

**Zerstäubung hochviskoser Fluide bei variierendem Systemdruck**  
Grundlagenforschung zur Hochdruck-Flugstromvergasung

zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (DR.-ING.)

der Fakultät für Chemieingenieurwesen und Verfahrenstechnik des  
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)

genehmigte  
DISSERTATION

von  
Dipl.-Ing. Alexander Daniel Säger  
aus Bad Säckingen

Referent: Prof. Dr.-Ing. Thomas Kolb

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis

Tag der mündlichen Prüfung: 12.07.2018



# Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische Chemie (ITC) des Karlsruher Instituts für Technologie. In dieser sehr intensiven Zeit hatte ich die Chance, sowohl als Wissenschaftler als auch als Ingenieur wertvolle Erfahrungen zu sammeln. Bei allen, die mich während dieser Zeit begleiteten und zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich mich nachfolgend herzlichst bedanken.

Ein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Kolb, der mich mit seinem Wissen und seiner Erfahrung stets unterstützte und durch sein entgegengebrachtes Vertrauen diese Promotion ermöglichte. Herrn Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis danke ich für die Übernahme des Korreferats und die wertvollen Anregungen zu meiner Dissertation.

Meine Arbeit an verschiedenen Versuchsanlagen im Pilotmaßstab wäre ohne die Unterstützung vieler Kollegen am Institut nicht möglich gewesen. Mein Dank geht an das tatkräftige Werkstattteam unter der Leitung von Herrn Kaden und Herrn Reis, Herrn Reichert von Seiten der EDV, sowie Herrn Depta für die häufig spontane Unterstützung bei Änderungen an den Prozessleitsystemen. Frau Bengert danke ich für die Unterstützung bei administrativen Aufgaben und ihr stets offenes Ohr.

Dem Team der Abteilung „Energietechnikum“ des ITC möchte ich insbesondere für die fachliche, technische und auch moralische Unterstützung danken, sowohl während meiner Promotion als auch bei meiner Tätigkeit als Schichtingenieur an der Karlsruher bioliq<sup>®</sup>-Anlage.

Bedanken möchte ich mich bei Herrn Thomas Müller vom Engler-Bunte-Institut für Verbrennungstechnik, Herrn Geoffroy Chaussonnet vom Institut für Thermische Strömungsmaschinen und Herrn Leon Jampolski vom Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Mechanik für die enge Zusammenarbeit und dem damit verbundenen Zuwachs an Ideen, Erfahrungen und gemeinsamen Publikationen.

Zudem gilt mein Dank all meinen Studenten, die im Rahmen von studentischen Arbeiten und hilfswissenschaftlichen Tätigkeiten meine Arbeit unterstützt haben. Namentlich genannt seien an dieser Stelle: Anja Oehler, Julia Mayer, David Kruppa, Philipp Menesklou, Manuel Gruber, Sebastian Rauh, Markus Wirth, und Bettina Hettel.

Meinen Kolleginnen und Kollegen am ITC sowie am Engler-Bunte-Institut danke ich für die Unterstützung und die kooperative Zusammenarbeit. Die Zeit an den Instituten und insbesondere die zahlreichen Erlebnisse auch außerhalb der regulären Arbeitszeit werden mir in guter Erinnerung bleiben: Christian Hotz, David Böning, Simon Wachter, Phillip Stösser, Mark Eberhard, Hannah Schmid, Katharina Beissert, Ulrike Santo, Sabine Fleck, Hans-Joachim Gehrmann.

Ein großer Dank geht an Herrn Tobias Jakobs und Frau Neda Djordjevic. Beide haben mich während meiner Zeit am Institut besonders fachlich unterstützt, motiviert und durch ihre positive Art bei Rückschlägen wieder aufgebaut.

Mein größter Rückhalt ist meine Frau Caterina.

Alexander Sänger

Niederhof, im August 2018



## Kurzfassung

Ziel dieser Arbeit ist das Verständnis der gasgestützten Zerstäubung rheologisch komplexer Fluide zu erweitern. Motiviert durch die Weiterentwicklung von Brennern zur Einbringung hochviskoser Brennstoffe in druckbeaufschlagte Reaktoren, wird der Einfluss von Viskosität und Systemdruck auf den Zerstäubungsvorgang betrachtet.

Untersucht wurde das Spray außenmischender Zweistoffdüsen an zwei Versuchsständen mittels des kombinierten Einsatzes optischer und laserbasierter Messtechniken. Im Detail wurden das vorherrschende Strahlzerfallsregime, hydrodynamische Instabilitäten und der Spraywinkel mit einer Hochgeschwindigkeitskamera erfasst. Die Tropfen im Spray wurden hinsichtlich Form, Größenspektrum sowie repräsentativer Durchmesser mit einem Phasen-Doppler-Anemometer, einem Laserbeugungsspektrometer und einem Shadowgraphie-System charakterisiert. Die Gasströmung wurde mittels der Laser-Doppler-Anemometrie vermessen. Zur Minimierung von Messungenauigkeiten lag ein Fokus auf der kritischen Betrachtung und der Validierung der Messtechniken durch die Zusammenführung visueller Daten mit denen der laserbasierten Messungen.

Ausgehend von einer schrittweisen Steigerung der Komplexität der betrachteten Stoffeigenschaften und Systembedingungen, ist der Hauptteil dieser Dissertation in drei Abschnitte gegliedert. Auf dem aktuellen Stand der Forschung aufbauend, wird der Einfluss der Viskosität Newtonscher und nicht-Newtonscher Modellfluide auf den Zerstäubungsvorgang isoliert betrachtet. Der Einfluss des Systemdrucks auf die genannten Sprayeigenschaften wird im letzten Abschnitt diskutiert. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Arbeit lassen sich wie folgt zusammenfassen:

(1) Bei der Zerstäubung hochviskoser Flüssigkeiten wurden zwei unterschiedliche Primärinstabilitäten in Abhängigkeit von der Viskosität und der Aerodynamik identifiziert, Flapping- und Pulsating-Modus. Sowohl die Tropfengrößen als auch der Spraywinkel werden durch die vorherrschende Instabilität beeinflusst. Im Vergleich zum Pulsating-Modus ist der Strahlzerfall des Flapping-Modus intensiver, fördert die Bildung kleinerer Tropfen und resultiert in einem größeren Spraywinkel. Dies muss bei der Auslegung von Brennern zur Einbringung hochviskoser Fluide in Reaktionsräumen berücksichtigt werden. Hierzu werden die relevanten Kriterien aufgezeigt.

(2) Zur modelltechnischen Beschreibung des Zerstäubungsvorgangs nicht-Newtonscher Fluide muss die Abhängigkeit der Viskosität von der Scherströmung berücksichtigt werden. Hinsichtlich der Definition der benötigten wirksamen Viskosität existieren in der Literatur verschiedene Ansätze, die jedoch widersprüchlich sind. Zur verbesserten Beschreibung wird eine neuartige experimentelle Methodik vorgestellt, welche die Bestimmung der wirksamen Viskosität bei der Zerstäubung strukturviskoser Fluide ermöglicht. Unter Berücksichtigung dreier Fluide unterschiedlicher Rheologie, wurde die Methodik erprobt und zur modellbasierten Vorhersage von Tropfengrößen mittels Sauterdurchmesser erfolgreich eingesetzt. Kritische Modellparameter werden zudem diskutiert.

(3) Der Einfluss des Systemdrucks auf die oben genannten Sprayeigenschaften wurde in einem Druckbereich von bis zu 21 bar (abs) bei konstanter Austrittsgeschwindigkeit des Zerstäubungsmediums Luft untersucht. Basierend auf dem erlangten Verständnis zum Einfluss des Systemdrucks und der Viskosität auf das vorherrschende Strahlzerfallsregime, wird eine vom Regime abhängige Modellgleichung zur Beschreibung der Tropfengrößen mittels Sauterdurchmesser vorgestellt. Mit steigendem Systemdruck wurden eine Abnahme des Sauterdurchmessers und des Spraywinkels sowie eine Intensivierung von Tropfen-Koaleszenz identifiziert.

## Abstract

This thesis contributes to an improved understanding of gas-assisted atomization of rheological complex fluids. Motivated by experimentally based optimization of burner nozzles for conversion of high-viscous fuels in pressurized reactors, the research work is focused on the influence of viscosity and system pressure on spray characteristics.

Sprays of external mixing twin-fluid atomizers were investigated by the combined use of optical and laser based measurement techniques. The experiments were performed at an atmospheric and a pressurized spray test rig. More specifically, liquid jet disintegration, hydrodynamic instabilities as well as spray angle were acquired using a high-speed camera. Information about droplet size and shape were collected with a Phase-Doppler-Anemometer, a laser diffraction analyzer, and a direct imaging technique. Velocity measurements in the gas phase were conducted through Laser-Doppler velocimetry. An essential part of this work is dedicated to validation of experimental data by combining visual and laser-based data to avoid measuring inaccuracies using these techniques.

Based on an incremental increase in complexity of the considered fluid properties and operational parameters, the main part of this work is divided into three sections. Atomization of Newtonian and non-Newtonian fluids were investigated. The influence of system pressure on gas-assisted atomization of liquids within a wide range of viscosities is considered in the last section.

(1) Depending on aerodynamic force and liquid viscosity, two different primary instabilities of the liquid jet have been identified. The pulsating instability characterized by the formation of a longitudinal wave and the flapping instability defined by a non-axisymmetric oscillatory movement of the liquid jet. Both, high-speed images and droplet size measurements show that the resulting droplet size distributions and spray patterns strongly depend on the preceding primary instability. Compared to the pulsating instability, the jet disintegration of flapping instability is more intense, promotes the formation of smaller droplets and results in a larger spray angle. This must be considered in the design of burner nozzles for the conversion of high-viscous fuels. For this purpose relevant criteria are discussed.

(2) For model based description of atomization process of non-Newtonian fluids the dependence of viscosity on shear flow must be considered. Concerning the definition of required effective viscosity various approaches exist which are contradictory. Hence, the research work represents a new experimental approach to estimate the effective liquid shear viscosity at the jet breakup during atomization of a non-Newtonian liquid by a high-speed gas jet. The new method has been successfully applied to the model based description of drop size distributions in terms of Sauter mean diameter. This method demonstrates improved accuracy over the traditional definition of effective viscosity applied in literature. Additionally, critical model parameters are discussed.

(3) Detailed investigations applying state of the art measurement techniques to the atomization of high viscous liquids at increased ambient pressure were performed. Experimental results reveal that for fixed liquid mass flow and constant atomizing air velocity, drop sizes and spray angle decrease with increasing system pressure. Based on previously obtained findings on the influence of viscosity and system pressure on the jet disintegration regime, a regime dependent model equation for prediction of drop size employing Sauter mean diameter is presented. In addition, pressure-induced droplet coalescence is shown.

# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b> .....	<b>I</b>
<b>Abstract</b> .....	<b>II</b>
<b>Symbolverzeichnis</b> .....	<b>VI</b>
<b>1 Einleitung und Motivation</b> .....	<b>1</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen und Methodik</b> .....	<b>4</b>
2.1 Technische Zerstäuberkonzepte .....	4
2.2 Einflussgrößen auf die Zerstäubung .....	6
2.2.1 Physikalische Fluideigenschaften .....	7
2.2.2 Strömungsbedingungen .....	9
2.3 Kennzahlen der Zerstäubungstechnik .....	10
2.4 Hydrodynamische Instabilitäten .....	11
2.4.1 Kelvin-Helmholtz-Instabilität .....	12
2.4.2 Rayleigh-Taylor-Instabilität .....	13
2.4.3 Rayleigh-Plateau-Instabilität .....	14
2.5 Beschreibung der Strahlerfallsdynamik, der Tropfenbildung und deren Transport .....	15
2.5.1 Mechanismen der Primärzerstäubung in ruhender Gasumgebung .....	15
2.5.2 Mechanismen der Primärzerstäubung in strömender Gasumgebung .....	19
2.5.3 Sekundärzerstäubung .....	24
2.5.4 Phänomene des Tropfentransports .....	29
2.6 Charakterisierung von Sprays .....	32
2.6.1 Charakteristische Größen der Primärzerstäubung .....	32
2.6.2 Tropfengrößenverteilungen und repräsentative Durchmesser .....	34
2.6.3 Äußere Sprayeigenschaften .....	36
2.7 Turbulente Strömungen .....	39
<b>3 Experimenteller Aufbau und eingesetzte Zweistoffdüse</b> .....	<b>42</b>
3.1 Atmosphärischer Zerstäuberteststand – ATMO .....	42
3.2 Hochdruck-Zerstäuberteststand – PAT .....	44
3.3 Zweistoffdüsen .....	46
<b>4 Strömungs- und Spraymesstechnik</b> .....	<b>47</b>
4.1 Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) .....	47
4.2 Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA) .....	50
4.2.1 Aufbau und Funktionsweise .....	50
4.2.2 Grenzen der PDA-Messtechnik .....	54
4.2.3 Setup und Optimierung eines PDA-Systems .....	57
4.3 Laserbeugungsspektrometrie (LBS) .....	62
4.3.1 Aufbau und Funktionsweise .....	63
4.3.2 Grenzen der LBS-Messtechnik .....	66
4.3.3 Setup und Optimierung der LBS-Messtechnik .....	67

4.4	Hochgeschwindigkeitsvisualisierung (HG-vis).....	68
4.5	Shadowgraphie (SG).....	70
<b>5</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse und Diskussion – <math>p_{\text{sys}} = 1 \text{ bar}</math></b> .....	<b>72</b>
5.1	Einfluss der Viskosität auf den Zerstäubungsprozess - Newtonsche Fluide .....	72
5.1.1	Stand der Wissenschaft – Literaturübersicht .....	72
5.1.2	Messbedingungen und Versuchsdurchführung.....	76
5.1.3	Einfluss der Viskosität und der Aerodynamik – technische Düse (AMD-30°).....	77
5.1.4	Analyse der Primärinstabilitätsmodi – Pulsating/Flapping .....	86
5.1.5	Einfluss der Viskosität und der Aerodynamik – idealisierte Düse (AMD-0°) .....	91
5.1.6	Fazit .....	94
5.2	Einfluss der Viskosität auf den Zerstäubungsprozess - nicht-Newtonsche Fluide.....	95
5.2.1	Stand der Wissenschaft – Literaturübersicht .....	96
5.2.2	Messbedingungen und Versuchsdurchführung.....	98
5.2.3	Einbindung der Rheologie in die modelltechnische Beschreibung von Sprays .....	100
5.2.4	Validierung der Methodik zur Beschreibung nicht-Newtonscher Sprays .....	106
5.2.5	Fazit .....	112
<b>6</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse und Diskussion – <math>p_{\text{sys}} \geq 1 \text{ bar}</math></b> .....	<b>113</b>
6.1	Stand der Wissenschaft – Literaturübersicht .....	113
6.2	Messbedingungen und Versuchsdurchführung.....	117
6.3	Einfluss des Systemdrucks auf den Strahlerfall Newtonscher Fluide.....	118
6.4	Einsatz der PDA-Messtechnik unter herausfordernden Systembedingungen .....	124
6.5	Einfluss des Systemdrucks auf die Tropfengröße in Sprays Newtonscher Fluide .....	127
6.5.1	Darstellung der PDA-Messdaten .....	127
6.5.2	Untersuchung zur Zerstäubung eines niederviskosen Newtonschen Fluids.....	129
6.5.3	Untersuchung zur Zerstäubung hochviskoser Newtonscher Fluide .....	135
6.5.4	Modell der Tropfengröße hochviskoser Sprays in druckbeaufschlagten Systemen .....	144
6.6	Fazit .....	145
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b> .....	<b>147</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b> .....	<b>150</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b> .....	<b>162</b>
A.1	Messung relevanter Stoffgrößen.....	162
A.1.1	Scherrheologie .....	162
A.1.2	Dehnrheologie .....	163
A.1.3	Oberflächenspannung .....	164
A.1.4	Dichte von Flüssigkeiten und Suspensionen .....	165
A.2	Nachtrag zu Kapitel 2 .....	166
A.2.1	Verdunstung/Verdampfung von Tropfen .....	166
A.3	Nachtrag zu Kapitel 3 .....	167
A.3.1	Grundlagen zur Auslegung von gasgestützten Zerstäuberdüsen .....	167
A.4	Nachtrag zu Kapitel 4 .....	169
A.4.1	Streuung von Licht an sphärischen Tropfen.....	169
A.4.2	Stromdichtemessung mit der PDA-Messtechnik.....	171



---

A.4.3	Messung kohärenter Strömungsstrukturen mittels LDA-Messtechnik.....	174
A.5	Nachtrag zu Kapitel 5.....	176
A.5.1	Abschätzung zum Einfluss der Viskosität auf die Kelvin-Helmholz-Instabilität.....	176
A.5.2	LBS-Messdaten zur Zerstäubung nicht-Newtonscher Flüssigkeiten.....	177
A.6	Nachtrag zu Kapitel 6.....	178
A.6.1	Einfluss des Systemdrucks auf den Zustand feuchter Luft.....	178
A.6.2	Einfluss des Systemdrucks auf den Diffusionskoeffizienten .....	179

# Symbolverzeichnis

## Lateinische Buchstaben

a	Beschleunigung	$\text{m s}^{-2}$
A	Fläche	$\text{m}^2$
$A_M$	Membranfläche	$\text{m}^2$
$A_{Ma}$	Mantelfläche	$\text{m}^2$
$A_S$	Strömungsquerschnittsfläche	$\text{m}^2$
$A_{St}$	Stoßquerschnittsfläche	$\text{m}^2$
$A_{val}$	Validierungsfläche (PDA-Messtechnik)	$\text{m}^2$
b	Verteilungsbreite	–
$c_0$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	$\text{m s}^{-1}$
$c_i$	Lichtgeschwindigkeit im Medium i	$\text{m s}^{-1}$
$C_{SH}$	Konstante (Abtast-Halte-Methode)	–
$c_W$	Widerstandsbeiwert	–
d	Durchmesser (Kugel)	m
$d_{0,X}$	repräsentativer Durchmesser (0 Anzahl)	m
$d_{3,X}$	repräsentativer Durchmesser (3 Volumen)	m
$d_{10}$	arithmetischer Durchmesser	m
$d_{32}$	Sauterdurchmesser	m
$d_p$	Partikeldurchmesser	m
$d_{Tr}$	Tropfendurchmesser	m
D	Durchmesser (Zylinder)	m
$D_{DV}$	Detektionsvolumendurchmesser	m
$D_g$	Gasaustrittsdurchmesser der AMD	m
$D_{Gb}$	Durchmesser Gauß-Strahl (Strahltaile)	
$D_{GV}$	geometrischer Messvolumendurchmesser	m
$D_{hyd}$	hydraulischer Durchmesser	m
$D_l$	Flüssigkeitsaustrittsdurchmesser der AMD	m
$D_{Lb}$	Laserstrahldurchmesser (Strahltaile)	m
$E_{kin,t}$	massenbezogene turbulente kinetische Energie	$\text{m}^2\text{s}^{-2}$
$E_{kin}$	kinetische Energie	N m
$E_A$	Oberflächenenergie	N m
$f_A$	Abtastfrequenz	$\text{s}^{-1}$
$f_B$	Frequenz des Burst-Signals (LDA)	$\text{s}^{-1}$
$f_D$	Doppler-Frequenz	$\text{s}^{-1}$

$f_E$	detektierte Frequenz eines Empfängers (LDA)	$s^{-1}$
$f_{EO}$	Brennweite der Empfangsoptik	m
$f_{HG}$	Aufnahmerate der Hochgeschwindigkeitskamera	$s^{-1}$
$f_{KH}$	Frequenz der Kelvin-Helmholtz-Instabilität	$s^{-1}$
$f_{LDA}$	Datenrate (LDA)	$s^{-1}$
$f_O$	Brennweite Objektiv (HG-vis)	m
$f_{prim}$	Primärinstabilitätsfrequenz	$s^{-1}$
$f_{PDA}$	Datenrate (PDA)	$s^{-1}$
$f_S$	gesendete Frequenz eines Senders (LDA)	$s^{-1}$
$f_{Sh}$	Verschiebungsfrequenz	$s^{-1}$
$f_{SO}$	Brennweite der Sendeoptik	m
$f_W$	Wirbelfrequenz	$s^{-1}$
$F_G$	Schwerkraft	N
$F_\eta$	Zähigkeitskraft	N
$F_\sigma$	resultierende Kraft durch Oberflächenspannung	N
$F_S$	Scherkraft	N
$F_T$	Trägheitskraft	N
$F_W$	Widerstandskraft	N
$g$	Erdschwerebeschleunigung	$m s^{-2}$
$\Delta h_v$	spezifische Verdampfungsenthalpie	$kJ kg^{-1}$
$H$	geometrische Höhe	m
$i$	ganzzahliger Laufindex (allgemein)	–
$Id_{32}$	integraler Sauterdurchmesser	m
$I_E^{N_{St}}$	Streulichtintensität eines Streulichtmodus $N_{St}$	a. u.
$I_E$	Gesamtstreulichtintensität	a. u.
$I_{Gb}$	Intensität Laserstrahl (Gauß-Strahl)	a. u.
$I_I$	Lichtintensität einfallendes Licht	a. u.
$k$	Wellenzahl	$m^{-1}$
$K$	Extinktionskoeffizient	
$L$	Länge	m
$L_b$	Strahlzerfallslänge	m
$L_B$	Signallänge (Burst-Länge)	m
$L_c$	charakteristisches Längenmaß	m
$L_{lig}$	Ligamentlänge	m
$L_S$	physikalische Schlitzblendenbreite	m
$L_{SP}$	projizierte Schlitzblendenbreite	m
$L_t$	turbulentes Längenmaß	m

$m$	Masse	kg
$\dot{m}$	Massenstromdichte	$\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$
$\dot{M}$	Massenstrom	$\text{kg s}^{-1}$
$m_r$	Mengenanteil (0 Anzahl), (2 Fläche), (3 Volumen)	a. u.
$M_E$	Vergrößerungsmaßstab	–
$n$	Anzahldichte	$\text{m}^{-3}$
$n_1$	Brechungsindex kontinuierliche Phase	–
$n_2$	Brechungsindex disperse Phase	–
$n_{rel}$	relativer Brechungsindex	–
$n_z$	komplexer Brechungsindex	–
$N$	Anzahl	–
$N_{De}$	Anzahl Detektoren (LBS)	–
$N_{HG}$	Anzahl Hochgeschwindigkeitsaufnahmen	–
$N_K$	Anzahl Größenklassen (Histogramm)	–
$N_{LDA}$	Anzahl detektierter und validierter Objekte (LDA)	–
$N_{PDA}$	Anzahl detektierter und validierter Objekte (PDA)	–
$N_P$	Anzahl Messpositionen	–
$N_{SH}$	Anzahl Intervall (Abtast-Halte-Methode)	–
$N_{St}$	Streulichtmodus (Integer)	–
$p_u$	Umgebungsdruck	$\text{N m}^{-2}$
$p_{dyn}$	dynamischer Druck/Staudruck	$\text{N m}^{-2}$
$p_l$	Flüssigkeitsinnendruck	$\text{N m}^{-2}$
$p_{stat}$	statischer Druck	$\text{N m}^{-2}$
$p_{tot}$	Totaldruck	$\text{N m}^{-2}$
$p_{sys}$	Systemdruck	$\text{N m}^{-2}$
$P_L$	Laserleistung	W
$q_r$	relative Häufigkeit (Dichte-Verteilung)	$\text{m}^{-1}$
$Q_r$	kumulierte Häufigkeit (Summen-Verteilung)	–
$r$	Radius (Kugel)	m
$R$	Radius Strömungskanal (zylindrisch)	m
$R_i$	spezifische Gaskonstante	$\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$
$s$	beliebige Distanz	m
$s_g$	Gasspalthöhe der AMD	m
$s_w$	Stegdickte der AMD	m
$S$	Sensitivität (LDA/PDA)	V
$SG$	Signalverstärkung (LDA/PDA)	dB
$SNR$	Signal-Akzeptanz-Kriterium	dB

$t$	Zeit, Zeitpunkt	s
$t_b$	Tropfenzerfallszeit	s
$t_c$	charakteristische Zeit (systembezogen)	s
$t_{drain}$	Drainagezeit	s
$t_{kol}$	Kollisionszeit	s
$t_m$	Messzeit	s
$t_{sh}$	Belichtungszeit (HG-vis, SG)	s
$t_t$	Aufenthaltszeit eines Partikels im Messvolumen	s
$T$	Periodendauer	s
$T_l$	Flüssigkeitemperatur	°C
$T_{LBS}$	Transmission (LBS)	–
$T_S$	Siedetemperatur	°C
$T_{Sp}$	Schwellwert bei der Spraywinkelbestimmung	–
$T_u$	Umgebungstemperatur	°C
$u_c$	Konvektionsgeschwindigkeit (Wellengeschwindigkeit)	$m\ s^{-1}$
$U$	Umfang	m
$v$	beliebige Geschwindigkeitskomponente	$m\ s^{-1}$
$v'$	Schwankungsgeschwindigkeit	$m\ s^{-1}$
$\mathbf{v}$	Geschwindigkeitsvektor $\mathbf{v} = (v_x\ v_y\ v_z)^T$	$m\ s^{-1}$
$v_g$	Gasgeschwindigkeit/Gasaustrittsgeschwindigkeit (gemittelt über $A_S$ )	$m\ s^{-1}$
$v_l$	Flüssigkeitgeschwindigkeit (gemittelt über $A_S$ )	$m\ s^{-1}$
$v_p$	Partikelgeschwindigkeit	$m\ s^{-1}$
$v_{rel}$	Relativgeschwindigkeit	$m\ s^{-1}$
$v_{Tr}$	beliebige Tropfengeschwindigkeitskomponente	$m\ s^{-1}$
$v_x$	Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung	$m\ s^{-1}$
$v_y$	Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung	$m\ s^{-1}$
$v_z$	Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung	$m\ s^{-1}$
$V_{val}$	Validierungsvolumen	$m^{-3}$
$V_{DV}$	Detektionsvolumen	$m^{-3}$
$V$	Volumen	$m^{-3}$
$\dot{V}$	Volumenstrom	$m^3\ s^{-1}$
$V_{MV}$	Messvolumen	m
$x$	x-Koordinate/Distanz in x-Richtung	m
$y$	y-Koordinate/Distanz in y-Richtung	m
$z$	z-Koordinate/Distanz in z-Richtung	m

**Griechische Symbole**

$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$
$\alpha_D$	Anstellwinkel der AMD	°
$\alpha_{sp}$	düsenaher Spraywinkel	°
$\alpha_{sp,z}$	positionsabhängiger Spraywinkel	°
$\beta_i^{Nst}$	Durchmesserumrechnungsfaktor	$\text{m}^{-1}$
$\dot{\gamma}$	Scherrate	$\text{s}^{-1}$
$\Gamma$	Koaleszenzrate	$\text{s}^{-1}$
$\delta_g$	Grenzschichtdicke (Gas)	m
$\delta_{f,z}$	Interferenzstreifenabstand (in z-Richtung)	m
$\delta_{AB}$	Diffusionskoeffizient von Stoff A durch Stoff B	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
$\Delta$	Differenz	a. u.
$\varepsilon$	massenbezogene Energiedissipation	$\text{m}^2 \text{s}^{-3}$
$\dot{\varepsilon}$	Dehnrate	$\text{s}^{-1}$
$\zeta$	Strahlkontraktionszahl	–
$\eta$	dynamische Scherviskosität	Pa s
$\eta^*$	effektive dynamische Viskosität	Pa s
$\eta_0$	Null-Viskosität	Pa s
$\eta_\infty$	Unendlich-Viskosität	Pa s
$\eta_e$	Dehnviskosität	Pa s
$\eta_{e,app}$	scheinbare Dehnviskosität	Pa s
$\eta_K$	Kolmogorow-Skalen	m
$\Theta$	Schnittwinkel	°
$\kappa$	Isentropenexponent	–
$K$	Kollisionsrate	$\text{s}^{-1}$
$\lambda$	Wellenlänge	m
$\lambda_{KH}$	Wellenlänge der Kelvin-Helmholtz-Instabilität	m
$\lambda_L$	Wellenlänge Laserlicht	m
$\lambda_{RP}$	Wellenlänge der Rayleigh-Plateau-Instabilität	m
$\lambda_{RT}$	Wellenlänge der Rayleigh-Taylor-Instabilität	m
$\mu$	Geschwindigkeitsbeiwert	–
$\nu$	kinematische Viskosität	$\text{m}^2\text{s}^{-1}$
$\Pi$	Koaleszenzeffizienz	–
$\rho$	Dichte	$\text{kg m}^{-3}$
$\sigma$	Oberflächenspannung	$\text{N m}^{-1}$
$\sigma_N$	Normalspannung	$\text{N m}^{-2}$
$\tau$	Schubspannung	$\text{N m}^{-2}$

$\varphi$	Streulichtwinkel/Off-Achsenwinkel	$^{\circ}$
$\Delta\phi^{(N_{St})}$	Phasendifferenz eines Streulichtmodus $N_{St}$	—
$\chi$	Tropfenmittelpunktsversatz	m
$\psi_i$	Höhenwinkel PMT (PDA)	$^{\circ}$
$\omega$	Wachstumsrate	$s^{-1}$
$\omega_{KH}$	Wachstumsrate der Kelvin-Helmholtz-Instabilität	$s^{-1}$

### Indizes tiefgestellt

E	Entrainment
eff	effektiv
f	final
fik	fiktiv
F	Freistrah
g	Gas
ges	Gesamt
GG	Gleichgewicht
HG	Hochgeschwindigkeitskamera
i	initial
in	innen
inj	Injektion
krit	kritisch
kor	korrigiert
l	Flüssigkeit
lig	Ligament
max	Maximum, maximal
min	Minimum, minimal
mit	Mitte
MK	Messkörper
opt	optimal
P	Partikel
Pf	Projektionsfläche
Ph	Phase
rel	relativ
s	isentrop
soll	Sollwert
th	theoretisch
Tr	Tropfen

**Einheitenlose Kennzahlen**

B	Stoßzahl	$B = \chi/L_c$
GLR	Massenstromverhältnis	$GLR = \dot{m}_g/\dot{m}_l$
j	Impulsstromdichteverhältnis	$j = (\rho_g v_g^2)/(\rho_l v_l^2)$
J	Impulsstromverhältnis	$J = (\rho_g v_g^2 A_g)/(\rho_l v_l^2 A_l)$
Oh	Ohnesorge-Zahl	$Oh = \eta_l/\sqrt{\sigma \rho_l D_l}$
Oh*	erweiterte Ohnesorge-Zahl	$Oh^* = \eta_l(\dot{\gamma})/\sqrt{\sigma \rho_l D_l}$
Oh <sub>Tr</sub>	Ohnesorge-Zahl (Bezugssystem: Tropfen)	$Oh_{Tr} = \eta_l/\sqrt{\sigma \rho_l d_{Tr}}$
Re <sub>g</sub>	Reynolds-Zahl (Bezugssystem: Gasphase)	$Re_g = (v_g \rho_g D_{hyd})/\eta_g$
Re <sub>l</sub>	Reynolds-Zahl (Bezugssystem: Flüssigphase)	$Re_l = (v_l \rho_l D_l)/\eta_l$
Re <sub>t</sub>	turbulente Reynolds-Zahl	$Re_t = (v' L_t)/\nu$
Tr	Trouton-Verhältnis	$Tr = \eta_e/\eta_l$
We <sub>aero</sub>	aerodynamische Weber-Zahl	$We_{aero} = (v_{rel}^2 \rho_g D_l)/\sigma$
We <sub>g</sub>	Weber-Zahl (Bezugssystem: Gasphase)	$We_g = (v_g^2 \rho_g D_l)/\sigma$
We <sub>kol</sub>	Weber-Zahl (Bezugssystem: Zwei kollidierende Tropfen)	$We_{kol} = (v_{Tr,rel}^2 \rho_l L_c)/\sigma$
We <sub>l</sub>	Weber-Zahl (Bezugssystem: Flüssigphase)	$We_l = (v_l^2 \rho_l D_l)/\sigma$
We <sub>Tr</sub>	Weber-Zahl (Bezugssystem: Tropfen)	$We_{Tr} = (v_{Tr,rel}^2 \rho_g d_{Tr})/\sigma$
We <sub>Tr</sub> <sup>n</sup>	erweiterte Weber-Zahl (Bezugssystem: Tropfen)	$We_{Tr}^n = We_{Tr}(1 + Oh_{Tr})$
We <sub>Tr</sub> <sup>tu</sup>	turbulente Weber-Zahl (Bezugssystem: Tropfen)	$We_{Tr}^{tu} = (v_g'^2 \rho_g d_{Tr})/\sigma$
x <sub>M</sub>	Mie-Streulichtparameter	$x_M = \pi d_{Tr}/\lambda_L$

**Akronyme**

AMD	außenmischende Zweistoffdüse
ATMO	atmospheric Spray Test Rig
CaBER	Capillary Breakup Elongational Rheometer
CMC	Carboxymethylcellulose
DEHS	Di-Ethyl-Hexyl-Sebacat
DV	Detektionsvolumen
EDS	Energiedichtespektrum
EMV	effektives Messvolumen
EP	Eintrittspunkt
FFT	schnelle Fourier-Transformation
GMV	geometrisches Messvolumen
GO	Geometrische Optik
EGO	Erweiterte Geometrische Optik
H <sub>2</sub> O	Wasser



HG-vis	Hochgeschwindigkeitsvisualisierung
KH	Kelvin-Helmholtz
KQ	Methode der kleinsten Quadrate
LBS	Laserbeugungsspektrometer
LDA	Laser-Doppler-Anemometer
LDE	Leuchtdiode
LM	Lorenz-Mie
N	Newtonsch
N/A	nicht verfügbar
NN	nicht-Newtonsch
PAT	pressurized Atomization Test Rig
PDA	Phasen-Doppler-Anemometer
PMT	Photomultiplier
POD	Proper Orthogonal Decomposition
REGA	Research Entrained Flow Gasifier
RP	Rayleigh-Plateau
RT	Rayleigh-Taylor
SG	Shadowgraphie
SH	Abtast-Halte-Methode
SP	Streulichtpunkt

### Weitere Symbole

'	Schwankungswert
—	gemittelte Größe
$f(X)$	Funktion von X
vol. %	Volumenprozent
wt. %	Gewichtsprozent
<b>v</b>	Vektorielle Größe
v	Skalar



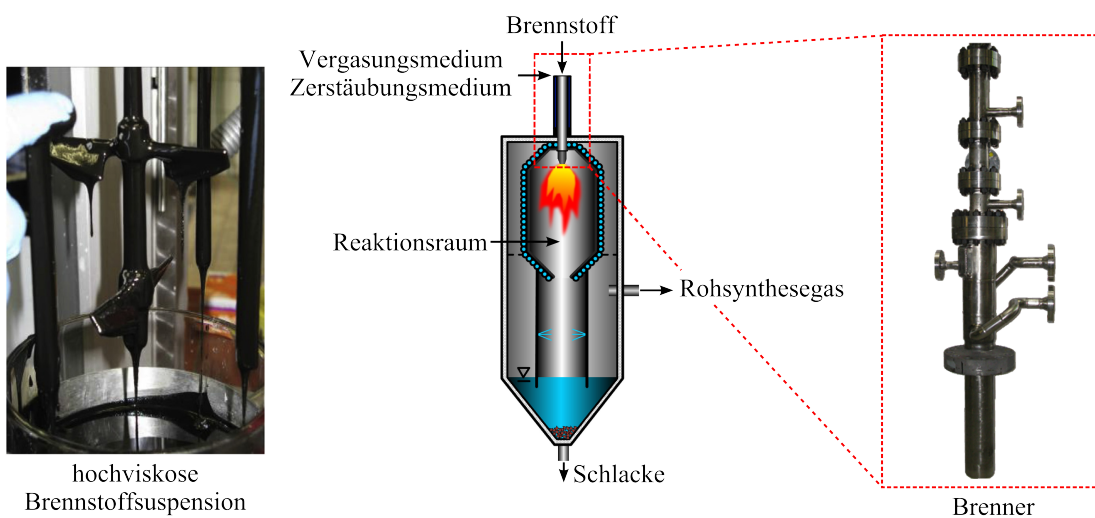
# 1 Einleitung und Motivation

Zerstäubung bezeichnet den Vorgang, bei welchem mithilfe einer Zerstäuberdüse ein kompaktes Flüssigkeitsvolumen in Tropfen unterschiedlicher Größe zerteilt wird. Im Allgemeinen wird das Kollektiv der erzeugten Tropfen als Spray bezeichnet. Die Anwendung der Zerstäubung ist vielfältig, beispielsweise in industriellen Prozessen wie der Verbrennungs- oder Beschichtungstechnik. Ziel der Zerstäubung ist die Vergrößerung der Phasengrenzfläche zwischen Gas und Flüssigkeit sowie die gezielte räumliche Verteilung der zu zerstäubenden Flüssigkeit im gasförmigen Medium. Ersteres ist von hoher Relevanz, da die für technische Anwendungen häufig relevanten Stoff- und Wärmetransportprozesse proportional zur Phasengrenzfläche sind. Zur Schaffung neuer Oberfläche muss die Oberflächenspannung der Flüssigkeit überwunden werden. Bei der gasgestützten Zerstäubung wird die hierfür benötigte Energie über eine schnell strömende Gasphase, dem sogenannten Zerstäubungsmedium, bereitgestellt. Die zu zerstäubende Flüssigkeit strömt dagegen mit geringer Strömungsgeschwindigkeit, was insbesondere beim Einsatz von hochviskosen Flüssigkeiten hinsichtlich des Druckverlusts vorteilhaft ist. Beginnend vom Austritt der zu zerstäubenden Flüssigkeit aus der gasgestützten Zerstäuberdüse, kommt es auf deren Oberfläche zu Wechselwirkungen zwischen stabilisierenden und destabilisierenden Kräften. Dieser Prozess induziert hydrodynamische Instabilitäten und führt zur Deformation des intakten Flüssigkeitsvolumens. Die Deformationen können räumlich und zeitlich wachsen und resultieren in der Desintegration des Flüssigkeitsvolumens, sobald die destabilisierende aerodynamische Kraft die Oberflächenspannung überwindet. Innere Kräfte, hervorgerufen durch viskoses oder elastisches Fluidverhalten, stabilisieren dagegen und verzögern die Deformationen.

