das würde einen realistischeren Vergleich zwischen einem Modell im HYKAT und der Großausführungsmessung ermöglichen. Ein angepasster Versuch kann die zusätzlichen Blasen durch einen Keramikmembranausströmer oder Elektrolyse simulieren.

# 7 Zusammenfassung und Ausblick

## 7.1 Zusammenfassung

Ein Ziel der Arbeit ist es, ein geeignetes Verfahren für die Charakterisierung von Kavitationskeimen an Kavitations-/Strömungskanälen und auf Schiffen zu entwickeln. Ein zweites Ziel ist, dieses Verfahren für die Beantwortung von Fragestellungen aus dem KonKav-Projekt einzusetzen und dabei zu erproben. Das KonKav-Projekt wird kurz vorgestellt und dessen Ziele werden benannt. Eines dieser Ziele führt zur Motivation dieser Arbeit. Es wird erläutert, warum Kavitationsuntersuchungen im Schiffbau und speziell die Charakterisierung von Kavitationseimen notwendig sind. Es werden Kriterien zur Bewertung verschiedener Messtechniken zusammengetragen und optische Messtechniken gegenübergestellt. Ergebnis ist, dass sich die IPI-Technik als Ausgangspunkt für die Messtechnikentwicklung zur Kavitationskeimcharakterisierung eignet.

Die Grundlage der IPI-Technik zur Partikelcharakterisierung wurde durch König et al. [1986] gelegt und beispielsweise durch Maeda et al. [2000]; Damaschke et al. [2002a] zur Labor-Messtechnik weiterentwickelt. Es handelt sich um eine optische Messtechnik, die auf Streulicht basiert. Daher wird auf Aspekte der Lichtstreuung eingegangen und die wesentlichen Analyseschritte werden beschrieben. Eine Methode zur Detektionsvolumenkorrektur zur Berechnung einer korrigierten Keimanzahlkonzentration wird vorgestellt. Es werden Betrachtungen zu Quellen von Messfehlern und Grenzen der Messtechnik angestellt.

Die IPI-Technik wird für den Einsatz unter den teilweise rauen Bedingungen in der Schiffstechnik angepasst und zur HDNC-Technik weiterentwickelt. Algorithmen zur Analyse wurden entwickelt, die eine Auswertung von mehreren Bildern pro Sekunde leisten können. Bis zu 15 Bilder pro Sekunde wurden bei guten Bedingungen ( $<10$  Partikelabbildungen pro aufgenommenem Bild mit  $336 \times 136$  Pixeln) auf einem handelsüblichen PC (Intel i7 Prozessor 2,4GHz, 512 GB SSD, 4GB RAM und Windows 7) auf einem Kern erreicht. Wesentliche Aspekte der Entwicklung sind:

- Vereinfachte und robustere optische Konfiguration durch Verzicht auf Strahlformungs-/Strahlteiler-Optiken kommerzieller Systeme

- Algorithmus zur Ermittlung einer günstigen Fokus-Einstellung
- Verfahren zur Partikelsegmentierung auf Basis von Interferenzmusterabbildungen
- Verfahren zur Detektionsvolumenkorrektur
- Charakterisierung (Klassifikation, Partikelgröße und Anzahlkonzentration bei Blasen) von Partikeln auf Basis einer Spektralanalyse
- Auslegung und experimentelle Erprobung anhand realer Messaufgaben

Wesentliche Auswahlkriterien der Gerätekosten und Entwicklungskriterien der Softwarekomponenten werden diskutiert. Es werden drei verschiedene Messsysteme zusammengestellt, die in den Messungen der experimentellen Ergebnisse verwendet werden. Experimentelle Versuche haben gezeigt, dass die Bestimmung von Blasengrößenverteilungen und Blasenanzahlkonzentrationen (im für maritime Kavitation entscheidenden Blasengrößenbereich) mit wenig Geräteaufwand durchgeführt werden kann. Die HDNC-Messtechnikentwicklung hat zum Erreichen der KonKav-Projekt-Ziele beigetragen (vgl. Damaschke et al. [2013, 2014]).

## 7.2 English Abstract

One objective of this thesis is to develop a suitable method for cavitation nuclei characterization for cavitation tunnels and for ships. The developed method was developed and examined during the KonKav project. The KonKav project is concisely presented and the objectives are exposed. One objective leads to the motivation for this thesis. Explained in detail are why the cavitation measurements are necessary, why cavitation nuclei characterization is important and the key criteria for evaluating different optical measurement techniques. These criteria are evaluated for some optical measurement techniques. The IPI technique is a suitable base for the measurement technique development and cavitation nuclei characterization.

First investigations of the IPI technique are from König et al. [1986]. Some developments towards a laboratory measurement technique came from Maeda et al. [2000]; Damaschke et al. [2002a]. It is a laser optical measurement method based on light scattering of particles. Therefore are the aspects of light scattering for the HDNC technique discussed. The essential steps of the analysis, the detection volume correction for the cavitation nuclei concentration estimation, aspects of measurement errors and limits of the measurement technique are discussed. The IPI technique is developed to the HDNC technique for the application in the harsh naval environments. The developed analysis

algorithms provide an evaluation with several frames per second. Up to 15 frames per second were reached on a standard PC (Intel i7 Prozessor 2,4GHz, 512 GB SSD, 4GB RAM und Windows 7) on one core and under specific conditions (<10 particle images per recorded image with 336x136 pixel). Essential aspects of development are:

- Simplified and robust optical configuration by waiving beamforming / beam splitter optics in contrast to some commercial systems
- Algorithm for determining a beneficial focus adjustment
- A method for particle segmentation based on interference pattern pictures
- A method for detection volume correction
- Characterization (classification, particle size and number concentration for bubbles) of particles based on a spectral analysis
- Development and experimental testing based on real measurement tasks

The key hardware selection and software development criteria are depicted. Three different measurement setups are assembled and applied for the experiments. These experimental studies prove the possibility for cavitation nuclei characterization (in the important particle size range) with low hardware effort. The development of the HDNC technique has contributed to the achievement of the KonKav project objectives (compare Damaschke et al. [2013, 2014]).

### 7.3 Ausblick

Weiterführende Entwicklungs- und Einsatzmöglichkeiten abseits von Kavitationsuntersuchungen für die entwickelte HDNC-Technik sind vorhanden. Für die Kavitationskeimcharakterisierung sind diese Möglichkeiten von eher untergeordneter Bedeutung und es wird nur ein kurzer Überblick gegeben.

Die Template basierte Segmentierung kann das Laden einer beliebigen Templatemaske durch den Benutzer erlauben, um die Verwendung von Abbildungsoptiken mit verschiedenen Aperturenformen zu ermöglichen.

Die Klassifikation von Feststoffpartikeln kann ebenfalls über die „Textur“ der Interferenzmuster gelingen. Bei Haralick et al. [1973]; Haralick & Shapiro [1992] wird die Textur mit Hilfe der sogenannten Gray-Level-Cooccurrence-Matrix (GLCM) beschrieben. Aus der GLCM können zusätzliche Merkmale verschiedener Feststoffpartikelarten generiert werden. Diese Merkmalsräume können zerlegt werden Ertel [2013]. In Varma [2004]

wird eine Möglichkeit verschiedener Filter (einer so genannten Filterbank) beschrieben, mit der die Interferenzmuster zerlegt werden können. Die Filterantworten können mit der GLCM in Merkmale überführt werden.

Um verschiedene Stoffe in einer Mehrphasenströmung zu identifizieren, ist der Brechungsindex der Partikel von Interesse. Mit Hilfe überlagernder Laser unterschiedlicher Wellenlänge könnte diese Klassifikation gelingen. Partikel streuen abhängig von der Wellenlänge und vom Brechungsindex unterschiedlich. Berechnet man die einzelnen Größenkonvertierungsfunktionen ergibt sich jeweils ein Anstieg. Bei zwei möglichen Brechungsindexen (z.B. Öl oder Luft in Wasser) einer Messung haben homogen sphärische Partikel zwei mögliche Partikelgrößen bei einer sichtbaren Streifenanzahl. Welche die richtige Brechungsindexklasse ist, entscheidet sich über die Differenz zum vorhergesagten Partikelgrößenunterschied beider Wellenlängen.

Ein Ansatz für die Größenbestimmung von Feststoffpartikeln wurde in Ruiz et al. [2014]; Carrascal et al. [2014] vorgestellt. Aus der Breite (Stelle maximaler Krümmung) des Betrages des Spektrums der defokussierten Partikelabbildung und der Wellenlänge kann demnach die Partikelgröße berechnet werden.

Ein Partikel Tracking ist für Messungen in Strömungen mit stark unterschiedlichen Partikelgeschwindigkeiten sinnvoll. Die doppelte Detektion von Partikeln wurde bei der HDNC-Technik durch eine geeignete Auswahl der Bildrate und Belichtungszeit verhindert.

Die Echtzeitfähigkeit des Messsystems lässt sich durch stärkere Parallelisierung von aufwendigen Matrix-Rechenoperationen verbessern. Die Berechnung der Hintergrundkorrektur, die Korrelation mit einem Template und die spektrale Analyse lassen sich beispielsweise beschleunigen. Geeignet sind Berechnungen auf einer Grafikkarte (GPU) z.B. mit Nividias Cuda oder einem Field Programmable Gate Array (FPGA) Meyer-Bäse [2007]. Eine Abschätzung der zu erreichenden Geschwindigkeit ist in beiden Fällen schwierig. Eine detaillierte Abwägung von Vor- und Nachteilen zwischen der CPU-/GPU- und der FPGA-Lösung sollte durchgeführt werden.

Black et al. [1996] gibt eine Übersicht zu Anwendungsszenarien einer Partikelmess-technik. Für die Untersuchung von Verbrennungsvorgängen ist beispielsweise eine Untersuchung der Kraftstoffeinspritzung denkbar Mounam-Rousselle & Pajot [1999]. Eine Anwendung im Bereich der Pharmazie kann beispielsweise die Überwachung der Beschichtung von Implantaten mit Medikamenten sein Wintermantel & Ha [2008].

# Tabellenverzeichnis

3.1	Partikelcharakterisierungstechniken für Mehrphasenströmungen . . . . .	19
4.1	Glanzpunktanordnungen und das berechnete Leistungsdichtespektrum . .	57
4.2	Glanzpunktunordnung/Leistungsdichtespektrum irregulärer Partikel . . .	62
5.1	Vergleich Laserlichtschnitt und Laserstrahl . . . . .	102
5.2	Vergleich Laser . . . . .	103
5.3	Vergleich Objektive . . . . .	105
5.4	Vergleich Kameras . . . . .	107
5.5	Auslegungsvarianten . . . . .	107
6.1	Blasengrößenhistogramme bei einer Auswahl verschiedener Luft-Drücke . .	115
6.2	Korrigierte Gesamtblasenanzahlkonzentrationen . . . . .	120

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Beziehungen zwischen Druck, Temperatur und Aggregatzustand . . . . .	11
2.2	Druckstoßebene eines Schiffspropellers . . . . .	12
2.3	Kavitation auf Grund eines Keims . . . . .	13
3.1	Aufbau Phasen Doppler Anemometer . . . . .	20
3.2	Sphärizitätslinie von zwei PD-Empfängern . . . . .	22
3.3	Überblick Shadow Doppler Technik . . . . .	26
3.4	SDV Partikelabbildung an unterschiedlichen Positionen . . . . .	27
3.5	Zeitverschiebungsverfahren Prinzip . . . . .	29
3.6	Zeitverschiebungsverfahren Winkelbeziehungen . . . . .	29
3.7	Digitale Inline Holographie Aufbau . . . . .	32
3.8	Aufbau Beugungsmesstechnik . . . . .	34
3.9	Aufbau Schattenabbildung . . . . .	36
3.10	Aufbau der Interferometric Particle Imaging Technik . . . . .	38
3.11	Aufbau Global Phase Doppler Technik . . . . .	41
4.1	Einteilung in Partikelklassen nach ihren strukturellen Eigenschaften . . . .	47
4.2	Streulichtintensität und Partikelgröße Beispiel Wassertropfen in Luft . . . .	48
4.3	Koordinatensystem Nomenklatur . . . . .	50
4.4	Glanzpunktentstehung und Streuberechnung . . . . .	55
4.5	Simulation der Interferenzstreifenentstehung . . . . .	58
4.6	Volumetrisches 3D-Modell einer Fokuserie . . . . .	59
4.7	Simulationsergebnis verschiedener Partikelformen . . . . .	61
4.8	Rauheit der Partikeloberfläche . . . . .	61
4.9	Beispiel LMT Streurechnung . . . . .	63
4.10	Einfluss des Streuwinkels und der Polarisation auf die Modulation . . . . .	64
4.11	Beispiel für den Laplace-Operator . . . . .	65
4.12	Qualitätskurve einer Beispiel-Fokuserie . . . . .	66
4.13	Laserintensität und Verschlusszeit . . . . .	67

4.14	Hintergrundkorrektur auf Basis des Mittelwertbildalgorithmus . . . . .	69
4.15	Andere implementierte Hintergrundreduktionsalgorithmen . . . . .	70
4.16	Bilateralfilter zur Rauschunterdrückung . . . . .	71
4.17	Blasenabbildung mit Astigmatismus . . . . .	72
4.18	Schwellenwertbasierte Detektion . . . . .	73
4.19	Partikel-Segmentierung per Kreuzkorrelation . . . . .	75
4.20	Effekt eines Templates größer als die Partikelabbildung . . . . .	76
4.21	Gewichtung des Templates mit einer Sinus-/Cosinus-Funktion . . . . .	77
4.22	2D-DFT von einer Blase . . . . .	79
4.23	Prinzipieller Ablauf der zeilenweisen PSD-Berechnung . . . . .	80
4.24	Partikelklassifikation durch Eigenschaften des Leistungsdichtespektrums . . . . .	83
4.25	Partikelklassifikation mit Hilfe der spektralen Unterschiede . . . . .	85
4.26	Beziehung Streifenanzahl zu Blasengröße in Wasser . . . . .	88
4.27	Einfluss des Streuwinkels und der Polarisierung auf den Konvertierungsfaktor . . . . .	89
4.28	Unterschiedlich großen Blasen in einer Wasserströmung . . . . .	90
4.29	Intensitätsfunktion eines Lasers mit Referenzfläche . . . . .	91
4.30	Ausreißerdetektion der Funktion maximaler Intensitäten . . . . .	94
4.31	Partikelgrößen-Intensitäts-Statistik . . . . .	95
4.32	Qualitätsfunktion Messung SVA Juni 2013 . . . . .	95
4.33	Streifenanzahlverteilung monodisperser Tropfen . . . . .	99
5.1	Systemübersicht . . . . .	100
5.2	Einfluss von Brennweite und Blendenzahl auf den Konvertierungsfaktor . . . . .	104
5.3	Screenshot der Anwendung . . . . .	108
5.4	Funktionsübersicht der Anwendung . . . . .	109
5.5	Screenshot des virtuellen Partikelleuchttisches . . . . .	110
6.1	Foto vom Aufbau des Messsystems am Aquarium . . . . .	114
6.2	Errechnete Korrekturfaktoren . . . . .	116
6.3	Messbereiche unter dem Schiffsmodell im K21 . . . . .	118
6.4	Verhältnis Blasen/Feststoffpartikel im K21 . . . . .	119
6.5	Blasenanzahl und Blasenanzahlkonzentration unter Schiffsmodell . . . . .	120
6.6	Systemaufbau mit PD und IPI Technik am K15a . . . . .	122
6.7	Vergleich der korrigierten Blasenanzahlkonzentrationen PD und IPI . . . . .	123
6.8	Route der Amandine im Mai 2013 . . . . .	125
6.9	Anordnung der HDNC-Messung auf der Amadine . . . . .	126
6.10	Aufbau auf der Amandine . . . . .	127

6.11 Aufnahmen von Partikeln im Nachstrom der Amandine . . . . .	128
6.12 Gemessene Partikelgrößen und Partikelanzahlkonzentration Großausführung	128
6.13 Foto vom Messaufbau HYKAT . . . . .	130
6.14 Messungen bei Überdruck . . . . .	130

# Glossar

$\alpha_b$	Divergenzwinkel
$\beta_{\Phi}^{(N)}$	Durchmesserkonvertierungsfaktor
$\Delta t$	Zeitdifferenz
$\Delta\Phi$	Phasendifferenz zwischen den Empfängern
$\frac{1}{F\#}$	Öffnungsverhältnis
$\lambda$	Wellenlänge
$\vec{k}_w$	Wellenvektor
$\vec{r}_{pr}$	Streuvektor
$\phi$	Winkel
$\psi$	Winkel
$\Theta$	Winkel
$\Delta\vartheta_r$	Objektseitiger Öffnungswinkel des Objektivs
$\underline{E}_w$	Ebene Welle
$\underline{S}_1(\vartheta_s)$	Streuungsfunktion senkrecht zur Streuebene polarisiert
$\underline{S}_2(\vartheta_s)$	Streuungsfunktion parallel zur Streuebene polarisiert
$\varphi_s$	Winkel der Streuebene
$\vartheta_s$	Streuwinkel
$A_d$	Detektionsfläche
$d_a$	Aperturdurchmesser