In der Literatur existieren zahlreiche experimentelle und theoretische Untersuchungen des Zerstäubungsvorgangs. Motiviert sind diese Studien häufig durch anwendungsbezogene Fragestellungen. In Bezug auf die Brennstoffzerstäubung in thermo-chemischen Prozessen, sind Themen wie Effizienzsteigerung und Emissionsminderung bei der Verbrennung von Flüssigtreibstoffen in Motoren und Gasturbinen von besonderem Interesse. Neben der breiten Variation an Betriebsparametern und der Vielzahl eingesetzter Zerstäuberdüsen sind diese Untersuchungen vorwiegend auf den Einsatz von niederviskosen, partikelfreien Flüssigbrennstoffen limitiert. Ausgerichtet auf die Einhaltung von Klimaschutzziele und zur Schonung fossiler Energieträger, steigt die Relevanz der Nutzung alternativer fließfähiger Einsatzstoffe in thermo-chemischen Verfahren erheblich an. Diese Einsatzstoffe minderer Qualität unterscheiden sich von den konventionellen Einsatzstoffen, neben der häufig vorzufindenden Partikelbelastung, insbesondere durch eine hohe, von der Scherbelastung abhängige Viskosität. Zur Zerstäubung dieser Fluide haben sich die bereits erwähnten gasgestützten Zerstäuberdüsen als geeignet erwiesen. Grundlegende Arbeiten zur wissenschaftlich fundierten Auslegung und Optimierung des gasgestützten Zerstäubungsvorgangs solcher hochviskoser, partikelbelasteter Fluide sind trotz hoher industrieller Relevanz selten.

Zur Nutzung von Energieträgern minderer Qualität gilt die Flugstromvergasung als besonders vielversprechend, siehe Higman und van der Burgt [1]. Das Produkt dieses thermo-chemischen Prozesses wird als Synthesegas bezeichnet und besteht zu großen Anteilen aus Kohlenstoffmonoxid (CO) und Wasserstoff (H<sub>2</sub>). Durch die hohe Rohgasqualität eignet sich dieses Verfahren in flexibler Kombination mit verschiedenen Folgeprozessen. Beispielsweise kann das Synthesegas für die Synthese von Grundchemikalien und Treibstoffen eingesetzt werden oder es wird als Brennstoff in einer Gasturbine zur Stromerzeugung genutzt. Die Prozessführung der Flugstromvergasung erlaubt eine hohe Brennstoffflexibilität. Die Einsatzstoffe können dem Reaktionsraum als Feststoff, Flüssigkeit oder in Form einer Suspension zugeführt werden. Die am häufigsten eingesetzten Brennstoffe sind die fossilen

Energieträger Kohle, Petroleum und Petrolkoks, siehe Higman [2]. Ein weiterer möglicher Einsatzstoff ist Biomasse, welche nicht in Konkurrenz zur Erzeugung von Nahrungsmitteln steht. Genannt sei an dieser Stelle der am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) entwickelte bioliq<sup>®</sup>-Prozess zur stofflichen Nutzung von Restbiomasse, siehe Dahmen et al. [3]. Bei diesem Verfahren wird Stroh in einer Schnellpyrolyse zu einer biomassestämmigen Brennstoffssuspension umgewandelt, welche dann in einem Hochdruck-Flugstromvergaser zu Synthesegas umgesetzt wird. In Kombination mit der nachfolgenden Kraftstoffsynthese leistet dieses Verfahren einen wichtigen Beitrag zur künftigen Bereitstellung klimaneutraler Kraftstoffe. In Abbildung 1.1 ist der Aufbau eines Flugstromvergasers (mittig) sowie ein hochviskoser Einsatzstoff (links), eine biomassestämmige Suspension, abgebildet. Die Suspension wird am Kopf des Reaktors über einen Brenner (rechts) dem Flugstromvergaser zugeführt. Innerhalb des Reaktionsraums reagiert der zerstäubte Brennstoff mit dem Vergasungsmedium, vorwiegend Sauerstoff und Wasserdampf, und den gasförmigen Produkten der ablaufenden Reaktionen.



**Abbildung 1.1:** Nutzung von Energieträgern minderer Qualität durch die Flugstromvergasungstechnologie: hochviskose Brennstoffssuspension (links), schematische Darstellung eines Flugstromvergasers (mittig), Mehrstoffbrenner des bioliq<sup>®</sup>-Vergasers (rechts)

Ein wesentliches Element des Brenners ist eine gasgestützte Zerstäuberdüse. Im optimierten Betrieb fungiert das Vergasungsmedium gleichzeitig als Zerstäubungsmedium. Ziel ist es, den Brennstoff vollständig im Reaktionsraum des Flugstromvergasers umzusetzen. Neben der Bereitstellung eines gewissen Tropfenfeinanteils im Spray zur Ausbildung einer stabilen Reaktionszone, gilt es, durch Vermeidung zu großer Tropfen im Spray, den vollständigen Brennstoffumsatz zu gewährleisten. Gekoppelt ist der maximal zulässige Tropfendurchmesser mit der geometrie- und strömungsabhängigen Verweilzeit sowie der Temperaturverteilung im Reaktor. Die räumliche Verteilung des Brennstoffs im Reaktionsraum beeinflusst darüber hinaus die lokale Stöchiometrie der Reaktion und damit einhergehend die Bildung gewünschter und unerwünschter Produkte. Zur Auslegung und Optimierung des Prozesses ist somit ein fundamentales Verständnis des Zerstäubungsvorgangs von Bedeutung. Das zuvor beschriebene Defizit an Informationen über die Zerstäubung komplexer Fluide ist somit limitierend für Wissenschaftler und Ingenieure, welche die Weiterentwicklung und Auslegung dieses Prozesses anstreben, siehe Kolb et al. [4]. Darüber hinaus sind bestehende Untersuchungen zur gasgestützten Zerstäubung überwiegend auf atmosphärische Bedingungen beschränkt. Insbesondere der für die Flugstromvergasung relevante Einfluss des Systemdrucks auf den Zerstäubungsvorgang ist in der vorhandenen Literatur nur eingeschränkt beschrieben.

Mit der vorliegenden Forschungsarbeit soll ein Beitrag zum Verständnis der gasgestützten Zerstäubung unter technisch relevanten Prozessbedingungen geleistet werden. Motiviert durch den Einsatz von

hochviskosen, partikelbeladenen Fluiden in druckbeaufschlagten thermo-chemischen Prozessen, steht die wissenschaftliche Untersuchung des Einflusses der Viskosität und des Systemdrucks auf die Zerstäubung im Fokus. Insbesondere sollen detaillierte Informationen über die erzeugten Tropfengrößen und die räumliche Verteilung der Tropfen eine Basis für die Entwicklung von anwendungsspezifischen Brennersystemen bilden. Darüber hinaus stellen die Ergebnisse eine Datenbasis für die simulationsgestützte Optimierung des Zerstäubungsvorgangs komplexer Fluide dar.

Aufbauend auf dem aktuellen Stand der Forschung wird der Einfluss der oben genannten Stoff- und Systemeigenschaften auf den Zerstäubungsvorgang an zwei Versuchsständen isoliert betrachtet und unter Berücksichtigung vorherrschender physikalischer Mechanismen beschrieben. Dies erfolgt durch die Wahl geeigneter Modellfluide, den Einsatz einer angepassten experimentellen Methodik und einer schrittweisen Steigerung der Komplexität des betrachteten Systems. Die Charakterisierung des Zerstäubungsvorgangs hinsichtlich Tropfengrößen und räumlicher Verteilung des Sprays, erfolgt mittels verschiedener Zerstäubungsmesstechniken. Zur vollständigen Beschreibung eines Zerstäubungsvorgangs ist die alleinige Charakterisierung des Sprays mittels laserbasierter Messtechniken nicht ausreichend. Vielmehr gilt es, die verantwortlichen hydrodynamischen Instabilitäten und Desintegrationsprozesse für die resultierende Tropfengrößenverteilung zu verstehen. Hervorgehoben sei daher der in dieser Arbeit angewandte kombinierte Einsatz laserbasierter und optischer Messtechniken. Die Visualisierung des Strahlzerfalls stellt die Basis für eine physikalisch korrekte Interpretation der detektierten Spraycharakteristik dar. Zusätzlich erfolgt eine gegenseitige Validierung der Spraymesstechniken durch die Zusammenführung visualisierter Daten mit denen der laserbasierten Messungen. Betont sei darüber hinaus die kritische Betrachtung der Spraymesstechniken in Bezug auf Fehlerquellen sowie die durchgeführten Optimierungsmaßnahmen zur Vermeidung von Messungenauigkeiten. Gegenüber den in der Literatur häufig vorzufindenden integralen Messdaten wird die Spraycharakteristik auch lokal im Spray bestimmt. Dies stellt sowohl bei der Entwicklung skalierungsfähiger Brennerdüsen als auch bei der Bereitstellung von Eingangs- und Validierungsdaten für numerische Simulationen einen entscheidenden Vorteil dar.

## 2 Theoretische Grundlagen und Methodik

Zur Erzeugung eines Sprays wird eine kompakte Flüssigphase mittels eines Zerstäubers über Energiezufuhr in ein gasförmiges Medium beschleunigt. Durch die Interaktion zwischen zu zerstäubendem Fluid und der Gasphase kommt es zum Zerfall der Flüssigkeit in ein Tropfenkollektiv. Abhängig vom Prozess bzw. dem Einsatzzweck, gilt es, das Zerstäuberkonzept hinsichtlich der gewünschten Spraycharakteristik (Tropfengröße, Spraywinkel, Eindringtiefe), den Regel- und Prozessgrößen (Massenstrom, Druck, Temperatur), der Art und Effizienz der Energiebereitstellung (pneumatisch, hydraulisch, mechanisch, elektrisch) sowie der geforderten Standzeit (Abrasion, Verstopfung) zu wählen und ggf. zu optimieren.

### 2.1 Technische Zerstäuberkonzepte

Zerstäuber kommen in einer Vielzahl an industriellen Prozessen zum Einsatz. Die nachfolgend genannten Einsatzgebiete und Prozesse sind aktuell von hoher Bedeutung:

- **Thermo-chemische Prozesse**
  - Energieumwandlung (z. B. Flugstromvergasung)
- **Verbrennungskraftmaschine**
  - Erzeugung elektrischer Energie (z. B. Gasturbinenkraftwerk)
- **Verbrennungsantriebe**
  - Luftfahrtantriebe (z. B. Gasturbine im Strahltriebwerk)
  - motorkraftgetriebene Fahrzeuge (z. B. Ottomotor)
- **Chemische Prozesse**
  - Reaktionen in Gas-Flüssig-Systemen (z. B. Gasreinigung)
- **Sonstige Prozesse**
  - Lackier- und Drucktechnik (z. B. Oberflächenbeschichtung)
  - Lebensmittel- oder Pharmaindustrie (z. B. Sprühtrocknung)

Wozniak [5] unterscheidet, je nach Art der Energiezufuhr, zwischen folgenden Konzepten:

#### **Einstoff-Druckdüsen**

Bei diesem Zerstäuberkonzept wird das zu zerstäubende Fluid mit hohem Druck durch eine Öffnung mit geringem Querschnitt gepresst. Der kompakte Flüssigkeitsstrahl tritt mit hoher Geschwindigkeit aus der Düsenmündung. Bei ausreichender Relativgeschwindigkeit zwischen Flüssigkeit und umgebender Gasphase und/oder Eigenturbulenz kommt es zum Strahlzerfall. Die für den Zerstäubungsprozess erforderliche Energie wird durch die kinetische Energie des zu zerstäubenden Fluids bereitgestellt. Unterstützt werden kann der Strahlzerfall durch Drallbeaufschlagung. Eine detaillierte Beschreibung der relevanten Zerstäubungsmechanismen einer Einstoff-Druckdüse erfolgt in Kapitel 2.5.1.

**Vorteile:** einfache und kompakte Bauart, preiswert, feine Sprays möglich

**Nachteile:** nicht geeignet für viskose oder abrasive Fluide, geringer Regelbereich

#### **Gasgestützte Zerstäuber**

Die Energiezufuhr erfolgt bei gasgestützten Zerstäubern über einen zusätzlichen Gasstrom, welcher bereits innerhalb oder ausschließlich außerhalb der Zerstäuberdüse mit dem zu zerstäubenden Fluid

interagiert. Der energieliefernde Gasstrom wird in der vorliegenden Arbeit als Zerstäubungsmedium bezeichnet. Die Strömungsgeschwindigkeit des zu zerstäubenden Fluids ist wesentlich geringer als die Strömungsgeschwindigkeit des Zerstäubungsmediums. Eine detaillierte Beschreibung der Zerstäubungsmechanismen dieses Düsentyps erfolgt in Kapitel 2.5.2.

**Vorteile:** großer Regelbereich, geeignet für viskose und partikelhaltige Fluide, Entkopplung von Flüssigmassenstrom und resultierendem Tropfengrößenspektrum, Spray mit feinen Tropfen möglich, geringe Neigung zu Abrasion (bauartbedingt)

**Nachteile:** zusätzlicher Gasmassenstrom erforderlich

### Rotationszerstäuber

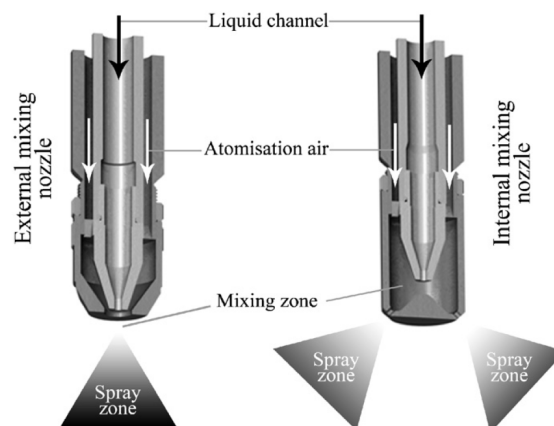
Bei diesem Zerstäuber erfolgt die Energiezufuhr über mechanische Energie. Rotationsenergie fördert das zu zerstäubende Fluid zum Rand einer rotierenden Scheibe oder eines Bechers. Das zu zerstäubende Medium verlässt den Rotationszerstäuber mit hoher kinetischer Energie in Form von Ligamenten und zerfällt im weiteren Verlauf in Tropfen.

**Vorteile:** großer Regelbereich, hochviskose Flüssigkeiten möglich, kein zusätzlicher Gasmassenstrom nötig, verstopfungsfrei, enge Tropfengrößenverteilung

**Nachteile:** nicht geeignet für abrasive Fluide

Darüber hinaus existieren weitere Konzepte wie monodisperse Tropfengeneratoren, siehe Brenn et al. [6], Ultraschallzerstäuber oder elektrostatische Zerstäuber, siehe Lefebvre [7].

Bei der Flugstromvergasung von flüssigen oder suspensionsförmigen Brennstoffen kommen typischerweise gasgestützte Zerstäuber zum Einsatz. Die Anzahl an Medienströmen ist bei der gasgestützten Zerstäubung nicht zwingenderweise auf zwei Ströme begrenzt, allerdings häufig vorzufinden. Diese Bauart wird in der deutschen Literatur als Zweistoffdüse, siehe z. B. Richter [8], und in der englischen Literatur als Twin-fluid atomizer, siehe z. B. Lefebvre [7], bezeichnet. Abhängig vom Ort der Interaktion zwischen Zerstäubungsmedium und zu zerstäubendem Medium (engl.: mixing zone), wird zwischen innenmischenden Zerstäubern und außenmischenden Zerstäubern unterschieden. In Abbildung 2.1 sind beide Bauformen auf Basis der Arbeit von Salman et al. [9] exemplarisch abgebildet.



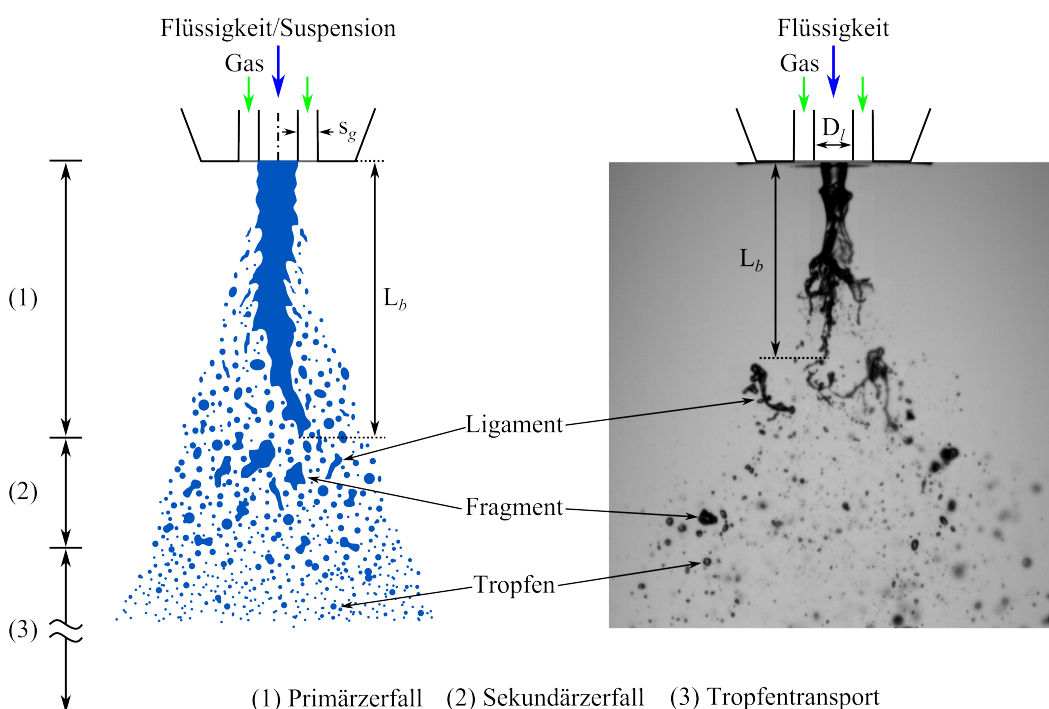
**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellung von Salman et al. [9] einer außenmischenden (links) und einer innenmischenden (rechts) Zweistoffdüse, entnommen aus Hede et al. [10].

Bei außenmischenden Zweistoffdüsen (engl.: external mixing nozzle) strömt das zu zerstäubende Medium meist zentral in einem kreisrunden Strömungskanal. Das Zerstäubungsmedium strömt in einem kreisrunden koaxialen Gasschlitz, mit wahlweiser zur Hauptströmungsachse paralleler oder angestellter Gasführung, zum Düsenaustritt. Dort kommt es zur Interaktion beider Medien. Selten existieren auch außenmischende Zweistoffdüsen (AMD) mit vertauschter Konfiguration der beiden Medienströme, siehe

z. B. Wahono et al. [11]. Bei innenmischenden Zerstäubern (engl.: internal mixing nozzles) kommt es in einem Mischungskanal innerhalb der Düse zum Kontakt zwischen Gas und zu zerstäubendem Medium. Abhängig von der Art der Flüssigkeitszuführung wird bei innenmischenden Zerstäubern zwischen der Standarddüse entsprechend Abbildung 2.1, Filmleger-Düsen, siehe Lefebvre und Ballal [12], sowie Effervescent-Düsen, siehe Sovani et al. [13], unterschieden. Der Wirkungsgrad einer innenmischenden Düse ist, aufgrund der lokal begrenzten Wechselwirkung zwischen Gas und zu zerstäubendem Medium, größer als bei AMD. Beim Einsatz dieser Düsen in thermo-chemischen Prozessen kann es allerdings, insbesondere beim Einsatz des Oxidationsmediums als Zerstäubungsmedium, innerhalb der Düse zur Verstopfung durch Verkokung kommen. Darüber hinaus ist der Einsatz von Suspensionen, aufgrund von Abrasion durch Partikeln, bei innenmischenden Zerstäubern nur begrenzt möglich, siehe Hede et al. [10]. In der vorliegenden Arbeit werden daher ausschließlich AMD untersucht.

## 2.2 Einflussgrößen auf die Zerstäubung

Zerstäubung ist die Zerteilung eines kompakten Fluidvolumens innerhalb eines Gases (kontinuierliche Phase) in Fragmente, Ligamente und Tropfen unterschiedlicher Größe (disperse Phase). Der Zerfall des intakten Flüssigkeitsstrahls wird als Primärzerfall bezeichnet. Die dabei entstehenden Ligamente, Flüssigkeitsfragmente und Tropfen können in der weiteren zeitlichen Abfolge ebenfalls zerfallen. Dieser Prozess wird als Sekundärzerfall bezeichnet und endet nach Unterschreiten einer kritischen Tropfengröße mit stabilen, nahezu runden Tropfen. Die durch Primär- und Sekundärzerfall gebildeten Tropfen können auf ihrer weiteren Flugbahn miteinander interagieren und/oder erfahren eine Phasenumwandlung. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieser Prozess als Tropfentransport bezeichnet. Für den hier relevanten Anwendungsfall einer gasgestützten Zerstäuberdüse sind alle drei genannten Prozesse in Abbildung 2.2 dargestellt. Eine ausführliche Beschreibung der Strahlzerfalldynamik, der Tropfenbildung und des Tropfentransports erfolgt in Kapitel 2.5.



**Abbildung 2.2:** Schematische (links) und reale (rechts) Darstellung des Strahlzerfallsprozesses



Bestimmt werden der Primär- und Sekundärzerfall sowie das Größenspektrum der entstehenden Tropfen durch Wechselwirkungen zwischen destabilisierenden und stabilisierenden Kräften. Bei der gasgestützten Zerstäubung sind dies im Wesentlichen Wechselwirkungen zwischen der aerodynamischen Kraft, einer inneren Kraft, verursacht durch viskoses und elastisches Fluidverhalten, und der Oberflächenspannung. Beeinflusst werden die wirkenden Kräfte durch die Geometrie des gewählten Zerstäuberkonzeptes, durch die physikalischen Eigenschaften der am Zerstäubungsvorgang beteiligten Medien sowie durch die Strömungsbedingungen, welche sich infolge der vorherrschenden Betriebsbedingungen ergeben. Hinsichtlich der Komplexität des Zerstäubungsvorgangs ist es schwer möglich, eine allgemein gültige Aussage über den Einfluss der genannten Parameter auf die Spraycharakteristik zu treffen. Daher ist die nachfolgende Diskussion zum Einfluss der physikalischen Eigenschaften, siehe Kapitel 2.2.1, und den Strömungsbedingungen, siehe Kapitel 2.2.2, auf den Zerstäubungsvorgang, als Grundlage für das Verständnis der vorliegenden Arbeit, rein qualitativ zu verstehen.

### 2.2.1 Physikalische Fluideigenschaften

Flüssigkeiten haben das Bestreben ihre freie Phasengrenzfläche zu minimieren. Ursache hierfür sind intermolekulare Kräfte, die durch die **Oberflächenspannung**  $\sigma$  beschrieben werden. Ein Molekül, das sich im Inneren eines Flüssigkeitsvolumens befindet, ist von gleichartigen Molekülen umgeben. Dies führt zu einem intermolekularen Kräftegleichgewicht. Moleküle, die sich an der Phasengrenzfläche zwischen einer Flüssigkeit und einem Gas oder zwei nicht miteinander mischbaren Flüssigkeiten befinden, erfahren dagegen ein Kräfteungleichgewicht. Dieser energetisch ungünstige Zustand führt zur Minimierung der freien Phasengrenzfläche. Zur Vergrößerung der Phasengrenzfläche um einen Wert  $\Delta A$ , muss eine Energie entsprechend

$$E_A = \sigma \Delta A \quad (2.1)$$

aufgebracht werden. Bei der Zweistoffzerstäubung erfolgt die Energiezufuhr durch eine destabilisierende aerodynamische Kraft. Entsprechend Gleichung (2.1) führt eine Erhöhung der Oberflächenspannung, bei ansonsten gleichbleibenden Bedingungen, somit zu einem größeren Spray, siehe Lefebvre [7] und Hede et al. [10]. Der Einfluss von  $\sigma$  auf den Strahlzerfall und das Tropfengrößenspektrum ist bei geringer aerodynamischer Kraft stärker ausgeprägt als im Vergleich zu hoher Kraft. Betont sei an dieser Stelle, dass die Oberflächenspannung nicht ausschließlich einen stabilisierenden Einfluss auf den Zerstäubungsvorgang hat. Abhängig von der vorherrschenden hydrodynamischen Instabilität kann die Oberflächenspannung den Desintegrationsprozess auch begünstigen, siehe Kapitel 2.4.3.

Eine weitere wichtige physikalische Fluideigenschaft in der Zerstäubungstechnik ist die **dynamische Viskosität**  $\eta$ . Diese Fluideigenschaft beschreibt den Widerstand eines Fluids gegenüber einer Deformation aufgrund von innerer Reibung zwischen den Fluidmolekülen. Je höher die dynamische Viskosität, desto zähflüssiger ist ein Fluid. Abhängig von der Art der Deformation, Scherbelastung oder Zug-/Druckbeanspruchung, wird bei Flüssigkeiten und Suspensionen zwischen der dynamischen Scherviskosität und der Dehnviskosität unterschieden, siehe Abbildung 2.3. Die dynamische Scherviskosität, nachfolgend vereinfacht als Viskosität bezeichnet, ist entsprechend dem Ausdruck

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (2.2)$$

(Newtonsches Gesetz) definiert. In Gleichung (2.2) entspricht  $\tau$  der Schubspannung und  $\dot{\gamma}$  der Scherrate. Letztere ergibt sich aus dem resultierenden Geschwindigkeitsprofil  $\dot{\gamma} = dv_x/dz$  eines, mit der Kraft

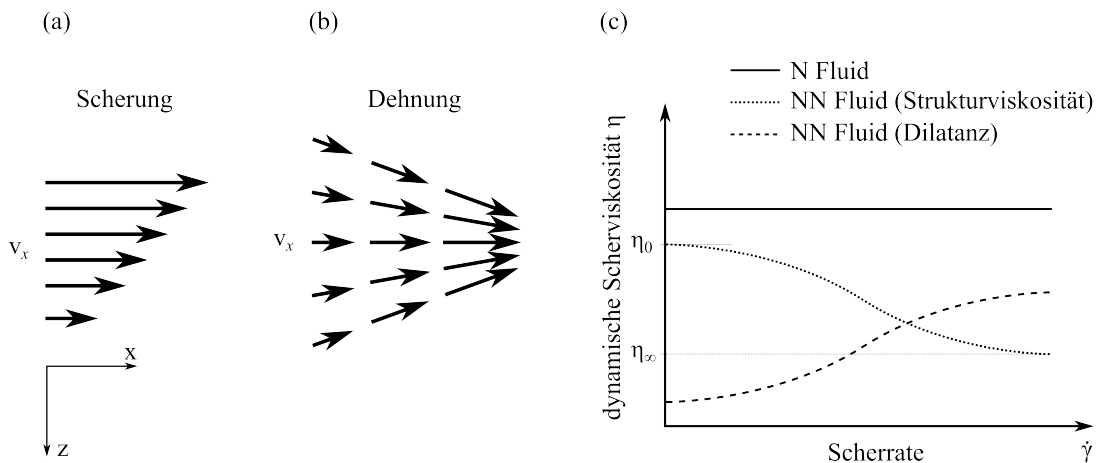
$F_S = \tau A$ , tangential zur Fluidoberfläche  $A$  deformierten Fluidelements, siehe Abbildung 2.3 (a). Besteht ein linearer Zusammenhang zwischen der Schubspannung und der Scherrate ( $\tau = \eta\dot{\gamma}$ ), so wird das Fluid als Newtonsches Fluid (N Fluid) bezeichnet, siehe Mezger [14]. Typische Newtonsche Fluide sind Wasser ( $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$ ) und Glycerin ( $\eta_l \approx 1200 \text{ mPa s}$ ). Besteht ein nicht-linearer Zusammenhang zwischen  $\tau$  und  $\dot{\gamma}$  aufgrund einer scherratenabhängigen Viskosität ( $\eta = f(\dot{\gamma})$ ), wird das Fluid als nicht-Newtonsches Fluid (NN Fluid) bezeichnet, siehe Mezger [14]. Sinkt die Viskosität mit zunehmender Scherrate, so wird das Fluid als strukturviskoses oder auch scherverdünnendes Fluid bezeichnet (z. B. Blut). Dilatanz bezeichnet dagegen das Ansteigen der Viskosität mit steigender Scherrate (z. B. Suspension aus Stärke und Wasser). Ursache für das NN Fließverhalten einiger Fluide ist eine geschwindigkeitsabhängige Ausrichtung von Mikrostrukturen wie langkettigen Molekülen und/oder Makrostrukturen wie Partikeln. In Abbildung 2.3 (c) ist der Fließkurvenverlauf Newtonscher und nicht-Newtonscher Fluide schematisch dargestellt. Trotz der Abhängigkeit der Viskosität von der Scherrate zeigen die meisten NN Fluide im Bereich niedriger Scherbelastung, erster Newtonscher Bereich, und im Bereich hoher Scherraten, zweiter Newtonscher Bereich, je ein Viskositätsplateau mit nahezu konstanter Viskosität. Diese Grenzwerte werden auf Basis von Mezger [14] in der vorliegenden Arbeit als Null-Viskosität ( $\eta_0 = \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow 0} \eta(\dot{\gamma})$ ) sowie als Unendlich-Viskosität ( $\eta_\infty = \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow \infty} \eta(\dot{\gamma})$ ) bezeichnet. Erfährt ein Fluid keine Scherung, sondern eine Dehn- bzw. Kompressionsbeanspruchung, so entspricht der Widerstand gegen das Fließen der Dehnviskosität  $\eta_e$ .

$$\eta_e = \frac{\sigma_N}{\dot{\epsilon}} \quad (2.3)$$

In Gleichung (2.3) entspricht  $\sigma_N$  einer Normalspannung und  $\dot{\epsilon} = dv_x/dx$  der Dehnrage bzw. Dehngeschwindigkeit, siehe Abbildung 2.3 (b). Bei nicht-Newtonschen Fluiden besteht eine Abhängigkeit der Dehnviskosität  $\eta_e = f(\dot{\epsilon})$  von der Dehnrage:

- dehnverdünnend  $\dot{\epsilon} \uparrow \rightarrow \eta_e \downarrow$ ,
- dehnverdickend  $\dot{\epsilon} \uparrow \rightarrow \eta_e \uparrow$ .

Für idealviskose Newtonsche Fluide gilt bei uniaxialer (einachsiger) Dehnung folgender Zusammenhang zwischen Scher- und Dehnviskosität:  $\eta_e = 3\eta$ . Dieser Zusammenhang wird als Trouton-Beziehung bezeichnet, siehe Mezger [14]. Für NN Fluide gilt  $\text{Tr} = \eta_e(\dot{\epsilon})/\eta(\dot{\gamma}) \approx 3$  nur bei nahezu unelastischem Verhalten und ähnlicher Abhängigkeit von  $\eta_e = f(\dot{\epsilon})$  und  $\eta = f(\dot{\gamma})$ . Bei Fluiden mit viskoelastischem Verhalten gilt  $\eta_e(\dot{\epsilon}) > 3\eta(\dot{\gamma})$  und somit  $\text{Tr} > 3$ , siehe Mezger [14]. Viskoelastische Fluide zeichnen sich durch teilweise elastisches und teilweise viskoses Verhalten aus. Diese werden ebenfalls den NN Fluiden zugeordnet. Nach Mezger [14] gilt im Bereich geringer Scherraten auch für viskoelastische Fluide näherungsweise  $\text{Tr} \approx 3$ .



**Abbildung 2.3:** Strömungsvektoren eines Fluids bei Scherung (a) und uniaxialer Dehnung (b). Schematische Darstellung von Fließkurven Newtonscher und nicht-Newtonscher Fluide (c).

Die Viskosität des zu zerstäubenden Mediums  $\eta_l$  hat generell einen stabilisierenden Einfluss auf den Zerstäubungsvorgang. Sie dämpft das Wachstum von Instabilitäten, welche bei Zerstäubungsvorgängen zum Strahlzerfall führen. Auch werden turbulente Fluktuationen in Strömungen mit steigender Viskosität stärker gedämpft. In der Literatur wird berichtet, dass eine Steigerung der Viskosität des zu zerstäubenden Mediums, bei ansonsten gleichbleibenden Betriebsbedingungen, eine Erhöhung der Tropfengröße zur Folge hat, siehe Lefebvre [7].

Eine weitere physikalische Fluideigenschaft mit Einfluss auf den Zerstäubungsvorgang ist die **Fluidichte**  $\rho$ . Bei dieser Stoffgröße wird bei der nachfolgenden Betrachtung aufgrund der Relevanz beider Phasen zwischen Flüssigdicke  $\rho_l$  und Gasdicke  $\rho_g$  unterschieden. Der Einfluss der Flüssigdicke auf den Zerstäubungsvorgang ist im Vergleich zu den zuvor genannten Stoffeigenschaften gering. Untersuchungen zum Einfluss der Flüssigdicke auf die resultierende Tropfengrößenverteilung beim Einsatz gasgestützter Zerstäuberdüsen, wurden von Lorenzetto und Lefebvre [15] im Bereich von  $\rho_l = 800 \text{ kg m}^{-3}$  bis  $\rho_l = 2000 \text{ kg m}^{-3}$  durchgeführt. Die Autoren berichten von einer geringfügigen Abnahme der Tropfengröße mit steigender Flüssigdicke bei konstanten aerodynamischen Bedingungen und konstantem Flüssigkeitsmassenstrom.

Der Einfluss der Gasdicke bzw. des Systemdrucks ( $\rho_g \propto p_{sys}$ ) auf den Zerstäubungsvorgang außenmischer Düsen ist in der Literatur selten untersucht worden. Es wird überwiegend über ein Absinken der Tropfengröße mit steigender Gasdicke bzw. Systemdruck berichtet, siehe z. B. Liu [16]. Betont sei an dieser Stelle, dass die Klärung des Einflusses des Systemdrucks auf den Zerstäubungsvorgang zentrales Thema der vorliegenden Arbeit ist. Siehe Kapitel 6.

### 2.2.2 Strömungsbedingungen

Bei der Zweistoffzerstäubung wird die zur Zerstäubung benötigte Energie durch ein schnellströmendes Gas bereitgestellt. Die Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigströmung ist deutlich geringer als die Austrittsgeschwindigkeit der Gasströmung ( $v_g \gg v_l$ ). Die resultierende Tropfengröße ist somit insbesondere von der mittleren **Gasaustrittsgeschwindigkeit**  $v_g$ , bzw. von der Relativgeschwindigkeit  $v_{rel} = v_g - v_l$  zwischen Gas- und Flüssigphase, abhängig. Zahlreiche numerische und experimentelle Untersuchungen berichten, dass die mittlere Tropfengröße umgekehrt proportional zur Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  bzw.  $v_{rel}$  ist. Aus der Vielzahl an vorhandenen Publikationen zum Einfluss der Gasaustrittsgeschwindigkeit auf die Spraycharakteristik seien exemplarisch die Untersuchungen von Hede et al. [10], Varga et al. [17] sowie Marmottant und Villermaux [18] genannt.

Eine Erhöhung der **Flüssigkeitsaustrittsgeschwindigkeit**  $v_l$  führt bei konstantem Gasmassenstrom dagegen zu einem Anstieg der Tropfengröße im Spray.

## 2.3 Kennzahlen der Zerstäubungstechnik

Zur Beschreibung und Charakterisierung des Zerstäubungsvorgangs werden häufig Kennzahlen eingesetzt. Diese Kennzahlen basieren auf den für die gasgestützte Zerstäubung relevanten Kräften und berücksichtigen die Düsengeometrie ( $L_c$ ), die physikalischen Fluideigenschaften der beteiligten Medien ( $\sigma, \rho_l, \rho_g, \eta_l$ ) sowie die Strömungsbedingungen ( $v_g, v_l$  bzw.  $v_{rel}$ ). Nachfolgend werden die relevanten Kennzahlen unter Berücksichtigung der jeweiligen Bezugssysteme aufgeführt.

Von hoher Relevanz ist das **Massenstromverhältnis** GLR, welches das Verhältnis von Gas- zu Flüssigmassenstrom beschreibt:

$$\text{GLR} = \frac{\dot{M}_g}{\dot{M}_l}. \quad (2.4)$$

Eine Erhöhung des GLR durch Steigerung des Gasmassenstroms bei konstantem Flüssigmassenstrom führt zu einer verbesserten Zerstäubung, siehe z. B. Hede et al. [10]. Das GLR eignet sich insbesondere zur Regelung und Auslegung verfahrenstechnischer Prozesse, bei welchen das Zerstäubungsmedium Reaktionspartner ist (z. B. Flugstromvergasung, Verbrennung). Über die Kontinuitätsbedingung ( $\dot{M} = Av\rho = \text{konstant}$ ) ist das GLR direkt gekoppelt mit der mittleren Gas- und Flüssigkeitsaustrittsgeschwindigkeit. Aufgrund der Abhängigkeit von den Austrittsflächen  $A_g$  und  $A_l$  ist der Einsatz des GLR bei Untersuchungen zum Einfluss der Düsengeometrie daher nicht geeignet. Hierfür eignet sich das **Impulsstromverhältnis**  $J$  von Gas-zu Flüssigphase:

$$J = \frac{\rho_g v_g^2 A_g}{\rho_l v_l^2 A_l}. \quad (2.5)$$

Diese Kennzahl ist für die gasgestützte Zerstäubung entscheidend, da der Impulsstrom des Gases die bei der Zerstäubung wirkende aerodynamische Kraft repräsentiert. Der Impulsstrom der Flüssigkeit ist aufgrund der typischerweise geringen Flüssigkeitsaustrittsgeschwindigkeit wesentlich geringer als der Impulsstrom der Gasphase. Selten wird in der Literatur anstelle des GLR auch das **Impulsstromdichteverhältnis**  $j = \rho_g v_g^2 / \rho_l v_l^2$  zur Beschreibung von Sprays genutzt.

Ein Maß für die Stabilität eines kompakten Flüssigkeitsstrahls oder eines Tropfens gegen den Desintegrationsvorgang ist die **Weber-Zahl**, siehe Gleichung (2.6).

$$\text{We}_i = \frac{v_i^2 \rho_i L_c}{\sigma} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} i \triangleq g \\ i \triangleq l \end{array} \quad (2.6)$$

Die Weber-Zahl beschreibt das Verhältnis von Trägheitskraft ( $F_T \propto L_c^2 \rho_i v_i^2$ ) zur resultierenden Kraft durch die Oberflächenspannung ( $F_\sigma \propto L_c \sigma$ ). Abhängig vom betrachteten Bezugssystem, Gas- ( $i \triangleq g$ ) oder Flüssigphase ( $i \triangleq l$ ), wird bei der Definition der Kennzahl zwischen der Trägheitskraft des inneren Flüssigkeitsstrahls und der von außen angreifenden Trägheitskraft der Gasphase, dem Zerstäubungsmedium, unterschieden. Betont sei an dieser Stelle, dass in der Zerstäubungsliteratur häufig ein erweiterter Ausdruck für die  $\text{We}_g$ -Zahl zu finden ist. Diese unterscheidet sich von der ursprünglichen

Variante durch die Definition der Geschwindigkeitskomponente und wird als aerodynamische Weber-Zahl bezeichnet:

$$\text{We}_{aero} = \frac{v_{rel}^2 \rho_g L_c}{\sigma} \quad \text{mit} \quad v_{rel} = v_g - v_l. \quad (2.7)$$

Die aerodynamische Weber-Zahl ist insbesondere zur Beschreibung gasgestützter Zerstäuber von hoher Relevanz. Abhängig von der Definition der charakteristischen Länge  $L_c$  gilt diese Kennzahl für den Flüssigkeitsstrahl ( $L_c = D_l$ ) oder für den Einzeltropfen ( $L_c = d_{Tr}$ ). Eine erweiterte Betrachtung der Weber-Zahl zur Charakterisierung des Tropfenzerfalls folgt in Kapitel 2.5.3.