$d_{min}$	Auflösungsgrenze der Optik
$d_{pk}$	Partikelgrößenklasse
$d_p$	Partikelgröße
$f$	Brennweite
$F\#$	Blendenzahl
$F_{\Phi}^{(N)}$	Phasenkonvertierungsfaktor
$I(x, y)$	Bild
$I_s$	Rückgestreute Intensität
$l_{Rb}$	Rayleighlänge
$m$	Relativer Brechungsindex
$NA$	Nummerische Apertur
$p(\alpha)$	Partikelgrößenverteilungsfunktion
$Q_{IACmax}$	Qualitätsfunktion
$r_{wb}$	Strahltailienradius
$v_x$	Partikelgeschwindigkeit in x
$x_M$	Mie-Parameter
$z_l$	Abstand des Partikels zur Optik
$z_w$	Ausbreitungsrichtung Ebene Welle
ADCP	Acoustic Doppler Current Profiler
BSA	Burst Spectrum Analyzer
CCD	Charge Coupled Device
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor
ConRo	Container roll on roll off
CSM	Cavitation Susceptibility Meter

DFT Digitale Fouriertransformation  
DIH Digitale Inline Holographie  
FDTD Finite Difference Time Domain  
FEM Finite Elemente Methode  
FLMT Fourier Lorenz Mie Theorie  
FPGA Field Programmable Gate Array  
GLCM Gray-Level-Cooccurrence-Matrix  
GPD Global Phase Doppler Technik  
GPU Grafikprozessor  
GPVS Glare Point Velocimetry and Sizing  
HDNC Hydrodynamic Nuclei Concentration  
ILIDS Interferometric Light Imaging for Droplet Sizing  
IPI Interferometric Particle Imaging  
KonKav Korrelation von Kavitationseffekten  
Laser Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation  
LDA Laser Doppler Anemometrie  
LIF Laser Induced Fluorescence  
LMT Lorenz Mie Theorie  
MSI Mie Scattering Imaging  
PC Personal Computer  
PD Phasen Doppler Technik  
PDI Phasen Doppler Interferometer  
PDPA Phase Doppler Particle Analyzer  
PIV Particle Image Velocimetry

PMSI Planar Mie Scattering Interferometry

POVRay The Persistence of Vision Raytracer - Programm zur Fotorealistischen Strahlverfolgungsrechnung

PPIA Planar Particle Image Analysis

PSD Spektrale Leistungsdichte

PTV Particle Tracking Velocimetry

SCS Streukoordinatensystem

SDV Shadow Doppler Velocimetry

USD Ultraschalldurchflussmesser

WCS Wellenkoordinatensystem

XML Extensible Markup Language

Zemax Entwurfssoftware für optische Systeme von Radiant Vision Systems

ZVV Zeitverschiebungsverfahren

# Literaturverzeichnis

- Adams, M., Kreis, T. M. & Jueptner, W. P. O. (1999): *Particle measurement with digital holography*. In: Proc. SPIE 3823, Laser Metrology and Inspection, **38**.
- Albrecht, H.-E., Borys, M., Damaschke, N. & Tropea, C. (2003): *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer-Verlag.
- Albrecht, H. E., Borys, M. & Fuchs, W. (1993): *The cross sectional area difference method - a new technique for determination of particle concentration by laser doppler anemometry*. In: Experiments in Fluids, **16**: 61–69.
- Bachalo, W. D. (1980): *Method for measuring the size and velocity of spheres by dual-beam light-scatter interferometry*. In: Appl. Opt., **19**, 3: 363–370. URL <http://www.opticsinfobase.org/ao/fulltext.cfm?uri=ao-19-3-363&id=23719>.
- Bachalo, W. D. & Houser, M. J. (1984): *Phase/Doppler Spray Analyzer For Simultaneous Measurements Of Drop Size And Velocity Distributions*. In: Optical Engineering, **23**, 5: 235583–235583–. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.7973341>.
- Basler, A. (2014): *Basler scout AREA SCAN CAMERAS*. In: . URL [http://www.baslerweb.com/media/documents/BAS1405\\_scout\\_Brochure\\_SAP0028\\_web.pdf](http://www.baslerweb.com/media/documents/BAS1405_scout_Brochure_SAP0028_web.pdf).
- Bauckhage, K. & Floegel, H. (1984): *Simultaneous measurement of droplet size and velocity in nozzle sprays*. In: 2nd Intl. Symposium on Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon., Paper 18.1.
- Bertollini, G. P., Oberdier, L. M. & Lee, Y. H. (1985): *Image processing system to analyze droplet distributions in sprays*. In: Opt. Eng., **24**: 24(3). URL <http://ntrs.nasa.gov/search.jsp?R=19870020027>.
- Black, D. L., McQuay, M. Q. & Bonin, M. P. (1996): *Laser-based techniques for particle-size measurement: A review of sizing methods and their industrial applications*. In: Progress in Energy and Combustion Science, **22**, 3: 267 – 306. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360128596000081>.

- Bochum, S. R. U. (2009): *Sehen unter Wasser*. URL [http://vmrz0100.vm.ruhr-uni-bochum.de/spomedial/content/e866/e2442/e10003/e10010/e10132/e10194/index\\_ger.html](http://vmrz0100.vm.ruhr-uni-bochum.de/spomedial/content/e866/e2442/e10003/e10010/e10132/e10194/index_ger.html).
- Bohl, W. (2005): *Technische Strömungslehre*, Bd. 13. Vogel Industrie Medien;. ISBN: 978-3834330291.
- Bohren, C. F. & Huffman, D. R. (1998): *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA.
- Borchert, S., Kröger, W., Höhne, S., Damaschke, N. A. & Zhou, Z. (2012): *ON OPTICAL QUANTIFICATION OF CAVITATION PROPERTIES*. In: CAV 2012. URL <http://cav2012.sg/proceedings/pdf/174.pdf>.
- Born, M. & Wolf, E. (1980): *Principles of Optics*. Pergamon Press GmbH.
- Bröder, D. (2003): *Anwendung optischer Messtechniken zur Untersuchung disperser Gas-Flüssigkeits-Strömungen*. Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät der Martin-Luther Universität Halle-Wittenberg.
- Brenn, G., Braeske, H. & Durst, F. (2002): *Investigation of the unsteady two-phase ow with small bubbles in a model bubble column using phase-Doppler anemometry*. In: Chemical Engineering Science, **57**: 5143–5159. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0009250902004232#>.
- Brennen, C. E. (1995): *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press New York.
- Brünner, A. (2015): *Quadratische Funktion durch 3 punkte finden*. Web: <http://www.arndt-bruenner.de/mathe/10/parabeldurchdreipunkte.htm>. URL <http://www.arndt-bruenner.de/mathe/10/parabeldurchdreipunkte.htm>.
- Bronstein, I. & Semendjajew, K. (2003): *Taschenbuch der Mathematik*. ISBN 3-8171-2005-2. Teubner, Stuttgart/Leipzig/Wiesbaden.
- Brunel, M., Coetmellec, S., Gréhan, G. & Shen, H. (2014): *Interferometric out-of-focus imaging simulator for irregular rough particles*. In: J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public., **9**: 2014.
- Calvo, E., Garcia, J. A., Garcia, I. & Aisa, L. A. (2009): *Errors analysis in the evaluation of particle concentration by PDA on a turbulent two-phase jet: application for cross section and transit time methods*. In: Exp. Fluids 47:489-508.

- Canny, J. (1986): *A Computational Approach to Edge Detection*. In: Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on, **PAMI-8**, 6: 679–698.
- Canon (2006): *EF LENS WORK III Die Augen von EOS*. Canon Inc. URL [http://software.canon-europe.com/files/documents/EF\\_Lens\\_Work\\_Book\\_10\\_DE.pdf](http://software.canon-europe.com/files/documents/EF_Lens_Work_Book_10_DE.pdf).
- Canon (2015a): *Canon EF 200mm f/2.8L II USM*. URL [http://www.canon.de/For\\_Home/Product\\_Finder/Cameras/EF\\_Lenses/Telephoto/EF\\_200mm\\_f2.8L\\_II\\_USM/](http://www.canon.de/For_Home/Product_Finder/Cameras/EF_Lenses/Telephoto/EF_200mm_f2.8L_II_USM/).
- Canon (2015b): *Canon EF 50mm f/1.4 USM Standard- und mittelgroßes Teleobjektiv*. URL [http://www.canon.de/For\\_Home/Product\\_Finder/Cameras/EF\\_Lenses/Standard\\_and\\_Medium\\_Telephoto/EF\\_50mm\\_f1.4\\_USM/](http://www.canon.de/For_Home/Product_Finder/Cameras/EF_Lenses/Standard_and_Medium_Telephoto/EF_50mm_f1.4_USM/).
- Carlton, J. (2007): *Marine Propellers and Propulsion (Second Edition)*. Second edition Aufl. Butterworth-Heinemann, Oxford.
- Carrascal, P. G., Ruiz, S. G. & van Beek, J. (2014): *Irregular particle sizing using speckle pattern for Continuous Wave Laser applications (Draft)*. In: Exp. Fluids.
- Chahine, G. & Shen, Y. T. (1986): *Bubble Dynamics and Cavitation Inception in Cavitation Susceptibility Meters*. In: ASME. J. Fluids Eng., **108**, 4: 444 – 452.
- Chen, L., Jiang, M. & Chen, J. (2009): *IMAGE SEGMENTATION USING ITERATIVE WATERSHEDING PLUS RIDGE DETECTION*. In: 16th IEEE International Conference on Image Processing (ICIP), 4033–4036.
- Clark, L. J., Wolf, R., Granger, D. & Taylor, Z. (1953): *Continuous recording of blood oxygen tensions by polarography*. In: J Appl Physiol., **6**: 189–93. URL <http://jap.physiology.org/content/6/3/189.long>.
- Clift, R., Grace, J. R. & Weber, M. E. (1978): *Bubbles, drops and particles*. Academic Press, New York.
- Coulter, W. (1953): *Means for counting particles suspended in a fluid. US Patent, 2656508*. In: United States Patent Office. Patentiert am, **20**: 1953.
- Damaschke, N. (2003): *Light Scattering Theories and Their Use for Single Particle Characterization*. Shaker Verlag. URL <http://www.shaker.de/de/content/catalogue/index.asp?lang=de&ID=8&ISBN=978-3-8322-2248-2&search=yes,978-3-8322-2248-2>.

- Damaschke, N. (2013): *Skript zur Vorlesungsreihe Laser Messtechnik Universität Rostock*. In: .
- Damaschke, N., Gouesbet, G., Gréhan, G., Mignon, H. & Tropea, C. (1998): *Response of Phase Doppler Anemometer Systems to Nonspherical Droplets*. In: Applied Optics, **37**: 1752–1761.
- Damaschke, N., Kleinwächter, A., Ebert, E. & Kostbade, R. (2014): *Schlussbericht zum BMWI-Forschungsvorhaben Korrelation von Kavitationseffekten unter Berücksichtigung des Nachstroms (KonKav II)*. Universität Rostock.
- Damaschke, N., Kröger, W., Borchert, S. & Höhne, S. (2013): *Schlussbericht zum BMWI-Forschungsvorhaben Korrelation von Kavitationseffekten unter Berücksichtigung der Wassereigenschaften (KonKav I) BMWI Förderkennzeichen 03SX286C Teilprojekt Entwicklung der Messmethoden*. In: .
- Damaschke, N., Nobach, H., Nonn, T. I., Semidetnov, N. & Tropea, C. (2002a): *Size and velocity measurements with the global phase Doppler technique*. International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics <11, 2002, Lisboa> : [Proceedings] ; 10.3. URL <http://tubiblio.ulb.tu-darmstadt.de/19001/>.
- Damaschke, N., Nobach, H., Semidetnov, N. & Tropea, C. (2002b): *Optical Particle Sizing in Backscatter*. In: Applied Optics, **41**: 5713–5727.
- Damaschke, N., Nobach, H. & Tropea, C. (2002c): *Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics*. In: Exp. in Fluids, **32**: 143–152. URL [http://download.springer.com/static/pdf/532/art%253A10.1007%252Fs00348-001-0371-x.pdf?auth66=1390854755\\_9fb0de37a76c33f1ce36756c4bab0147&ext=.pdf](http://download.springer.com/static/pdf/532/art%253A10.1007%252Fs00348-001-0371-x.pdf?auth66=1390854755_9fb0de37a76c33f1ce36756c4bab0147&ext=.pdf).
- Danz, R. (2005): *Numerische Apertur, Immersion und förderliche Vergrößerung*. In: Carl Zeiss Innovation 15, 12–15. URL [http://www.zeiss.de/content/dam/Corporate/pressandmedia/downloads/innovation\\_ger\\_15.pdf#page=12](http://www.zeiss.de/content/dam/Corporate/pressandmedia/downloads/innovation_ger_15.pdf#page=12).
- Davis, G. E. (1955): *Scattering of Light by an Air Bubble in Water*. In: JOSA, **45**, 7: 572–572.
- Dehaeck, S. (2007): *Development of Glare Point, Shadow and Interferometric Planar Techniques for Gas Bubble Sizing*. Dissertation, Universiteit Gent.

- Dehaeck, S., van Beeck, J. & Riethmuller, M. (2005): *Extended glare point velocimetry and sizing for bubbly flows*. In: Experiments in Fluids, **39**, 2: 407–419. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00348-005-1004-6>.
- Dehaeck, S. & van Beeck, J. P. A. J. (2007): *Designing a maximum precision interferometric particle imaging set-up*. In: Experiments in Fluids, **42**: 767–781.
- Durst, F. & Zare., M. (1975): *Laser Doppler Measurements in Two-Phase Flows*. In: Proc. LDA-Symp., 403–429.
- Ebert, E. & Damaschke, N. A. (2014): *Interferometric Particle Imaging zur Tiefeninformationsbestimmung und Partikelcharakterisierung in der optischen 3D Strömungsmesstechnik*. In: Fraunhofer Vision Leitfaden 3D-Messtechnik, **14**.
- Ebert, E., Kleinwächter, A., Kostbade, R. & Damaschke, N. (2012): *Untersuchung des Nachstromfeldes und Kavitationsbeobachtungen als Großausführungsmessung im Nachlauf einer Fähre*. In: *Gala 2012 Rostock*.
- Ebert, E., Kleinwächter, A., Kostbade, R. & Damaschke, N. A. (2014a): *Interferometric Particle Imaging for particle characterization in the wake flow of a ferry ship and in cavitation tunnels*. In: Lisbon 17th 2014 International Symposium On Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics.
- Ebert, E., Kröger, W., Domke, K. & Damaschke, N. A. (2014b): *Particle characterization system for industrial and naval applications*. In: 8th International Conference on Sensing Technology ICST 2014.
- Eichler, H. & Eichler, J. (2010): *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendungen*. Springer Berlin Heidelberg. URL <https://books.google.de/books?id=1-MfBAAAQBAJ>.
- Engel, G. R. (1968): *Convolution of Line Gratings with Gaussian Blur*. In: J. Opt. Soc. Am., **58**, 10: 1416–1417. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-58-10-1416>.
- Ertel, W. (2013): *Grundkurs Künstliche Intelligenz: Eine praxisorientierte Einführung. 3. Aufl.* Springer Vieweg.
- Gabor, D. (1948): *A New Microscopic Principle*. In: Nature, **161**: 777–778. URL <http://www.nature.com/physics/looking-back/gabor/gabor.pdf>.

- Göbel, G., Doicu, A., Bauckhage, K. & Wriedt, T. (1997): *Influence of surface roughness of conducting spheres on the response of a phase-doppler anemometer*. In: Particle & Particle Systems Characterization, **14**: 283–289.
- GDV (1996): *Alter schützt vor Torheit nicht*. Gesamtverband der Deutschen Versicherungswirtschaft e.V. URL [http://www.tis-gdv.de/tis/bedingungen/schiffe/alte\\_schiffe.pdf](http://www.tis-gdv.de/tis/bedingungen/schiffe/alte_schiffe.pdf).
- Girasole, T., Reil, K., Lebrun, D., Gouesbet, G. & Grehan, G. (2000): *Particle Imaging Sizing: GLMT Simulations*. In: The Visualization Society of Japan and Ohmsha, Ltd. Journal of Visualization, **3**: 195–202.
- Girod, B., Rabenstein, R. & Stenger, A. (2007): *Einführung in die Systemtheorie 4. Auflage*. Teubner, Wiesbaden.
- Glover, A. R., Skippon, S. M. & Boyle, R. D. (1995): *Interferometric laser imaging for droplet sizing: a method for droplet-size measurement in sparse spray systems*. In: Appl. Opt., **34**, 36: 8409–8421. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-34-36-8409>.
- Goldstein, R. (1996): *Fluid Mechanics Measurements, Second Edition*. Taylor & Francis. URL <https://books.google.de/books?id=nh0S42qf2mEC>.
- Gonzalez, R. C. & Woods, R. E. (2006): *Digital Image Processing (3rd Edition)*. Prentice-Hall, Inc., Upper Saddle River, NJ, USA.
- Goodman, J. & Lawrence, R. (1967): *Digital image formation from electronically detected holograms*. In: Appl. Phys. Lett., **11**: 77–79. URL <http://scitation.aip.org/docserver/fulltext/aip/journal/apl/11/3/1.1755043.pdf?expires=1441368051&id=id&accname=2117290&checksum=D598CDEFDF1D6AC88A3DC4AB80EA3335>.
- Gouesbet, G. & Gréhan, G. (2011): *Generalized Lorenz-Mie Theories*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Graßmann, A. & Peters, F. (2004): *Size Measurement of Very Small Spherical Particles by Mie Scattering Imaging (MSI)*. In: Part. Part. Syst. Charact., **21**: 379–389. URL <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/ppsc.200400894/pdf>.
- Ha, S.-A. (2003): *A STUDY ON THE REPRODUCIBILITY OF PARTICLE SIZE ANALYSIS USING LASER DIFFRACTION*. In: Environ Eng Res., **8(4)**: 212–221.