Der Strömungszustand eines Systems wird durch die folgende Kennzahl beschrieben:

$$\text{Re}_i = \frac{v_i \rho_i L_c}{\eta_i} \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} i \triangleq g \\ i \triangleq l \end{array}. \quad (2.8)$$

Die **Reynolds-Zahl**  $\text{Re}_i$  setzt Trägheitskraft ( $F_T \propto L_c^2 \rho_i v_i^2$ ) ins Verhältnis zur Zähigkeitskraft ( $F_\eta \propto L_c \eta v_i$ ) und ermöglicht die Charakterisierung einer Strömung hinsichtlich der vorherrschenden Strömungsbedingungen, wie beispielsweise der Turbulenz. Analog zur We-Zahl muss auch bei der Definition der Re-Zahl das Bezugssystem berücksichtigt werden. Zur Definition des charakteristischen Längenmaßes sei an dieser Stelle auf Kapitel 2.7 verwiesen.

Der Einfluss von Stoffeigenschaften auf den Zerstäubungsvorgang wird durch die **Ohnesorge-Zahl** berücksichtigt

$$\text{Oh} = \frac{\eta_l}{\sqrt{\sigma \rho_l L_c}}. \quad (2.9)$$

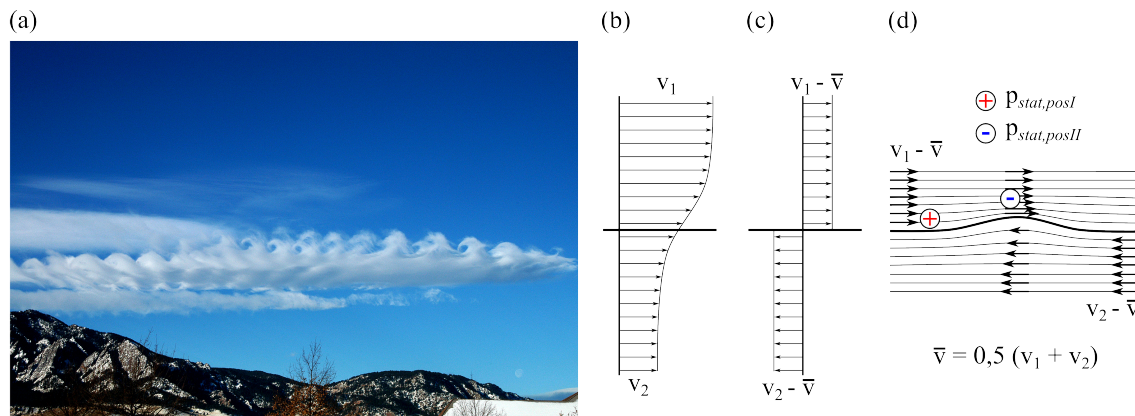
Diese beschreibt das Verhältnis von Zähigkeitskraft ( $F_\eta \propto L_c \eta v_i$ ) zur Wurzel aus dem Produkt der Trägheitskraft ( $F_T \propto L_c^2 \rho_i v_i^2$ ) und der Oberflächenspannung ( $F_\sigma \propto L_c \sigma$ ). Im Rahmen dieser Arbeit wird die Oh-Zahl ausschließlich zur Charakterisierung von Flüssigkeiten oder Suspensionen genutzt. Abhängig von der Definition von  $L_c$  gilt die Oh-Zahl für den Flüssigkeitsstrahl ( $L_c = D_l$ ), siehe Kapitel 2.5.1 und 2.5.2, oder für den Tropfen ( $L_c = d_{Tr}$ ), siehe Kapitel 2.5.3.

## 2.4 Hydrodynamische Instabilitäten

Der Zerfall eines ungestörten Flüssigkeitsstrahls in Ligamente und Fragmente (Primärzerfall: Kapitel 2.5.1 und 2.5.2) und deren weiterer Zerfall in Tropfen (Sekundärzerfall: Kapitel 2.5.3) ist durch hydrodynamische Instabilitäten kontrolliert. Ursprung von Strömungsinstabilitäten sind zufällig entstandene oder künstlich verursachte Störungen, welche abhängig von den Eigenschaften des betrachteten Systems verstärkt oder gedämpft werden. Generell treten Instabilitäten an der Phasengrenzfläche zweier Fluide auf und breiten sich in Form von Wellen in Richtung (longitudinale Welle) oder senkrecht (transversale Welle) zur Hauptströmungsrichtung aus. Die Wellen, deren Amplitude räumlich und zeitlich anwachsen, führen zur Destabilisierung beider Phasen und letztlich zur Ausbildung von Turbulenz. Nachfolgend werden die in dieser Arbeit relevanten hydrodynamischen Instabilitäten vorgestellt.

### 2.4.1 Kelvin-Helmholtz-Instabilität

Strömen zwei geschichtete Fluide mit unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeit, so kommt es an der Grenzfläche zwischen beiden Fluiden zur Ausbildung einer hydrodynamischen Instabilität. Hierbei handelt es sich um eine longitudinale Welle, deren Amplitude in Richtung der schneller strömenden Phase anwächst. Diese Instabilität wird als Kelvin-Helmholtz-Instabilität (KH-Instabilität) bezeichnet und wurde erstmalig von Helmholtz [19] beobachtet und später von Thomson (Baron Kelvin) [20] auf Basis einer Instabilitätsanalyse theoretisch beschrieben. In Abbildung 2.4 (a) ist dieses Phänomen an Wolken zu erkennen. Ursache für die Bildung der charakteristischen Kelvin-Helmholtz-Wellen sind unterschiedliche Strömungsgeschwindigkeiten zwischen oberer Luftschicht und der bodennahen feuchteren Luft.



**Abbildung 2.4:** Kelvin-Helmholtz-Wellen durch Ausbildung einer Luftscherschicht in der Nähe eines Berges (a), Bildquelle: „Kelvin-Helmholtz-Cloud“ von B. Foster [21]; idealisierte Darstellung der KH-Instabilität (b) bis (d)

Die physikalische Interpretation dieses Phänomens lässt sich zunächst unter Vernachlässigung einer real existierenden Grenzschicht, siehe Abbildung 2.4 (b), durch Annahme einer reibungsfreien Strömung (unendlich dünne Grenzschicht) zwischen zwei inkompressiblen Fluiden 1 und 2, siehe Abbildung 2.4 (c), wie folgt erklären: Wird die Scherschicht zwischen beiden Fluiden, wie in Abbildung 2.4 (d) dargestellt, beispielsweise aufgrund einer künstlich verursachten Störung sinusförmig ausgelenkt, so kommt es zur Ausbildung eines Druckgradienten, welcher die Amplitude der sinusförmigen Störung anwachsen lässt. Aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit von Phase 1 im Bereich des Wellenberges bildet sich entsprechend der Bernoullischen Druckgleichung für reibungsfreie, inkompressible Medien

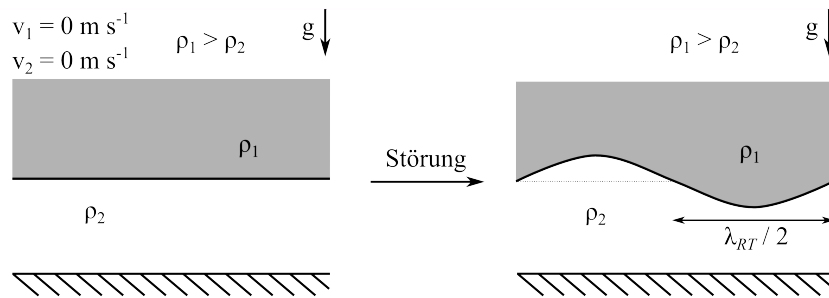
$$p_{dyn} + p_{stat} = \frac{1}{2} \rho_1 v_1^2 + p_{stat} = p_{tot} = \text{konstant} \quad (2.10)$$

ein lokaler statischer Unterdruck aus. Im Bereich des Wellentals bildet sich aufgrund der geringeren lokalen Strömungsgeschwindigkeit dagegen ein höherer statischer Druck ( $p_{stat,posI} > p_{stat,posII}$ ) aus. Die Gewichtskraft und die Oberflächenspannung der Flüssigkeit wirken dem Anwachsen der Amplitude entgegen. Daher kommt es erst ab einer kritischen Relativgeschwindigkeit zum Anwachsen der Störung. Aufgrund der Tatsache, dass für die Ausbildung des Druckgradienten die Relativgeschwindigkeit zwischen Welle und Phase 1 maßgeblich ist, wurde zur Darstellung der Geschwindigkeitsprofile in Abbildung 2.4 (c) und (d) eine Lagrangesche Betrachtungsweise gewählt.

Entgegen der vereinfachten Annahme einer reibungsfreien Strömung muss zur korrekten Beschreibung der Instabilität die Ausbildung einer Grenzschicht zwischen beiden Phasen berücksichtigt werden. Auf diese Problematik wird in Kapitel 2.5.2 detailliert eingegangen.

### 2.4.2 Rayleigh-Taylor-Instabilität

Die Rayleigh-Taylor-Instabilität (RT-Instabilität) ist eine hydrodynamische Instabilität, welche an der Grenzfläche zwischen zwei Fluiden mit unterschiedlicher Dichte auftritt. Wird ein Fluid in Richtung des anderen Fluids beschleunigt, bilden sich Strömungsinstabilitäten, welche turbulente chaotische Bewegungen hervorrufen. Diese hydrodynamische Instabilität wurde zuerst von Strutt (Baron Rayleigh) [22] beobachtet und später von Taylor [23] erweitert. Exemplarisch lässt sich die RT-Instabilität an nachfolgendem Beispiel erklären. Betrachtet wird ein System aus zwei horizontal geschichteten Fluiden mit unterschiedlicher Dichte, siehe Abbildung 2.5.



**Abbildung 2.5:** Fluidkonfiguration zur schematischen Darstellung einer Rayleigh-Taylor-Instabilität

Beide Fluide befinden sich in Ruhe ( $v_1 = v_2 = 0 \text{ m s}^{-1}$ ) und sind der Gravitation ausgesetzt. Unter der Annahme, dass  $\rho_1 < \rho_2$ , ist das System stabil. Wird die Position beider Fluide jedoch entsprechend Abbildung 2.5 getauscht ( $\rho_1 > \rho_2$ ), ist das System instabil. Eine geringe Störung des Systems kann dazu führen, dass beide Fluide die Position relativ zur ursprünglichen Lage tauschen. Das Fluid mit der größeren Dichte wird aufgrund der Gravitationskraft in Richtung des Fluids mit der geringeren Dichte beschleunigt. Stabilisiert wird das System durch die Oberflächenspannung, welche der Gravitationskraft entgegenwirkt. Das betrachtete System ist daher gegenüber geringen Störungen mit kleiner Wellenlänge  $\lambda_{RT}$  stabil. Dieser Zusammenhang lässt sich mit folgender Gleichung beschreiben:

$$\lambda_{RT,krit} = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_1 - \rho_2)}}. \quad (2.11)$$

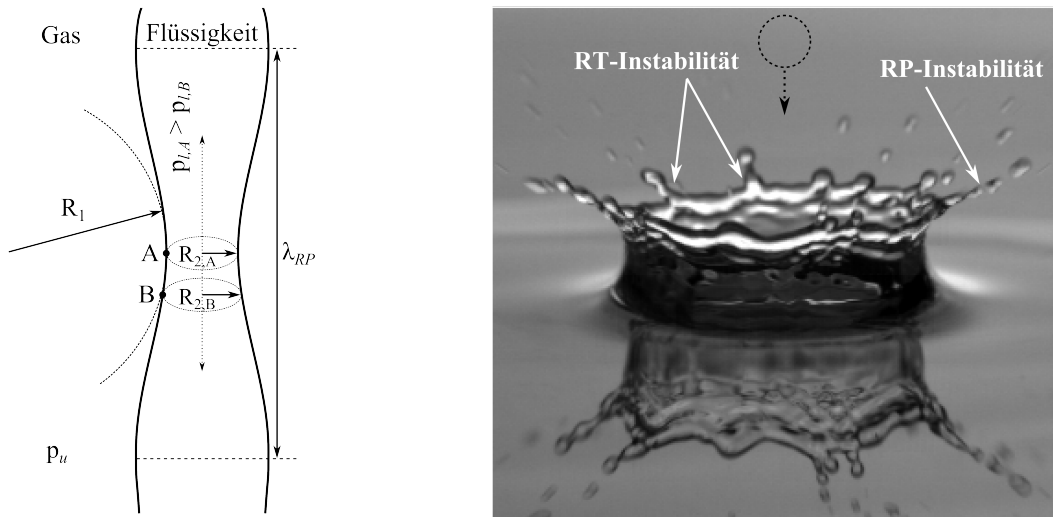
Mit steigender Oberflächenspannung und geringer werdender Dichtedifferenz zwischen beiden Fluiden steigt die kritische Wellenlänge der RT-Instabilität. Störungen mit einer Wellenlänge  $\lambda_{RT} > \lambda_{RT,krit}$  deformieren die Grenzfläche dauerhaft. Gleichung (2.11) stammt aus der Arbeit von Sharp [24] und basiert auf einer Stabilitätsanalyse der physikalischen Größen  $\rho$ ,  $\sigma$  und  $g$ . Die Beschleunigung in Gleichung (2.11) muss nicht zwangsweise durch die Erdbeschleunigung  $g$  erfolgen. Die Beschleunigung kann beispielsweise auch durch ein weiteres Fluid erfolgen. Die Viskosität beider Fluide wird sowohl in der oberen Betrachtung als auch in Gleichung (2.11) vernachlässigt. Angemerkt sei an dieser Stelle, dass bei der Darstellung von Gleichung (2.11) sowie aller nachfolgenden Gleichungen aus der Literatur, die vom jeweiligen Autor gewählte Symbolik an die Nomenklatur dieser Arbeit angepasst wurde.

Ein Beispiel für das Wechselspiel zweier Fluide mit unterschiedlicher Dichte ist kalte Milch in heißem Kaffee. Wird kalte Milch  $\rho_1$  in heißen Kaffee  $\rho_2$  gegossen ( $\rho_1 > \rho_2$ ), entsprechen die resultierenden turbulenten Strukturen (pilzförmige Ausstülpungen) einer RT-Instabilität.

### 2.4.3 Rayleigh-Plateau-Instabilität

Der Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls oder eines Ligaments in Tropfen erfolgt nach der Rayleigh-Plateau-Instabilität (RP-Instabilität), siehe Strutt (Baron Rayleigh) [25]. Diese von der Oberflächenspannung getriebene Instabilität wird auch als Kapillarinstabilität bezeichnet. Triebkraft dieser Instabilität ist die Minimierung der freien Oberflächenspannungsenergie eines Flüssigkeitselements, siehe Kapitel 2.2.1.

Die RP-Instabilität lässt sich ausgehend von Abbildung 2.6 (links) physikalisch begründen.



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung der Rayleigh-Plateau-Instabilität am Beispiel eines zylindrischen Flüssigkeitsligaments (links); Flüssigkeitskrone aus Wasser mit gekennzeichneten hydrodynamischen Instabilitäten (rechts, eigene Darstellung)

Vernachlässigt wird an dieser Stelle der Einfluss der Flüssigkeitsviskosität. Ausgehend von einer Einschnürung der näherungsweise zylindrischen Flüssigkeitsoberfläche aufgrund einer initialen Störung, kann es durch die RP-Instabilität zum Zerfall des Flüssigkeitselements kommen. Dieser Zusammenhang lässt sich mittels der Young-Laplace-Gleichung beschreiben:

$$\Delta p = p_l - p_u = \sigma \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (2.12)$$

Gleichung (2.12) definiert den Zusammenhang zwischen der Druckerhöhung innerhalb eines Flüssigkeitselements relativ zum Umgebungsdruck  $p_u$ , der Oberflächenspannung und der Oberflächenkrümmung. Unter der Annahme einer Störung mit ausreichend großer Wellenlänge  $\lambda_{RP}$  ( $1/R_1 \ll 1/R_2$ ) ist der Flüssigkeitsinnendruck  $p_l$  abhängig vom lokalen Radius  $R_2$  des Flüssigkeitselements. Nach Gleichung (2.12) führt eine Zunahme des Radius ( $R_{2,A} < R_{2,B}$ ) somit zu einer Abnahme des lokalen Flüssigkeitsinnendrucks  $p_l$ . Dieser Druckgradient ( $\Delta p_l = p_{l,A} - p_{l,B} > 0$ ) induziert eine Strömung innerhalb der Flüssigkeit von Position (A) mit geringerem Querschnitt in Richtung einer Position (B) mit größerem Querschnitt. Die RP-Instabilität tritt ebenfalls erst nach Überschreiten einer kritischen Wellenlänge  $\lambda_{RP,krit}$  auf. Für  $\lambda_{RP} < \lambda_{RP,krit}$  gilt die oben getroffene Annahme  $1/R_1 \ll 1/R_2$  nicht mehr. Abhängig vom äußeren Krümmungsradius kann  $p_l$  an einer Position mit geringerem Querschnitt somit geringer sein als der Innendruck an einer Position mit größerem Querschnitt, was zu einer Stabilisierung des Systems führt. In Kapitel 2.5.1 wird auf die Theorie zur Berechnung der kritischen Wellenlänge mittels linearer Stabilitätsanalyse detailliert eingegangen.

In Abbildung 2.6 (rechts) ist eine hydrodynamische Instabilität dargestellt, welche sich durch den Einschlag eines Flüssigkeitstropfens auf einem Flüssigkeitsfilm bildet. Diese Instabilität ähnelt dem



Erscheinungsbild einer Krone. Ausgehend von der Impulsübertragung des Tropfens auf die Flüssigkeitsoberfläche, wird die Flüssigkeit durch die oberflächenspannungsinduzierte Rückstellkraft in Richtung der umgebenden Gasphase beschleunigt. Der sich formierende ringförmige Flüssigkeitsfilm wird am Rand instabil und bildet Flüssigkeitsfäden, welche an einer bestimmten Position einschnüren und als Tropfen die Krone verlassen. Dieser Zerfallsmechanismus erfolgt nach der beschriebenen Rayleigh-Plateau-Instabilität. Die Bildung der Flüssigkeitsfäden am Rand des ringförmigen Flüssigkeitsfilms erfolgt dagegen nach der zuvor beschriebenen Rayleigh-Taylor-Instabilität, siehe Kapitel 2.4.2.

## 2.5 Beschreibung der Strahlzerfalldynamik, der Tropfenbildung und deren Transport

Aufgrund der Tatsache, dass die räumliche Verteilung des zu zerstäubenden Fluids und die Tropfengrößenverteilung des entstehenden Sprays maßgeblich von den Prozessen Primärzerfall, Sekundärzerfall und Tropfentransport bestimmt wird, folgt eine ausführliche Betrachtung dieser Prozesse. Aufgrund der in dieser experimentellen Arbeit relevanten kreisrunden Strahlaustrittsgeometrie, wird nachfolgend ausschließlich die Strahlzerfalldynamik von zylindrischen Flüssigkeitsstrahlen beschrieben.

### 2.5.1 Mechanismen der Primärzerstäubung in ruhender Gasumgebung

Der einfachste Fall der Tropfenbildung ist das Abtropfen einer Flüssigkeitsmenge mit geringem Durchsatz unter Einwirkung der Gravitationskraft aus einer Kapillare mit dem Durchmesser  $D_l$ . Wird die Kapillare mit geringen Strömungsgeschwindigkeiten durchströmt, bildet sich am Ende der Kapillare ein Flüssigkeitstropfen, dessen Volumen stetig ansteigt. Dieser Flüssigkeitstropfen schnürt langsam ein und reißt bei Erreichen eines bestimmten Tropfendurchmessers  $d_{Tr}$  von der Kapillare ab. Dieser Durchmesser kann für eine Flüssigkeit mit der Oberflächenspannung  $\sigma$  und der Flüssigdicke  $\rho_l$  unter Berücksichtigung des benetzten Kapillardurchmessers  $D_l$  aus einer Kräftebilanz, der aus der Oberflächenspannung resultierenden Kraft  $F_\sigma = \sigma\pi D_l$  und der Schwerkraft  $F_G = (\pi/6)d_{Tr}^3\rho_l g$ , berechnet werden:

$$d_{Tr} = \left( \frac{6D_l\sigma}{\rho_l g} \right)^{1/3}. \quad (2.13)$$

Die Produktion beliebig großer Tropfen durch Vergrößerung des Kapillardurchmessers  $D_l$  ist nicht möglich. Ab einem kritischen Kapillardurchmesser kommt es zum Auslaufen der Flüssigkeit. In diesem instabilen Zustand ist die Bildung einer geschlossenen Flüssigkeitsoberfläche durch die Oberflächenspannung nicht mehr möglich. Nach Gleichung (2.13) hat die Viskosität der Flüssigkeit keinen Einfluss auf die gebildete Tropfengröße. Diese Annahme ist für eine geringe Ausströmgeschwindigkeit der Flüssigkeit gerechtfertigt, siehe Richter [8]. Tropfenbildung durch Abtropfen ist in technischen Anwendungen weniger relevant.

Mit Steigerung der Ausströmgeschwindigkeit kommt es ab Überschreiten des Gleichgewichts zwischen dynamischem Druck der Flüssigkeit  $p_{dyn} = 1/2 \rho_l v_l^2$  und Tropfeninnendruck  $p_l = 4\sigma/d_{Tr}$  zum Ausfließen des Flüssigkeitsstrahls. Der Übergang vom Abtropfen zur Strahlbildung erfolgt unter Vernachlässigung der Schwerkraft ab einer kritischen Weber-Zahl  $We_{l,krit} = (v_l^2 \rho_l d_{Tr})/\sigma = 8$ . Für  $We_l > We_{l,krit}$  ist der Mechanismus, welcher zum Zerfall des Strahls führt, abhängig von der Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit aus der Kapillare bzw. der Düse. Generell wird zwischen vier unterschiedlichen Zerfallsregimen unterschieden, siehe Reitz [26]. Sowohl Strahlzerfallslänge  $L_b$  als auch

die sich bildenden Tropfengrößen werden maßgeblich durch das jeweilige Zerfallsregime bestimmt. Daher ist die experimentelle und theoretische Untersuchung der Zerfallsregime Gegenstand zahlreicher Arbeiten. Ein Überblick hierzu ist in der Arbeit von Dumouchel [27] zu finden. Ziel dieser Arbeiten ist es, den Zerfallsprozess der Flüssigkeit, verursacht durch räumlich und/oder zeitlich anwachsende Störungen, mittels physikalischer Modelle zu beschreiben. Kenntnisse über die Zerfallsmechanismen eines Flüssigkeitsstrahls sind entscheidend für die Abschätzung der aus dem Desintegrationsprozess resultierenden Größen, wie beispielsweise des mittleren Tropfendurchmessers des Sprays.

Erste Arbeiten auf diesem Gebiet kamen von Rayleigh [25]. Er betrachtete den Zerfall eines laminaren niederviskosen Flüssigkeitsstrahls mit geringer Austrittsgeschwindigkeit  $v_l$ . Rayleigh klärte zunächst die Frage, ob Störungen der Flüssigkeitsoberfläche die Oberflächenenergie  $E_A$  im Vergleich zum ungestörten ursprünglichen Flüssigkeitsstrahl  $E_{A,0}$  vermindern. Führt eine beliebige Störung auf der Strahloberfläche zu einer Abnahme der Oberfläche, so ist die potentielle Oberflächenenergie  $\Delta E_A = E_A - E_{A,0}$  negativ und die Störung überführt das System in den Zustand mit geringerer Oberflächenenergie. Rayleigh betrachtete zwei unterschiedliche Störungen der Strahlgeometrie theoretisch: eine achsensymmetrische Wellenbewegung sowie eine nicht-achsensymmetrische sinusförmige Wellenbewegung des Flüssigkeitsstrahls. Eine sinusförmige Wellenbewegung des Flüssigkeitsstrahls führt bei konstantem Strahlradius zu keiner Oberflächenänderung und daher zu keiner Abnahme der potentiellen Oberflächenenergie. Die Änderung des Strahldurchmessers entlang der Strömungskordinate im Fall der achsensymmetrischen Wellenbewegung führt dagegen zu einer Änderung der Strahloberfläche und somit zu einer Änderung der potentiellen Oberflächenenergie. Rayleigh bewies mittels Gleichung (2.14) unter Vernachlässigung der Gravitation und der umgebenden Gasphase, dass alle achsensymmetrischen Störungen, deren Wellenlänge  $\lambda$  größer als der Strahlumfang ist  $\lambda > \pi D_l$  (Wellenzahl  $k = 2\pi/\lambda < 1$ ), zu einer Abnahme der Oberflächenenergie ( $\Delta E_A < 0$ ) führen und somit verstärkt werden.

$$\Delta E_A = \frac{\epsilon^2}{2D_l^2} \left( \left( k \frac{D_l}{2} \right)^2 - 1 \right) E_{A,0} \quad (2.14)$$

Außerdem zeigte Rayleigh mittels linearer Stabilitätsanalyse, dass Störungen bestimmter Wellenlängen den Zerfallsprozess dominieren. Diese Wellenlänge wird als instabilste Wellenlänge  $k_{max}$  bezeichnet und kann der Instabilität mit der größten Wachstumsrate  $\omega_{max}$  zugeordnet werden. Der physikalische Zusammenhang zwischen Wachstumsrate  $\omega$  und Wellenzahl  $k$  wird durch Dispersionsrelation beschrieben. Mathematisch wird die Dispersionsrelation mittels Stabilitätsanalyse bestimmt. Die von Rayleigh ermittelte maximale Wachstumsrate ist:

$$\omega_{max} = 0,97 \left( \frac{\sigma}{\rho_l D_l^3} \right)^{1/2}. \quad (2.15)$$

Die für einen Strahlzerfall optimale Störwellenlänge ist entsprechend  $\omega_{max}$  nach folgender Gleichung

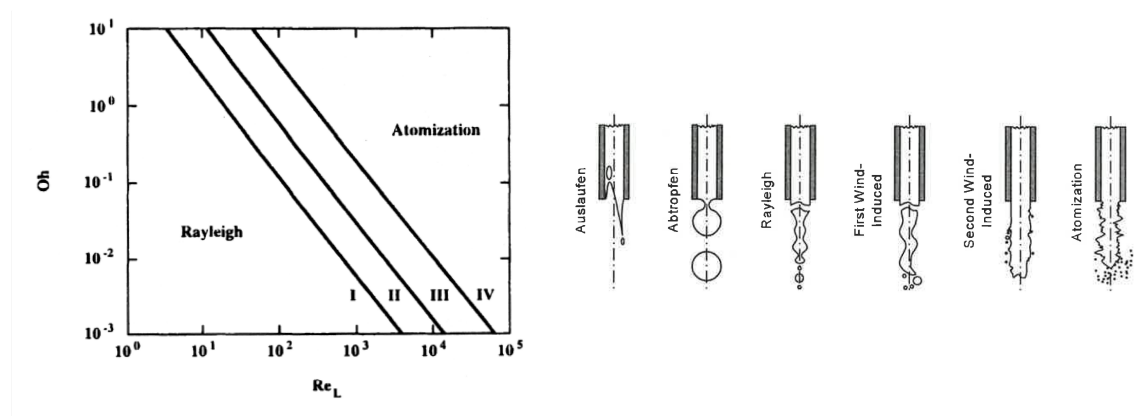
$$\lambda_{opt} = 4,51 D_l \quad (2.16)$$

definiert. Die Gleichungen (2.14) bis (2.16) sind der Arbeit von Eggers und Villermaux [28] entnommen. Das nach dem Mechanismus der RP-Instabilität vom Strahl abgerissene Flüssigelement der Länge  $\lambda_{opt}$  relaxiert aufgrund der Oberflächenspannung zu einem sphärischen Tropfen. Unter der Annahme, dass sich aus dem näherungsweise zylindrischen Flüssigkeitsvolumen ein Tropfen gleichen Volumens bildet, ergibt sich die resultierende Tropfengröße nach  $d_{Tr} = 1,89 D_l$ . Eine ausführliche Herleitung der

Gleichungen (2.14), (2.15) und (2.16) nach der linearen Stabilitätstheorie ist ebenfalls in der Arbeit von Eggers und Villermaux [28] zu finden. Für reale Anwendungsfälle gilt die Gleichung zur Berechnung der resultierenden Tropfengröße nur in erster Näherung. In der Realität bilden sich aufgrund nicht-linearer Effekte zwischen den Haupttropfen sogenannte Satellitentropfen mit kleineren Durchmessern. Dies beeinflusst die resultierende Tropfengrößenverteilung. Unter Berücksichtigung nicht-linearer Gleichungsterme können die sich bildenden Satellitentropfen berücksichtigt werden. Hierzu muss jedoch die deutlich komplexere, nicht-lineare Stabilitätsanalyse durchgeführt werden, siehe Mansour und Lundgren [29]. Zudem gilt die Rayleigh-Theorie nur für einen begrenzten Anwendungsbereich: (i) geringe Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit, (ii) vernachlässigbare Viskosität, (iii) kein Einfluss der Gravitation und (iv) der umgebenden Gasphase. Eine detailliertere Beschreibung des Strahlerfalls bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten der Flüssigkeit erfolgte durch Weber [30]. Weber erweiterte die theoretische Analyse von Rayleigh um den Parameter Viskosität der Flüssigkeit  $\eta_l$ . Entsprechend Rayleigh vernachlässigt auch Weber den Einfluss der umgebenden Gasphase. Die mathematische Berechnung von Wachstumsrate und entsprechender Wellenlänge (Dispersionsrelation) mittels linearer Stabilitätsanalyse erfolgt ebenfalls unter der Annahme von achsensymmetrischen Störungen auf der Strahloberfläche. Aus der Stabilitätsanalyse von Weber geht hervor, dass Störungen mit einer Wellenlänge kleiner dem Strahlfumfang  $\lambda < \pi D_l$  von der Oberflächenspannung gedämpft werden. Wellenlängen größer  $\lambda_{min} = \pi D_l$  werden dagegen verstärkt. Diese Aussage entspricht der Theorie von Rayleigh. Die von Weber berechnete optimale Wellenlänge ist unter Berücksichtigung von  $\eta_l$  wie folgt definiert:

$$\lambda_{opt} = \sqrt{2}\pi D_l \left( 1 + \frac{3\eta_l}{\sqrt{\sigma\rho_l D_l}} \right). \quad (2.17)$$

Aus Gleichung (2.17) ist zu erkennen, dass die optimale Wellenlänge mit der Viskosität der Flüssigkeit steigt. Dies resultiert in einem Anstieg der Tropfengröße mit steigender Viskosität. Weber stellte bei seinen Untersuchungen zudem fest, dass die umgebende Gasphase aufgrund von Reibung ebenfalls einen Einfluss auf die Strahldeformation und die sich bildenden Tropfengrößen hat. Die Relativgeschwindigkeit zwischen Flüssigkeitsstrahl und Gasphase führt zu einer Reduzierung der minimalen  $\lambda_{min}$  und optimalen  $\lambda_{opt}$  Wellenlänge. Eine weitere Erkenntnis der Untersuchungen von Weber zeigte, dass es ab einer kritischen Geschwindigkeit der Flüssigkeit zur Transformation der achsensymmetrischen Wellenbewegung zu einer nicht-achsensymmetrischen Wellenbewegung kommt, siehe Abbildung 2.7.



**Abbildung 2.7:** Strahlerfallsregime in ruhender Gasumgebung der Einteilung nach Reitz [26] (links): (I) Rayleigh-Zerfall, (II) Erster Windinduzierter Bereich, (III) Zweiter Windinduzierter Bereich, (IV) Zerstäubung. Schematische Darstellung (rechts) ist Kufferath [31] entnommen.

Diese sinusförmige Deformation des Strahls erfolgt durch eine ungleiche Verteilung des statischen Drucks stromab des Flüssigkeitsstrahls, aufgrund lokal unterschiedlich hoher Gasgeschwindigkeiten, siehe Gleichung (2.10). Der Einfluss der Gasumgebung wurde von Haenlein [32] durch eine experimentelle Untersuchung bestätigt. Ausgehend vom Strahlzerfall bei sehr geringer Ausströmgeschwindigkeit durch den RP-Mechanismus, nimmt der Einfluss der umgebenden Gasphase auf den Strahlzerfall mit steigendem  $v_l$  zu. Nach Haenlein kommt es zunächst zur Ausbildung einer achsensymmetrischen Aufwellung des Strahls. Diese wird mit steigender Austrittsgeschwindigkeit intensiviert und geht in eine nicht-achsensymmetrische Aufwellung des Strahls über. Bei weiterer Steigerung der Geschwindigkeit kommt es auf der Strahloberfläche zur Ausbildung von kurzwelligen Oberflächenwellen ( $\lambda \ll D_l$ ). Aufgrund dieser Instabilitäten zerfällt der Strahl in einigem Abstand in kleine Tropfen. Bei noch höherer Austrittsgeschwindigkeit kommt es letztendlich zum düsennahen Zerfall des Flüssigkeitsstrahls in kleine Tropfen. Die Desintegration des Strahls erfolgt in diesem Fall aufgrund von Turbulenz der Flüssigkeit und der zuvor beschriebenen aerodynamischen Kraft, siehe Lefebvre [7]. Die beiden letzten genannten Zerfallsarten werden, wie diejenigen davor, ebenfalls von den Stoffgrößen  $\sigma$ ,  $\rho_l$  und  $\eta_l$  beeinflusst.

Die Übergänge in die jeweiligen Zerfallsregime sind fließend. Dennoch existieren in der Literatur Ansätze, mit welchen sich die unterschiedlichen Zerfallsregime in Abhängigkeit der relevanten Einflussgrößen ( $v_l$ ,  $\sigma$ ,  $\eta_l$ ,  $\rho_g$ ,  $\rho_l$ ,  $D_l$ ) quantitativ beschreiben lassen. Diese basieren überwiegend auf experimentellen Untersuchungen. Als Referenz für die Eindüsung eines kompakten Flüssigkeitsstrahls durch einen Flüssigkeitskanal mit kreisrundem Querschnitt in ruhende Gasatmosphäre, gilt aktuell die Arbeit von Reitz [26]. Auf der Basis vorhergehender Arbeiten von Haenlein [32] und Ohnesorge [33], definiert Reitz in Abhängigkeit der Ohnesorge-Zahl  $Oh = \eta_l / \sqrt{\sigma \rho_l D_l}$  und der Reynolds-Zahl  $Re_l = v_l \rho_l D_l / \eta_l$  die in Abbildung 2.7 dargestellten Regime. Die folgende Beschreibung der Regime basiert auf den Arbeiten von Lefebvre [7], Reitz [26] und Liu [16].

### **Abtropfen**

Die einfachste Art der Tropfenbildung erfolgt bei sehr geringer Ausströmgeschwindigkeit durch den Einfluss der Gravitationskraft. Die entstehenden Tropfen sind nahezu monodispers und größer als der Strahldurchmesser.

### **(I) Rayleigh-Zerfall (engl.: Rayleigh regime)**

Der Zerfall des Flüssigkeitsstrahls wird verursacht durch das Wachstum achsensymmetrischer Wellen. Initiiert wird dieses Regime durch zufällige oder initiierte Störungen der Flüssigkeit. Die Oberflächenspannung wirkt destabilisierend. Der Strahlzerfall findet in deutlicher Entfernung zum Düsenaustritt statt. Der sich bildende Tropfendurchmesser ist größer als der Strahldurchmesser und nahezu monomodal.

### **(II) Erster Windinduzierter Bereich (engl.: First Wind Induced regime)**

Mit steigender Flüssigkeitsaustrittsgeschwindigkeit steigt der Anteil der aerodynamischen Kraft im Verhältnis zur Kraft resultierend aus der Oberflächenspannung. Es kommt zur Ausbildung achsensymmetrischer und nicht-achsensymmetrischer, sinusförmiger Wellen, aufgrund einer ungleichen Verteilung des statischen Drucks entlang des Flüssigkeitsstrahls. Diese Oszillation des Flüssigkeitsstrahls führt, in einigem Abstand zum Düsenmund, zum Zerfall des Strahls in nahezu gleichgroße Tropfen. Der Durchmesser der sich bildenden Tropfen ist in der Größenordnung des Flüssigkeitsstrahls am Düsenaustritt  $D_l$ .

### **(III) Zweiter Windinduzierter Bereich (engl.: Second Wind Induced regime)**

Weitere Erhöhung der aerodynamischen Kraft durch Steigern der Austrittsgeschwindigkeit führt zur

Ausbildung von kurzwelligen Störungen (KH-Instabilität) nahe des Strahlaustritts. Aufgrund dieser Wellenbildung kommt es zum Abreißen von Flüssigfragmenten und kleinen Tropfen direkt von der Strahloberfläche. Initiiert werden die kurzwelligen Störungen durch Turbulenz innerhalb des Flüssigkeitsstrahls sowie durch die wirkende aerodynamische Kraft. Das entstehende Spray ist polydispers. Die mittlere Tropfengröße ist kleiner als der Strahldurchmesser  $D_l$ .

#### **(IV) Zerstäubung (engl.: Atomization regime)**

In diesem Regime kommt es aufgrund sehr hoher Austrittsgeschwindigkeiten zu einem plötzlichen, regellosen Zerfall des Flüssigkeitsstrahls am Düsenaustritt in Tropfen, deren Durchmesser wesentlich kleiner als der Strahldurchmesser ist. Der tatsächliche dominierende Zerfallsmodus ist aktuell nicht bekannt. Diese Art des Strahlzerfalls hat die höchste technische Relevanz, z. B. bei der Kraftstoffeinspritzung in Diesel- oder Ottomotoren.

Die bisherige Beschreibung der Zerfallsregime gilt streng für Einstoff-Druckdüsen. Diese Zerstäuberart bildet die Grundlage für die Beschreibung der in dieser Arbeit relevanten gasgestützten Zerstäuberdüsen.