- Haralick, R., Shanmugam, K. & Dinstein, I. (1973): *Textural Features for Image Classification*. In: Systems, Man and Cybernetics, IEEE Transactions, **SMC-3** , Issue: **6**: 610 – 621.
- Haralick, R. & Shapiro, L. (1992): *Computer and Robot Vision: Vol. 1*. Addison-Wesley.
- Haralick, R. M., Sternberg, S. R. & Zhuang, X. (1987): *Image analysis using mathematical morphology*. In: Pattern Analysis and Machine Intelligence, IEEE Transactions on, , 4: 532–550.
- Hardalupas, T. (1986): *Phase-Doppler anemometry for simultaneous particle size and velocity measurements*. Fluids Sect., Mechanical Engineering Department, Imperial College of Science and Technology.
- Hardalupas, Y., Hishida, K., Maeda, M., Morikita, H., Taylor, A. & Abstract, J. W. (1994): *Shadow Doppler technique for sizing particles of arbitrary shape*. In: Appl Opt., **33(36)**: 8417–26.
- Hecht, E. (2009): *Optik*. Oldenbourg.
- Heller, W. (2005): *Hydrodynamische Effekte unter besonderer Berücksichtigung der Wasserqualität und ihre Messverfahren*. Dissertation, Technische Universität Dresden Institut für Strömungsmechanik. URL <http://www.qucosa.de/fileadmin/data/qucosa/documents/1474/1141215758714-7391.pdf>.
- Henneberger, J., Fugal, J. P., Stetzer, O. & Lohmann, U. (2013): *HOLIMO II: a digital holographic instrument for ground-based in situ observations of microphysical properties of mixed-phase clouds*. In: Atmos. Meas. Tech., **6**: 2975–2987. URL [www.atmos-meas-tech.net/6/2975/2013/](http://www.atmos-meas-tech.net/6/2975/2013/).
- Herrmann, S., Vonau, W., Gerlach, F. & Kaden, H. (1998): *Miniaturized sensor module for in-situ control of waters*. In: Fresenius J Anal Chem, **362**: 215 – 217. URL [http://download.springer.com/static/pdf/50/art%253A10.1007%252Fs002160051062.pdf?auth66=1393495051\\_42ae7db4b80ac2bc634836e3ffba7fd4&ext=.pdf](http://download.springer.com/static/pdf/50/art%253A10.1007%252Fs002160051062.pdf?auth66=1393495051_42ae7db4b80ac2bc634836e3ffba7fd4&ext=.pdf).
- Hess, C. F. (1998): *Planar Particle Image Analyzer*. In: 9th. Int. Symp. Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon-Portugal.
- Höhne, S., Kretschmer, A., Kröger, W., Borchert, S. & Damaschke, N. (2012): *Erweiterung der Zeitverschiebungstechnik auf Blasenmessungen an Kavitationskanälen*. In: tm - Technisches Messen, **79**: 324–329. URL <http://www.degruyter.com/>

dg/viewarticle.fullcontentlink:pdfeventlink/\$002fj\$002fteme.2012.79.  
issue-6\$002fteme.2012.0213\$002fteme.2012.0213.pdf?t:ac=j\$002fteme.2012.  
79.issue-6\$002fteme.2012.0213\$002fteme.2012.0213.xml.

Honkanen, M. (2006): *Direct Optical Measurement of Fluid Dynamics and Dispersed Phase Morphology in Multiphase Flows*. Dissertation, Tampereen teknillinen yliopisto. Julkaisu - Tampere University of Technology Institute of Energy and Process Engineering. URL <http://URN.fi/URN:NBN:fi:ttty-200810021070>.

Hovenac, E. A. & Lock, J. A. (1992): *Assessing the contributions of surface waves and complex rays to far-field Mie scattering by use of the Debye series*. In: JOSA, **9**, 5: 781–795.

Hu, M. (1962): *Visual Pattern Recognition by Moment Invariants*. In: IRE Transactions on Information Theory, **8**: 179–187.

Isay, W. H. (1989): *Kavitation*. Schiffahrts-Verlag "Hansa" C. Schroeter & Co.

ITTC (1990): *Group Discussion 2: Full Scale Measurements*. In: *19th ITTC Proceedings Madrid*. URL <http://ittc.sname.org/proc19/Group%20Discussion%202%20Full%20Scale%20Measurements.pdf>.

ITTC (2011): *The Specialist Committee on Scaling of Wake Field*. In: *26th Conference (Rio de Janeiro)*. URL <http://ittc.sname.org/proc26/htm/VOLII/10.pdf>.

Jähne, B. (2005): *Digital Bildverarbeitung*. 6 Aufl. Springer.

Kanka, M. (2011): *Bildrekonstruktion in der digitalen inline-holografischen Mikroskopie*. Dissertation, Technische Universität Ilmenau.

Kapulla, R., Tuchtenhagen, J., Müller, A., Dullenkopf, K. & Bauer, H.-J. (2008): *Droplet Sizing Performance of Different Shadow Sizing Codes*. In: GALA - Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik.

Katz, J. & Plotkin, A. (1991): *Low-Speed Aerodynamics: From Wing Theory to Panel Methods*. McGraw-Hill Ryerson.

Katz, J. & Sheng, J. (2010): *Applications of Holography in Fluid Mechanics and Particle Dynamics*. In: Rev. Fluid Mech., **43**: 531–555.

Kawaguchi, T., Akasaka, Y. & Maeda, M. (2002): *Size measurements of droplets and bubbles by advanced interferometric laser imaging technique*. In: Measurement Science and Technology, **13**: 308–316.

- Keller, A. P. (1970): *Ein Streulicht-Zählverfahren, angewandt zur Bestimmung des Kavitationskeimspektrums*. In: OPTIK Band 32.
- Kelly, R. N. & Etzler, F. M. (2013): *What's wrong with laser diffraction?* In: Whitepaper Donner Tech. URL [http://www.donner-tech.com/whats\\_wrong\\_with\\_ld.pdf](http://www.donner-tech.com/whats_wrong_with_ld.pdf).
- Kerafol (2012): *Aeration Characterisation of the gas bubbles of liquids with micro porous ceramic membrane discs*. Kerafol Keramische Folien GmbH, Koppe-Platz 1 92676 Eschenbach - Germany. URL [http://www.kerafol.com/fileadmin/user\\_upload/Filterkeramik/produkte/membranscheiben\\_begasung/Datenblatt\\_Membranscheiben\\_zur\\_Begasung\\_EN.pdf](http://www.kerafol.com/fileadmin/user_upload/Filterkeramik/produkte/membranscheiben_begasung/Datenblatt_Membranscheiben_zur_Begasung_EN.pdf).
- Kleinwächter, A., Ebert, E., Kostbade, R. & Damaschke, N. (2012): *Concept for optical full-scale measurements of ship propeller inflow and bubble size distribution*. In: *Proceedings of the 8th International Symposium on Cavitation CAV2012 Submission No. 256*. August 14-16, 2012, Singapore.
- König, G., Anders, K. & Frohn, A. (1986): *A new light-scattering technique to measure the diameter of periodically generated moving droplets*. In: *J. Aerosol Sci.*, **17**: 157–167.
- Kornev, N. (2009): *Propellertheorie*. Universität Rostock. URL [http://www.lemos.uni-rostock.de/fileadmin/MSF\\_Lemos/Prop\\_new.pdf](http://www.lemos.uni-rostock.de/fileadmin/MSF_Lemos/Prop_new.pdf).
- Kretschmer, A. (2011): *Partikelcharakterisierung mit dem Zeitverschiebungsverfahren*. Dissertation, Universität Rostock.
- Krüger, S. (2005): *Propellertheorie - Entwerfen von Schiffen und Schiffssicherheit*. Technische Universität Hamburg Harburg. URL [http://www.ssi.tu-harburg.de/doc/webseiten\\_dokumente/ssi/vorlesungsunterlagen/propeller.pdf](http://www.ssi.tu-harburg.de/doc/webseiten_dokumente/ssi/vorlesungsunterlagen/propeller.pdf).
- Kröger, W. (2009): *Vorstudie zu technischen Möglichkeiten der Strömungsfeldvermessung im Einlaufbereich der Propelleranlage eines Schiffes in Großausführung*. In: KonKavII.
- Kröger, W., Borchert, S., Höhne, S. & Damaschke, N. (2011): *MESSUNGEN DES SPEKTRUMS VON KAVITATIONSKEIMEN VOR STRÖMUNGSPROFILEN MITTELS PHASEN-DOPPLER-TECHNIK*. In: *Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik, Ilmenau*. URL [http://www.gala-ev.org/images/Beitraege/Beitraege%202011/pdf/Nr\\_p8.pdf](http://www.gala-ev.org/images/Beitraege/Beitraege%202011/pdf/Nr_p8.pdf).
- Kröger, W., Borchert, S., Höhne, S. & Damaschke, N.-A. (2012a): *Quantitative Measurements of water quality and cavitation phenomena in cavitation tunnels*. In: *29th Symposium on Naval Hydrodynamics Gothenburg*.