### **2.5.2 Mechanismen der Primärzerstäubung in strömender Gasumgebung**

Bei der gasgestützten Zerstäubung wird die für den Zerfallsprozess der Flüssigkeit oder Suspension benötigte Energie durch das schnellströmende Zerstäubungsmedium bereitgestellt. Das zu zerstäubende Medium strömt dagegen bei deutlich geringeren Strömungsgeschwindigkeiten aus der Zerstäuberdüse. Für die in dieser Arbeit relevanten außenmischenden Zweistoffdüsen erfolgt die Interaktion des Zerstäubungsmediums mit der zu zerstäubenden Flüssigkeit außerhalb der Düse, siehe Abbildung 2.1 in Kapitel 2.1. Die aus der Düse austretende Flüssigkeit wird zunächst beschleunigt und zerfällt dann aufgrund intensiver Wechselwirkungen mit der Gasphase in Ligamente, Fragmente und Tropfen. Dieser Prozess erfolgt abhängig von den Fluideigenschaften und Betriebsbedingungen nach unterschiedlichen Zerfallsregimen. Eine Klassifizierung analog zu Kapitel 2.5.1 ist bei der gasgestützten Zerstäubung nur bedingt möglich. Zum einen unterscheiden sich die Zerfallsphänomene ab Überschreiten einer gewissen Gasaustrittsgeschwindigkeit signifikant von denen in Kapitel 2.5.1. Zum anderen berücksichtigt keine der oben genannten Kennzahlen die Relativgeschwindigkeit  $v_{rel}$  am Düsenaustritt zwischen Gas-  $v_g$  und Flüssigphase  $v_l$ . Eine Klassifizierung der Zerfallsregime unter Berücksichtigung der Relativgeschwindigkeit bei der Zerstäubung zylindrischer Flüssigkeitsstrahlen erfolgte erstmals durch die Autoren Faragó und Chigier [34]. Basierend auf der experimentellen Untersuchung der gasgestützten Zerstäubung eines zylindrischen Wasserstrahls ( $s_g \approx 4,4$  mm,  $D_l \approx 1$  mm,  $\alpha_D \approx 0^\circ$ ) identifizierten die Autoren mittels Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera folgende drei Hauptregime und zwei Untergruppen:

#### **Rayleigh-Zerfall (engl.: Rayleigh-type regime)**

Dieser Zerfallsmodus tritt bei geringen aerodynamischen Weber-Zahlen auf und ähnelt dem Zerfall eines zylindrischen Flüssigkeitsstrahls in ruhender Gasumgebung, siehe Kapitel 2.5.1. Ausgehend von einer Aufwellung des intakten Flüssigkeitsstrahls durch eine wirkende aerodynamische Kraft erfolgt die Abtrennung von Tropfen nach der in Kapitel 2.4.3 beschriebenen RP-Instabilität. Der mittlere Tropfendurchmesser des entstehenden Tropfenkollektivs entspricht circa dem Strahldurchmesser des initialen Flüssigkeitsstrahls. Der maximal vorkommende Tropfendurchmesser ist circa doppelt so groß. Tropfenbildung durch vorherige Bildung von Membranen oder fadenartiger Ligamente ist in diesem Regime ausgeschlossen. Abhängig von der Ausrichtung der in Strömungsrichtung auftretenden Aufwellung des Flüssigkeitsstrahls, unterscheiden die Autoren zwischen zwei Unterregimen: Dem

**achsensymmetrischen Rayleigh-Zerfall** (engl.: axisymmetric Rayleigh-type breakup – varicose waves) und dem **nicht-achsensymmetrischen Rayleigh-Zerfall** (engl.: non-axisymmetric Rayleigh-type breakup – sinuous waves).

Kriterium: achsensymmetrischer Rayleigh-Zerfall  $We_{aero} < 15$  [34]

Kriterium: nicht-achsensymmetrischer Rayleigh-Zerfall  $15 < We_{aero} < 25$  [34]

### **Membranzerfall (engl.: Membrane-type regime)**

Ausgehend vom nicht-achsensymmetrischen Rayleigh-Zerfall kommt es bei weiterer Steigerung von  $We_{aero}$  zur Ausbildung von einer oder mehreren Membran(en) am Flüssigkeitsstrahl. Der Vorgang des Membranzerfalls lässt sich in vier zeitlich aufeinanderfolgende Teilschritte unterteilen:

- (1) Ausbildung der Membran ausgehend von einem Flüssigkeitsstauungspunkt durch z. B. (i) eine nicht-achsensymmetrische Aufwölbung des Flüssigkeitsstrahls, oder (ii) eine longitudinale Welle (KH-Instabilität) mit großer Amplitude.
- (2) Anwachsen der Membran in Strömungsrichtung mit gleichzeitiger Akkumulation von Flüssigkeit am Rand der Membran. Der Durchmesser der zylindrischen Flüssigkeitsansammlung ist nach Faragó und Chigier [34] geringer als der Strahldurchmesser.
- (3) Bersten der Membran an der Position mit geringster Dicke führt zur Ausbildung eines feinen Sprayanteils mit enger Tropfengrößenverteilung.
- (4) Zerfall der zylindrischen Flüssigkeitsansammlung via RP-Instabilität in Tropfen, welche eine Größenordnung kleiner sind im Vergleich zum Flüssigkeitsstrahl, siehe Faragó und Chigier [34].

Der Membranzerfall ist vergleichbar mit dem in Kapitel 2.5.3 beschriebenen Taschenzerfall von Tropfen.

Kriterium: Membranzerfall  $25 < We_{aero} < 70$  [34]

### **Fadenzerfall (engl.: Fiber-type regime)**

Zweistoffdüsen für technisch relevante Anwendungen werden häufig in diesem Zerfallsregime betrieben. Charakterisiert wird dieses Regime durch die Ausbildung dünner fadenartiger Ligamente, welche sich entlang des Strahlumfangs aus dem intakten Flüssigkeitsstrahl ablösen, siehe Abbildung 2.8. Die entstehenden Ligamente können weiter stromab via RP-Instabilität zu feinen Tropfen zerfallen. Intensiviert wird dieser Zerfallsmodus durch Steigerung der Relativgeschwindigkeit. Bei ausreichend hoher aerodynamischer Kraft durch das Zerstäubungsmedium desintegriert der komplette Flüssigkeitsstrahl entsprechend diesem Zerfallsmodus. Schwächt der Impuls der Gasphase mit steigendem Abstand zum Düsenmund ab, wellt sich der verbleibende Flüssigkeitskern auf und zerfällt analog dem nicht-achsensymmetrischen Rayleigh-Zerfall.

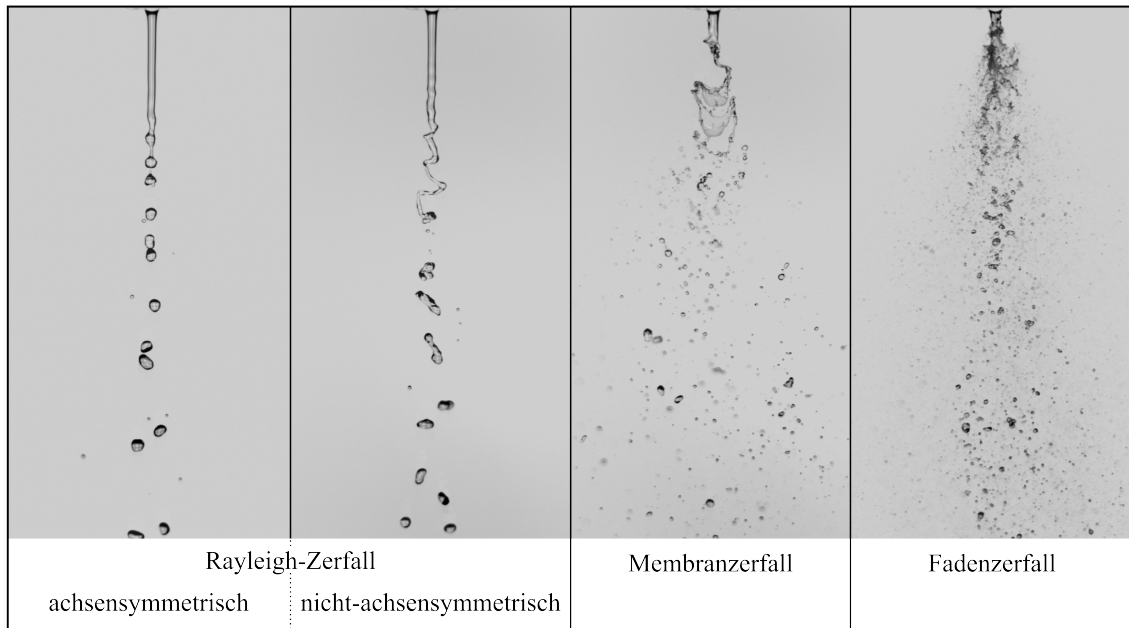
Kriterium: Fadenzerfall  $We_{aero} > 70$  [34]

Bedingt durch die zeitlich und räumlich periodische Anhäufung von Flüssigkeitsmasse während des Primärzerfalls, bilden sich im resultierenden Spray Regionen mit geringer und hoher Spraydichte aus. Diese periodische Schwankung der Spraydichte wird von den Autoren Faragó und Chigier [34] als eine Art Strukturpulsation interpretiert und führt zur Definition der Unterregime **Pulsieren** (engl.: Pulsating) und **Super-Pulsieren** (engl.: Super-pulsating). Das Regime **Pulsieren** gilt als der zerstäubungsübliche Modus und kommt in oben genannten Zerfallsregimen vor.

Kriterium: Super-Pulsieren  $Re_l / \sqrt{We_{aero}} < 100$  [34]

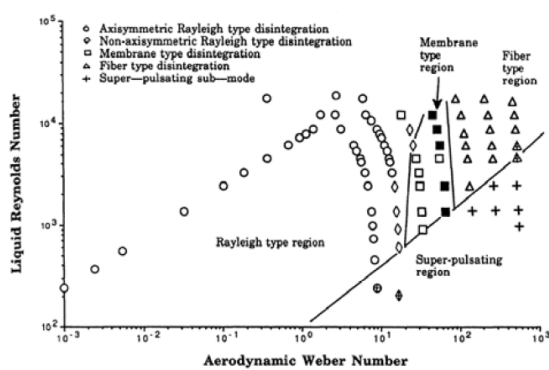
Die Klassifizierung dieser Regime erfolgt entsprechend des Diagramms in Abbildung 2.9 (a) als Funktion der Reynolds-Zahl ( $Re_l = 200$  bis  $Re_l = 20000$ ) und der aerodynamischen Weber-Zahl ( $We_{aero} = 0,001$  bis  $We_{aero} = 600$ ).

Abbildung 2.8 dient der Verdeutlichung der einzelnen Zerfallsregime. Die Aufnahmen sind bei der Zerstäubung von Wasser entstanden. Der eingesetzte Zerstäuber ist eine AMD.



**Abbildung 2.8:** Strahlzerfallsregime in strömender Gasumgebung (eigene Darstellung)

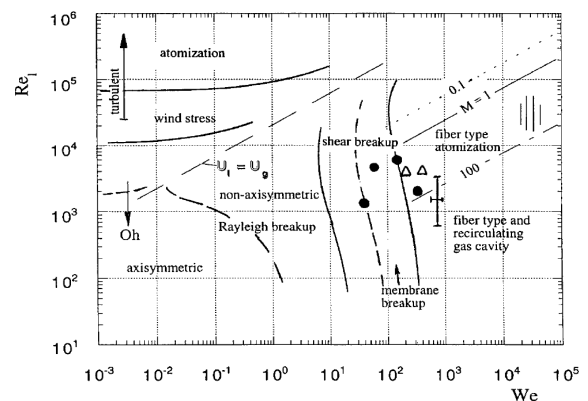
Die Einordnung der Primärzerfallsregime nach Faragó und Chigier als Funktion von  $Re_l$  und  $We_{aero}$  galt bis zu den Untersuchungen von Hopfinger und Lasheras [35, 36] als aktueller Stand der Forschung. Hopfinger und Lasheras verdeutlichten mit experimentellen Untersuchungen zum zylindrischen Strahlzerfall von Wasser mittels einer außenmischenden Zweistoffdüse ( $s_g = 0,7$  mm,  $D_l = 3,5$  mm,  $\alpha_D = 0^\circ$ ) den Einfluss des Impulsstromdichteverhältnisses  $j = (\rho_g v_g^2) / (\rho_l v_l^2)$  auf den vorherrschenden Primärzerfallsmodus. In Abbildung 2.9 (b) ist das erweiterte Diagramm der Autoren Lasheras und Hopfinger abgebildet. Erwähnt sei, dass die Weber-Zahl in diesem Fall nicht mit  $v_{rel}$  sondern mit  $v_g$  definiert ist. Dieser Unterschied ist aufgrund der Tatsache, dass in den durchgeführten Experimenten  $v_g \gg v_l$  ist, jedoch zu vernachlässigen.



(a) Faragó und Chigier [34]

Definition nach [34]:  $We_{aero} = (v_{rel}^2 \rho_g D_l) / \sigma$

Definition nach [34]:  $Re_l = (v_l D_l \rho_l) / \eta_l$



(b) Lasheras und Hopfinger [36]

Definition nach [36]:  $We \triangleq We_g = (v_g^2 \rho_g D_l) / \sigma$

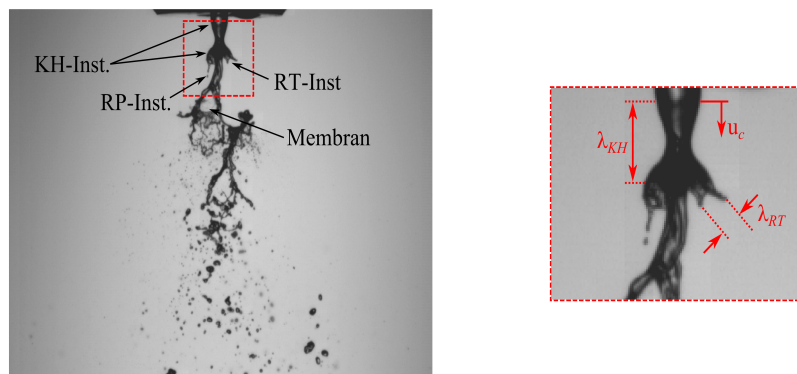
Definition nach [36]:  $Re_l = (v_l D_l \rho_l) / \eta_l$

Definition nach [36]:  $M \triangleq j = (\rho_g v_g^2) / (\rho_l v_l^2)$

**Abbildung 2.9:** Einteilung der Strahlzerfallsregime außenmischender Zweistoffdüsen als Funktion der Weber- und Reynolds-Zahl nach Faragó und Chigier [34] (links) sowie Lasheras und Hopfinger [36] (rechts)

Den Übergang zwischen Membran- und Fadenzerfall definieren die Autoren bei  $We_g = 200$ . Der Unterschied zu Faragó und Chigier [34] ( $We_{aero} > 70$ ) ist vermutlich auf die unterschiedliche Düsengeometrie zurückzuführen und macht deutlich, dass die in den Diagrammen Abbildung 2.9 (a) und

(b) gekennzeichneten Grenzen nicht strikt definiert sein können. Des Weiteren definieren die Autoren Lasheras und Hopfinger [36] einen neuen Zerstäubungsmechanismus, welcher für  $We_g > 25$  auftritt. Charakterisiert wird dieser Mechanismus durch die düsennahe Bildung einer symmetrischen, longitudinalen Welle an der Grenzfläche zwischen Flüssigkeit und Gasphase. Diese Primärinstabilität, bedingt durch ausreichend hohe Relativgeschwindigkeiten zwischen Flüssigkeit- und Gasphase, wird in der Literatur als KH-Instabilität bezeichnet, siehe z. B. Marmottant und Villermaux [18] sowie Lasheras et al. [37]. Bei ausreichend hoher aerodynamischer Kraft, nach Abbildung 2.9 (b) für  $We_g \gtrsim 30$ , wird die Flüssigkeitswölbung dieser Welle von der Gasphase erfasst und zu einer Flüssigkeitstasche aufgeblasen. Dieser Zerfallsmodus wird von Lasheras und Hopfinger analog zu Faragó und Chigier als Membranzerfall bezeichnet. Bei höheren Gasaustrittsgeschwindigkeiten, bzw. höheren  $We_g$ , bilden sich entlang des Umfangs dieser symmetrischen KH-Welle transversale Wellen aus. Diese Welle ist einer RT-Instabilität zuzuordnen, siehe Kapitel 2.4.2. Bei ausreichender Amplitude werden diese transversalen Wellen von der Hauptströmung erfasst, beschleunigt und gedehnt. Überwiegt die Rückstellkraft der Oberflächenspannung der Kraft durch den Staudruck der Gasphase, bilden sich die fadenförmigen Ligamente weiter stromab zu einer Flüssigkeitsansammlung zurück, wodurch es zum Membranzerfall der Flüssigkeit kommen kann. Überwiegt die aerodynamische Kraft (nach Abbildung 2.9 (b) für  $We_g \gtrsim 200$ ), reißen die fadenartigen Ligamente ab und bilden einen Tropfen oder zerfallen weiter stromab durch eine RP-Instabilität, siehe Kapitel 2.4.3, in kleinere Tropfen. Die Durchmesser der Tropfen sind wesentlich kleiner als der intakte Flüssigkeitsstrahldurchmesser  $D_l$ . Dieser Zerfallsmechanismus, charakterisiert durch die Kombination der genannten Instabilitäten (KH-, RT-, RP-Instabilität), entspricht dem bereits von Faragó und Chigier [34] beschriebenen Fadenzerfall. Beide Zerfallsregime sind in Abbildung 2.10, im Übergangsbereich zwischen Membran- und Fadenzerfall ( $We_{aero} \approx 70$ ), gekennzeichnet.



**Abbildung 2.10:** Strahlerfall von Wasser im Übergangsbereich zwischen Membran- und Fadenzerfall ( $We_{aero} \approx 70$ ) inklusive Kennzeichnung der relevanten Instabilitäten (eigene Darstellung)

Aufgrund der technischen Relevanz des Fadenzerfalls ist die physikalische Beschreibung dieses Primärzerfallsmodus Gegenstand zahlreicher Arbeiten. Ziel dieser Arbeiten ist es, die physikalischen Mechanismen des Primärzerfalls zu verstehen und modelltechnisch beschreiben zu können. Dies legt die Grundlage für eine Größenabschätzung der sich aus dem Primärzerfall des intakten Flüssigkeitsstrahls bildenden Tropfen. Eine detaillierte, physikalische Beschreibung der im Fadenzerfallsregime relevanten Instabilitäten (KH-, RT-, PR-Instabilität) stammt von Marmottant und Villermaux [18]. Die Autoren bestimmten mittels Schattenbildaufnahmen bei der Zerstäubung von Wasser den Durchmesser  $D_{lig}$  und die Länge der fadenartigen Ligamente sowie den mittleren Durchmesser  $d_{10}$ , der aus den Ligamenten gebildeten Tropfen. Folgende Abhängigkeiten wurden experimentell festgestellt:  $d_{10} \approx 0,4 \overline{D_{lig}}$  mit  $\overline{D_{lig}} \approx 0,23 \lambda_{RT}$ . Die aus dem Zerfall der Ligamente resultierende mittlere Tropfengröße  $d_{10}$  ist abhängig vom Ligamentdurchmesser  $D_{lig}$  und daher von der Wellenlänge  $\lambda_{RT}$  der RT-Instabilität. Die Kenntnis der



transversalen Wellenlänge  $\lambda_{RT}$  ist somit die Basis für eine modelltechnische Beschreibung der aus dem Primärzerfall resultierenden mittleren Tropfengröße. Beide Wellenlängen,  $\lambda_{KH}$  und  $\lambda_{RT}$ , werden von den Autoren mittels linearer Stabilitätsanalyse als Funktion der relevanten Parameter analytisch bestimmt. Exemplarisch sind die genannten Wellenlängen in der vergrößerten Darstellung des düsen nahen Strahlbereichs in Abbildung 2.10 gekennzeichnet. Basis für die theoretische Beschreibung der Primärinstabilität (KH-Welle) sind die vorausgegangenen Arbeiten von Helmholtz [19], Kelvin [20], Rayleigh [25], Villermaux [38] und Raynal et al. [39]. Die erweiterte theoretische Beschreibung der Wellenlänge  $\lambda_{KH}$  von Marmottant und Villermaux [18] basiert auf der Grenzschichtdicke  $\delta_g$  des schnellströmenden Gasstroms am Düsenaustritt. Nach Marmottant und Villermaux erfolgt die theoretische Beschreibung von  $\lambda_{KH}$ , unter Berücksichtigung einer Grenzschicht, im sogenannten Rayleigh-Limit  $(v_{rel}^2 \rho_g \delta_g) \sigma^{-1} \sqrt{\rho_l / \rho_g} > 1$ :

$$\lambda_{KH} \propto \delta_g \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2}. \quad (2.18)$$

Der Einfluss der Grenzschicht muss in der Regel bei technischen Anwendungen berücksichtigt werden. Die entsprechend der Dispersionsrelation zugehörige Wachstumsrate  $\omega_{KH}$  ist definiert nach:

$$\omega_{KH} \propto \frac{\rho_g v_g}{\rho_l \delta_g}. \quad (2.19)$$

Marmottant und Villermaux [18] definieren die Grenzschichtdicke  $\delta_g$  senkrecht zum Flüssigkeitsstrahl als eine Funktion der Reynolds-Zahl  $Re_g = (v_g \rho_g L_c) / \eta_g$  mit  $L_c = s_g = (D_g - D_l - 2b) / 2$  nach folgender Gleichung:

$$\delta_g \propto L_c Re_g^{-1/2}. \quad (2.20)$$

Die Frequenz  $f_{KH} = u_c / \lambda_{KH}$  der longitudinalen Welle ist über die Wellengeschwindigkeit

$$u_c = \frac{\sqrt{\rho_l} v_l}{\sqrt{\rho_l} + \sqrt{\rho_g}} + \frac{\sqrt{\rho_g} v_g}{\sqrt{\rho_l} + \sqrt{\rho_g}}, \quad (2.21)$$

definiert nach Bernal und Roshko [40] sowie Dimotakis [41] für  $(\rho_g \ll \rho_l)$ , mit der Wellenlänge  $\lambda_{KH}$  verknüpft und ergibt sich zu

$$f_{KH} \propto \frac{u_c}{\delta_g} \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{1/2}. \quad (2.22)$$

Hervorgehoben sei an dieser Stelle, dass die beschriebenen Abhängigkeiten der Gleichungen (2.18) bis (2.22) unter Vernachlässigung der Flüssigkeitsviskosität entwickelt wurden und somit streng nur für niederviskose Flüssigkeiten, wie z. B. Wasser, gültig sind. Stabilitätsanalysen unter Berücksichtigung des Viskositätseinflusses der Flüssigkeit, für den hier relevanten Fall einer außenmischenden Zweistoffdüse mit zylindrischem Flüssigkeitsstrahl, sind im Rahmen der durchgeführten Literaturrecherche nicht bekannt. Die Wellenstruktur der Primärinstabilität (KH-Welle) wird im weiteren zeitlichen Verlauf von

der Gasströmung erfasst und beschleunigt. Diese Beschleunigung destabilisiert die longitudinale Welle entsprechend einer RT-Instabilität. Es kommt entlang des Umfangs der longitudinalen Welle zur Ausbildung von transversalen Wellen mit der Wellenlänge  $\lambda_{RT}$ . Marmottant und Villermaux [18] definieren folgenden Ausdruck für die transversale Wellenlänge:

$$\lambda_{RT} \propto \delta_g \left( \frac{v_g^2 \rho_g \delta_g}{\sigma} \right)^{-1/3} \left( \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)^{-1/3}. \quad (2.23)$$

Untersuchungen zum Einfluss der Flüssigkeitsviskosität auf den gasgestützten Primärzerfall eines zylindrischen Flüssigkeitsstrahls sind in der Literatur selten. Exemplarisch genannt sei die Untersuchung von Aliseda et al. [42].

Bezüglich des Strahlzerfalls von Suspensionen mittels außenmischender Zweistoffdüse sind experimentelle Untersuchungen bekannt. Insbesondere Mulhem [43] sowie Zhao et al. [44] untersuchten detailliert den Einfluss der dispersen Phase (Feststoffkonzentration, Morphologie) auf den Primärzerfall. Die Autoren stellten im Rahmen dieser Untersuchungen insbesondere fest, dass der Membranzerfall bei der Zweistoffzerstäubung von Suspensionen im betrachteten Betriebsbereich nicht vorkommt.

### 2.5.3 Sekundärzerstäubung

Die beim Primärzerfall entstehenden Flüssigkeitsfragmente, Ligamente und Tropfen zerfallen bei ausreichend hohen destabilisierenden Kräften weiter oder relaxieren zu sphärischen oder deformierten Tropfen. Kommt es zu einem weiteren Zerfall, wird dieser Prozess als Sekundärzerfall oder auch als Sekundärzerstäubung bezeichnet. Destabilisierend wirkt die Widerstandskraft, bedingt durch die Relativgeschwindigkeit zwischen Flüssigkeitselement und umgebender Gasphase, und/oder die Turbulenz des umgebenden Gases. Oberflächenspannung und Zähigkeitskraft kompensieren dagegen den Zerfall. Ein Tropfen mit dem Durchmesser  $d_{Tr}$  ist stabil, solange die Bedingung

$$\Delta p = p_l - p_u = \sigma \left( \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) = \text{konstant} \quad (2.24)$$

erfüllt ist. Die Radien  $r_1$  und  $r_2$  entsprechen den Krümmungsradien eines deformierten Tropfens, z. B. in der Form eines Rotationsellipsoiden. Eine Erhöhung des Staudrucks an einem beliebigen Punkt auf der Tropfenoberfläche wird durch eine Formänderung des Tropfens kompensiert. Ist die angreifende aerodynamische Kraft jedoch zu groß, kann die lokale Erhöhung des Staudrucks nicht mehr durch eine Formänderung kompensiert werden. Der Zerfall des Tropfens tritt ein. Die Zeit vom Beginn der Deformation des Tropfens bis zum Zerfall wird als Zerfallszeit  $t_b$  bezeichnet. Der Zerfallsprozess setzt sich solange fort, bis der Kapillardruck ausreichend hoch ist, um lokale Änderungen des Drucks auf der Tropfenoberfläche durch geringe Formänderungen der Tropfenkontur zu kompensieren. Diese Tropfengröße wird als kritische Tropfengröße  $d_{Tr,krit}$  bezeichnet. Kriterium für den Zerfall eines Tropfens ist jedoch nicht nur das Überschreiten einer kritischen Tropfengröße. Sinkt beispielsweise die extern angreifende aerodynamische Kraft entlang der Tropfentrajektorie durch variierende Strömungsbedingungen in einem Ausmaß, dass der Gleichgewichtszustand wieder erreicht wird, kommt es nicht mehr zum Zerfall des Tropfens. Ein ausreichendes Ungleichgewicht zwischen externen und internen Kräften muss daher für eine gewisse Zeit, der kritischen Tropfenzerfallszeit  $t_{b,krit}$ , andauern. Ist  $t_b \leq t_{b,krit}$  kommt es nicht zum Zerfall, sondern lediglich zur Deformation des Tropfens. Unter

Vernachlässigung des Einflusses der Flüssigkeitsviskosität ( $Oh < 0,1$ ) setzt der Zerfall eines Tropfens ein, wenn die aerodynamische Widerstandskraft

$$F_W = \frac{1}{2} \rho_g v_{Tr,rel}^2 c_W \frac{\pi d_{Tr}^2}{4} \quad (2.25)$$

die aus der Oberflächenspannung resultierende Kraft

$$F_\sigma = \pi d_{Tr} \sigma \quad (2.26)$$

erreicht oder überschreitet. Dieser Zustand wird nachfolgend als kritischer Zustand definiert. Aus dem Kräftegleichgewicht  $F_W = F_\sigma$  ergibt sich durch Umformen ein mathematischer Ausdruck zur Beschreibung dieses Zustandes in Form einer kritischen Weber-Zahl zur Charakterisierung des Tropfenzerfalls:

$$We_{Tr,krit} = \left( \frac{v_{Tr,krit}^2 \rho_g d_{Tr}}{\sigma} \right)_{krit} = \frac{8}{c_W}. \quad (2.27)$$

In Gleichung (2.27) entspricht  $c_W$  dem aerodynamischen Widerstandsbeiwert des betrachteten Tropfens. Dieser Parameter ist vom Strömungszustand (laminar oder turbulent), der Tropfengröße sowie der instantanen Tropfenform abhängig. In der Publikation von Pilch und Erdman [45] sind  $c_W$ -Mittelwerte verschiedener Autoren aufgelistet. Diese liegen im Bereich von  $c_W = 1,54$  bis  $c_W = 2,93$ , was einer kritischen Weber-Zahl von  $We_{Tr,krit} = 2,7$  bis  $We_{Tr,krit} = 5,2$  entspricht. Die aus experimentellen Untersuchungen zur Zerstäubung Newtonscher Flüssigkeitstropfen ( $Oh < 0,1$ ) berichteten kritischen Weber-Zahlen sind jedoch größer:  $We_{Tr,krit} = 22$  (Tropfenfallturm) Hinze [46],  $We_{Tr,krit} = 13$  (Stoßrohr) Hinze [46] und  $We_{Tr,krit} = 12$  (Stoßrohr) Pilch und Erdman [45].

In der Literatur existieren zahlreiche Arbeiten zum Sekundärzerfall von Tropfen. Eine Übersicht hierzu gibt die Publikation von Guildenbecher et al. [47]. Motiviert sind diese Untersuchungen durch die Tatsache, dass die Tropfengrößenverteilung eines Sprays durch den Sekundärzerfall stromab beeinflusst werden kann. Beispielsweise lässt sich bei der Verbrennung von flüssigen Treibstoffen der Brennstoffumsatz durch Kontrolle der Sekundärzerfallsmechanismen beeinflussen. Kernaussage ist, dass für den Sekundärzerfall eines Tropfens unterschiedliche Zerfallsregime existieren. Die Charakteristik des jeweiligen Tropfenzerfallsregimes ist dabei abhängig vom Betrag der wirkenden aerodynamischen Kraft sowie der Oberflächenspannung und der Viskosität der Flüssigkeit. Die Tropfengrößenverteilung eines durch Sekundärzerfall beeinflussten Sprays wird, ähnlich dem Primärzerfall, maßgeblich durch die Art des Tropfenzerfallsregimes bestimmt. Als eine der wichtigsten Untersuchungen sei hierzu die experimentelle Arbeit von Pilch und Erdman [45] genannt. Die Autoren untersuchten mittels eines Stoßrohrs den Zerfall eines niederviskosen ( $Oh < 0,1$ ), Newtonschen Einzeltropfens bei unterschiedlichen  $We_{Tr}$ -Zahlen. Die Autoren unterscheiden zwischen folgenden fünf Zerfallsregimen:

### **Schwingungszerfall (engl.: Vibrational breakup)**

Dieses Zerfallsregime tritt bei geringen Wechselwirkungen zwischen Tropfen und umgebender Gasphase auf. Durch eine Schwingungsanregung des Tropfens im Bereich der Eigenfrequenz kommt es, nach Annahme einer hantelähnlichen Form, zum Zerfall des Tropfens. Verursacht wird die Oszillation des Tropfens durch Wechselwirkung der aerodynamischen Kraft mit der Rückstellkraft durch die Oberflächenspannung. Die Durchmesser der entstehenden Tropfen entsprechen circa der Hälfte des

ursprünglichen Tropfendurchmessers. Im Vergleich zu den nachfolgenden Regimen ist die Tropfenzerfallszeit  $t_b$  groß.

Kriterium:  $0 < We_{Tr} \leq 11$  Guildenbecher et al. [47]

#### **Taschenzerfall (engl.: Bag breakup)**

Dieser Zerfallsmodus tritt bei größeren  $We_{Tr}$ -Zahlen auf und hat somit technische Relevanz. Der initiale sphärische Tropfen deformiert zu einem abgeplatteten Rotationsellipsoid. Die strömungszugewandte Fläche wird nachfolgend zu einem in Strömungsrichtung anwachsenden Hohlraum, einer Art Tasche, aufgeblasen. Ausgehend von einer lokalen Störung oder Verunreinigung innerhalb der entstandenen Tasche, reißt die Membran auf und zerfällt in eine Vielzahl feiner Tropfen. Der Mechanismus, welcher zum Membranzerfall führt, ist bisher noch nicht bekannt. In der Literatur wird berichtet, dass 40 % des ursprünglichen Tropfenvolumens via Membranzerfall desintegrieren. Der Zerfall des verbleibenden Rings (60 vol. %) erfolgt via RP-Instabilität in Tropfen mit einem Durchmesser von circa 30 % des Anfangstropfens. Die vorausgegangene Beschreibung basiert auf Basis der Untersuchung von Chou und Faeth [48].

Kriterium:  $11 < We_{Tr} \leq 35$  Guildenbecher et al. [47]

#### **Keulenzzerfall (engl.: Bag-and-Stamen breakup)**

Bei weiterer Steigerung von  $v_{rel}$  kommt es zum Keulenzzerfall. Dieser Zerfallsmodus ähnelt dem vorher beschriebenen Membranzerfall. Im Inneren der taschenartigen Membran verbleibt bei diesem Zerfallsmodus jedoch ein zylindrisches Flüssigkeitsligament, welches von der Form an eine Keule erinnert. Dieses, in Strömungsrichtung orientierte Flüssigkeitsligament, zerfällt nach einer RP-Instabilität. Dieser Zerfallsmodus wird auch als Übergangsregime zwischen Lamellenzerfall und dem vorherigen Membranzerfall bezeichnet. Daher wird dieser Modus in der Literatur als Multi-Zerfallsmodus deklariert, siehe Guildenbecher et al. [47].

Kriterium:  $35 < We_{Tr} \leq 80$  Guildenbecher et al. [47]

#### **Lamellenzerfall (engl.: Sheet stripping breakup)**

Ausgehend von einem stark abgeplatteten Rotationsellipsoid werden entlang des Umfangs kleine Ligamente abgeschert. Diese Fäden zerfallen, ähnlich dem in Kapitel 2.5.2 beschriebenen Fadenzerfall, in feine Tropfen. Dieser Vorgang ist beendet, wenn der Tropfen aufgrund des Massenverlusts eine den Strömungsbedingungen entsprechende kritische Größe erreicht hat. Der Zerfall in Einzeltropfen erfolgt aus einer Kombination der Instabilitätsmechanismen RT- und RP-Instabilität.

Kriterium:  $80 < We_{Tr} \leq 350$  Guildenbecher et al. [47]

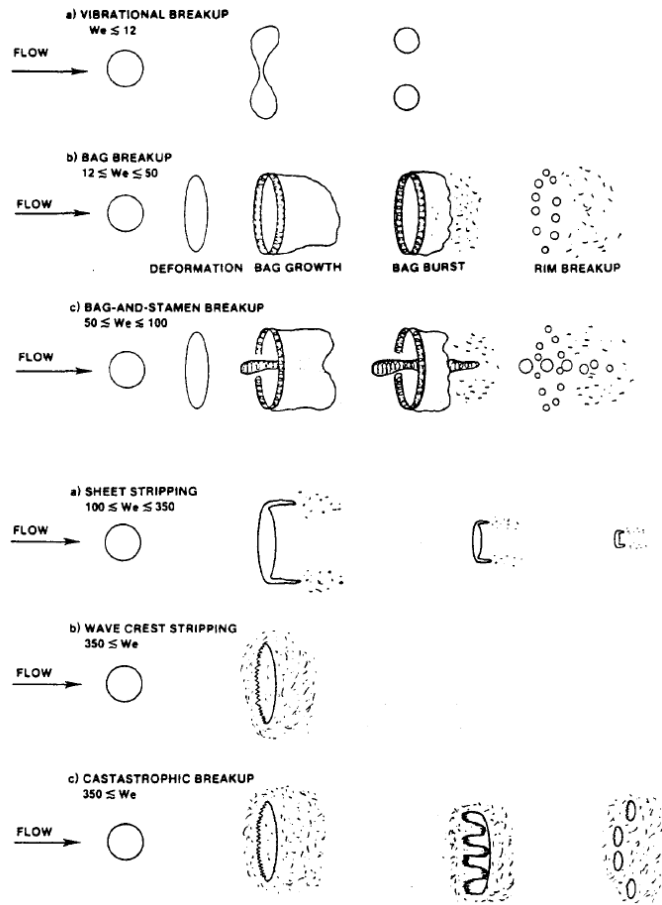
#### **Wellenkammzerfall (engl.: Wave Crest Stripping/Catastrophic breakup)**

Der letzte bekannte Zerfallsmodus wird in der Literatur häufig in zwei Modi unterteilt. Der Zerfall des Tropfens erfolgt zunächst ähnlich dem zuvor beschriebenen Lamellenzerfall. Hinzu kommt eine Auslenkung des Tropfenrandes in Strömungsrichtung. Der sich dabei bildende Film zerfällt über dünne fadenartige Ligamente in kleine Tropfen. Verbunden mit diesem Vorgang ist bei ausreichend hohen Relativgeschwindigkeiten ein plötzlicher Zerfall des Tropfenkerns in größere Fragmente. Diese desintegrieren nachfolgend durch Abscheren von fadenartigen Ligamenten in kleine Tropfen.

Kriterium:  $We_{Tr} > 350$  Guildenbecher et al. [47]

In Abbildung 2.11 sind die verschiedenen Tropfenzerfallsregime einer Newtonschen Flüssigkeit für  $Oh < 0,1$  nach Pilch und Erdman [45] dargestellt. Angemerkt sei an dieser Stelle, dass es zwischen Guildenbecher et al. [47] und Pilch und Erdman [45] Unterschiede bei der Definition der Grenzen  $We_{Tr,krit}$  gibt. Ursache hierfür sind nach Guildenbecher et al. [47] Unterschiede im experimentellen

Aufbau zur Untersuchung des Tropfenzerfallsmechanismus (z. B. Stoßrohr, Tropfenfallturm, etc.). Außerdem erfolgt der Übergang nicht abrupt, sondern kontinuierlich.



**Abbildung 2.11:** Schematische Darstellung der Tropfenzerfallsregime nach Pilch und Erdman [45].

Definition:  $We \triangleq We_{Tr} = (v_{Tr,rel}^2 \rho_g d_{Tr}) / \sigma$

Für Newtonsche Flüssigkeiten mit höherer Viskosität ( $Oh \geq 0,1$ ) ist der Einfluss der Flüssigkeitsviskosität  $\eta_l$  auf den Tropfenzerfall nicht mehr zu vernachlässigen. Die Viskosität hat einen dämpfenden Einfluss auf den Tropfenzerfall. Mit steigender Ohnesorge-Zahl  $Oh_{Tr} = \eta_l / \sqrt{\sigma \rho_l d_{Tr}}$  verschieben sich die Zerfallsregime zu höheren Weber-Zahlen zur Charakterisierung des Tropfenzerfalls. Berücksichtigt wird der Einfluss der Viskosität bei der Definition der Grenzen über eine modifizierte kritische Weber-Zahl in der Form  $We_{Tr,krit}^\eta = We_{Tr,krit} [1 + f(Oh_{Tr})]$ , siehe Hinze [46]. Eine Übersicht über verschiedene Korrelationen zur modelltechnischen Beschreibung von  $We_{Tr,krit}^\eta$  geben Guildenbecher et al. [47]. Aufgrund der dämpfenden Eigenschaft der Viskosität auf den Zerfallsprozess, verlängert sich die kritische Tropfenzerfallszeit  $t_{b,krit}$  mit steigender  $Oh_{Tr}$ -Zahl. Gel'fand et al. [49] definieren folgende Korrelation zur Beschreibung einer einheitenlosen kritischen Tropfenzerfallszeit  $t_{b,krit}^*$  für Newtonsche Flüssigkeiten im Viskositätsbereich von  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 1480 \text{ mPa s}$  aus Untersuchungen an einem Stoßrohr:

$$t_{b,krit}^* = \frac{t_{b,krit}}{t_c} = 4,5(1 + 1,2Oh^{0,74}). \quad (2.28)$$

Entdimensioniert wird die kritische Tropfenzerfallszeit  $t_{b,krit}$  mit einer charakteristischen Zeit  $t_c = (\rho_l / \rho_g)^{0,5} (d_{Tr} / v_{Tr,rel})$ , definiert nach Pilch und Erdman [45]. Als weitere Arbeit zur Definition

der Tropfenzerfallszeit als Funktion von  $We_{Tr}$ , sei die Untersuchung von Bartz et al. [50] genannt. Der Einfluss der Gasdichte  $\rho_g$  auf den Zerfall von Einzeltröpfchen (Dieselersatzkraftstoff  $Oh_{Tr} = 0,039$ ) wurde von den Autoren Lee und Reitz [51] untersucht. Die Experimente erfolgten in einem Hochdruck-Windtunnel. Variiert wurden der Systemdruck im Bereich von  $p_{sys} = 1$  bar (abs) bis  $p_{sys} = 9,2$  bar (abs) und die Gasgeschwindigkeit im Bereich von  $v_g = 27$  m s<sup>-1</sup> bis  $v_g = 223$  m s<sup>-1</sup> bei konstanter  $We_{Tr}$ -Zahl. Auf Basis der experimentellen Ergebnisse und qualitativen Analysen von Kameraaufnahmen konnte kein Einfluss von  $p_{sys}$  auf die Zerfallsregime festgestellt werden. Die Autoren berichten, dass die Zerfallszeit mit steigendem Systemdruck im jeweiligen Regime sinkt.