- Kröger, W., Wolter, A., Damaschke, N., Leder, A., Borchert, S. & Höhne, S. (2012b): *MESSTECHNIKENTWICKLUNG FÜR KAVITATIONSUNTERSUCHUNGEN AM KAVITATIONSTUNNEL K21 DER UNIVERSITÄT ROSTOCK*. In: *Fachtagung Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik Rostock*. URL <http://www.gala-ev.org/images/Beitraege/Beitraege%202012/pdf/34.pdf>.
- Lad, N., Aroussi, A. & Said, M. M. (2011): *Droplet Size Measurement for Liquid Spray using Digital Image Analysis Technique*. In: *Journal of Applied Sciences*, **11**: 1966–1972.
- Laikin, M. (2006): *Lens Design, Fourth Edition*. Optical Science and Engineering. Taylor & Francis. URL [http://books.google.de/books?id=wN\\_sn\\_sRs\\_YC](http://books.google.de/books?id=wN_sn_sRs_YC).
- LaserShop24 (2014): URL <http://lasershop24.com/OEM-Lasermodule/Lasermodul-520nm--532nm-Gruen/DPSS-Laser-Modul-G80-100mW-532nm-Gruen.html>.
- Lebrun, D., Allano, D., Méès, L., Walle, F., Corbin, F., Boucheron, R. & Fréchou, D. (2011): *Size measurement of bubbles in a cavitation tunnel by digital in-line holography*. In: *Applied Optics*, **Vol. 50, Issue 34**.
- Lee, B. (1976): *Ultrasonic flow meter*. US Patent 3935735. URL <https://www.google.com/patents/US3935735>.
- Litron (2015): *Lasers for PIV Applications*. Litron Lasers Limited, Litron Lasers Ltd 8 Consul Road Rugby Warwickshire CV21 1PB England. URL [http://www.litronlasers.com/pdf%20files/LitronPIVProducts0109\\_1.pdf](http://www.litronlasers.com/pdf%20files/LitronPIVProducts0109_1.pdf).
- Lumerical (2014): *FDTD Solutions Knowledge Base Mie scattering 3D*. URL [http://docs.lumerical.com/en/fdtd/sp\\_mie\\_scattering\\_3d.html](http://docs.lumerical.com/en/fdtd/sp_mie_scattering_3d.html).
- Lychak, O. V., Nechyporuk, S. A. & Pidzharyi, V. M. (2000): *Errors of the shadow image of a lying drop of melt caused by the divergence of illuminating rays*. In: *Materials Science*, **36**: 401–405.
- Maeda, M., Kawaguchi, T. & Hishida, K. (2000): *Novel interferometric measurement of size and velocity distributions of spherical particles in fluid flows*. In: *Meas. Sci. Technol.*, **11**: L13–L18. URL <http://iopscience.iop.org/0957-0233/11/12/101>.
- Maeda, M., Morikita, H., Prassas, I., Taylor, A. & Whitelaw, J. (1995): *Size and velocity measurement by Shadow Doppler velocimetry within a pulverized coal-fired fur-*

- nace. Techn. Ber., American Society of Mechanical Engineers, New York, NY (United States).
- Mayinger, F. & Feldmann, O. (2001): *Optical Measurements Techniques and Applications*. Springer. URL <http://link.springer.com/book/10.1007/978-3-642-56443-7>.
- Meyer-Bäse, U. (2007): *Digital Signal Processing with Field Programmable Gate Arrays*. Springer.
- Mie, G. (1908): *Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen*. In: Annalen der Physik, **330**, 3: 377–445. URL <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19083300302>.
- Mounaïm-Rousselle, C. & Pajot, O. (1999): *Droplet Sizing by Mie Scattering Interferometry in a Spark Ignition Engine*. In: Particle & Particle Systems Characterization, **16**, 4: 160–168. URL [http://dx.doi.org/10.1002/\(SICI\)1521-4117\(199908\)16:4<160::AID-PPSC160>3.0.CO;2-G](http://dx.doi.org/10.1002/(SICI)1521-4117(199908)16:4<160::AID-PPSC160>3.0.CO;2-G).
- Mounam-Rousselle, C. & Pajot, O. (1999): *Droplet Sizing by Mie Scattering Interferometry in a Spark Ignition Engine*. In: Part. Part. Syst. Charact., **16**: 160–168.
- Méès, L., Lebrun, D., Fréchou, D. & Boucheron, R. (2011): *Interferometric Laser imaging technique applied to nuclei size measurements in cavitation tunnel*. In: 2nd International Conference on Advanced Model Measurement Technology for the EU Maritime Industry AMT 11.
- Nikon (2015): *AF Nikkor 50mm f/1.4D*. URL <http://www.nikonusa.com/en/Nikon-Products/Product/Camera-Lenses/AF-Nikkor-50mm-f%252F1.4D.html>.
- Onural, L. & Scott, P. (1986): *Digital decoding of in-line holograms for imaging fractal aggregates*. In: Electronics Letters, **22**, 21: 1118–1119. URL <http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=4256980>.
- Otsu, N. (1979): *A threshold selection method from grey level histograms*. In: IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics, S.62–66. ISSN 1083-4419.
- Pan, G. & Meng, H. (2001): *Digital In-line Holographic PIV for 3D Particulate Flow Diagnostics*. In: 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry PIV 01 Paper 1008. URL <http://www.eng.buffalo.edu/Research/LFD/publications/2001/2001-4.pdf>.

- Papula, L. (2014): *Mathematische Formelsammlung Für Ingenieure und Naturwissenschaftler*. Springer Vieweg.
- Pedrotti, F. (2005): *Optik für Ingenieure: Grundlagen*. Springer. URL <http://books.google.de/books?id=GTDiER12nbwC>.
- Pettigrew, N. & Irish, J. D. (1983): *An evaluation a bottom mounted Doppler acoustic profiling current meter*. In: Proceedings of Oceans 83.
- Pfeifer, C., Kuhn, D. & Class, A. G. (2010): *Coupled measurement of droplet size distribution and velocity distribution in a fuel spray with digital imaging analysis under elevated pressure*. In: 15th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics Lisbon.
- Prantl, L. & jr., H. O. (2012): *Prantl - Führer durch die Strömungslehre*. 13. Springer Verlag. URL <http://link.springer.com/book/10.1007%2F978-3-8348-2315-1>.
- Pu, Y. & Meng, H. (2000): *An advanced off-axis holographic particle image velocimetry (HPIV) system*. In: Experiments in Fluids, **29**, Issue 2: 184–197.
- Pusch (2012): *Datenblatt DPSS-A-532nm-5...550mW*. Pusch OptoTech GmbH, Pusch OptoTech GmbH Aumattstr. 11 76530 Baden-Baden.
- Qieni, L., Wenhua, J., Tong, L., Xiang, W. & Yimo, Z. (2014): *High-accuracy particle sizing by interferometric particle imaging*. In: Optics Communications, **312**: 312–318.
- Ragucci, R., Cavaliere, A. & Massoli, P. (1990): *Drop Sizing by Laser Light Scattering Exploiting Intensity Angular Oscillation in the mie regime*. In: Particle & Particle Systems Characterization, **7**, 1-4: 221–225. URL <http://dx.doi.org/10.1002/ppsc.19900070136>.
- Ren, K. F., Girasole, T., Taylor, A., Gouesbet, G. & Gréhan, G. (2003): *Theoretical evaluation of a shadow Doppler velocimeter*. In: Optics Communications, **220**, 4-6: 269 – 280. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401803014019>.
- Riefler, N. & Wriedt, T. (2008): *Intercomparison of Inversion Algorithms for Particle-Sizing Using Mie Scattering*. In: Part. Part. Syst. Charact., **25**: 216–230. URL <http://diogenes.iwt.uni-bremen.de/vt/laser/papers/Riefler-InverseProblems+Mie-PartPartSystCharact-2008.pdf>.

- Roth, N., Anders, K. & Frohn, A. (1991): *Refractive-index measurements for the correction of particle sizing methods*. In: Appl. Opt., **30**, 33: 4960–4965. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-30-33-4960>.
- Ruiz, S. G., Vetrano, M. R. & van Beeck, J. (2014): *Feasibility of using glory and speckle patterns for sizing spherical and irregular particles*. In: Appl. Opt., **53**, 21: 4722–4728. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-53-21-4722>.
- Rylander, T., Ingelström, P. & Bondeson, A. (2013): *Computational Electromagnetics 2nd ed Series: Texts in Applied Mathematics, Vol. 51*. Springer. URL <http://www.springer.com/mathematics/computational+science+%26+engineering/book/978-1-4614-5350-5>.
- Saffman, M., Buchhave, P. & Tanger, H. (1984): *Simultaneous measurement of size, concentration and velocity of spherical particles by a laser Doppler method*. In: *Proc. 2nd Int. Symp. Laser Anemometry Fluid Mech., Lisbon, Portugal*. LADOAN Lisbon.
- Schäfer, W. & Tropea, C. (2014): *Time-shift technique for simultaneous measurement of size, velocity, and relative refractive index of transparent droplets or particles in a flow*. In: Applied Optics, **53**: 588–587.
- Schmidt, J. D. (2010): *Numerical Simulation of Optical Wave Propagation with Examples in MATLAB*. SPIE. URL <http://ebooks.spiedigitallibrary.org/book.aspx?bookid=86>.
- Schnars, U. & Jueptner, W. (2005): *Digital Holography - Digital Hologram Recording, Numerical Reconstruction, and related techniques*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- Semidetnov, N. (1985): *Investigation of laser Doppler anemometer as instrument for two-phase flow measurements*. In: Ph. D. thesis (Leningrad Institute for Precision Mechanics and Optics, 1985).
- Sony (2003): *ICX 285 AL Datasheet*. In: <http://www.sony.net/Products/SC-HP/datasheet/01/data/E00Y42B3Z.pdf>.
- Stöcker, H. (2007): *Taschenbuch mathematischer Formeln und moderner Verfahren*. Verlag Harri Deutsch.
- Striedinger, R. (2002): *Ein Beitrag zur Bedeutung der Wasserqualität und von Maßstabsgesetzen in Kreiselpumpen bei beginnender Kavitation*. Dissertation, TU Darmstadt, Aachen. URL [http://130.83.195.220/publications/report\\_020129\\_diss\\_Striedinger.pdf](http://130.83.195.220/publications/report_020129_diss_Striedinger.pdf).

- Suvis (2014): *Beugungsspektrometer*. Internet. URL <http://suvis-gmbh.de/wp-content/uploads/2012/09/Beugungsspektrometer.jpg>.
- Suzuki, S. & Abe, K. (1985): *Topological structural analysis of digital binary image by border following*. In: *CVGIP 30(1)*: 32-46.
- Taflove, A. & Hagness, S. C. (2000): *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Artech House. ISBN 978-1580538329.
- Tamron (2015): *SP AF 70-200mm F/2.8 Di LD [IF] MACRO*. URL <http://www.tamron.eu/de/objektive/sp-af-70-200mm-f28-di-ld-if-macro/>.
- Thöniß, T. (2004): *Abbildungsfehler und Abbildungsleistung optischer Systeme*. In: *Technische Optik in der Praxis*. URL [http://www.winlens.de/fileadmin/user\\_upload/Dateien/Technical\\_papers/Abbildungsfehler.pdf](http://www.winlens.de/fileadmin/user_upload/Dateien/Technical_papers/Abbildungsfehler.pdf).
- Tomasi, C. & Manduchi, R. (1998): *Bilateral Filtering for Gray and Color Images*. In: Proceedings of the Sixth International Conference on Computer Vision. URL <http://users.soe.ucsc.edu/~manduchi/Papers/ICCV98.pdf>.
- Travis, L. D., Hovenier, J. W. & Hovenier, J. W. (1999): *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements, and Applications: Theory, Measurements and Applications*. Academic Press Inc. URL <http://www.docin.com/p-37145748.html>.
- Tropea, C. (2011): *Optical Particle Characterization in Flows*. In: *Annu. Rev. Fluid Mech.*, **43**: 399–426.
- Tropea, C., Damaschke, N. & Nobach, H. (2003): *Messtechnik I*. Shaker Verlag. URL <http://www.shaker.de/de/content/catalogue/index.asp?lang=de&ID=8&ISBN=978-3-8322-2116-4>.
- Tropea, C., Yarin, A. L. & Foss, J. F. (2007): *Springer handbook of experimental fluid mechanics*, Bd. 1. Springer.
- van de Hulst, H. C. (1981): *Light Scattering by Small Particles*. Dover Publications Inc. Structure of Matter Series.
- van de Hulst, H. C. & Wang, R. T. (1991): *Glare points*. In: *Appl. Opt.*, **30**, 33: 4755–4763. URL <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-30-33-4755>.
- Varma, M. (2004): *Statistical Approaches to Texture Classification*. Dissertation, University of Oxford.

- VisionResearch (2009): *Datasheet Phantom v12.1*. In: . URL [http://www.visionresearch.com/uploads/Docs/Products/DS-WEB\\_v12-1.pdf](http://www.visionresearch.com/uploads/Docs/Products/DS-WEB_v12-1.pdf).
- Wax, A. & Backman, V. (2010): *Biomedical Applications of Light Scattering*. McGraw-Hill Companies, Inc.
- Weber, M. J. (2001): *Handbook of Lasers*. CRC Press LLC.
- Weder, K. (2015): *Kreislokalisierung mit harmonischen Ortsfiltern für die HDNC Partikeldetektion*. In: Bachelor Arbeit, Universität Rostock.
- Weitendorf, E. (1973): *Zusammenstellung von Versuchsergebnissen propellererregter Druckschwankungen unter Berücksichtigung der Kavitation*. In: Institut für Schiffbau Universität Hamburg Harburg, 1–68. URL [http://doku.b.tu-harburg.de/volltexte/2009/545/pdf/Bericht\\_Nr.296\\_E.A.Weitendorf\\_Zusammenstellung\\_von\\_Versuchsergebnissen\\_propellererregter\\_Druckschwankungen\\_unter\\_besonderer\\_Beruecksichtigung\\_der\\_Kavitation.pdf](http://doku.b.tu-harburg.de/volltexte/2009/545/pdf/Bericht_Nr.296_E.A.Weitendorf_Zusammenstellung_von_Versuchsergebnissen_propellererregter_Druckschwankungen_unter_besonderer_Beruecksichtigung_der_Kavitation.pdf).
- Weitendorf, E. & Keller, A. (1978): *A Determination of the Free Air Content and Velocity in Front of the Sydney Express-Propeller in Connection with Pressure Fluctuation Measurements*. In: Twelfth Symposium on Naval Hydrodynamics.
- Weitendorf, E. A. (1976): *Kavitationseinflüsse auf die vom Propeller induzierten Druckschwankungen*. Dissertation, Technische Universität Hamburg Harburg. URL [http://doku.b.tu-harburg.de/volltexte/2010/847/pdf/Bericht\\_Nr.338\\_E.A.Weitendorf\\_Kavitationseinflüsse\\_auf\\_die\\_vom\\_Propeller\\_induzierten\\_Druckschwankungen.pdf](http://doku.b.tu-harburg.de/volltexte/2010/847/pdf/Bericht_Nr.338_E.A.Weitendorf_Kavitationseinflüsse_auf_die_vom_Propeller_induzierten_Druckschwankungen.pdf).
- Weitendorf, E.-A. (2009): *Wasserqualität und Kavitation bei Modellversuchen für Schiffspropeller*. In: Workshop Kavitation in Technik und Medizin.
- Wintermantel, E. & Ha, S.-W. (2008): *Polymer-/Medikamentenbeschichtung von oberflächenstrukturierten metallischen Werkstoffen in Medizintechnik - Life Science Engineering*. Springer. URL [http://link.springer.com/content/pdf/10.1007/978-3-540-74925-7\\_31.pdf](http://link.springer.com/content/pdf/10.1007/978-3-540-74925-7_31.pdf).
- Wriedt, T. & Hergert, W. (2012): *The Mie Theory Basics and Applications, Optical Sciences 169*, Bd. 1. Springer. ISBN 978 3 642 28737 4.
- Xu, F., Lock, J. A. & Gouesbet, G. (2010): *Debye series for light scattering by a nonspherical particle*. In: PHYSICAL REVIEW A81, 043824.

- Xu, R. (2002): *Particle Characterization: Light Scattering Methods*. Springer Netherlands.
- Young, T. (1802): *The Bakerian Lecture: On the Theory of Light and Colour*. In: Philosophical Transactions of the Royal Society of London 92, **92**: 12–48. URL [JSTOR107113](#).
- Yuen, H. K., Princen, J., Illingworth, J. & Kittler, J. (1990): *Comparative study of Hough transform methods for circle finding*. In: Image Vision Comput., **8**: 71–77.
- Yushanov, S., Crompton, J. S. & Koppenhoefer, K. C. (2013): *Mie Scattering of Electromagnetic Waves*. In: Proceedings of the COMSOL Conference Boston, 1–7. AltaSim Technologies, 130 East Wilson Bridge Rd, Suite 140, Columbus, OH, [jeff@altasimtechnologies.com](mailto:jeff@altasimtechnologies.com).
- Zhang, Z. (2000): *A Flexible New Technique for Camera Calibration*. In: IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, **22**: 1330–1334. URL <http://research.microsoft.com/en-us/um/people/zhang/Papers/TR98-71.pdf>.