Die vorangegangene Theorie zum Sekundärzerfall basiert auf experimentellen Untersuchungen (Fallrohr, Stoßrohr, Windtunnel), bei welchen der Zerfall eines Tropfens durch die gezielte Aufprägung einer Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und umgebender Gasphase erfolgt. Die Annahme einer ausreichend hohen Relativgeschwindigkeit ist in technischen Sprays gasgestützter Zerstäuberdüsen jedoch unter Umständen nicht immer erfüllt. Ursache hierfür ist beispielsweise eine intensive Beschleunigung der Tropfen durch die umgebende Gasphase auf Tropfengeschwindigkeiten in Größenordnung der Gasgeschwindigkeit. Dennoch wird in der relevanten Literatur über Sekundärzerfall bei der gasgestützten Zerstäubung berichtet, siehe Lasheras et al. [37] und Hinze [46]. Als Ursache hierfür vermuten die Autoren turbulente Fluktuationen der Gasphase. Demnach kommt es zum Zerfall des Tropfens durch Makrowirbel, verursacht durch Geschwindigkeitsfluktuationen der Gasphase entlang eines Längenmaßes in der Größenordnung eines Tropfendurchmessers. Hinze [46] definiert eine turbulente Weber-Zahl zur Charakterisierung des Tropfenzerfalls

$$We_{Tr}^{tu} = \frac{v_g'^2 \rho_g d_{Tr}}{\sigma} \quad (2.29)$$

und berechnet auf der Basis experimenteller Daten eine kritische turbulente Weber-Zahl  $We_{Tr,krit}^{tu} = 1,18$ , ab der es zum turbulenten Zerfall von Tropfen kommt. Angemerkt sei an dieser Stelle, dass diese Daten aus experimentellen Untersuchungen zum Tropfenzerfall in Emulsionen stammen, siehe Lefebvre [7]. Der Parameter  $v_g'$  in Gleichung (2.29) entspricht der mittleren quadratischen Differenz der Gasgeschwindigkeit zweier diametrisch entgegengesetzten Punkten mit dem Abstand  $d_{Tr}$ . Unter Annahme isotroper Turbulenz lässt sich  $v_g'$  nach Gleichung (2.30) aus der massenbezogenen Energiedissipationrate  $\varepsilon$  und einem charakteristischen Längenmaß ( $L_c = d_{Tr}$ ) abschätzen.

$$v_g'^2 \propto \varepsilon^{2/3} L_c^{2/3} \quad (2.30)$$

Nach Lasheras et al. [37] ist  $\varepsilon$  näherungsweise nach folgendem Ausdruck definiert

$$\varepsilon \approx \frac{v_g^3}{\left(1 + \frac{\rho_l v_l}{\rho_g v_g}\right) D_g} \quad (2.31)$$

Abschließend sei erwähnt, dass die experimentelle Untersuchung des Sekundärzerfalls in realen Sprays nur eingeschränkt möglich ist. Eine Abschätzung der tatsächlichen Relativgeschwindigkeit zwischen Tropfen und Gasphase setzt eine simultane Messung der Tropfen- und lokalen Gasgeschwindigkeit voraus. Dies ist auf Basis der heute verfügbaren Messtechniken quasi nicht möglich. Lediglich die in Kapitel 4 beschriebene LDA- und PDA-Messtechnik erlaubt eine Abschätzung der Relativgeschwindigkeit. Die tatsächliche instantane Gasgeschwindigkeit kann von diesem Schätzwert

aber abweichen. Mit zunehmendem Fortschritt in der Spraymesstechnik könnte eine simultane Messung der lokalen Gasphasen- und Tropfengeschwindigkeit in Zukunft möglich sein, Bachalo et al. [52].

#### 2.5.4 Phänomene des Tropfentransports

Die durch Primär- und Sekundärzerfall gebildeten Tropfengrößen können, selbst nach Abschluss des Sekundärzerfalls ( $d_{Tr} \leq d_{Tr,krit}$ ), auf der jeweiligen Tropfentrajektorie im Spray variieren. Während des Tropfentransports können Tropfen miteinander interagieren und/oder erfahren eine Phasenumwandlung durch Verdunstung. Dies kann die Entwicklung der Tropfengrößenverteilung stromab des Zerstäubers und somit den verfahrenstechnischen Prozess beeinflussen. Die für diese Arbeit relevanten Tropfentransportprozesse werden nachfolgend behandelt.

In technischen Sprays kann es, aufgrund der hohen Anzahlkonzentration von Tropfen im Spraykegel, zu Tropfen-Tropfen-Kollisionen kommen. Diese Kollisionen führen unter bestimmten Umständen zur Koaleszenz der Tropfen. Die Kollision der Tropfen selbst kann durch unterschiedliche Beträge und Ausrichtungen der Tropfengeschwindigkeitsvektoren, turbulente Geschwindigkeitsfluktuationen der Gasströmung sowie durch geometrisch induzierte Zirkulationsströmungen erfolgen. Nicht jedes Kollisionsereignis führt zu dauerhafter Koaleszenz. In der Literatur wird von vier verschiedenen Kollisionsregimen berichtet. In Abhängigkeit von physikalischen Eigenschaften der Gas- und Flüssigphase, des Strömungszustandes und Geometriedaten wird zwischen folgenden Regimen unterschieden, siehe Qian und Law [53] sowie Gotaas [54]. Schematisch dargestellt sind die einzelnen Kollisionsregime in Abbildung 2.12.

##### **Koaleszenz (engl.: coalescence) Regime I, III**

Die an der Kollision beteiligten Tropfen vereinigen sich dauerhaft zu einem neuen Tropfen. Abhängig von der ursprünglichen kinetischen Energie beider Tropfen kann es nach der Vereinigung zunächst zur Ausbildung eines länglichen Zylinders kommen, welcher aufgrund der Rückstellkraft der Oberflächenspannung wieder zu einem Tropfen relaxiert.

##### **Abprallen (engl.: bouncing) Regime II**

Es kommt zum Abprallen der Tropfen. Die Tropfen bewegen sich aufgrund des elastischen Stoßes in die entgegengesetzte Richtung.

##### **Exzentrische Kollision mit Separation (engl.: off-centre separation) Regime IV**

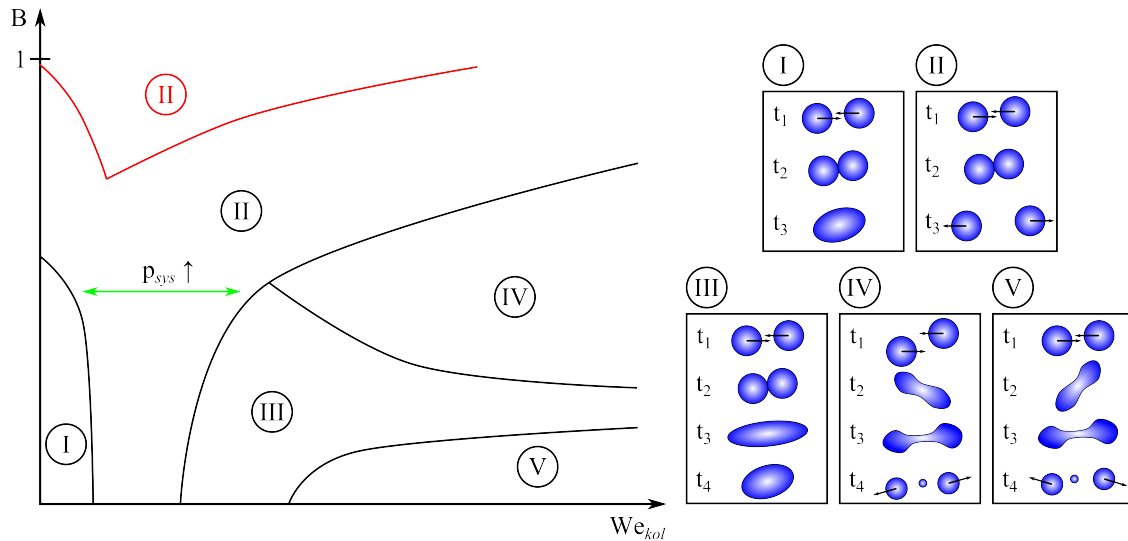
Tropfen kollidieren nur mit einem Teil der Tropfenoberfläche. Es kommt zur vorübergehenden Koaleszenz der Tropfen. Die Rückstellkraft der Oberflächenspannung ist nachfolgend geringer als die kinetische Restenergie, wodurch es zur Trennung der Tropfen kommt. Die Bildung eines Satellitentropfens ist möglich.

##### **Frontale Kollision mit Separation (engl.: near head-on separation) Regime V**

Tropfen kollidieren frontal und es kommt vorübergehend zur Koaleszenz der Tropfen. Analog der exzentrischen Kollision kommt es nachfolgend zur Trennung der Tropfen. Die Bildung von Satellitentropfen ist ebenfalls möglich.

Zur Vereinfachung wird die nachfolgende Betrachtung der Tropfeninteraktion auf die Kollision von zwei Tropfen ( $d_{Tr,1}, d_{Tr,2}$ ) reduziert. In realen Sprays ist die Beteiligung von mehr als zwei Tropfen am Kollisionsprozess möglich. Die relevanten physikalischen Parameter werden zur Beschreibung der genannten Tropfeninteraktionsregime in Kennzahlen eingesetzt. Die wichtigsten Kennzahlen sind die Kollisionsweber-Zahl  $We_{kol} = (v_{Tr,rel}^2 \rho_l L_c) / \sigma$  und die Stoßzahl  $B = \chi / L_c$ . Der Parameter  $\chi$  definiert

den Versatz zweier, am Kollisionsvorgang beteiligter Tropfen. Die Definition von  $L_c$  bei Betrachtung zweier unterschiedlich großer Tropfen  $d_{Tr,1} \neq d_{Tr,2}$  ist in der Literatur nicht konsistent. In der vorliegenden Arbeit erfolgt die Definition nach folgendem Ausdruck  $L_c = (d_{Tr,1} + d_{Tr,2})/2$ . Angemerkt sei, dass  $B = 0$  einer frontalen Kollision entspricht.



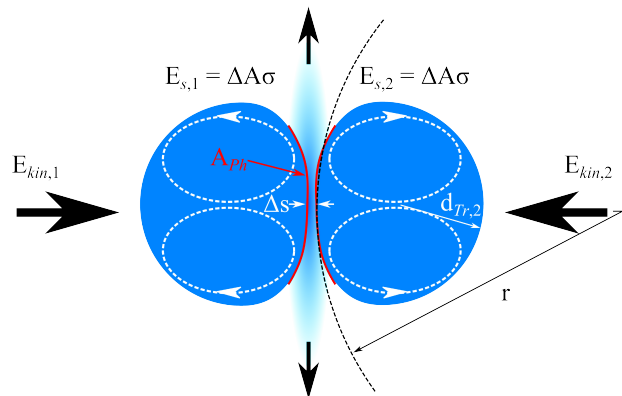
**Abbildung 2.12:** Schematische Einteilung und Darstellung der Tropfenzerfallsregime auf Basis der Publikation von Qian und Law [53]. (I, III) Koaleszenz, (II) Abprallen, (IV) Exzentrische Kollision mit Separation, (V) Frontale Kollision mit Separation

Die in der Literatur vorhandenen Untersuchungen zur Tropfeninteraktion basieren hauptsächlich auf der Basis zweier, mittels monodispersen Tropfengenerators erzeugter, kollidierender Tropfen. Qian und Law [53] untersuchten experimentell das Kollisionsverhalten zweier Tropfen bei Variation des Systemdrucks  $p_{sys}$ , der Relativgeschwindigkeit  $v_{Tr,rel}$ , der Stoßzahl  $B$ , der kontinuierlichen Phase und der eingesetzten Flüssigkeit. Mit einer Hochgeschwindigkeitskamera dokumentierten die Autoren das Kollisionsverhalten von Wasser ( $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$ ;  $\sigma = 72,4 \text{ N m}^{-1}$ ;  $\rho_l = 998 \text{ kg m}^{-3}$  bei  $20^\circ\text{C}$ ) sowie Tetradekan ( $\eta_l = 2,1 \text{ mPa s}$ ;  $\sigma = 26,6 \text{ N m}^{-1}$ ;  $\rho_l = 762 \text{ kg m}^{-3}$  bei  $20^\circ\text{C}$ ) und klassifizieren die Ereignisse, entsprechend Abbildung 2.12, als Funktion von  $B$  und  $We_{kol}$ . Die Autoren stellen fest, dass die Ausdehnung der Regime I bis III signifikant vom Systemdruck abhängt. Während für Wasser in Stickstoff bei  $p_{sys} = 1,013 \text{ bar (abs)}$  lediglich bei hohen Stoßzahlen ( $B > 0,7$ ) der Abprallmechanismus (II) möglich ist, dehnt sich dieses Regime mit steigendem Systemdruck auf der Abszisse aus und verschiebt sich zu kleineren Stoßzahlen  $B$ . Steigender Systemdruck hemmt somit bei Betrachtung zweier Einzeltropfen die Koaleszenz (I, III). Der Vergleich von Wasser ( $\text{H}_2\text{O}$ ) und Tetradekan ( $\text{C}_{14}$ ) in Stickstoff bei  $p_{sys} = 1,013 \text{ bar (abs)}$  zeigt, dass sich die Anordnung der Regime als Funktion von  $B$  und  $We_{kol}$  grundsätzlich unterscheiden. Im Fall der Kohlenwasserstofftropfen tritt der Abprallmechanismus (II) bereits bei atmosphärischem Druck auf. Ursache hierfür ist gemäß den Autoren der Unterschied in der Oberflächenspannung ( $\sigma_{\text{H}_2\text{O}}/\sigma_{\text{C}_{14}} \approx 2,7$ ) und der Flüssigkeitsviskosität ( $\eta_{l,\text{H}_2\text{O}}/\eta_{l,\text{C}_{14}} \approx 0,5$ ). Mit steigendem  $p_{sys}$  verhalten sich die Regime (I), (II) und (III) ähnlich wie bei Wasser. Diese Beobachtungen zum Einfluss von  $p_{sys}$  (Farbe Grün) und den Stoffeigenschaften (Farbe Rot) sind in Abbildung 2.12 schematisch dargestellt.

Die nachfolgende phänomenologische Betrachtung von Qian und Law [53] auf der Basis von Tsouris und Tavlarides [55] zur Kollision zwischen zwei Tropfen, begrenzt sich auf die Regime Koaleszenz (I, III) und Abprallen (II), bzw. auf deren Übergang. Zwei Tropfen vereinigen sich, wenn es zur molekularen Interaktion zwischen beiden Tropfen kommt. Nach Mackay und Mason [56] erfolgt dies ab einer kritischen Distanz von  $\Delta s_{krit} \approx 100 \text{ nm}$ . Folglich muss bei der Annäherung beider Tropfen ein



Gasvolumen  $V_g$  im Bereich zwischen den Tropfen verdrängt werden. Bei diesem Vorgang baut sich im Spalt zwischen den Tropfen ein Druck auf, welcher die Tropfenoberfläche deformiert, siehe Abbildung 2.13.



**Abbildung 2.13:** Schematische Darstellung des Kollisionsvorgangs zweier Tropfen in Luft

Bei diesem Prozess wird ein Teil der kinetischen Energie  $E_{kin,i} = 0,5 m_{Tr,i} v_{Tr,i}^2$  der Tropfen ( $i = \{1,2\}$ ) in Oberflächenenergie  $E_{A,i} = \sigma \Delta A_i$  umgewandelt und ein Teil dissipiert durch die deformationsinitiierte Tropfeninnenströmung. Der Grad der Deformation ist bei konstanter kinetischer Tropfenenergie proportional zu  $d_{Tr,i}$  und reziprok proportional zu  $\sigma$ . Entscheidend ob es zur Koaleszenz oder zum Abprallen der kollidierenden Tropfen kommt, ist das Verhältnis der Dauer des Kollisionsvorgangs  $t_{kol}$  und der Dauer des Ausströmvorgangs  $t_{drain}$ . Erfolgt der Kollisionsvorgang bei geringen Relativgeschwindigkeiten, hat das Gas zwischen den Tropfen ausreichend Zeit zu entweichen ( $t_{kol} > t_{drain}$ ) und es kommt zur Koaleszenz (I). Bei höheren Relativgeschwindigkeiten ist die Kollisionszeit  $t_{kol}$  kürzer als der Ausströmvorgang  $t_{drain}$  und es kommt zum Abprallen der Tropfen (II). Die kinetische Energie der kollidierenden Tropfen wird vollständig gewandelt durch den Druckaufbau im Film, die Oberflächen deformation und die viskose Dissipation. Die Tropfen prallen voneinander ab, sobald der Tropfen aufgrund der Rückstellkraft der Oberflächenspannung relaxiert. Nach Qian und Law [53] kommt es im Bereich (III) erneut zur Koaleszenz. In diesem Regime ist die Deformation des Tropfens deutlicher ausgeprägt. Im Zentrum der abgeflachten Tropfenoberfläche kommt es zur Bildung einer Kavität mit konzentrischem Ring, wodurch der Kontakt begünstigt wird.

Die Erkenntnisse von Qian und Law [53] sowie Gotaas et al. [54] zum Einfluss von  $\eta_l$  und  $p_{sys}$  auf das Kollisionsverhalten, lassen sich mit vorheriger phänomenologischer Betrachtung wie folgt begründen: Eine Erhöhung der Viskosität begünstigt den Abprall-Mechanismus, da die Dissipationsenergie direkt proportional zur Viskosität ist. Die Dauer des Ausströmvorgangs  $t_{drain}$  wird durch Zähigkeitskräfte ( $F_{\eta,j} = A_{ph} \eta_j \partial v_j / \partial x$ ) (Haftbedingung an der Phasengrenzfläche  $A_{ph}$  (Farbe Rot)) in Gas ( $j \triangleq g$ ) und Flüssigkeit ( $j \triangleq l$ ) beeinflusst. Diese sind proportional zur Viskosität  $\eta_l$  und der deformierten Phasengrenzfläche  $A_{ph}$ . Letztere ist proportional zum Deformationsradius  $r_i$  und wird daher durch die Größe der Tropfen und/oder durch die Oberflächenspannung beeinflusst. Die Dauer des Ausströmvorgangs verlängert sich mit steigender Viskosität ebenso wie durch eine Erhöhung der Trägheit der Gasmasse ( $F_{T,g} = V_g \rho_g a$ ) bei Steigerung des Systemdrucks ( $\rho_g \propto p_{sys}$ ).

Parallel zu Sekundärerfall und Koaleszenz kann die Tropfengrößenverteilung im Spray durch Verdunstung beeinflusst werden. Dieser Vorgang umfasst den Phasenübergang der Tropfenflüssigkeit in die umgebende Gasphase durch gleichzeitig ablaufende Wärme- und Stofftransportprozesse. Ein Exkurs zur Thematik ist im Anhang A.2.1 zu finden.

Der Tropfentransport ist beendet, wenn ein Tropfen vollständig verdunstet ist oder mit einer Begrenzungsfläche, z. B. einer Reaktorwand, kollidiert und als Flüssigkeitsfilm agglomeriert.

## 2.6 Charakterisierung von Sprays

Die genaue Kenntnis der Eigenschaften eines erzeugten Sprays ist essentiell für die modelltechnische Beschreibung und verfahrenstechnische Auslegung von Zerstäubungsprozessen. Die Beschreibung eines Sprays umfasst die Charakterisierung des Primärzerfalls (Kapitel 2.6.1), des Sekundärzerfalls (Kapitel 2.6.2) und globaler Messgrößen (Kapitel 2.6.3) eines Sprays. Ziel ist es, die kohärenten und stochastischen Eigenschaften eines Zerstäubungsprozesses mit geeigneten Größen zu charakterisieren, um somit die Komplexität des Zerstäubungsvorgangs zu reduzieren. Basis hierfür sind Messungen mit optischen und laserbasierten Messtechniken, siehe Kapitel 4. Nachfolgend werden die für diese Arbeit relevanten charakteristischen Größen zur Beschreibung des Strahlzerfalls und des Sprays einer außenmischenden Zweistoffdüse diskutiert.

### 2.6.1 Charakteristische Größen der Primärzerstäubung

Die Charakterisierung des Primärzerfalls umfasst sowohl die geometrische Beschreibung von Fluidstrukturen als auch deren Dynamik. Zur messtechnischen Erfassung eignet sich daher ein optisches Verfahren mit hoher zeitlicher und räumlicher Auflösung. Die Charakterisierung des Primärzerfalls erfolgt in der vorliegenden Arbeit daher mit einer Hochgeschwindigkeitskamera, siehe Kapitel 4.4.

**Primärinstabilitätsfrequenz  $f_{prim}$ :** Beim Austritt des zylindrischen Flüssigkeitsstrahls aus der Düse kommt es zu Wechselwirkungen zwischen Flüssig- und Gasphase. Diese führen zur Ausbildung von hydrodynamischen Instabilitäten. Dabei kann es sich, wie in Abbildung 2.14 (a) dargestellt, um eine achsensymmetrische, longitudinale Welle handeln (KH-Instabilität). Die Frequenz  $f_{prim}$  dieser Primärinstabilität ist für die Beschreibung des Strahlzerfalls von hoher Relevanz. Zur Messung dieser Frequenz kamen zwei unterschiedliche Methoden zum Einsatz:

Die erste Methode wird als *Linien-Methode* bezeichnet. Ziel dieser Methode ist es, die Frequenz der Primärinstabilität aus der zeitlichen Entwicklung des Flüssigkeitsstrahldurchmessers zu ermitteln. Hierzu werden Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des relevanten düsen nahen Bereichs zunächst binarisiert. Die Schwellwertvorgabe zur Binarisierung der Graustufenbilder erfolgt dynamisch nach dem Schwellwertverfahren von Otsu [57]. Aus den erhaltenen Binärbildern ermittelt eine im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Bildbearbeitungsroutine, an einer axial fest definierten Position, die Existenz von Flüssigkeit als Funktion der Zeit. Die Abtastpositionen sind in Abbildung 2.14 (a) schematisch dargestellt (rote Punkte). Mit einer Spektralanalyse wird in einem weiteren Schritt aus dem erhaltenen periodischen Signal, welches mit der Primärstrahldicke korreliert, die Primärinstabilitätsfrequenz ermittelt. Die Analyse erfolgt mittels der schnellen Fourier-Transformation (FFT). Die gesuchte Primärinstabilitätsfrequenz entspricht dem ersten Hauptmaximum (erste Harmonische) des FFT-Signals. Nach dem Stabilitätskriterium von Nyquist ist die Analyse von Frequenzspektren bis zu einer Frequenz von  $f_{max} = f_{HG}/2$  möglich.

Die Analyse nicht-achsensymmetrischer Primärinstabilitäten ist mit der zuvor beschriebenen Linien-Methode nur eingeschränkt möglich. Die Bestimmung der charakteristischen Frequenz einer nicht-achsensymmetrischen Primärinstabilität erfolgte daher mithilfe eines fortschrittlichen mathematischen Algorithmus, der Proper Orthogonal Decomposition (POD). Mit der *POD-Methode* können relevante kohärente Strukturen durch eine Eigenwertanalyse aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen extrahiert werden. Eine detaillierte Beschreibung der POD ist im Tutorial von Chatterjee [58] gegeben. Die Frequenzanalyse erfolgt ebenfalls mittels FFT, auf Basis von Daten einer Erweiterung der ursprünglichen POD, der sogenannten Time-resolved POD, siehe Arienti und Soteriou [59]. Beide Methoden wurden in einer MATLAB-Routine programmiert und sind Teil des Bild- und Datenverarbeitungsprogramms

*SprayCAT* zur Analyse von experimentell generierten Messdaten bei der Zerstäubungsforschung. Das Programm *SprayCAT* wurde im Rahmen dieser Arbeit eigens entwickelt.

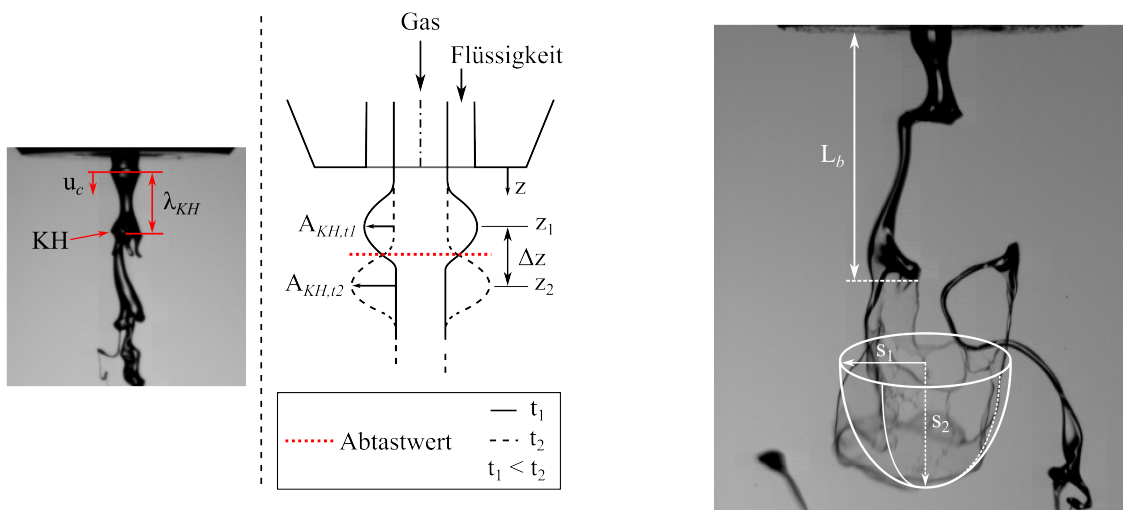
**Wellengeschwindigkeit  $u_c$ :** Die Wellengeschwindigkeit, welche in der englischsprachigen Literatur auch als convection velocity  $u_c$  bezeichnet wird, entspricht der Geschwindigkeit, mit der sich die longitudinale Welle entlang der Flüssigkeitsoberfläche in Strömungsrichtung fortbewegt (allg.: Ausbreitungsgeschwindigkeit einer hydrodynamischen Instabilität). Diese Größe wird in der vorliegenden Arbeit durch Verfolgen der Wellenfront aus Hochgeschwindigkeitskameradaten bestimmt, siehe Abbildung 2.14 (a). Hierzu wird die axiale Distanz  $\Delta z$ , welche die Wellenfront in  $N_{HG}$  Zeitschritten zurücklegt, gemessen. Die jeweilige Startposition  $z_1$  zum Zeitpunkt  $t_1$  wird, entsprechend einer konstanten Amplitudenhöhe  $A_{KH,t_1}$  der Welle, definiert. Die Wellengeschwindigkeit berechnet sich nach folgendem Ausdruck  $u_c \approx \Delta z N_{HG}^{-1} f_{HG}$ .

**Wellenlänge  $\lambda_{KH}$ :** Der Abstand zwischen zwei Wellen, der periodisch vorkommenden longitudinalen Primärinstabilität, wird als Wellenlänge  $\lambda_{KH}$  definiert. Diese Größe kann aus dem Verhältnis der Wellengeschwindigkeit zur Frequenz berechnet werden. Alternativ ist die Erfassung der Wellenlänge für jede Periode auch direkt aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen möglich.

**Membranfläche  $A_M$ :** Die Abschätzung der Membranfläche  $A_M$  erfolgt mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und der geometrischen Ähnlichkeit zu einem halben Rotationsellipsoiden nach Gleichung

$$A_M \approx \pi s_1 \left( \left( s_1 + \frac{s_2^2}{C_M} \right) \arcsin \left( \frac{C_M}{s_2} \right) \right) \quad \begin{array}{l} C_M = \sqrt{s_1^2 - s_2^2} \quad s_1 > s_2 \\ C_M = \sqrt{s_2^2 - s_1^2} \quad s_2 > s_1 \end{array} \quad (2.32)$$

Die Parameter  $s_1$  und  $s_2$  der beiden Halbachsen werden am Ende der Membranwachstumsphase, kurz vor dem Bersten der Membranfläche, aus den Aufnahmen manuell detektiert. In Abbildung 2.14 (b) ist exemplarisch ein halber Rotationsellipsoid in den im Bild festgehaltenen Membranzerfall eingezeichnet.

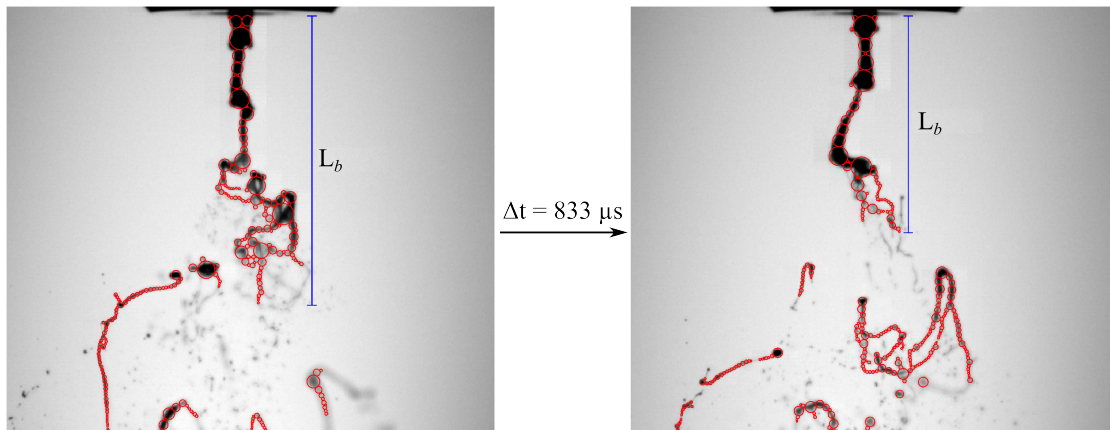


(a) Kelvin-Helmholtz-Primärinstabilität

(b) Membranzerfall

**Abbildung 2.14:** Charakteristische Größen des Primärzerfalls

**Strahlzerfalls-  $L_b$  und Ligamentlänge  $L_{lig}$ :** Zur Charakterisierung des Strahlzerfallsfortschritts wird häufig die Strahlzerfallslänge  $L_b$  verwendet. Bedingt durch die düsennahe Bildung von Tropfen gilt diese Methode insbesondere bei niederviskosen Sprays als geeignet. Bei der Zerstäubung hochviskoser Fluide wird der Strahlzerfall darüber hinaus signifikant durch die Bildung langer Ligamentstrukturen beeinflusst. Infolgedessen erfolgt die quantitative Erfassung des Strahlzerfalls im Rahmen dieser Arbeit über die Länge von Ligamenten. Die Analyse der Ligamentlänge basiert auf der automatisierten Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen. Ausgehend von einer Binarisierung der Rohbilder nach dem von Otsu [57] vorgeschlagenen Verfahren, werden die identifizierten Ligamentstrukturen entlang des Objektzentrums mit Kreisen unterschiedlicher Durchmesser ausgefüllt, siehe Abbildung 2.15.



**Abbildung 2.15:** Automatisierte Charakterisierung von Ligamenten und Flüssigkeitsfragmenten mittels des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Bild- und Datenverarbeitungsprogramms SprayCAT.

Die Ligamentlänge  $L_{lig}$  ergibt sich durch Summierung aller Kreisdurchmesser eines Ligaments. Tropfen und Fluidfragmente kleiner einer Mindestgröße werden vom Algorithmus nicht berücksichtigt. Darüber hinaus ist die Erfassung der Strahlzerfallslänge  $L_b$  in der Auswerterroutine integriert. Definiert wird diese Länge über den Abstand zwischen Düsenaustritt und der Position, an der die Kontinuität des Flüssigkeitsstrahls erstmals unterbrochen ist. Dargestellt wird die Ligament- bzw. Strahlzerfallslänge über Häufigkeitsverteilungen und Mittelwerte.

## 2.6.2 Tropfengrößenverteilungen und repräsentative Durchmesser

Ein Spray besteht typischerweise aus Tropfen unterschiedlicher Größe. Mit speziellen Zerstäubern, z. B. einem monodispersen Tropfengenerator, ist es möglich, Tropfen mit nahezu identischem Durchmesser zu erzeugen. Diese Tropfenkollektive werden als monodisperse Sprays bezeichnet. Bei den meisten technischen Zerstäubungsprozessen entstehen jedoch Sprays mit einer Vielzahl an unterschiedlichen Tropfengrößen. Diese Sprays werden als polydispers bezeichnet. Die Charakterisierung dieser Tropfenkollektive erfolgt unter der Annahme eines sphärischen Tropfens im Allgemeinen mittels des Tropfendurchmessers  $d_{Tr}$  und dessen Häufigkeit, bzw. Mengenanteil  $m_r$  im Kollektiv. Zur Berechnung der Mengenanteile können verschiedene Mengenarten  $r$  eingesetzt werden. In der vorliegenden Arbeit sind die Mengenarten Anzahl ( $r = 0$ :  $m_0 = \Delta N_{Tr,k}$ ), Fläche ( $r = 2$ :  $m_2 = \pi \overline{d_{Tr,k}^2} \Delta N_{Tr,k}$ ) und Volumen ( $r = 3$ :  $m_3 = \pi/6 \overline{d_{Tr,k}^3} \Delta N_{Tr,k}$ ) relevant. Der Parameter  $\Delta N_{Tr,k}$  definiert die Anzahl Messwerte in Klasse  $k$ . Die mathematische Darstellung erfolgt als Histogramm mit  $N_K$  Größenklassen. Die Intervallbreite  $\Delta d_{Tr,k}$  einer Größenklasse  $k$  mit der Intervallmitte  $\overline{d_{Tr,k}} = (d_{Tr,k} + d_{Tr,k+1})/2$  wird begrenzt durch die Intervallgrenzen  $d_{Tr,k}$  und  $d_{Tr,k+1}$ . Die Intervallbreite wird in der Zerstäubungsforschung typischerweise als konstant angenommen. In manchen Anwendungsbereichen werden die Intervallgrenzen auch

logarithmisch dargestellt, siehe z. B. Laserbeugungsspektrometrie in Kapitel 4.3. Die Mengenfraktionen können sowohl absolut  $m_{r,k}$  als auch relativ  $m_{r,k}/\sum_{k=1}^{N_K} m_{r,k}$  aufgetragen werden. Aus Letzterem lassen sich Häufigkeitsverteilungen berechnen. Unterschieden wird zwischen relativer Häufigkeit, auch als Dichte-Verteilung bezeichnet,

$$q_r(\overline{d_{Tr,k}}) = \frac{m_{r,k}}{\sum_{k=1}^{N_K} m_{r,k}} \frac{1}{\Delta d_{Tr,k}} \quad (2.33)$$

und kumulierter Häufigkeit, auch als Summen-Verteilung bezeichnet,

$$Q_r(d_{Tr,k}) = \sum_{k=1}^k q_r(\overline{d_{Tr,k}}) \Delta d_{Tr,k}. \quad (2.34)$$

Der Wertebereich der Summen-Verteilung ist  $0 \leq Q_r(d_{Tr,k}) \leq 1$ . Die Wahl der Mengengröße  $m_r$  zur Darstellung und Interpretation von Messdaten ist abhängig vom Zweck der Messung. Beispielsweise sind Informationen über den Grobanteil eines Tropfenkollektives, aufgrund der Gewichtung großer Tropfen ( $V_{Tr} \propto d_{Tr}^3$ ), bevorzugt aus einer volumetrischen Auftragung ( $r = 3$ ) der Tropfengrößenverteilung zu entnehmen.

Zur modelltechnischen Beschreibung der Sprayqualität werden in der Zerstäubungsforschung repräsentative Durchmesser, sogenannte Momente, eingesetzt. Häufig angewendete repräsentative Durchmesser sind der  $d_{0,X}$  und der  $d_{3,X}$ . Der Parameter X steht für einen Zahlenwert zwischen 0 und 100. Er definiert, wieviel Prozent der Anzahl bzw. des Volumens aller Tropfen kleiner gleich dem entsprechenden repräsentativen Durchmesser  $d_{0,X}$  oder  $d_{3,X}$  sind. Die Werte  $X = 10$ ,  $X = 50$  und  $X = 90$  sind am gebräuchlichsten. Zur Auslegung der Geometrie eines Reaktionsraums bezüglich der Mindestverweilzeit eignet sich beispielsweise der  $d_{3,90}$ . Mit der Beziehung

$$b = \frac{(d_{r,90} - d_{r,10})}{d_{r,50}} \quad (2.35)$$

lässt sich die Breite einer Tropfengrößenverteilung beurteilen. Für ein monodisperses Spray gilt  $b = 0$ . Die Berechnung von repräsentativen mittleren Durchmessern ist eine weitere Art, polydisperse Sprays zu beschreiben. Abhängig von der Gewichtung dieser mittleren Durchmesser hinsichtlich Anzahl (0), Länge (1), Oberfläche (2) oder Volumen (3) eignen sich diese zur Charakterisierung unterschiedlicher Anwendungsbereiche. Eine allgemeine Formel zur Berechnung geben Mugele und Evans [60]:

$$d_{\alpha\beta} = \left( \frac{\sum_{k=1}^{N_K} \Delta N_{Tr,k} d_{Tr,k}^{\alpha}}{\sum_{k=1}^{N_K} \Delta N_{Tr,k} d_{Tr,k}^{\beta}} \right)^{\frac{1}{(\alpha-\beta)}}. \quad (2.36)$$

Die Größen  $\alpha$  und  $\beta$  sind ganzzahlige Werte ( $\alpha, \beta \in [0, 4]$  mit  $\alpha \neq \beta$ ). Relevant sind im Rahmen dieser Arbeit der arithmetische mittlere Durchmesser  $d_{10}$  ( $\alpha = 1 \mid \beta = 0$ ) und der Sauterdurchmesser  $d_{32}$  ( $\alpha = 3 \mid \beta = 2$ ). Der  $d_{32}$  beschreibt den Durchmesser eines fiktiven monodispersen Sprays mit dem gleichen Volumen zu Oberflächen-Verhältnis, wie die Summe aller Tropfen im realen Spray. Der Sauterdurchmesser ist eine wichtige Größe zur Charakterisierung von Zweiphasenströmungen, bei welchen Stoff- und Wärmetransportprozesse mit überlagerter Reaktion relevant sind.

Eine weitere wichtige Information zur Charakterisierung von Sprays ist neben der Tropfengrößenverteilung die Tropfengeschwindigkeitsverteilung. Als repräsentative Größe zum Vergleich verschiedener Zustände wird das arithmetische Mittel  $\overline{v_{Tr}}$  genutzt. Informationen hinsichtlich Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit werden gegenwärtig mittels nicht invasiver optischer (SG) und laserbasierter (LBS, PDA) Messtechniken generiert, siehe Kapitel 4. Diese Messtechniken können sich dahingehend unterscheiden, dass die Tropfengrößenspektren lokal oder integral im Spray vermessen werden. Lokal messende Verfahren, wie beispielsweise die PDA-Messtechnik, detektieren Informationen an einer definierten Position im Spray. Die Dimensionen des Messvolumens sind in diesem Fall in der Größenordnung weniger hundert Mikrometer. Bei integralen Messverfahren (LBS) beziehen sich die generierten Messdaten auf das Schnittvolumen zwischen Laserstrahl und Spraykegel, woraus ein deutlich größeres Messvolumen resultiert. Hinsichtlich der modelltechnischen Beschreibung eines Sprays mittels repräsentativer Durchmesser eignen sich insbesondere integrale Messwerte ( $Id_{0,x}$ ,  $Id_{3,x}$ ,  $Id_{\alpha\beta}$ ). Zur Berechnung eines integralen Messwertes aus lokal gemessenen Messdaten, ist eine arithmetische Mittelung aller lokal über den Sprayquerschnitt gemessener Messdaten, aufgrund einer ungleichen Massenstromverteilung, nicht zielführend. Für die korrekte Berechnung integraler Messwerte werden die lokal gemessenen Werte unter Berücksichtigung von Gewichtungsfaktoren integriert. Die Gewichtung erfolgt mit dem Strom  $J_\Phi$  bzw. mit der Stromdichte  $j_\Phi$  eines zunächst beliebigen extensiven Skalars  $\Phi$ , siehe z. B. Widmann et al. [61] oder Zhang und Ziada [62]. Der Strom des Skalars  $\Phi$  ist definiert nach  $J_\Phi = \int_A j_\Phi dA$ . Unter der Annahme eines rotationssymmetrischen Vollkegelsprays erfolgt die Berechnung integraler mittlerer Durchmesser  $Id_{\alpha 0}$  an einer konstanten axialen Position  $z$  im Spray nach folgender Gleichung:

$$Id_{\alpha 0}^\alpha = \frac{\sum_{i=1}^{N_P} d_{\alpha 0, i}^\alpha j_{\Phi, i} A_i}{\sum_{i=1}^{N_P} j_{\Phi, i} A_i} \quad (2.37)$$

Die Berechnung des integralen Sauterdurchmessers  $Id_{32}$  erfolgt mit den Werten  $Id_{30}$  und  $Id_{20}$  ( $Id_{32} = Id_{30}^3 / Id_{20}^2$ ). Die lokale Stromdichte  $j_{\Phi, i}$  und die Kreisringfläche  $A_i$  entsprechen den Werten einer lokalen Messposition  $i$  entlang eines radialen Profils  $x_1 \leq x_i \leq x_{N_P}$  mit  $N_P$  Messpositionen, siehe Abbildung 2.16. Innerhalb eines Flächenelements  $A_i$  wird  $j_{\Phi, i}$  als konstant angenommen. Relevante extensive Skalare sind die Anzahl  $\Phi = 1$  zur Berechnung einer Anzahlstromdichte, das Volumen  $\Phi = \pi/6 d_{Tr}^3$  zur Berechnung einer Volumenstromdichte und die Masse  $\Phi = \pi/6 d_{Tr}^3 \rho_l$  zur Berechnung einer Massenstromdichte, siehe Albrecht et al. [63]. Aufgrund der Relevanz von Stoff- und Wärmetransportprozessen des hier betrachteten verfahrenstechnischen Prozesses, erfolgt die Gewichtung mit der Massenstromdichte. Diese wird mittels der Phasen-Doppler-Anemometrie erfasst. Für eine detaillierte Beschreibung der Vorgehensweise zur Stromdichtebestimmung sei auf das Kapitel A.4.2 im Anhang verwiesen.

### 2.6.3 Äußere Sprayeigenschaften

Neben der Kenntnis über Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit sind in verfahrenstechnischen Prozessen auch die geometrische Form des Sprayquerschnitts und der Spraywinkel relevant. Im Folgenden werden unterschiedliche Sprayformen sowie Definitionen zum Spraywinkel erläutert. Hierbei liegt der Fokus auf Zweistoffzerstäubern mit kreisrundem Flüssigkeitsaustritt.

Je nach eingesetztem Zerstäuberkonzept resultieren unterschiedliche Sprayformen. Die Spraykontur ist bei freier Ausbreitung nahezu konisch. Abhängig von der Geometrie und Bauform des Zerstäubers,

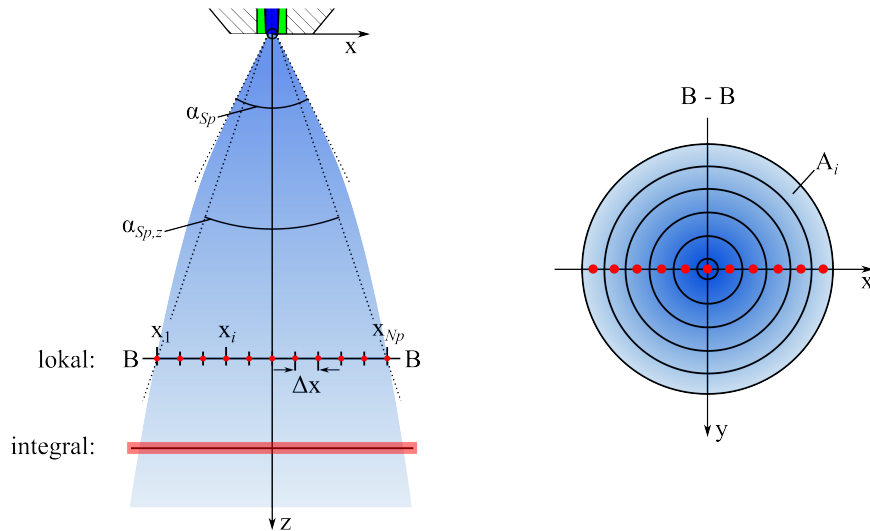
unterscheidet sich die Querschnittsfläche der konischen Spraykontur. Nach Schlick [64] wird bei gasgestützten Zerstäubern zwischen folgenden Sprayformen unterschieden:

- **Flachstrahldüsen** kennzeichnen sich durch einen flachen Sprühstrahl mit elliptischer Sprayquerschnittsfläche.
- Der Sprayquerschnitt eines **Hohlkegelsprays** lässt sich mittels einer Kreisringfläche beschreiben. Erzeugt wird ein Hohlkegelspray typischerweise mittels einer Drallbeaufschlagung der Gas- und/oder Flüssigphase.
- Bei einem **Vollkegelspray** wird der Sprayquerschnitt dagegen mit einer ausgefüllten kreisrunden Fläche beschrieben. Im Vergleich zu den zuvor beschriebenen Sprayformen hat die Flüssigkeitsverteilung bei einem Vollkegelspray die höchste Homogenität.

Hohl- und Vollkegeldüsen werden in verfahrenstechnischen Anwendungen häufig eingesetzt.

Eine weitere wichtige Größe zur Charakterisierung von Sprays ist der Spraywinkel  $\alpha_{sp}$ . Beispielsweise ist der Spraywinkel bei der Einspritzung von Benzin oder Diesel in den Brennraum eines Verbrennungsmotors durch die Zylinderwand limitiert. Verbunden mit der Verteilung des Brennstoffs im Reaktionsraum, der sogenannten Dispersion, beeinflusst der Spraywinkel auch die globale Stöchiometrie. Dies kann Prozesse wie den Brennstoffumsatz, die Bildung von Ruß und anderen Emissionen beeinflussen. Die Ursache für die konische Ausbreitung eines Sprays ist abhängig vom Zerstäuber. Bei Einstoff-Druckdüsen erfolgt die konische Ausbreitung der Tropfen durch eine radiale und ggf. tangential Geschwindigkeitskomponente der Flüssigkeitsströmung. Diese wird verursacht durch Turbulenz oder gezielte strömungsbeeinflussende Maßnahmen. Bei Zweistoffdüsen hingegen erfolgt die Ausbreitung des Sprays durch die Interaktion der Flüssigphase mit der Gasphase am Düsenaustritt, sowie durch das Einmischen von Umgebungsluft in die Zweiphasenströmung. Bayvel und Orzechowski [65] zeigen, dass der Spraywinkel einer Einstoff-Druckdüse geringer ist, als der einer gasgestützten Zerstäuberdüse. Der Spraywinkel von Dralldüsen ist am größten und kann durch gezielte Beeinflussung des Dralls in einem weiten Bereich variiert werden. Bei Einstoff-Druckdüsen wird der Spraywinkel durch die Austrittsöffnung, die Dichte von Gas- und Flüssigphase sowie durch die Viskosität der Flüssigkeit beeinflusst, siehe Lefebvre [7]. Untersuchungen zum Einfluss von physikalischen Eigenschaften ( $\sigma$ ,  $\rho_l$ ,  $\eta_l$ ) und Betriebsparametern ( $v_g$ ,  $v_l$ ,  $p_{sys}$ ) auf den Spraywinkel von Zweistoffdüsen sind in der gesichteten Literatur selten und daher ein Teilaspekt dieser Arbeit, siehe Kapitel 5.1.5 und Kapitel 6.3.

Abweichend von der idealisierten Vorstellung eines Spraykegels, ist der Spraywinkel als Funktion des Düsenabstands  $z$  nicht konstant. Mit steigendem Düsenabstand nimmt der Spraywinkel  $\alpha_{sp,z}$  ab. Ursache hierfür ist die Interaktion der umgebenden Gasphase mit den Tropfen. Infolge der Widerstandskraft, welche ein Tropfen auf seiner Trajektorie erfährt, sinkt der initiale Impuls des Tropfens mit steigendem Düsenabstand. Der Einfluss der Gravitationskraft steigt dagegen. Unterstützt wird dieser Effekt durch das Einmischen von Umgebungsluft in den Zweiphasenfreistrahle. Es wird daher zwischen einem Spraywinkel für den düsen nahen Bereich  $\alpha_{sp}$  und einem positionsabhängigen Winkel  $\alpha_{sp,z}$  unterschieden, siehe Abbildung 2.16. Die modelltechnische Beschreibung des Einflusses physikalischer Fluideigenschaften und Betriebsparameter auf den Spraywinkel erfolgt mit  $\alpha_{sp}$ . Die Definition des Sprayrandbereichs beim Einsatz der Phasen-Doppler-Anemometrie erfolgt dagegen mit  $\alpha_{sp,z}$ , siehe Kapitel 6.4. Angemerkt sei an dieser Stelle, dass in der vorliegenden Arbeit auch bei überwiegender Existenz von Ligamenten der Begriff Spraywinkel angewandt wird.



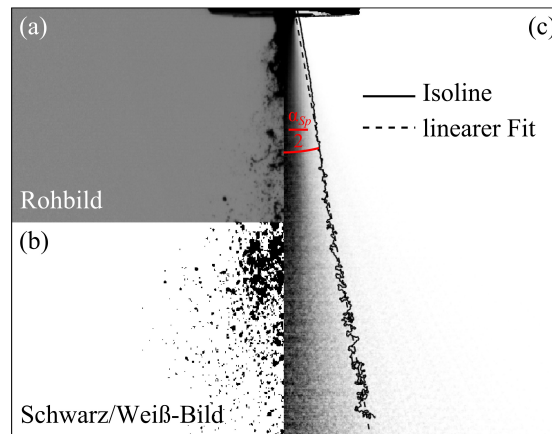
**Abbildung 2.16:** Schematische Darstellung zur Charakterisierung des Sprays einer Zweistoffdüse

Die Bestimmung des düsennahen Spraywinkels  $\alpha_{Sp}$  erfolgt auf Basis  $N_{HG}$  instantaner Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen des Sprays bei einem definierten Betriebspunkt. Die hierfür entwickelte **Auswertemethodik zur Spraywinkelbestimmung** wird im Folgenden beschrieben. Im ersten Schritt erfolgt die Segmentierung der Rohbilder in Bildhintergrund und Spray (Flüssigkeitsstrahl, Fragmente, Ligamente und Tropfen) durch Binarisierung der Graustufenbilder nach dem Schwellwertverfahren. Zur Optimierung der Bildsegmentierung werden die Rohbilder in einem vorausgehenden Schritt zunächst vorbearbeitet, siehe Abbildung 2.17 (a). Dieser Schritt dient der Homogenisierung des Bildhintergrunds mit einem Referenzbild ohne Spray, siehe Gonzales et al. [66]. Um den Einfluss einer zeitlichen Varianz der Hintergrundaufleuchtung bei der Bildsegmentierung ausschließen zu können, erfolgt die Vorgabe des optimalen Schwellwerts dynamisch für jede Bildmatrix  $\mathbf{A}_{k,ij}$  nach der Entropie-Methode von Otsu [57] ( $k \in [1 N_{HG}]$ ). In Abbildung 2.17 (b) ist das Ergebnis einer Bildsegmentierung exemplarisch dargestellt. Der Pixelwert  $a_{ij} = 1$  (weiß) entspricht dem Bildhintergrund und  $a_{ij} = 0$  (schwarz) den relevanten Sprayobjekten. In einem nächsten Schritt werden alle Binärbilder überlagert und durch die Anzahl aller Rohbilder eines Datensatzes dividiert. Die resultierende zweidimensionale Datenmatrix  $\mathbf{B}_{ij}$  beschreibt die Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Fluid innerhalb des betrachteten Bereichs:

$$\mathbf{B}_{ij} = \begin{bmatrix} b_{1j} & \cdots & b_{1m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ b_{nj} & \cdots & b_{nm} \end{bmatrix} = \frac{1}{N_{HG}} \sum_{k=1}^{N_{HG}} \mathbf{A}_{k,ij} = \frac{1}{N_{HG}} \sum_{k=1}^{N_{HG}} \begin{bmatrix} a_{1j} & \cdots & a_{1m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{nj} & \cdots & a_{nm} \end{bmatrix}. \quad (2.38)$$

Wenn innerhalb einer Zelle  $b_{ij}$  zu jedem Zeitpunkt des betrachteten Zeitintervalls  $t = N_{HG}/f_{HG}$  Flüssigkeit vorhanden ist, entspricht dieser Wert  $b_{ij} = 0$ . Umgekehrt entspricht  $b_{ij} = 1$ , wenn sich zu keinem Zeitpunkt Fluid innerhalb der Zelle  $b_{ij}$  befindet. Dieser Ansatz ermöglicht die vergleichbare Detektion des Spraywinkels durch lineare Interpolation der Koordinaten einer Isolinie mit konstantem Zellwert ( $T_{Sp} \in [0 \ 1]$ ) auf beiden Seiten des Spraykegels. Der Spraywinkel  $\alpha_{Sp}$  wird aus der Steigung  $m_{Sp}$  der interpolierten linearen Funktion nach Gleichung  $\alpha_{Sp}/2 = \tan^{-1}(m_{Sp})$  berechnet. Für jeden Betriebspunkt wurden mindestens  $N_{HG} = 1500$  instantane Hochgeschwindigkeitsaufnahmen analysiert. In der vorliegenden Arbeit wurde der Schwellwert mit  $T_{Sp} = 0,9$  definiert. Die Auswerterroutine zur Spraywinkelbestimmung basiert auf der Programmiersprache MATLAB und ist ebenfalls Teil des Bild- und Datenverarbeitungsprogramms SprayCAT.





**Abbildung 2.17:** Schematische Darstellung zur Spraywinkelbestimmung  $\alpha_{sp}$  aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen: instantanes Rohbild (a), Binärbild generiert durch Schwellwertbestimmung mittels Entropie-Methode nach Otsu [57] (b), Ergebnis der Analyse mit eingezeichneter Isolinie und linearem Fit (c).

## 2.7 Turbulente Strömungen

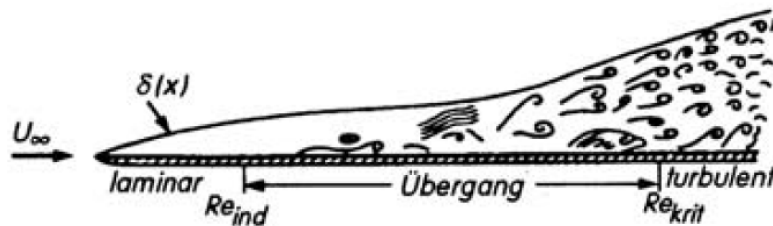
In der Strömungsmechanik wird zwischen turbulenten und laminaren Strömungen unterschieden. Laminare Strömungen zeichnen sich durch eine gleichmäßige geordnete Bewegung eines Fluidelements entlang einer Stromlinie aus. Bei einer turbulenten Strömung ist die Bewegung eines Fluidelements entlang einer Stromlinie von fluktuierenden, teils chaotischen Bewegungen überlagert. Diese Fluktuationen resultieren in einer räumlichen und zeitlichen Schwankung skalarer und vektorieller Größen des Strömungsfelds. Ob eine Strömung laminar oder turbulent ist, kann mittels der in Kapitel 2.3 eingeführten Reynolds-Zahl, siehe Gleichung (2.8), beschrieben werden. Der Übergang von einer laminaren in eine turbulente Strömung ist abhängig vom betrachteten System und erfolgt nicht abrupt, sondern über einen Transitionsbereich, siehe Oertel [67]. In der Literatur wird generell eine kritische Reynolds-Zahl  $Re_{krit}$  genutzt, um den Übergang zwischen einem laminaren und turbulenten Strömungszustand zu charakterisieren. Bei Werten unterhalb der kritischen Reynolds-Zahl werden Störungen durch die Viskosität der Flüssigkeit gedämpft. Oberhalb von  $Re_{krit}$  ist die Trägheitskraft größer als die dämpfende Zähigkeitskraft des betrachteten Fluids. Für Rohrströmungen ( $L_c = D$ ) wird in der Literatur häufig ein Wert von  $Re_{krit} = 2300$  genannt, siehe z. B. Oertel [67]. An dieser Stelle ist zu betonen, dass dieser Wert keinesfalls exakt definiert ist. So sind beispielsweise laminare Rohrströmungen bei Werten bis zu  $Re \approx 10^5$  bekannt, siehe Oertel [67]. Faktoren wie die Rohrbeschaffenheit (z. B. Oberflächenbeschaffenheit der Rohrinneenseite, Einlaufkante) und/oder die Stärke (Amplitude) der initiierten Instabilität einer zufällig oder bewusst verursachten Störung des Strömungszustandes, beeinflussen den Übergang einer laminaren in eine turbulente Strömung.

Nachfolgend werden zusätzlich zur Rohrströmung, für die in dieser Arbeit relevanten Geometrien, die aus der Literatur bekannten Vorschriften zur Charakterisierung des laminaren/turbulenten Übergangs vorgestellt. In Bezug auf die Gasströmung einer außenmischenden Zweistoffdüse ist der laminare/turbulente Übergangsbereich analog zur Rohrströmung häufig mit  $Re_{krit} = 2300$  definiert. Zu beachten ist die unterschiedliche Definition des charakteristischen Längenmaßes über den hydraulischen Durchmesser der Kreisringgeometrie  $L_c = D_{hyd} = 4A/U = 2s_g$ . Hanks [68] definiert auf Basis experimenteller Daten eine geometrieabhängige Berechnungsvorschrift für die kritische Reynolds-Zahl einer Kreisringströmung. Entsprechend der publizierten Daten liegt die kritische Reynolds-Zahl im Bereich von  $Re_{krit} = 2300$  und  $Re_{krit} = 2462$ .

Die Entwicklung der Gasgrenzschichtströmung kontrolliert düssenae hydrodynamische Instabilitäten, siehe Kapitel 2.5.2. Zur Beschreibung der Grenzschichtentwicklung eines in Längsrichtung überströmten zylindrischen Flüssigkeitsstrahls, wird als Näherung eine ebene angeströmte Platte betrachtet. In Abbildung 2.18 ist die Grenzschichtentwicklung einer mit der Gasgeschwindigkeit  $v_g$  in  $x$  – Richtung angeströmten Platte dargestellt. Direkt an der Plattenoberfläche gilt Haftbedingung. Durch die Haftbedingung wird die ungestörte Fluidschicht in Plattennähe durch viskose Reibung bis auf  $v_g = 0 \text{ m s}^{-1}$  abgebremst. Diese Fluidschicht wird in der Literatur als Grenzschicht bezeichnet und beschreibt die Angleichung der plattennahen Strömung an die Hauptströmung. Die Dicke der Grenzschicht  $\delta_g$  nimmt mit zunehmendem Strömungsweg  $x$  zu. Nach Schlichting und Gersten [69] ist der Strömungszustand innerhalb der Grenzschicht zunächst laminar und wird weiter stromabwärts turbulent. Der Übergang vom laminaren in den turbulenten Strömungszustand erfolgt analog zur Rohrströmung nicht abrupt, sondern über einen Transitionsbereich. Die Definition der Reynolds-Zahl einer überströmten Platte zur Charakterisierung des Strömungszustandes erfolgt mittels der Laufrichtung  $L_c = x$  nach folgendem Ausdruck  $Re_g = (v_g \rho_g L_c) / \eta_g$ . Als kritische Reynolds-Zahl wird auf Basis von experimentellen Untersuchungen in der Literatur häufig  $Re_{g,krit} \approx 10^5$  genannt. Dieser Wert ist nach Schlichting und Gersten [69] jedoch nicht eindeutig definiert. Insbesondere haben der Turbulenzgrad der Anströmung, die Oberflächenrauigkeit der Platte und auch die Plattenkrümmung einen Einfluss auf den Übergang vom laminaren in den turbulenten Strömungszustand. Betont sei an dieser Stelle, dass die Entwicklung der Grenzschichtdicke  $\delta_g$  vom Strömungszustand innerhalb der Grenzschicht abhängig ist:

$$\delta_g \propto L_c Re_g^\beta \propto L_c \left( \frac{v_g \rho_g L_c}{\eta_g} \right)^\beta. \quad (2.39)$$

Für den laminaren Strömungszustand gilt  $\beta = -1/2$ , siehe Schlichting und Gersten [69]. Verbunden mit dem turbulenten Strömungszustand ist ein Anwachsen der Grenzschichtdicke  $\delta_g$ , siehe Abbildung 2.18. Nach White [70] gilt für die Abhängigkeit der Grenzschicht im turbulenten Zustand  $\beta = -1/7$ .



**Abbildung 2.18:** Grenzschichtentwicklung einer in  $x$ -Richtung angeströmten ebenen Platte nach White [71], entnommen aus Schlichting und Gersten [69].

Definitionen:  $U_\infty \triangleq v_g$  und  $\delta \triangleq \delta_g$

Die nachfolgende Beschreibung zur Turbulenz in Strömungen beschränkt sich auf die für diese Arbeit relevanten Turbulenzgrößen. Für weiterführende Informationen sei auf Pope [72] verwiesen.

Die statistische Beschreibung einer turbulenten Strömung erfolgt über die von Reynolds eingeführte Mittelung. Die momentane turbulente Schwankung einer betrachteten skalaren oder vektoriellen Größe wird nach der Reynolds-Mittelung in einen Mittelwert und eine Schwankungsbewegung aufgeteilt. Ein Beispiel ist die Dynamik der Strömungsgeschwindigkeit  $v(t)$  an einer beliebigen Position zum Zeitpunkt  $t$ , siehe Gleichung (2.40).

$$v(t) = \bar{v} + v'(t) \quad (2.40)$$

Dieser Ansatz ist gültig unter der Annahme, dass der fluktuierende Anteil der Schwankungsgröße im Mittel null ist  $\overline{v'(t)} = 0$ . Das quadratische Mittel der Schwankungsbewegung  $v' = (\overline{v'(t)^2})^{1/2}$  ist ein Maß für die Turbulenzintensität. Mittels dieser Größe wird die turbulente Reynolds-Zahl  $Re_t = (v' L_t \rho_g) / \eta_g$  definiert. Eine turbulente Strömung setzt sich aus einer Vielzahl an Turbulenzballen, den sogenannten Wirbeln, zusammen. Diese weisen ein großes Spektrum an unterschiedlichen Längen- und Zeitskalen auf. Je größer  $Re_t$ , desto breiter ist das Turbulenzspektrum. Ursache für dieses Spektrum an Wirbeln ist die Tatsache, dass jeder Wirbel eine endliche Lebensdauer hat. Eine modellhafte Vorstellung der Wirbellebensdauer ist die Energiekaskade nach Richardson. Danach wird dem Fluid über die größten in der Strömung vorkommenden Wirbel Energie zugeführt. Das Längenmaß  $L_t$  dieser größten Wirbelstrukturen liegt im Bereich der für die Strömung charakteristischen geometrischen Abmessungen  $L_t \propto L_c$ . Diese Wirbel sind instabil und zerfallen in Wirbelstrukturen mit geringeren Abmessungen. In diesem Bereich wird die kinetische Energie der großen Wirbel durch den Wirbelzerfall auf die kleineren Wirbel übertragen. Unter Annahme homogener isotroper Turbulenz nimmt die mittlere Energie des Energiespektrums der Wirbelstrukturen in diesem Bereich, dem Initialbereich der Energiekaskade, nach der von Kolmogorow definierten Gesetzmäßigkeit ab:

$$E_{kin,t}(k) \propto k^{-5/3}. \quad (2.41)$$

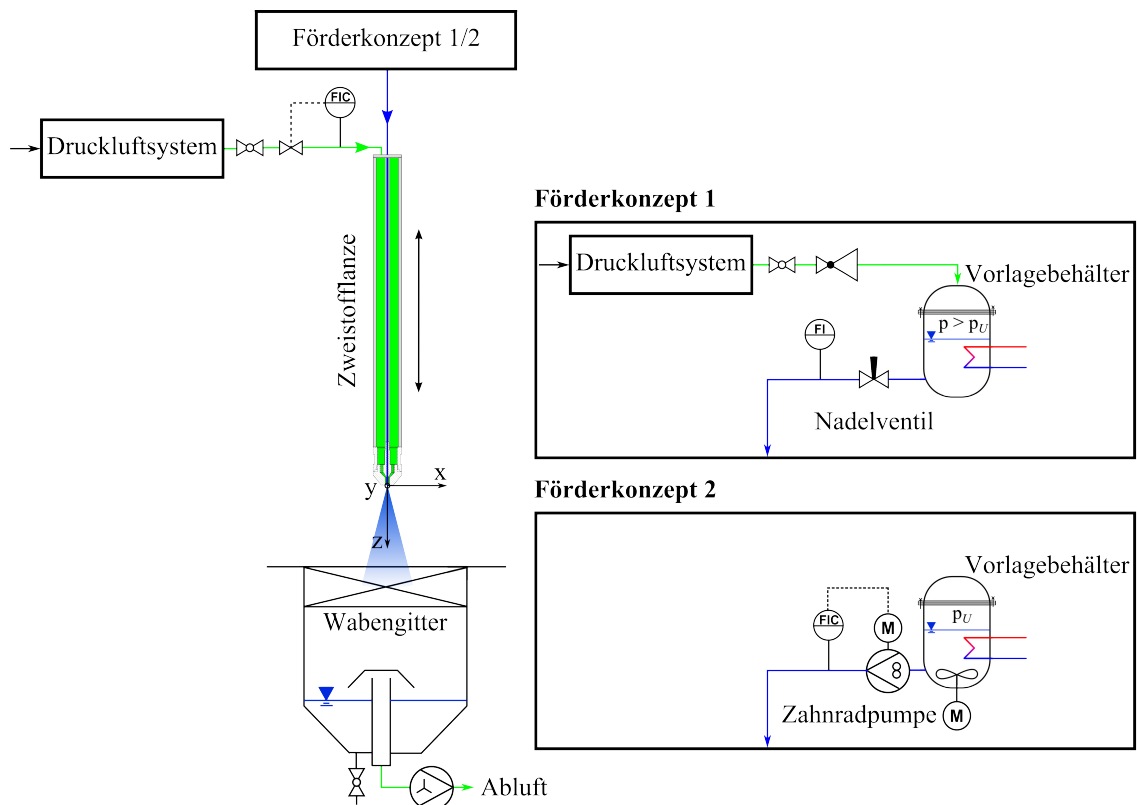
Diese Gleichung wird auch als Kolmogorow-5/3-Gesetz bezeichnet, Pope [72]. Das Längenmaß eines Wirbels  $L_t$  ist im Initialbereich der Energiekaskade mit der Wellenzahl  $k$  über den Ausdruck  $L_t = 2\pi/k$  verknüpft. Ab einer gewissen Größenordnung findet kein Energietransfer mehr statt. Die kinetische Energie der kleinsten Wirbel dissipiert durch innere Reibung. Die Größenskalen dieser Wirbel werden als Kolmogorow-Skalen bezeichnet, siehe Pope [72]. Wirbel mit einem Längenmaß kleiner den Kolmogorow-Skalen ( $L_t < \eta_K$ ) sind aufgrund der Dämpfung durch die Fluidviskosität nicht möglich. Nach Pope [72] sind die Kolmogorow-Skalen  $\eta_K = (v^3/\varepsilon)^{1/4}$  abhängig von der Dissipationsrate  $\varepsilon$  und der kinematischen Viskosität  $\nu$  des Fluids.

### 3 Experimenteller Aufbau und eingesetzte Zweistoffdüse

Die experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit wurden an zwei verschiedenen Testständen durchgeführt. Die Teststände ermöglichen die detaillierte Untersuchung des Zerstäubungsprozesses gasgestützter Zerstäuberdüsen unter herausfordernden Systembedingungen. Untersuchungen zum Einfluss der Viskosität Newtonscher und nicht-Newtonscher Fluide auf den Zerstäubungsvorgang, siehe Kapitel 5, wurden am atmosphärischen Zerstäuberteststand ATMO (ATMOspheric Spray Test Rig) durchgeführt. Zur Untersuchung des Zerstäubungsverhaltens bei erhöhtem Systemdruck, siehe Kapitel 6, wurde der Hochdruck-Zerstäuberteststand PAT (Pressurized Atomization Test Rig) eingesetzt. Beide Versuchsanlagen wurden am Institut für Technische Chemie (ITC) des Karlsruher Institut für Technologie im Rahmen der Dissertation von Jakobs [73] geplant, aufgebaut und in Betrieb genommen.

#### 3.1 Atmosphärischer Zerstäuberteststand – ATMO

Eine schematische Darstellung des Teststands ist in Abbildung 3.1 gegeben. Zentrales Element des Versuchsstands ist die axial verstellbare Zweistofflanze. Diese besteht aus zwei konzentrischen Rohren. Im zentralen innen liegenden Rohr strömt das zu zerstäubende Medium. Im Ringspalt zwischen äußerer Wand und zentralem Innenrohr strömt das Zerstäubungsmedium. Am unteren Ende der Zweistofflanze können verschiedene gasgestützte Zerstäuber adaptiert werden. Abhängig vom Zustand des zu zerstäubenden Fluids kann zwischen zwei unterschiedlichen Förderkonzepten gewählt werden. Reine Flüssigkeiten können mittels eines druckbeaufschlagten Behälters pulsationsfrei zur Zweistofflanze gefördert werden, siehe Förderkonzept 1 in Abbildung 3.1. Der Druckbehälter dient als Vorlagebehälter für die eingesetzten Flüssigkeiten und lässt sich mittels eines Wärmetauschers temperieren. Dies ist insbesondere beim Einsatz von hochviskosen Fluiden essentiell, da die Fluidviskosität temperaturabhängig ist. Beim Einsatz von Suspensionen erfolgt die Dosierung aus einem gerührten und temperierten Behälter mit einer Zahnradpumpe, siehe Förderkonzept 2 in Abbildung 3.1. Der Einsatz einer Zahnradpumpe ermöglicht, im Gegensatz zu alternativen Pumpentypen für hochviskose Flüssigkeiten oder Suspensionen (z. B. Membranpumpe), eine pulsationsarme Förderung. Die schonende Homogenisierung der Suspension während des Betriebs wurde mit einem speziellen Rührorgan für wässrige und viskose Fluide sichergestellt. Die Regelung des Fluidmassenstroms erfolgt bei Verwendung des Förderkonzepts 1 durch ein manuell betriebenes Nadelventil mit einem nachgeschalteten Durchflussmessgerät. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit erfolgte die Mengenummessung zunächst als Volumenstrommessung auf Basis des Prinzips der elektromagnetischen Induktion (relevant für Kapitel 5.1) und später als Massenstrommessung nach dem Coriolis-Prinzip (relevant für Kapitel 5.2). Die Messgenauigkeit beider Geräte wird seitens des Herstellers im Durchflussbereich mit  $\pm 0,1\%$  vom Sollwert angegeben. Bei Verwendung von Förderkonzept 2 erfolgt die Regelung automatisiert mit einem Massendurchflussregler, ebenfalls auf Basis des Coriolis-Prinzip. Die Regelgenauigkeit liegt im Bereich von  $\pm 0,29\%$  vom Sollwert. Das Zerstäubungsmedium wird über das hauseigene Druckluftnetz bereitgestellt. Die Regelung der Zerstäubungsluft erfolgt über einen Massendurchflussregler nach dem Prinzip der thermischen Anemometrie mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,5\%$  vom Sollwert.



**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung des atmosphärischen Zerstäubungsteststands ATMO

Das erzeugte Spray kann sich im optisch zugänglichen Bereich frei ausbreiten und gelangt über eine Absaugung in einen Auffangbehälter. Die Trennung von Gas und Flüssigkeit erfolgt im Inneren des Behälters mittels einer Prallplatte. Am Eintritt zum Auffangbehälter wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Wabengitter mit einer Höhe von  $H = 100 \text{ mm}$  (Struktur: Bienenwabe, Zellgröße:  $6,35 \text{ mm}$ ) installiert. Dieses Wabengitter dient als Strömungsgleichrichter und verhindert die Rezirkulation von Tropfen durch großskalige Wirbelstrukturen. Die Integration des Versuchstands in einen Aufbau aus Aluminiumprofilen ermöglicht den flexiblen Einsatz verschiedener optischer und laserbasierter Messtechniken sowie zugehöriger manueller (3D-Mikrometertraverse) und automatischer (Lineareinheit mit Spindeltrieb) Verfahrenseinheiten.

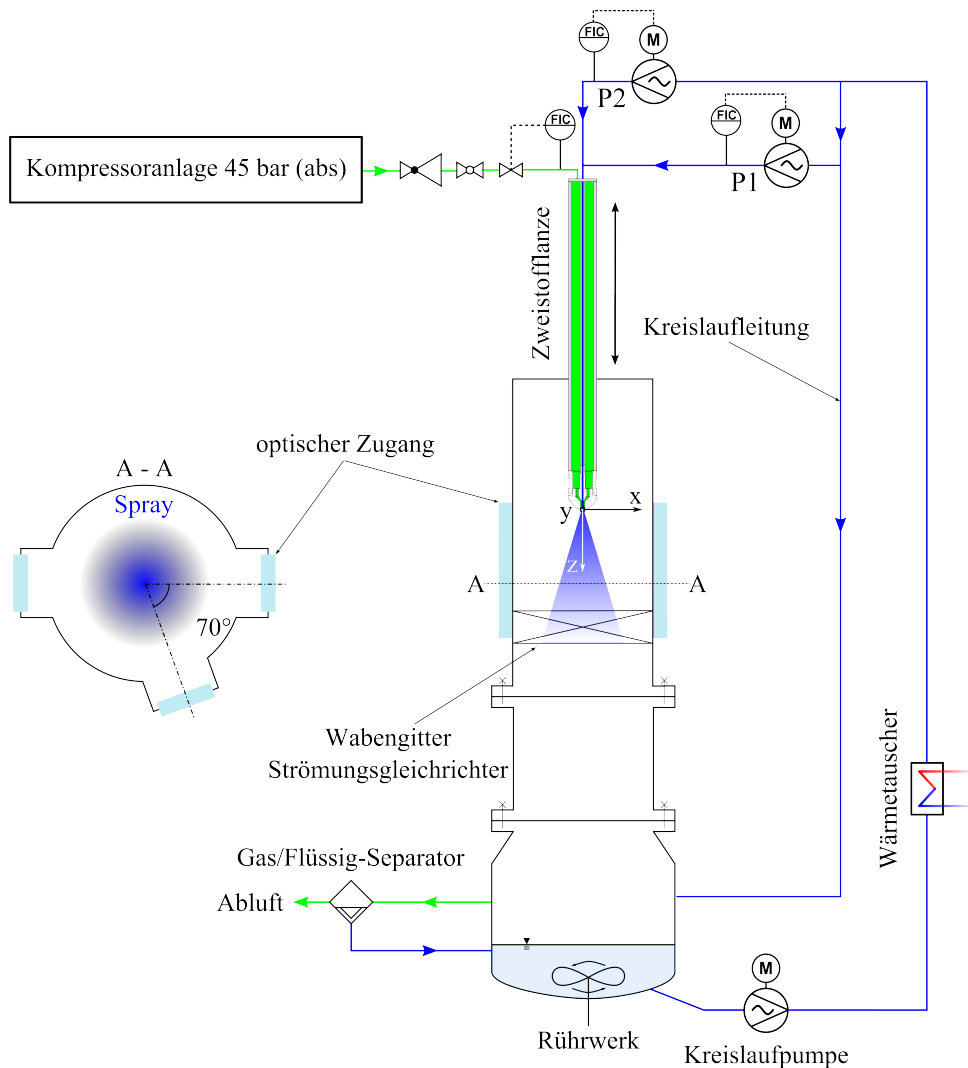
Die Betriebsdaten des Teststands ATMO sind in nachfolgender Tabelle 3.1 zusammengefasst.