# Publikationsliste

## Publikationen zu dieser Arbeit

- E. Ebert, A. Kleinwächter, R. Kostbade & N. Damaschke: „Untersuchung des Nachstromfeldes und Kavitationsbeobachtungen als Großausführungsmessung im Nachlauf einer Fähre“, Proceedings der 20. GALA-Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik", Hrsg.: Ruck, B., Leder, A., Dopheide, D., ISBN 978-3-9805613-8-9, ISSN 2194-2447, Rostock, 2012
- A. Kleinwächter, E. Ebert, R. Kostbade & N. Damaschke: „Concept for optical full-scale measurements of ship propeller inflow and bubble size distribution“, Proceedings of the 8th International Symposium on Cavitation CAV2012, Submission No. 256, August 14-16, DOI 10.3850/978-981-07-2826-7\_256, Singapore, 2012
- E. Ebert, A. Kleinwächter, R. Kostbade & N. Damaschke: „Interferometric Particle Imaging for particle characterization in the wake flow of a ferry ship and in cavitation tunnels“, Proceedings of the Lisbon 17th 2014 International Symposium On Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, 2014
- A. Kleinwächter, E. Ebert, R. Kostbade, K. Hellwig-Rieck, H.-J. Heinke & N. Damaschke: „Full-Scale Total Wake Field PIV-Measurements for an Enhanced Cavitation Prediction“, Proceedings of the Lisbon 17th 2014 International Symposium On Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lissabon, 2014
- E. Ebert, W. Kröger, K. Domke & N. Damaschke: „Particle characterization system for industrial and naval applications“, Proceedings of the 8th International Conference on Sensing Technology ICST 2014, Liverpool, 2014
- E. Ebert, K. Domke, W. Kröger & Nils Andreas Damaschke: „Interferometric Particle Imaging system for industrial and naval applications“, Proceedings of the IEEE Sensors 2014, DOI 10.1109/ICSENS.2014.6985344, Valencia, 2014
- E. Ebert & N. Damaschke: „Interferometric Particle Imaging zur Tiefeninformationsbestimmung und Partikelcharakterisierung in der optischen 3D Strömungs-

messtechnik“, in Fraunhofer Vision Leitfaden optische 3D-Messtechnik, ISBN: 978-3-8396-0761-9, 2014, Volume 14

- W. Kröger, E. Ebert, A. Kleinwächter, R. Kostbade & N. Damaschke: „Optische Messtechnik in der Kavitationsforschung im Schiffbauversuchswesen: Erfahrungen aus den Projekten KonKav I und II“, Proceedings der 22. GALA-Fachtagung "Lasermethoden in der Strömungsmesstechnik", Hrsg.: Ruck, B., Gromke, C., Klausmann, K., Leder, A., Dopheide, D., ISBN 978-3-9816764-0-2, ISSN 2194-2447, Karlsruhe, 2014
- A. Kleinwächter, K. Hellwig-Rieck, E. Ebert, R. Kostbade, H.-J. Heinke, N. Damaschke: „PIV as a Novel Full-Scale Measurement Technique in Cavitation Research“, Fourth international Symposium on Marine Propellers, SMP'2015, Austin Texas, 2015
- E. Ebert, W. Kröger & N. Damaschke: „Hydrodynamic Nuclei Concentration Technique in Cavitation Research and Comparison to Phase-Doppler Measurements“, Proceedings of the 9th International Symposium on Cavitation, CAV2015, Lausanne, 2015, akzeptiert
- E. Ebert, W. Kröger, A. Kleinwächter, R. Kostbade & N. Damaschke: „HDNC - A Novel Technique for Cavitation Nuclei Characterization and Particle Count Concentration Measurements“, Proceedings of the 16th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery, ISROMAC 2016, Honolulu, 2016, akzeptiert
- Patent: N. Damaschke, E. Ebert, A. Kleinwächter, R. Kostbade & W. Kröger: “Method for determining the size spectra and the concentration of particles in a multi-phase liquid flow and cavitation channel“ WO 2014026999 A1 beziehungsweise „Verfahren zur Bestimmung der Größen und der Konzentration von Flüssigkeitspartikeln und Gaspartikeln in einer mehrphasigen Flüssigkeitsströmung und Kavitationskanal“ DE 102012214402 A1, Universität Rostock 2014

## **Publikationen zu anderen Arbeiten**

- C. Peter, E. Ebert, E. & H. Beikirch: „A Wearable Multi-sensor System for Mobile Acquisition of Emotion-Related Physiological Data“, In Affective Computing and Intelligent Interaction (pp. 691-698), Affective Computing and Intelligent Interac-

- tion, Volume 3784, of the series Lecture Notes in Computer Science pp 691-698, DOI 10.1007/11573548\_89, Springer Berlin Heidelberg, 2005
- H. Beikirch, C. Peter & E. Ebert.: „Funkgestützte robuste Erfassung physiologischer Signale mit mobiler Sensorik“, Wireless Technologies Kongress 2005. Tagungsdokumentation : Aktuelles und praxisnahes Wissen kompakt, Stuttgart: Mesago-Messe-Frankfurt, 2005
  - C. Peter, H. Beikirch, E. Ebert & M. Voss: „Wireless sensor network for "intelligent" acquisition and processing of physiological information“, Proceedings of the 10th IEEE Conference on Emerging Technologies and Factory Automation, ETFA 2005, DOI 10.1109/ETFA.2005.1612585, Catania, 2005.
  - C. Peter, E. Ebert & H. Beikirch: „Physiological Sensing for Affective Computing“ in „Affective Information Processing“, pp. 293-310, DOI 10.1007/978-1-84800-306-4\_16, Springer London, 2009
  - E. Ebert & H. Beikirch: „Spike analysis framework: An approach to flexible neuronal cell analysis“, Proceedings of the 6th IEEE International Conference on Intelligent Data Acquisition and Advanced Computing Systems (IDAACS), DOI 10.1109/IDAACS.2011.6072715, Prague, 2011
  - E. Ebert, M. Rabe, H. Krüger, N. Damaschke & H. Ewald: „New Setup for a Real Time High Resolution UV-LED Absorption Spectroscopy“, Proceedings of the IEEE Sensors 2015, Busan, 2015, akzeptiert
  - E. Ebert, M. Rabe, H. Krüger, N. Damaschke & H. Ewald: „Comparison of two variants of a novel setup for real time high resolution UV-LED absorption Spectroscopy“, Proceedings of the 9th International Conference on Sensing Technology (ICST), Auckland, 2015, akzeptiert
  - H. Krüger, M. Rabe, E. Ebert, P. Busch, N. Damaschke & H. Ewald: „A flexible measurement system for absorption spectrometry using LED light sources and a high accuracy two-channel ADC for simultaneous sampling“, Proceedings of the 9th International Conference on Sensing Technology (ICST), Auckland, 2015, akzeptiert
  - Patent: C.Peter, E. Ebert & K. Schubert: „Anordnung und Verfahren zur Messung physiologischer Messgrößen“ WO 2006128697 A2 beziehungsweise DE 102005025584 A1.

# Thesen

- Die HDNC-Technik ist zur Charakterisierung von Kavitationskeimen bei geringer Partikelanzahlkonzentration an Fährschiffen und an Kavitationskanälen geeignet.
- Das Partikelgrößenspektrum kann für homogen sphärische Blasen in Wasser im relevanten Größenbereich bestimmt und von Feststoffpartikeln über charakteristische spektrale Eigenschaften unterschieden werden.
- Die Lorenz-Mie-Theorie ist ein geeignetes Werkzeug für die Auslegung des Messsystems.
- Zur Einstellung einer geeigneten Fokusebene ist die Errechnung einer gradientenbasierten Qualitätsfunktion nützlich.
- Für die Segmentierung der Partikelinterferenzmuster ist ein Template-Matching mit einem Template in Aperturform geeignet.
- Eine Detektionsvolumenkorrektur ist bei der entwickelten Messtechnik notwendig, um eine Partikelanzahlkonzentrationsschätzung zu realisieren. Die Größe des Detektionsvolumens ist von der jeweiligen Partikelgrößenklasse abhängig. Basierend auf einer Intensitätsstatistik der Partikelabbildungen kann eine Korrekturfunktion ermittelt werden.
- Verglichen mit der PD-Technik sind ähnliche Messergebnisse in deutlich kürzerer Messzeit und bei geringerem Geräteaufwand möglich (abhängig von der Partikelanzahlkonzentration und Messvolumengröße).

# Selbstständigkeitserklärung

Ich versichere hiermit, dass ich die Dissertation „Optische Messtechnik zur Charakterisierung maritimer Kavitationskeime“ selbstständig verfasst habe. Von mir verwendete Quellen und Hilfsmittel wurden angegeben. Wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen, wurden kenntlich gemacht.

Börgerende, 28.10.15

Eric Ebert