**Tabelle 3.1:** Betriebsdaten des atmosphärisch betriebenen Zerstäubungsteststands ATMO

		Förderkonzept 1	Förderkonzept 2
Gasmassenstrom	$\dot{M}_g$	$0 \text{ kg h}^{-1}$ bis $20 \text{ kg h}^{-1}$	$0 \text{ kg h}^{-1}$ bis $20 \text{ kg h}^{-1}$
Flüssigmassenstrom	$\dot{M}_l$	$5 \text{ kg h}^{-1}$ bis $50 \text{ kg h}^{-1}$	$2 \text{ kg h}^{-1}$ bis $20 \text{ kg h}^{-1}$
Gastemperatur	$T_g$	$T_u$	$T_u$
Flüssigkeitemperatur	$T_l$	$0 \text{ °C}$ bis $80 \text{ °C}$	$0 \text{ °C}$ bis $80 \text{ °C}$
Viskosität	$\eta_l$	$1 \text{ mPa s}$ bis $1000 \text{ mPa s}$	$1 \text{ mPa s}$ bis $400 \text{ mPa s}$
Suspension		Nein	Ja

### 3.2 Hochdruck-Zerstäuberteststand – PAT

Der Hochdruck-Zerstäuberteststand PAT ermöglicht die experimentelle Untersuchung des Zerstäubungsvorgangs von Flüssigkeiten und Suspensionen mittels gasgestützter Zerstäuberdüsen bei einem Systemdruck von bis zu  $p_{sys} = 21 \text{ bar (abs)}$ . Eine vereinfachte schematische Darstellung des Zerstäuberteststands PAT ist in Abbildung 3.2 abgebildet.



**Abbildung 3.2:** Schematische Darstellung des Hochdruck-Zerstäubungsteststands PAT

Zentrales Element des Teststands ist ein zylindrischer Druckreaktor mit einer Gesamthöhe von  $H = 3000 \text{ mm}$ . Der Druckreaktor besteht aus drei Teilsegmenten: der Zerstäubungskammer, der Beruhigungskammer und dem Sumpf. Im oberen Bereich des Druckreaktors ist eine Zweistofflanze zentrisch in die Zerstäuberkammer eingebracht. Die Lanze ist axial frei positionierbar und ermöglicht die Aufnahme verschiedener gasgestützter Zerstäuberdüsen. Zur Dosierung der zu zerstäubenden Fluide stehen zwei parallel geschaltete Exzentrerschneckenpumpen (P1 & P2) zur Verfügung. Diese ermöglichen die pulsationsarme Förderung von Flüssigkeiten und Suspensionen ( $d_{p,max} = 1000 \mu\text{m}$ ) bis zu einer Viskosität von  $\eta_{l,max} = 1000 \text{ mPa s}$  im Regelbereich von  $\dot{M}_l = 9 \text{ kg h}^{-1}$  bis  $\dot{M}_l = 200 \text{ kg h}^{-1}$ . Die Regelung des Fluidmassenstroms erfolgt über zwei Regelstrecken, bestehend aus Frequenzumformer, Pumpenmotor und einer Durchflussmessung welche auf dem Coriolis-Prinzip basiert. Beide Exzentrerschneckenpumpen werden aus einer Kreislaufleitung mit Medium versorgt. Mit einer

Exzentrerschneckenpumpe wird das eingesetzte Fluid über eine Kreislaufleitung permanent im Kreis gepumpt, wodurch eine mögliche Entmischung oder Sedimentation beim Einsatz von Suspensionen vermieden wird. Zudem kann das eingesetzte Fluid durch eine doppelwandige Ausführung der Kreislaufleitung mittels eines Wärmetauschers im Temperaturbereich von  $T_l = 10\text{ °C}$  bis  $T_l = 80\text{ °C}$  temperiert werden. Der Einsatz einer Temperierung ermöglicht es, bei der Verwendung hochviskoser Fluide, die Viskosität im Betrieb konstant zu halten. Die Bereitstellung des Zerstäubungsmediums erfolgt über eine zweistufige Kompressoranlage. Hierzu wird Umgebungsluft zunächst mit einem Schraubenkompressor auf einen Druck von  $p_{sys} = 11\text{ bar (abs)}$  vorverdichtet und in einem weiteren Prozessschritt mit einem Kolbenkompressor auf  $p_{sys} = 45\text{ bar (abs)}$  komprimiert. Die komprimierte Prozessluft wird in zwei Puffertanks mit einem Gesamtvolumen von  $V_{ges} = 8\text{ m}^3$  gespeichert. Über einen nachgeschalteten Hochdruckkältetrockner wird trockene Luft aus diesen Behältern der Zweistofflanze zugeführt. Die Regelung der Zerstäubungsluft erfolgt über eine Volumenstrommessung. Hierzu detektiert eine Messturbine den Volumenstrom im Bereich von  $\dot{V}_g = 0\text{ m}^3\text{ h}^{-1}$  bis  $25\text{ m}^3\text{ h}^{-1}$  bei Betriebsbedingungen. Die Messung von Druck und Temperatur im Bereich der Messturbine ermöglicht die Umrechnung des Volumenstroms in den Massenstrom. Sowohl Be- und Entspannen des Reaktors geschieht in einer Rampenfahrweise mittels einer speicherprogrammierbaren Steuerung. Im Betrieb wird, durch Vorgabe des Systemdrucks und permanentem Messen des Volumenstroms an Zerstäubungsluft, die Stellung der Abluftventile automatisch geregelt.

Die Zerstäuberkammer im oberen Bereich des Reaktors hat einen Durchmesser von  $D = 300\text{ mm}$  und ist mit drei axial positionierbaren optischen Zugängen versehen. Diese sind ausgestattet mit druckfesten hochreinen Spezialgläsern und ermöglichen den Einsatz der nachfolgend in Kapitel 4 beschriebenen optischen und laserbasierten Messtechniken. Die drei optischen Zugänge sind in einem Winkel von  $0^\circ$ ,  $70^\circ$  und  $180^\circ$  angeordnet. Alle optischen Zugänge sind mit einem optionalen Spülluftsystem ausgerüstet, um im Betrieb das Anhaften von Tropfen zu vermeiden. Zur Minimierung von rezirkulierenden Tropfen wurde im Rahmen dieser Arbeit unterhalb der optischen Zugänge ein Wabengitter mit einer Höhe von  $H = 100\text{ mm}$  (Struktur: Bienenwabe, Zellgröße:  $6,35\text{ mm}$ ) integriert.

Im unteren Bereich des Druckreaktors befindet sich die Flüssigkeitsvorlage. Zur Vermeidung von Sedimentation beim Einsatz von Suspensionen ist in diesem Anlagenteil ein Rührwerk integriert.

Die Regelung und Überwachung der Versuchsanlage erfolgt über ein Prozessleitsystem. Zur Positionierung der eingesetzten Messtechniken wurde ein Traversensystem, bestehend aus drei Lineareinheiten, installiert. Mittels dieser Traverse ist es möglich, das Messvolumen der jeweiligen Messtechnik mit einer Auflösung von  $\Delta s = 100\text{ }\mu\text{m}$  in alle drei Raumrichtungen zu verfahren.

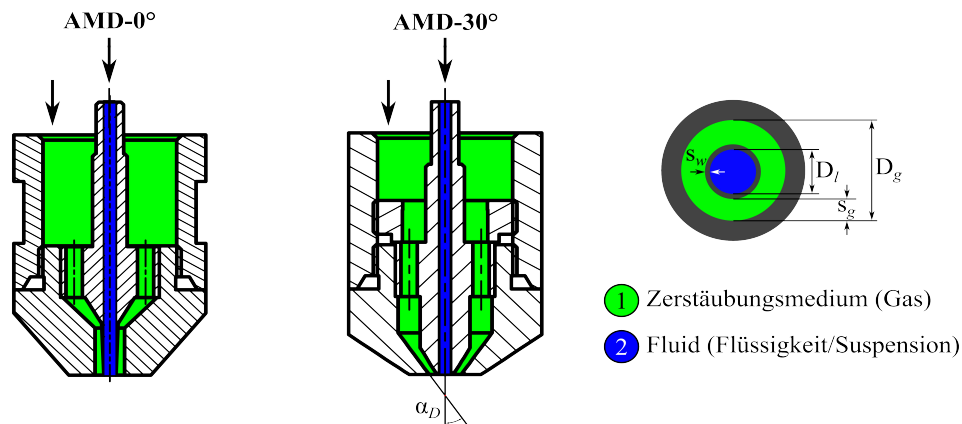
Eine detaillierte Beschreibung des Hochdruck-Teststands PAT ist der Dissertation von Jakobs [73] zu entnehmen. Die möglichen Betriebsdaten des Teststands sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

**Tabelle 3.2:** Betriebsdaten des Hochdruck-Zerstäubungsteststands PAT

Höhe Druckreaktor	H	3000 mm
Durchmesser Zerstäuberkammer	D	300 mm
Systemdruck	$p_{sys}$	$p_{sys} = 1\text{ bar (abs)}$ bis $21\text{ bar (abs)}$
Gasmassenstrom	$\dot{M}_g$	$1,5\text{ kg h}^{-1}$ bis $500\text{ kg h}^{-1}$
Flüssigvolumenstrom	$\dot{V}_l$	$8,3\text{ l h}^{-1}$ bis $53\text{ l h}^{-1}$
Flüssigkeitemperatur	$T_l$	$10\text{ °C}$ bis $80\text{ °C}$
Viskosität	$\eta_l$	$1\text{ mPa s}$ bis $1000\text{ mPa s}$
Suspension		Ja

### 3.3 Zweistoffdüsen

Zur Erzeugung eines Sprays wurden im Rahmen dieser Arbeit zwei drallfreie außenmischende Zweistoffdüsen eingesetzt. In Abbildung 3.3 sind beide eingesetzten Zerstäuberdüsen in einer Schnittdarstellung abgebildet. Das zu zerstäubende Fluid (blau) wird axial in der Mitte des Zerstäubers zugeführt. Das Zerstäubungsmedium (grün) tritt über eine konzentrische Ringströmung aus der Düse aus.



**Abbildung 3.3:** Schnit Zeichnung der eingesetzten außenmischenden Zweistoffdüsen (AMD)

Beide Düsen, AMD-0° und AMD-30°, unterscheiden sich im Wesentlichen hinsichtlich folgender geometrischer Größen: Anstellwinkel  $\alpha_D$ , Gasaustrittsspalt  $s_g$  und Stegdicke  $s_w$ . Bei AMD-30° handelt es sich um eine Düse, welche bei experimentellen Untersuchungen am institutseigenen atmosphärischen Flugstromvergaser REGA zum Einsatz kommt, siehe Fleck et al. [74]. Bei der außenmischenden Zweistoffdüse AMD-0° wurde bewusst auf einen Anstellwinkel zwischen Zerstäubungsmedium und zentral austretendem Fluid verzichtet  $\alpha_D = 0^\circ$ . Außerdem wurde die Stegdicke der Trennwand zwischen Zerstäubungsmedium und zu zerstäubendem Fluid auf eine Wandstärke von  $s_w = 100 \mu\text{m}$  reduziert. Motiviert ist diese Idealisierung durch das Vorhaben, den Einfluss der Gasgrenzschicht auf den Zerstäubungsprozess ohne geometrische Einflüsse analysieren zu können. Der Fluidaustrittsdurchmesser  $D_l$  wurde bei beiden Düsen identisch gehalten. Der Gasaustrittsdurchmesser  $D_g$  wurde bei Variation der Stegdicke  $s_w$  angepasst, um die Impulsstromdichte der Gasphase bei beiden Düsen konstant zu halten. In der vorliegenden Arbeit erfolgte die Berechnung des Ausströmvorgangs der eingesetzten Zweistoffdüsen durch die im Anhang A.3.1 beschriebenen Berechnungsgrundlagen.

In Tabelle 3.3 sind alle geometrisch relevanten Maße für beide Düsen verzeichnet. Die Nomenklatur AMD-0° und AMD-30° wird nachfolgend für die Kennzeichnung der jeweiligen Düse eingesetzt.

**Tabelle 3.3:** Geometrische Dimensionen der eingesetzten außenmischenden Zweistoffdüsen (AMD)

Typ	$D_g$	$D_l$	$D_{hyd}$	$s_g$	$s_w$	$\alpha_D$
AMD-0°	5,4 mm	2 mm	3,2 mm	1,6 mm	100 $\mu\text{m}$	0°
AMD-30°	5,8 mm	2 mm	2,8 mm	1,4 mm	500 $\mu\text{m}$	30°



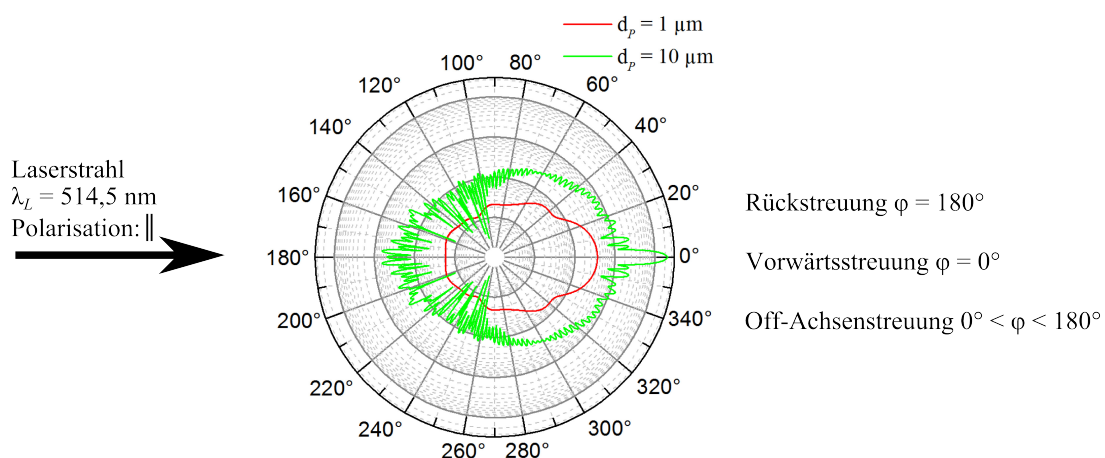
## 4 Strömungs- und Spraymesstechnik

Die Charakterisierung von Ein- und Zweiphasenströmungen ist für das Verständnis und die Auslegung von Prozessen in der Verfahrenstechnik essentiell. In der vorliegenden Arbeit gilt es, isotherme disperse Zweiphasenströmungen hinsichtlich Gasgeschwindigkeit, Tropfengröße, -geschwindigkeit und Tropfenzahlkonzentration zu beschreiben. Zum Einsatz kommen hierfür optische und laserbasierte Messtechniken. Diese nicht-invasiven Messverfahren zeichnen sich durch hohe zeitliche und räumliche Auflösung, Genauigkeit und geringe Messzeit aus.

In den nachfolgenden Kapiteln werden die eingesetzten Messtechniken zunächst hinsichtlich des Aufbaus und der physikalischen Funktionsweise beschrieben. Des Weiteren werden Möglichkeiten und Grenzen der einzelnen Messtechniken diskutiert und die für diese Arbeit durchgeführten Optimierungsmaßnahmen zur Minimierung von Messunsicherheiten vorgestellt. Angemerkt sei, dass im Anhang A.4.1 Grundlagen zur Streuung von Licht an einem sphärischen Tropfen beschrieben sind.

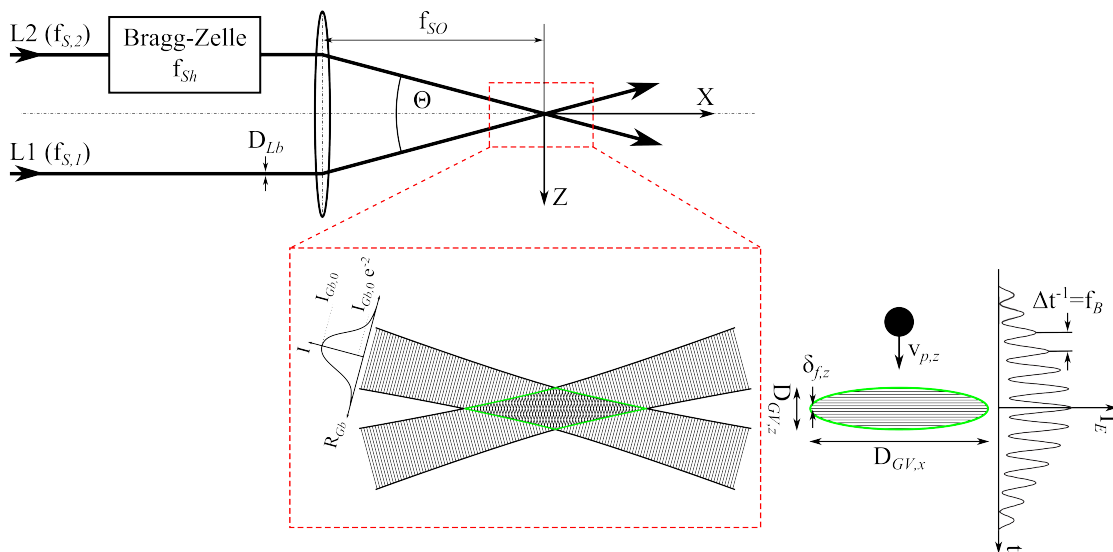
### 4.1 Laser-Doppler-Anemometrie (LDA)

Die Laser-Doppler-Anemometrie (LDA) ist ein nicht-invasives, laserbasiertes Messverfahren zur zeitlich und räumlich hochaufgelösten Messung von Strömungsgeschwindigkeiten in Flüssigkeiten und Gasen. Dem strömenden Fluid müssen kleine Tracerpartikeln zugefügt werden, falls diese noch nicht im Fluid enthalten sind (z. B. Zweiphasenströmung). Abhängig vom Folgevermögen ermöglichen die Partikel die Erfassung lokaler Informationen des Strömungszustands der Gasphase. Zur Beobachtung werden die Partikel mittels eines monochromatischen Lasers der Wellenlänge  $\lambda_L$  angestrahlt. Das vom Partikel gestreute Licht (Mie-Streuung) wird von einem ortsfesten Empfänger (Photomultiplier) detektiert. Abhängig vom Detektionswinkel  $\varphi$  variiert die Streulichtintensität. In Abbildung 4.1 ist die Mie-Streulichtintensität für zwei Partikeln unterschiedlicher Größe als Funktion von  $\varphi$  dargestellt. Abhängig von der Position von  $\varphi$  zur Strahleintrittsachse  $x$  wird zwischen Vorwärtsstreuung ( $\varphi = 0^\circ$ ), Rückwärtsstreuung ( $\varphi = 180^\circ$ ) und einem Winkel  $\varphi$  zwischen  $0^\circ$  und  $180^\circ$ , der sogenannten Off-Achsenstreuung, unterschieden.



**Abbildung 4.1:** Abhängigkeit der Streulichtintensität (Mie-Streuung) vom Streulichtwinkel  $\varphi$ .  
Simulationssoftware: MiePlot 4.6 von Laven [75]

Die Frequenz  $f_E$  des von einem ortsfesten Empfänger detektierten Streulichts der Partikeln unterscheidet sich von der Frequenz des ausgestrahlten Laserlichts  $f_S = c_0/\lambda_L$ , aufgrund der Bewegung des Partikels um die sogenannte Dopplerfrequenz  $f_D = f_S + f_D$ . Diese Frequenzverschiebung korreliert mit der Partikelgeschwindigkeit, bzw. mit der Strömungsgeschwindigkeit der kontinuierlichen Phase. Kritisch ist jedoch, dass sich die hohe Frequenz des Lichts  $f_S$  und somit auch die detektierte Frequenz  $f_S + f_D$  ( $> 10^{12}$  Hz) nur mit sehr hohem technischem Aufwand auflösen und verarbeiten lässt. In der Praxis wird daher das Zweistrahl-Laser-Doppler-Verfahren nach vom Stein et al. [76] eingesetzt. Mittels eines Strahlteilers wird ein monochromatischer kohärenter Laserstrahl mit Gaußischem Strahlprofil (TEM<sub>00</sub>-Mode) in zwei Einzelstrahlen aufgeteilt und im Winkel  $\Theta$  in der Strahltaile, unter Ausbildung eines Volumens, zum Schnitt gebracht. Siehe Abbildung 4.2.



**Abbildung 4.2:** Prinzip der LDA-Messtechnik mit Partikel, der das geometrische Messvolumen durchfliegt.

Dieses Volumen wird im Rahmen dieser Arbeit als geometrisches Messvolumen (GMV) bezeichnet. Das von einem Partikel in Richtung des ortsfesten Empfängers gestreute Licht beider Strahlen unterscheidet sich aufgrund des Schnittwinkels  $\Theta$  hinsichtlich der Frequenz  $f_{S,i}$  geringfügig, wodurch es zur Interferenz beider Signale kommt. Die Frequenz, der vom Empfänger detektierten Signalüberlagerung (Schwebung), entspricht der reinen Dopplerfrequenz und ist deutlich niederfrequenter ( $\approx 10^6$  Hz). Der Zusammenhang zwischen Partikelgeschwindigkeit  $v_{P,z}$  und gemessener Dopplerfrequenz  $f_D$  ist wie folgt definiert:

$$v_{P,z} = \frac{\lambda_L}{2 \sin(\Theta/2)} f_D. \quad (4.1)$$

Gleichung (4.1) ist ausschließlich von geometrischen und optischen Parametern abhängig. Die Geschwindigkeitsmessung erfolgt somit kalibrationsfrei.

Die Bestimmung der Dopplerfrequenz  $f_D$  lässt sich für kleine Partikeln mittels des Interferenzstreifenmodells anschaulich erklären, siehe Albrecht et al. [63]. Im Schnittpunkt beider kohärenter Laserstrahlen bildet sich durch konstruktive und destruktive Interferenz der ebenen Welle ein Interferenzstreifenmuster aus. Dies ist in Abbildung 4.2 mittels Moiré-Effekt dargestellt. Der Schnittbereich definiert das GMV, welches aufgrund der Gaußschen Intensitätsverteilung des Laserstrahls die Form eines länglichen Rotationsellipsoids hat. Die räumliche Begrenzung des GMV ist entsprechend der Definition des Strahlradius bei  $I_{Gb} = I_{Gb,0} e^{-2}$  festgelegt. Die geometrische Ausdehnung in alle drei Raumrichtungen ( $D_{GV,x}, D_{GV,y}, D_{GV,z}$ ) ist eine Funktion vom Schnittwinkel  $\Theta$  und dem in der Strahltaile

definierten Strahldurchmesser  $D_{Gb}$ . Dieser ist abhängig vom geometrischen und optischen Setup des Systems und entsprechend Gleichung (4.2) vorgegeben:

$$D_{Gb} = \frac{4f_{SO}\lambda_L}{\pi D_{Lb}}. \quad (4.2)$$

Die Wellenlänge  $\lambda_L$  und der Laserstrahldurchmesser  $D_{Lb}$  sind häufig durch den eingesetzten Laser festgelegt. Die Brennweite der Sendeoptik  $f_{SO}$  ist dagegen weitestgehend frei wählbar. Nach Albrecht et al. [63] sind die Dimensionen des GMV nach folgenden Gleichungen definiert:

$$D_{GV,x} = \frac{D_{Gb}}{\sin(\Theta/2)}, \quad D_{GV,y} = D_{Gb}, \quad D_{GV,z} = \frac{D_{Gb}}{\cos(\Theta/2)}. \quad (4.3)$$

Der Schnittwinkel  $\Theta$  beider Laserstrahlen ist durch den Strahlabstand und die Brennweite der Sendeoptik  $f_{SO}$  modulierbar. Der Abstand zwischen den Interferenzstreifen  $\delta_{f,z}$  ist nach Albrecht et al. [63] abhängig von der Wellenlänge  $\lambda_L$  und dem Schnittwinkel  $\Theta$  beider Laserstrahlen:

$$\delta_{f,z} = \frac{\lambda_L}{2 \sin(\Theta/2)}. \quad (4.4)$$

Die Orientierung der Interferenzstreifen in Abbildung 4.2 ist parallel zur x/y-Ebene. Ein Partikel, welcher diese Interferenzebenen durchquert, streut Licht mit einer Frequenz  $f_B$  proportional zur Komponente  $v_{P,z}$  des Partikelgeschwindigkeitsvektors  $\mathbf{v}_P = (v_{P,x}, v_{P,y}, v_{P,z})^T$ .

$$v_{P,z} = f_B \delta_{f,z} = f_B \frac{\lambda_L}{2 \sin(\Theta/2)} = f_D \frac{\lambda_L}{2 \sin(\Theta/2)}. \quad (4.5)$$

Durch Ersetzen des Parameters  $\delta_{f,z}$  in Gleichung (4.5) mit Gleichung (4.4) ergibt sich wieder der Ausdruck (4.1).

In Abbildung 4.2 ist schematisch das Streulichtsignal eines Partikels dargestellt. Die Anzahl der Intensitätspeaks entspricht der Anzahl an durchquerten Interferenzebenen. Aufgrund der Gaußschen Intensitätsverteilung ist die Intensität des detektierten Signals im Zentrum am höchsten und sinkt nach außen hin ab. Mittels einer FFT-Signalanalyse des Streulichtsignals, lässt sich die Frequenz bestimmen und ermöglicht somit die Berechnung der Partikelgeschwindigkeit. Eine Unterscheidung zwischen positiver und negativer Partikelgeschwindigkeit ist aufgrund der Richtungsunabhängigkeit der Frequenz (Skalar) mit Gleichung (4.5) nicht möglich. Um die Bewegungsrichtung der Partikeln dennoch detektieren zu können, wird die Grundfrequenz  $f_{S,i}$  einer der beiden Laserstrahlen ( $i = \{1,2\}$ ) mit einer Bragg-Zelle gezielt um eine bekannte konstante Frequenz  $f_{Sh}$  verschoben, siehe Albrecht et al. [63]. Dies bewirkt eine Bewegung des Interferenzstreifenmusters im Messvolumen. Wird diese Frequenzverschiebung in Gleichung (4.5) berücksichtigt, resultiert folgender Ausdruck:

$$v_{P,z} = (f_D - f_{Sh}) \frac{\lambda_L}{2 \sin(\Theta/2)}. \quad (4.6)$$

Die Frequenz eines fiktiven, im Messvolumen stehenden Partikels ( $v_{P,z} = 0 \text{ m s}^{-1}$ ), entspricht der Verschiebungsfrequenz. Limitiert sind negative Geschwindigkeiten über die Höhe der Verschiebungsfrequenz.

Zur Detektion weiterer Komponenten wird pro Element von  $\mathbf{v}_P = (v_{P,x} \ v_{P,y} \ v_{P,z})^T$  ein weiteres Laserstrahlenpaar mit unterschiedlicher Wellenlänge  $\lambda_L$  benötigt. Die Signalerfassung erfolgt weiterhin mit einem Detektor jedoch mit verschiedenen Bandpassfiltern zur Trennung der Laserlichtsignale.

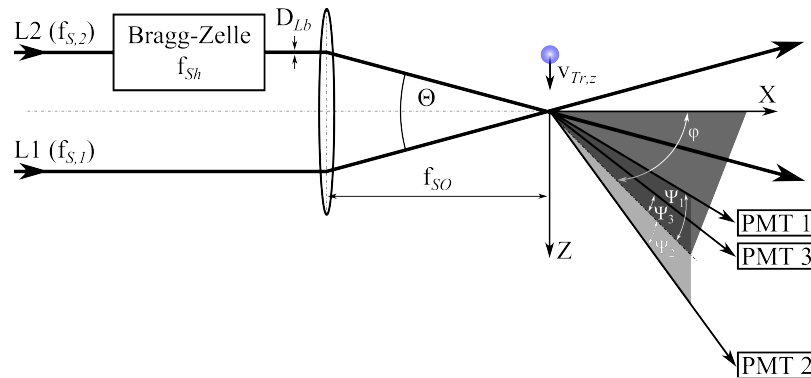
LDA-Messungen sind sowohl in Vorwärts- ( $\varphi = 0^\circ$ ), in Rückwärts- ( $\varphi = 180^\circ$ ), und in Off-Achsenstreuung ( $0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$ ) möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Gasströmung in Rückwärtsstreuung vermessen. Diese Konfiguration ist durch die Kombination von Sende- und Empfangsoptik in einem Bauteil bei der Positionierung des Messvolumens besonders präzise. Als Tracerpartikeln eignen sich sowohl transparente als auch opake Partikeln oder Flüssigkeitstropfen. Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen der vorliegenden Arbeit kam für Geschwindigkeitsmessungen der reinen Gasphase ein Öl-Aerosol (DEHS) zum Einsatz. Erzeugt wurde das Aerosol mit einem Tracer-Generator der Firma LaVision. Die erzeugten Tracerpartikeln haben entsprechend des Herstellers folgende repräsentative Durchmesser:  $d_{3,50} \approx 0,2 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $d_{3,99} \approx 1 \text{ }\mu\text{m}$ . Somit verfügen sie, verbunden mit der geringen Dichte von  $\rho_{DEHS} = 912 \text{ kg m}^{-3}$ , über ein gutes Folgevermögen. Bezogen auf den  $d_{3,99}$  lassen sich Turbulenzprozesse bis zu einer Frequenz von circa  $8200 \text{ s}^{-1}$  auflösen. Siehe Albrecht et al. [63].

## 4.2 Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)

Bei der Untersuchung von Zweiphasenströmungen ist neben der Information über die Geschwindigkeit der kontinuierlichen Phase auch die Charakterisierung der dispersen Phase, insbesondere hinsichtlich Geschwindigkeit und Größe, relevant. Hierzu eignet sich die Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA). Diese Messmethode ermöglicht die nicht-invasive, zeitlich und räumlich hochaufgelöste Messung der Geschwindigkeit und Größe von sphärischen Partikeln, wie beispielsweise Tropfen oder Gasblasen. Patentierte wurde die Methode erstmalig von Bachalo [77]. Das erste kommerzielle Messsystem wurde von Bachalo und Houser [78] vorgestellt. Die folgende Beschreibung des Systems bezieht sich auf die Charakterisierung von Flüssigkeitstropfen.

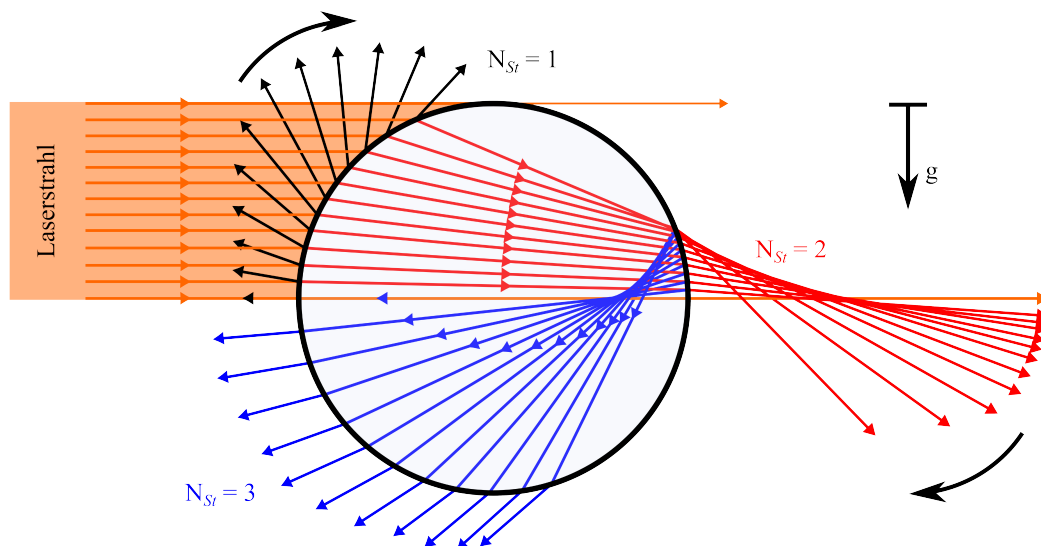
### 4.2.1 Aufbau und Funktionsweise

Die PDA-Messtechnik basiert auf dem in Kapitel 4.1 beschriebenen Prinzip der Laser-Doppler-Anemometrie. Zur Bestimmung der Partikelgröße ist jedoch mindestens ein weiterer Photomultiplier (PMT) notwendig, welcher um einen Winkel  $\psi_i$  zur x/y-Ebene versetzt ist. In Abbildung 4.3 ist die geometrische Anordnung weiterer Detektoren für ein 3-Detektor-Standard-PDA-System abgebildet. Die optische Konfiguration dieses Systems entspricht dem in dieser Arbeit eingesetzten PDA der Firma DANTEC.



**Abbildung 4.3:** Schematischer Aufbau eines PDA-Systems

Befindet sich ein Tropfen im Messvolumen der sich kreuzenden Laserstrahlen, so kommt es zur Reflexion und Brechung des Laserlichts am sphärischen Tropfen. Dieser Vorgang ist, in Analogie zum betrachteten Spezialfall eines Einzelstrahls aus Abbildung A.4 (a-I), in Abbildung 4.4 dargestellt. Diese Darstellung basiert auf der Annahme eines aus endlich vielen Einzelstrahlen bestehenden Laserstrahls.



**Abbildung 4.4:** Schematische Darstellung des Strahlengangs der ersten drei Streulichtmodi eines Laserstrahls an einem sphärischen, transparenten Tropfen

Das vom Tropfen gestreute Licht (Reflexion und Brechung  $N_B$ -ter Ordnung) beider Laserstrahlen interferiert und bildet ein räumliches Interferenzmuster. Diese räumliche Verteilung der Lichtintensität wird von den ortsfesten und räumlich getrennten Detektoren PMT 1 und PMT 2 detektiert. Aufgrund der abweichenden optischen Weglänge, des am jeweiligen Streulichtpunkt gestreuten Lichts zu den Detektoren, wird das Signal an den Detektoren mit einer Phasendifferenz  $\Delta\phi^{(N_{St})}$  detektiert. Unter Annahme einer ebenen Welle und den Gesetzen der GO kann die von zwei Detektoren PMT 1 und PMT 2 detektierte Phasendifferenz nach folgender Gleichung berechnet werden:

$$\Delta\phi_{12}^{(N_{St})} = d_p \beta_{12}^{(N_{St})} = d_p (\beta_1^{(N_{St})} - \beta_2^{(N_{St})}). \quad (4.7)$$

Der Parameter  $\beta_i^{(N_{St})}$  wird in der Literatur, siehe z. B. Albrecht et al. [63], als Geometriefaktor oder als Durchmesserumrechnungsfaktor bezeichnet und ist von den geometrischen Faktoren des PDA-Systems ( $\Theta$ ,  $\varphi$ ,  $\psi_i$ ), dem relativen Brechungsindex  $n_{rel}$  und vom Streulichtmodus  $N_{St}$  abhängig.

Nach Albrecht et al. [63] ist  $\beta_i^{(N_{St})}$  für die Streulichtmodi Reflexion ( $N_{St}=1$ ) und Brechung 1-ter Ordnung ( $N_{St} = 2$ ) nach den Gleichungen (4.8) und (4.9) definiert.

$$\beta_i^{(1)} = \frac{2\pi}{\lambda_L} \sqrt{2} \sqrt{1 - \cos \psi_i \cos \varphi \cos \frac{\Theta}{2} + \sin(\psi_i) \sin \frac{\Theta}{2}} \quad (4.8)$$

$$\beta_i^{(2)} = \frac{2\pi}{\lambda_L} 2 \sqrt{1 + n_{rel}^2 - n_{rel} \sqrt{2} \sqrt{1 + \cos \psi_i \cos \varphi \cos \frac{\Theta}{2} + \sin \psi_i \sin \frac{\Theta}{2}}} \quad (4.9)$$

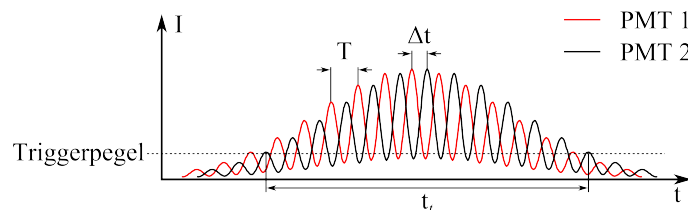
Aus Gleichung (4.7), (4.8) und (4.9) ergibt sich eine lineare Beziehung zwischen dem Partikeldurchmesser und der Phasendifferenz. Albrecht et al. [63] definieren näherungsweise für Reflexion ( $N_{St} = 1$ ) und für Brechung 1-ter Ordnung ( $N_{St} = 2$ ) folgende leicht vereinfachten Beziehungen (Annahme:  $\psi = \psi_1 = -\psi_2$ ):

$$d_p \approx \Delta\phi_{12}^{(1)} \frac{\lambda_L}{2\pi} \left( \frac{\sqrt{1 - \cos \psi \cos \varphi \cos \frac{\Theta}{2}}}{\sin \psi \sin \frac{\Theta}{2}} \right) \quad (4.10)$$

$$d_p \approx -\Delta\phi_{12}^{(2)} \frac{\lambda_L}{2\pi} \left( \frac{\xi \sqrt{1 + n_{rel}^2 - n_{rel}^2 \xi}}{n_{rel} \sin \psi \sin \frac{\Theta}{2}} \right) \quad \text{mit} \quad \xi = \sqrt{2} \sqrt{1 + \cos \psi \cos \varphi \cos \frac{\Theta}{2}} \quad (4.11)$$

In der Literatur existieren auch Berechnungsgleichungen für Brechung höherer Ordnung. Streulichtmodi  $N_{St} \geq 3$  werden im Rahmen dieser Arbeit aufgrund der zu geringen Streulichtintensität nicht berücksichtigt. Nach Gleichung (4.10) und (4.11) ist die Proportionalitätskonstante zwischen Partikeldurchmesser  $d_p$  und gemessener Phasendifferenz  $\Delta\phi^{(N_{St})}$  lediglich von geometrischen Faktoren abhängig und somit kalibrationsfrei.

Die direkte Bestimmung der Phasendifferenz  $\Delta\phi^{(N_{St})}$  aus den detektierten räumlichen Interferenzstreifenmustern ist nicht möglich. Zur Messung der Phasendifferenz wird daher die Bewegung der Partikeln bzw. die Frequenzverschiebung eines Laserstrahls  $f_{Sh}$  bei  $v_{P,z} = 0 \text{ m s}^{-1}$  genutzt. Bewegt sich der Partikel innerhalb des Messvolumens, bewirkt der Doppler-Effekt eine zeitliche Änderung der Intensität des Interferenzmusters, welche proportional zur Partikelgeschwindigkeit ist. Dieses Signal wird von den ortsfesten und räumlich getrennten Detektoren PMT 1 und PMT 2 als Doppler-Signal mit einer zeitlichen Verzögerung  $\Delta t$  detektiert, siehe Abbildung 4.5.

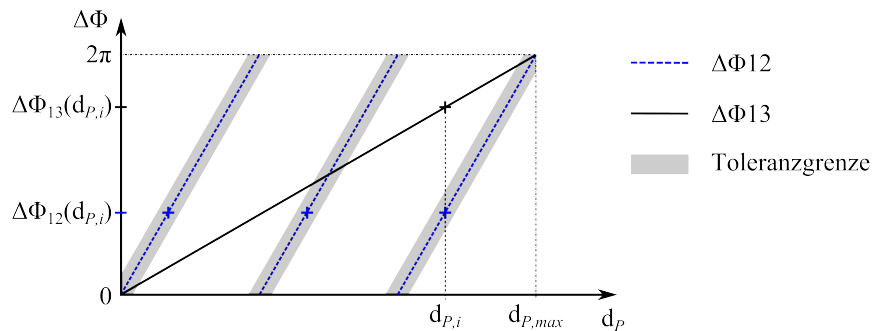


**Abbildung 4.5:** Doppler-Signale zweier Photomultiplier (PMT)

Aus der Beziehung

$$\frac{\Delta\phi^{(N_{St})}}{2\pi} = \frac{\Delta t}{T} \quad (4.12)$$

lässt sich mit der Periodendauer  $T = f_D^{-1}$  des Doppler-Signals und der zeitlichen Differenz der Signale  $\Delta t$  an zwei Detektoren die Phasendifferenz  $\Delta\phi^{(N_{St})}$  und somit, nach Gleichung (4.10) oder (4.11), der Partikeldurchmesser  $d_p$  berechnen. Die zeitliche Verschiebung zwischen beiden Doppler-Signalen wird mittels Kreuzkorrelation bestimmt. Die maximale messbare Partikelgröße  $d_{p,max}$  ist über die maximale Phasenverschiebung von  $\Delta\phi^{(N_{St})} = 2\pi$  definiert. Bei größeren Partikeln kommt es zu einer Mehrdeutigkeit bei der Lösung von Gleichungen (4.10) und (4.11). Eine mögliche Lösung dieses Problems zur Größenbegrenzung ist die Verkleinerung der Proportionalitätskonstante  $\beta_{12}^{(N_{St})} = (\beta_1^{(N_{St})} - \beta_2^{(N_{St})})$  durch die Wahl geringerer Winkel  $\psi_i$ . Diese Maßnahme wirkt sich jedoch auf die Auflösung des Systems aus. Um eine hohe Auflösung des Systems bei gleichzeitig großem Arbeitsbereich zu realisieren, wird daher ein dritter Detektor PMT 3 eingesetzt, siehe Albrecht et al. [63]. Die Überlagerung der gemessenen Phasenverschiebungen  $\Delta\phi_{12}^{(N_{St})}$  und  $\Delta\phi_{13}^{(N_{St})}$  ermöglicht eine eindeutige Zuordnung bei Überschreitung der  $2\pi$ -Mehrdeutigkeit, siehe Abbildung 4.6. Der maximal messbare Partikeldurchmesser ist durch das zweite Detektorpaar (PMT 1 und PMT 3) definiert. Ein weiterer Vorteil eines dritten Detektors ist die Möglichkeit zur Validierung des Messsignals durch Definition einer Toleranzgrenze (Validierungsbereich) von  $\pm X$  Prozent Abweichung von den gemessenen Durchmessern beider Detektorpaare. Typische Werte für X liegen im Bereich von 1 % bis 20 %. Bei Überschreitung dieser Toleranzgrenze wird der gemessene Durchmesser vom Messsystem nicht gewertet und somit in der gemessenen Partikelgrößenverteilung nicht berücksichtigt. Mögliche Ursachen für eine signifikante Abweichung zwischen  $\Delta\phi_{12}^{(N_{St})}$  und  $\Delta\phi_{13}^{(N_{St})}$  werden im nachfolgenden Kapitel 4.2.2 behandelt. Beim Einsatz eines Dual-Mode-PDA ist mittels der Toleranzgrenzen außerdem eine Bewertung hinsichtlich der Sphärizität eines Partikels möglich, siehe Tropea et al. [79].



**Abbildung 4.6:** Darstellung des linearen Zusammenhangs zwischen  $\Delta\phi$  und  $d_p$

Die Beziehung zwischen Partikeldurchmesser und Phasendifferenz ist abhängig vom jeweiligen Streulichtmodus. Daher ist für die korrekte Verarbeitung der Signale, nach Gleichung (4.10) oder (4.11), die Wahl eines geeigneten Off-Achsenwinkels  $\varphi$  entscheidend. Die Ausrichtung  $\varphi$  der Detektoren zur x/z-Ebene erfolgt so, dass der jeweils betrachtete Streulichtmodus bezüglich der Streulichtintensität  $I_E^{N_{St}}$  dominiert. Die Wahl des geeigneten Off-Achsenwinkels  $\varphi$  kann mittels der in Abbildung A.5 dargestellten Diagramme evaluiert werden. Aufgrund der Polarisationsabhängigkeit des reflektierten Lichts ist die Polarisation des Laserlichts, parallel  $\parallel$  oder perpendicular  $\perp$ , relativ zur Streulichtebene zu berücksichtigen.

### 4.2.2 Grenzen der PDA-Messtechnik

Die Phasen-Doppler-Anemometrie ist nach heutigem Stand der Technik eine der exaktesten Messtechniken zur Charakterisierung von Sprays. Aufgrund der Komplexität ist für den Betrieb und die folgende Interpretation der Messdaten jedoch ein fundamentales Verständnis notwendig. Zur Minimierung von Messungenauigkeiten sind insbesondere Kenntnisse hinsichtlich potentieller Quellen für Messunsicherheiten und Grenzen der Messtechnik erforderlich.

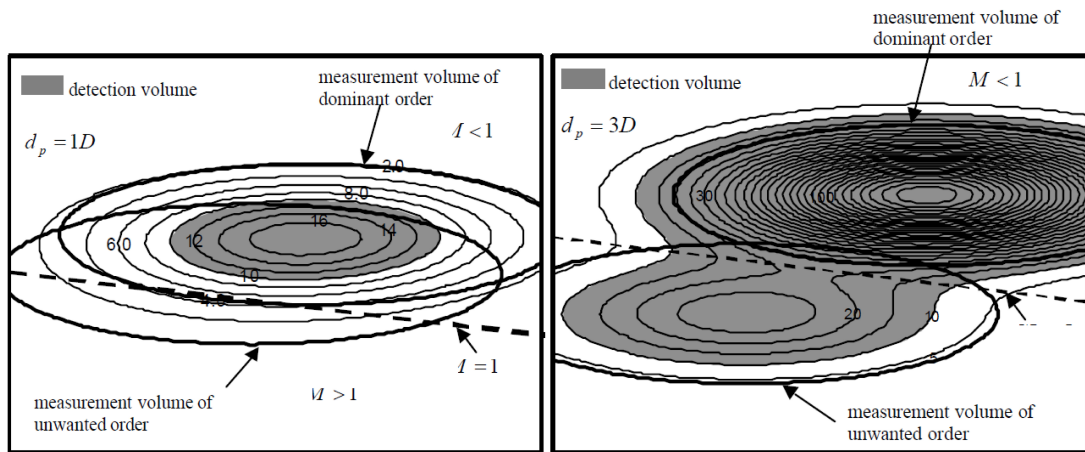
Für das Verständnis der nachfolgenden Effekte ist es zunächst erforderlich, neben dem in Kapitel 4.1 eingeführten **geometrischen Messvolumen** (GMV), zwei weitere Volumen zu definieren. Bewegt sich ein Partikel durch das GMV, bilden sich auf der Partikeloberfläche für jeden Laserstrahl Eintritts- (EP) und zugehörige Streulichtpunkte (SP), siehe Anhang A.4.1. Die für den jeweiligen Detektor sichtbare Position der SP auf der Partikeloberfläche ist abhängig von der Position des Detektors und des jeweiligen Streulichtmodus. Bei geringer Partikelgröße liegen SP für Brechung und Reflexion übereinander. Mit steigender Partikelgröße entfernen sich jedoch die SP voneinander. Ausgehend vom jeweiligen SP wird Licht unterschiedlicher Streulichtmodi, Reflexion ( $N_{St} = 1$ ) und Brechung ( $N_{St} > 1$ ), in Richtung eines Detektors gestreut. Die Interferenz des gestreuten Lichts eines Streulichtmodus resultiert in einem Interferenzstreifensystem im Raum. Dieser Bereich wird als **effektives Messvolumen** (EMV) bezeichnet. Nach der Theorie zur Geometrischen Optik (GO) ist der EP und der Pfad des Lichts durch den Tropfen abhängig vom jeweiligen Streulichtmodus und der Position des Detektors. Daher ist jedem Streulichtmodus ein eigenes EMV mit einer maximalen Streulichtintensität  $I_{E,0}^{(N_{St})}$  zuzuordnen. Für kleine Partikel liegt dieses EMV aufgrund der Nähe von EP und SP innerhalb des GMV. Mit steigender Partikelgröße distanzieren sich die EMV eines jeweiligen Streulichtmodus jedoch vom GMV. Die Größe des EMV ist nach Albrecht et al. [63] analog zum GMV bei  $I_E^{(N_{St})} = I_{E,0}^{(N_{St})} e^{-2}$  definiert. Die maximale Intensität  $I_{E,0}^{(N_{St})}$  ist bei einem kleinen Partikel von der Partikelgröße und von der lokalen Position des Partikels im Profil des Gaußschen Laserstrahls abhängig. Für ein großes Partikel ist  $I_{E,0}^{(N_{St})}$  dagegen abhängig von der Position des jeweiligen EP im Strahlprofil. Der Bereich, innerhalb dessen ein ortsfester Detektor dieses Streulicht detektiert, wird als **Detektionsvolumen** (DV) bezeichnet. Innerhalb dieses Volumens ist die am Detektor ankommende Intensität des gestreuten Lichts über dem Triggerpegel der Signalverarbeitung des PDA-Systems. Die Ausdehnung des DV hängt von einer Vielzahl an Faktoren ab. Nach Albrecht et al. [63] und Saffman [80] beeinflussen die Streulichtintensität  $I_E^{(N_{St})}$ , die Position des Detektors  $\varphi$  und  $\psi_i$ , die Partikelgröße  $d_p$ , die optische Eigenschaft des Partikels sowie die Signalverarbeitungsparameter die Größe des DV. Es kann sowohl größer als auch kleiner als das GMV sein. Beispielsweise streut ein großer Tropfen mehr Licht als ein kleiner Tropfen ( $I_E^{(N_{St})} \propto d_p^2$ ).

#### Trajektorieneffekt

Die PDA-Messtechnik basiert auf der linearen Beziehung zwischen dem Partikeldurchmesser  $d_p$  und der Phasendifferenz  $\Delta\phi^{(N_{St})}$  des Streulichts eines dominierenden Streulichtmodus. Die Abhängigkeit von  $d_p$  und  $\Delta\phi^{(N_{St})}$  wird unter der Annahme einer homogenen ebenen Welle mittels der Geometrischen Optik, der Erweiterten Geometrischen Optik (EGO) oder der Lorenz-Mie (LM)-Theorie berechnet. Die Annahme einer homogenen ebenen Welle ist für kleine Partikel, welche sich innerhalb der Strahltaile eines Gaußschen Laserstrahls befinden, gerechtfertigt. Bei Überschreiten eines gewissen Verhältnisses von Partikelgröße  $d_p$  zum geometrischen Messvolumendurchmesser  $D_{GV}$  ist diese Annahme jedoch nicht mehr gültig. Ursache hierfür ist die Gaußsche Intensitätsverteilung des Laserstrahls. Aufgrund der Separation der effektiven Messvolumina unterschiedlicher Streulichtmodi bei einem bestimmten Verhältnis von  $d_p/D_{GV}$  kann es, abhängig von der Partikeltrajektorie, zur Detektion eines unerwünschten Streulichtmodus kommen. Befindet sich beispielsweise der EP für Reflexion (unerwünschter Streulichtmodus) im Intensitätsmaximum des Gaußschen Laserstrahls und der EP für Brechung 1-ter Ordnung (gewünschter Streulichtmodus) im Randbereich des Gaußschen Strahls, so kommt es zur



Detektion des unerwünschten Streulichtmodus. Dieser Effekt, welcher in der Literatur als Trajektorieneffekt (engl.: Gaussian beam effect) bezeichnet wird, kann zu fehlerhaft bestimmten Tropfengrößen führen. Nach Albrecht et al. [63] wurde dieser Effekt von Saffman entdeckt. Die Autoren Araneo et al. [81] haben den Trajektorieneffekt sowohl numerisch als auch experimentell untersucht. In Abbildung 4.7 ist der Trajektorieneffekt auf Basis einer schematischen Darstellung von Araneo et al. [81] abgebildet.



**Abbildung 4.7:** Schematische Darstellung des Trajektorieneffekts der Autoren Araneo et al. [81].

Nomenklatur:  $D = D_{Gb}$ ,  $d_p = d_p$ ,  $M$  entspricht dem Verhältnis von unerwünschtem Streulichtsignal ( $I_E^1$ ) zu erwünschtem Streulichtsignal ( $I_E^2$ ).

In der Darstellung repräsentieren dicke Linien die EMV sowohl für einen dominierenden (engl.: measurement volume of dominant order) und einen unerwünschten Streulichtmodus (engl.: measurement volume of unwanted order). Dünne Linien entsprechen der positionsabhängigen totalen Streulichtintensität. Innerhalb des grauen Bereichs überschreitet die Streulichtintensität die Detektionsgrenze der Detektoren (Triggerpegel) und entspricht somit dem DV. Beim Vergleich von Abbildung 4.7 (links:  $d_p/D_{GV} = 1$ ) zu Abbildung 4.7 (rechts:  $d_p/D_{GV} = 3$ ) ist zu erkennen, dass sich mit steigendem Verhältnis von  $d_p/D_{GV}$  ( $D_{GV} = \text{konstant}$ ) die Positionen der Messvolumina beider Streulichtmodi signifikant unterscheiden. Abhängig von der Trajektorie der Tropfen kann es somit zur Detektion des unerwünschten Streulichtmodus kommen. Bei Detektion von Streulicht durch Reflexion ( $N_{St} = 1$ ), anstelle des dominierenden Streulichtmodus Brechung 1-ter Ordnung ( $N_{St} = 2$ ), kommt es, aufgrund der unterschiedlichen Laufrichtung der Streustrahlung in Bezug auf die Anordnung der Detektoren, zur Detektion von Phantomtropfen mit großem Durchmesser. Diese beeinflussen insbesondere volumenbasierte Messgrößen wie den  $d_{32}$ . Verschiedene Autoren definieren  $(d_p/D_{GV})_{krit} \approx 0,5$  als kritisches Verhältnis, siehe Araneo et al. [81] sowie Kapulla und Najera [82].

In der Literatur wird von verschiedenen Strategien zur Minimierung des Trajektorieneffekts berichtet. Beim Einsatz eines 3-Detektor-Standard-PDA-Systems wird bei der Ausrichtung der Detektoren eine asymmetrische Ausrichtung der Detektorpaare hinsichtlich der Winkel  $\psi_i$  vorgeschlagen, siehe Araneo et al. [81]. Die Wahl des geeigneten Off-Achsenwinkels  $\varphi$  ist ebenso entscheidend. Die Maximierung des Verhältnisses von dominierendem zu ungewolltem Streulicht vermindert nach Araneo et al. [81] den Einfluss des Trajektorieneffekts signifikant. Bei paralleler Polarisation des Laserlichts empfehlen die Autoren für Wasser mit  $n_{rel} = 1,333$  einen Off-Achsenwinkel von  $\varphi = 70^\circ$  bis  $\varphi = 77^\circ$ . Nach Tropea et al. [79] empfiehlt sich der Einsatz eines Dual-Mode PDA. Auf Basis der physikalischen Ursache ist die Vergrößerung des Messvolumendurchmessers relativ zu den größten vorkommenden Partikeln die zuverlässigste Methode, siehe Albrecht et al. [63]. Diese Methode steht jedoch in Konflikt mit dem nachfolgend beschriebenen Effekt.

### Hohe Partikelanzahldichte

Für eine erfolgreiche Auswertung zweier Doppler-Signale ist die Existenz eines einzigen Partikels innerhalb des Messvolumens erforderlich. Befinden sich mehr als ein Partikel innerhalb des Messvolumens, kommt es durch Überlagerung des gestreuten Lichts zu einem komplexen Interferenzstreifenmuster, das eine nicht sinusförmige Lichtintensitätsvariation aufweist. In der Regel wird solch ein Signal vom Prozessor bei der Signalverarbeitung verworfen. Befinden sich mehrere Partikeln parallel nebeneinander im Messvolumen, sogenannte Tandempartikel, können die einzelnen Doppler-Signale jedoch auch als einzelnes Signal gewertet werden, siehe Bachalo et al. [52]. Solche Signale mit großer Amplitude können als große Phantomtropfen interpretiert werden. Gestützt wird die Aussage von Bachalo durch die experimentelle Untersuchung von Yoshida et al. [83]. Die Autoren untersuchten den Einfluss des Systemdrucks auf die gasgestützte Zerstäubung von Flugturbinenkraftstoff mit einem PDA-System. In der Publikation wird von einer Beeinflussung der gemessenen Tropfengrößenverteilung durch hohe Spraydichte berichtet. Entsprechend der dargestellten Messwerte äußert sich dies durch eine lokale Überschätzung der Sauterdurchmesser. Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt bei hohem Systemdruck.

Eine hohe Partikelkonzentration kann außerdem zu einer Abschwächung der Laserstrahlen vor dem Messvolumen führen. Dieser Effekt kann nach Albrecht et al. [63] einen Einfluss auf die Detektion kleiner Partikeln haben.

Eine weitere Fehlerquelle, welche von einer hohen Spraydichte ausgeht, ist die zeitweise Unterbrechung eines Doppler-Signals durch andere Partikeln im Strahlengang. Dies kann zur Mehrfachdetektion eines Partikels führen. Dieser Effekt, welcher in der Literatur als Burst-Splitting bezeichnet wird, wurde von Widmann et al. [61] untersucht.

Zur Minimierung der genannten Messfehler ist es erforderlich, die Größe des Messvolumens zu begrenzen. Hierzu bieten moderne PDA-Systeme die Möglichkeit zur Verwendung einer Schlitzblende, welche das Messvolumen in Längsrichtung begrenzt, siehe Albrecht et al. [63]. Der Einsatz einer Schlitzblende ist ebenfalls limitiert. Zum einen reduziert die Schlitzblende die Menge an Licht, welche von einem Detektor detektiert wird. Dies hat einen Einfluss auf die Erfassung kleiner Tropfen ( $I_E^{Nst} \propto d_p^2$ ). Zum anderen kann bei Verwendung einer Schlitzblende der sogenannte Slit-Effekt eintreten.

### Slit-Effekt

Die Verwendung einer Schlitzblende (engl.: slit) innerhalb der Empfangsoptik verkleinert das geometrische Messvolumen in Längsrichtung. Unabhängig von der Partikelgröße kann es auf Partikeltrajektorien nahe der Begrenzungsflächen der Schlitzblende zur Abschattung des dominierenden Streulichtmodus kommen. Der Streulichtpunkt des dominierenden Streulichtmodus wird durch die Blende verdeckt. Analog dem Trajektorieneffekt kann es durch diesen Effekt zu Fehlmessungen kommen. Nach Albrecht et al. [63] entsprechen die Maßnahmen zur Vermeidung des Slit-Effekts denen des Trajektorieneffekts.

### Asphärische Partikeln

Die Annahme von sphärischen Partikeln ist eine der Grundvoraussetzungen zur Berechnung des Partikeldurchmessers aus der Phasendifferenz zweier detektierter Doppler-Signale, siehe Kapitel 4.2 und Anhang A.4.1. Die Anwendung eines PDA-Systems ist daher nur in voll ausgebildeten Sprays mit möglichst sphärischen Tropfen sinnvoll. Angemerkt sei an dieser Stelle, dass deformierte Tropfen von einem 3-Detektor-Standard-PDA-System in der Regel nicht verworfen werden. Nach Damaschke et al. [84] werden asphärische Tropfen von einem 3-Detektor-Standard-PDA-System als sphärisch erkannt und mit einer signifikanten Abweichung zum volumenäquivalenten Durchmesser gewertet. Die Abweichung ist dabei abhängig von der Ausrichtung der Tropfendeformation zur Messebene. Lediglich bei einer oszillierenden oder rotierenden Bewegung des deformierten Tropfens innerhalb des Messvolumens kann

es, aufgrund einer Differenz zwischen der Phasenverschiebung beider Detektorpaare ( $\Delta\phi_{12}^{Nst}$ ,  $\Delta\phi_{13}^{Nst}$ ), bei Überschreiten der Toleranzgrenze nicht zur Wertung des Tropfens kommen. Bachalo [85] berichtet ebenfalls über eine deformationsabhängige Beeinflussung der Messergebnisse durch asphärische Tropfen. Der Autor weist jedoch auf Basis einer Untersuchung von Alexander et al. [86] darauf hin, dass aus statistischer Sicht der Messwert, bei einer zufälligen Orientierung der deformierten Tropfen im Spray, im Mittel dem äquivalenten sphärischen Tropfendurchmesser entspricht.

Die gezielte Detektion und Ausschließung asphärischer Partikeln ist mit einem Dual-Mode PDA-System möglich, siehe Tropea et al. [79].

### Sonstige Faktoren

Abschließend ist zu erwähnen, dass die Qualität einer PDA-Messung zusätzlich durch folgende Faktoren beeinflusst werden kann:

- korrekte Ausrichtung von Sende- und Empfangsoptik,
- gleichmäßige Laserleistung auf beiden Partialstrahlen,
- Bereitstellung von uneingeschränktem optischem Zugang (keine Verschmutzungen),
- optische und geometrische Konfiguration des PDA-Systems,
- geeignete Parametrisierung des PDA-Systems hinsichtlich Hard- und Software.

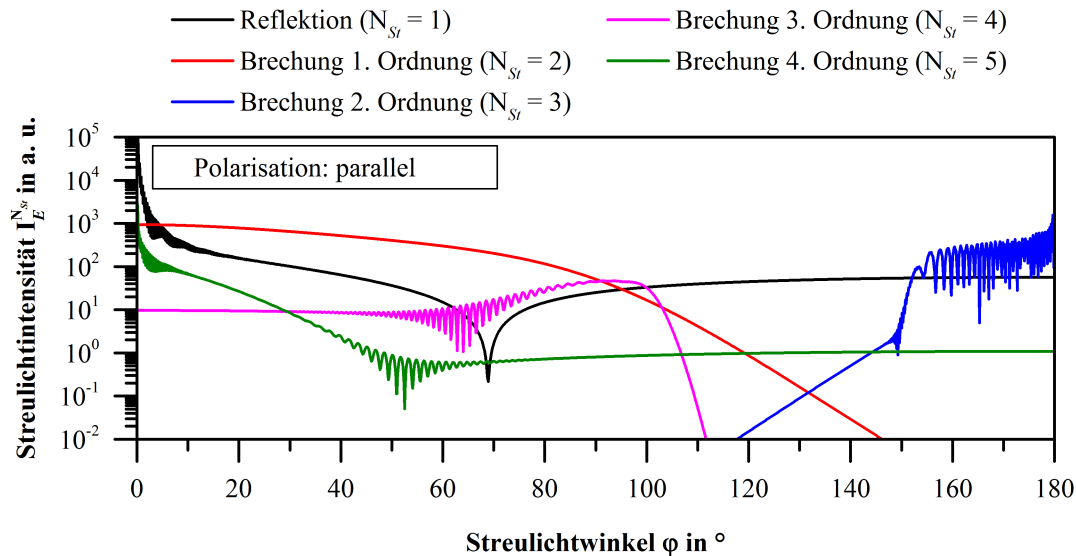
### 4.2.3 Setup und Optimierung eines PDA-Systems

Das im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte PDA-System verfügt über zwei Laserstrahlenpaare. Die Messung der Tropfengröße entlang des Längenkreises und der Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung erfolgte mittels des Laserstrahlenpaars innerhalb der x/z-Ebene mit einer Wellenlänge von  $\lambda_{L,1} = 514,5$  nm (Farbe Grün). Die Bestimmung einer zweiten Geschwindigkeitskomponente der Tropfentrajektorie erfolgte mittels des Laserstrahlenpaars innerhalb der x/y-Ebene mit einer Wellenlänge von  $\lambda_{L,2} = 488$  nm (Farbe Blau). Zur Minimierung der genannten Messunsicherheiten und der Gewährleistung verlässlicher Messergebnisse ist die korrekte Parametrisierung der Messtechnik zwingend notwendig. Die Parametrisierung des PDA-Systems, hinsichtlich optischer Einflussgrößen sowie der Signalverarbeitung und -erfassung, wurde auf Basis bestehender Kenntnisse aus der Literatur und einer Sensitivitätsstudie durchgeführt.

Zur Reduzierung des Einflusses des in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Trajektorieneffekts wurde der im Messvolumen fokussierte Strahldurchmesser entsprechend Gleichung (4.2) maximiert. Hierzu wurde die Brennweite der Sendeoptik  $f_{SO}$  auf einen maximal möglichen Wert von  $f_{SO} = 1000$  mm erhöht. Die Wellenlänge  $\lambda_L = 514,5$  nm und der Strahldurchmesser vor der Sendeoptik  $D_{Lb} = 2,2$  mm sind von Seiten des Herstellers fest definiert.

Um die Linearität zwischen Tropfengröße und gemessener Phasendifferenz sicherzustellen, wurde die Off-Achsenposition  $\varphi$  des Detektors entsprechend einem dominierendem Streulichtmodus gewählt. Für Wassertropfen in Luft gilt ein Off-Achsenwinkel von  $\varphi = 30^\circ$  (Polarisation:  $\perp$  oder  $\parallel$ ) oder im Bereich von  $\varphi = 70^\circ$  bis  $\varphi = 77^\circ$  (Polarisation:  $\parallel$ ) als geeignet, siehe Abbildung A.5. Bei diesen Off-Achsenwinkeln dominiert Brechung 1-ter Ordnung. Insbesondere in der Nähe des Brewster-Winkels ( $\varphi = 73^\circ$ ) ist das Verhältnis von  $I_E^{(2)}/I_E^{(1)}$  maximal. Zur Maximierung des Signal-Rausch-Verhältnisses wird im Rahmen dieser Arbeit daher ein Off-Achsenwinkel von  $\varphi = 70^\circ$  gewählt. Nach den Autoren Araneo et al. [81] wird bei diesem  $\varphi$  der Einfluss des Trajektorieneffekts zudem reduziert. Wichtig ist, dass Messungen bei einem Off-Achsenwinkel zwischen  $\varphi = 70^\circ$  und  $\varphi = 77^\circ$  mit parallel polarisiertem Laserlicht durchgeführt werden müssen, siehe Abbildung A.5. Für die im Rahmen dieser Arbeit außerdem untersuchten Glycerin/Wasser-Mischungen ( $n_{rel} = 1,451$  bis  $n_{rel} = 1,464$ ) dominiert der

Streulichtmodus Brechung 1-ter Ordnung bei einem Off-Achsenwinkel von  $\varphi = 70^\circ$  ebenfalls. In Abbildung 4.8 ist die Streulichtintensität als Funktion des Streuwinkels  $\varphi$  für einen mittleren relativen Brechungsindex von  $n_{rel} = 1,458$  in Luft bei  $20^\circ\text{C}$  abgebildet.



**Abbildung 4.8:** Streulichtintensität unterschiedlicher Streulichtmodi ( $N_{St} = 1$  bis  $N_{St} = 5$ ) als Funktion des Streulichtwinkels (Off-Achsenwinkel)  $\varphi$ .  
Randbedingungen:  $\lambda_L = 514,5 \text{ nm}$  ( $\parallel$ ) |  $n_{rel} = 1,458$  |  $d_{Tr} = 100 \mu\text{m}$  | Software: MiePlot 4.6 von Laven [75]

Zur Minimierung von Messunsicherheiten durch eine hohe Anzahlkonzentration, siehe Kapitel 4.2.2, wurde die Empfangsoptik des eingesetzten PDA-Systems mit einer Schlitzblende ausgestattet. Die Schlitzblende begrenzt das effektive Messvolumen entlang der Strahlpropagationsrichtung auf eine Länge  $L_{SP}$ . Dieser Parameter entspricht der projizierten Schlitzblendenbreite und wird aus dem Verhältnis von physikalischer Schlitzblendenbreite  $L_S$  und dem Vergrößerungsmaßstab  $M_E$  berechnet ( $L_{SP} = L_S/M_E$ ), siehe Abbildung A.6 im Anhang A.4.2. Für die vorliegende Arbeit wurde eine physikalische Schlitzblendenbreite von  $L_S = 200 \mu\text{m}$  definiert. Der Einsatz von Schlitzblenden mit einer geringeren Länge ist möglich, beeinflusst jedoch die Empfindlichkeit des Systems bezüglich der Detektion von kleinen Tropfen aufgrund der geringeren wirksamen Streulichtmenge. Ein zusätzlicher Vorteil bei der Verwendung einer Schlitzblende ist die räumliche Begrenzung der Detektionsfläche bei der Stromdichtemessung mittels Phasen-Doppler-Anemometrie, siehe Anhang A.4.2.

Ein weiterer Systemparameter, welcher die Sensitivität und die Qualität einer PDA-Messung beeinflusst, ist die Ausrichtung der Halbwinkel  $\psi_i$  der drei Detektoren ( $i \in [1, 3]$ ) innerhalb der Empfangsoptik. Wie in Kapitel 4.2 beschrieben, beeinflusst die Ausrichtung der Detektoren die Geometriefaktoren  $\beta_i^{(N_{St})}$  und somit den messbaren Größenbereich des PDA-Systems. Die Halbwinkel  $\psi_i$  der einzelnen Detektoren innerhalb der Empfangsoptik lassen sich beim verwendeten System nicht direkt beeinflussen. Mittels unterschiedlicher Empfängermasken kann der Detektionsbereich der Photomultiplier innerhalb der Empfangseinheit segmentiert werden. Das eingesetzte System ermöglicht den Einsatz drei verschiedener Empfängermasken. Diese werden als Maske A, B oder C bezeichnet. Die offenen Flächen der Maske A entsprechen dem vollständigen Detektionsbereich der Detektorlinsen. Bei Maske B und C ist der Detektionsbereich und somit der Abstand zwischen den Detektoren reduziert. Entsprechend den Gleichungen (4.10) und (4.11) lässt sich durch die Wahl der Maske der messbare Durchmesserbereich beeinflussen. Maske A hat aufgrund des größten Abstands zwischen den Detektoren die geringste Größendynamik und, aufgrund der großen Öffnungen, eine hohe Empfindlichkeit gegenüber der Detektion kleiner Tropfen. Der messbare Tropfengrößenbereich ist bei Verwendung von Maske C am größten. Die Empfindlichkeit gegenüber kleiner Tropfen, ist im Vergleich zu Maske A und B, bedingt

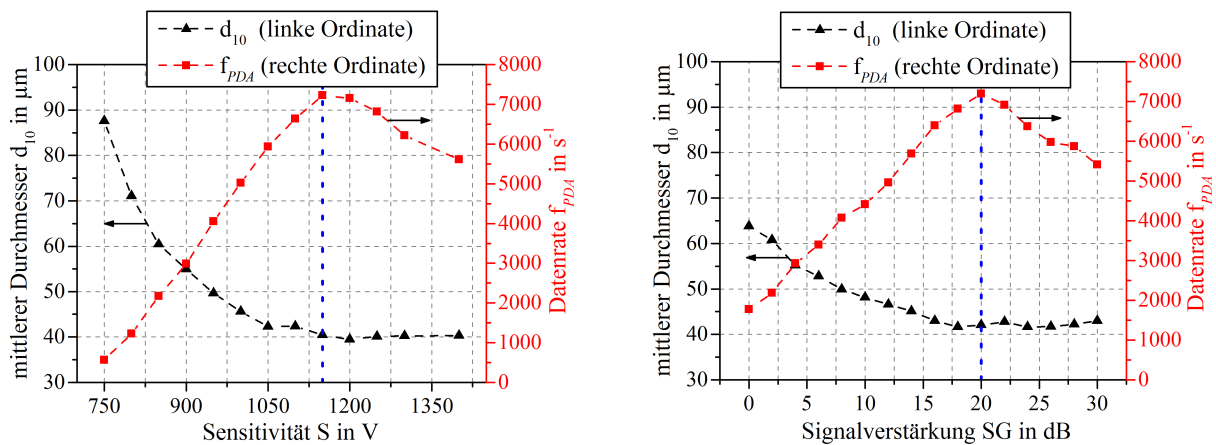
durch die wirksame Streulichtmenge, am geringsten. Die Wahl der geeigneten Detektormaske hängt jedoch nicht alleine vom zu erwartenden Tropfengrößenspektrum ab. Bei Einsatz einer der asymmetrischen Detektormasken, Maske B oder Maske C, kann mittels des Systems der Trajektorieneffekt identifiziert werden. Nach Albrecht et al. [63] ist bei Detektion von Streulicht durch Reflexion ( $N_{St} = 1$ ) das Verhältnis  $\Delta\phi_{12}^{(1)}/\Delta\phi_{13}^{(1)}$  ganzzahlig. Aus einer gezielten asymmetrischen Anordnung der drei Detektoren resultiert ein nicht ganzzahliges Verhältnis der Proportionalitätskonstanten  $\beta_{12}^{(1)}/\beta_{13}^{(1)}$ . Optimal ist  $\beta_{12}^{(1)}/\beta_{13}^{(1)} = n + 0,5$  mit  $n = \{1, 2, \dots\}$ . Messereignisse, welche bei Auftreten des Trajektorieneffekts durch Reflexion beeinflusst werden, befinden sich durch diese Maßnahme außerhalb des Validierungsbandes. Im Rahmen dieser Arbeit wird Detektormaske A aufgrund der symmetrischen Anordnung der Blendenöffnungen ausgeschlossen. Zum Einsatz kommt aufgrund der größeren Sensitivität gegenüber kleiner Tropfen die Maske B.

Als weitere wichtige Einflussgröße auf die Qualität einer PDA-Messung wird im Nachfolgenden die Signalverarbeitung im Signalprozessor des PDA-Systems betrachtet. Ausgehend von der Signaldetektion am Photomultiplier werden die Streulichtsignale verstärkt, unter Anwendung von Bandpassfiltern (Hoch- und Tiefpassfilter) gefiltert und bei Überschreiten eines definierten Triggerpegels digitalisiert, siehe Albrecht et al. [63]. Ob ein Signal den Triggerpegel überschreitet, hängt von der Laserleistung des eingesetzten Lasers und von der Empfindlichkeit des Systems ab. Zu berücksichtigen ist dabei, dass die Streulichtintensität eines Tropfens proportional zum Quadrat des Tropfendurchmessers ist, siehe Anhang A.4.1. Insbesondere gilt es, die Laserleistung und die Empfindlichkeit des Systems so anzupassen, dass Signale mit kleiner Amplitude von kleinen Tropfen den Triggerpegel überschreiten und Störsignale aus optischen Reflexionen und/oder elektronischem Rauschen unterhalb des Triggerpegels bleiben. Die Empfindlichkeit des Systems ist hinsichtlich der Signalverarbeitung abhängig von verschiedenen Parametern. Die experimentellen Untersuchungen von Kapulla und Najera [82], Wriedt [87] sowie Payri et al. [88] zeigen, dass sowohl die an den Photomultipliern eingestellte Hochspannung als auch die Signalverstärkung die Empfindlichkeit des Systems hinsichtlich der Detektion kleiner Tropfen beeinflussen. Die Autoren berichten von einer asymptotischen Abnahme der mittleren Tropfengröße  $d_{10}$  mit steigender Hochspannung und Signalverstärkung.

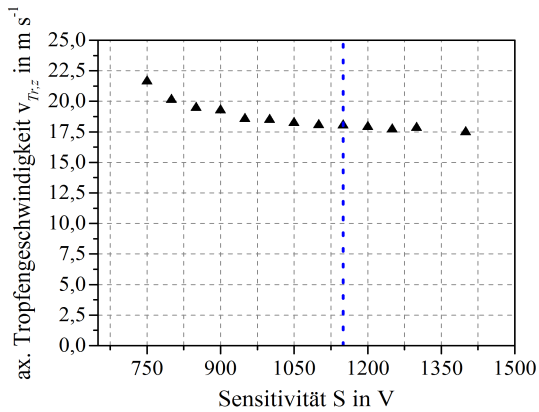
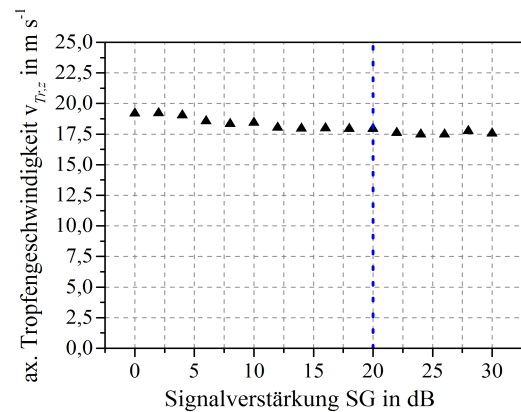
Um den Einfluss der Systemempfindlichkeit auf die gemessene Tropfengrößenverteilung in der vorliegenden Arbeit zu berücksichtigen, wurden vor den eigentlichen experimentellen Untersuchungen am Versuchsstand PAT folgende Parameter untersucht: Laserleistung  $P_{L,prim}$ , Hochspannung an den Photomultipliern  $S$ , Signalverstärkung  $SG$  und das Signal-Rausch-Akzeptanzkriterium  $SNR$ . Die Sensitivitätsstudie wurde unter realen Bedingungen an einem Referenzspray mit hohem Tropfenfeinanteil und hoher Spraydichte durchgeführt. Zerstäubt wurde Wasser ( $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$ ,  $\dot{M}_g = 15 \text{ kg h}^{-1}$ ) bei einem Systemdruck von  $p_{sys} = 2 \text{ bar (abs)}$ . Die Messposition wurde bei einem axialen Abstand vom Düsenaustritt von  $z = 150 \text{ mm}$  im Sprayzentrum ( $x = y = 0 \text{ mm}$ ) im Bereich höchster Tropfenzahlkonzentration festgelegt. Als Maß für die Erfassung kleiner Tropfen wurde in Anlehnung an die oben genannten Publikationen der  $d_{10}$  gewählt. Um den Einfluss ungewollter Störsignale zu detektieren, wurde als weiteres Kriterium die Datenrate  $f_{PDA}$  betrachtet. Die Datenrate ist ein Maß für die Anzahl validierter Messereignisse pro Messzeit.

Bei jeder Messung wurden vorübergehend 30000 Ereignisse erfasst, gemittelt und über den Parametern  $d_{10}$  und  $f_{PDA}$  aufgetragen. Zunächst wurde die Primärleistung des eingesetzten Lasers ( $\lambda_L = 514,5 \text{ nm}$ ) im Bereich von  $P_{L,prim} = 50 \text{ mW}$  bis  $P_{L,prim} = 200 \text{ mW}$  variiert. Alle anderen Parameter wurden auf Basis der Erfahrung früherer Untersuchungen zunächst konstant gehalten ( $S = 1000 \text{ V}$ ,  $SG = 16 \text{ dB}$ ,  $SNR = 0 \text{ dB}$ ), siehe Gruber [89]. Bis zu einer Leistung von  $P_{L,prim} \leq 100 \text{ mW}$  kommt es zu einer signifikanten Abnahme des  $d_{10}$  und einer Zunahme der Datenrate  $f_{PDA}$  mit steigender Laserleistung. Dies ist darauf zurückzuführen, dass bei geringer Laserleistung die Signalamplitude des Streulichts kleiner Tropfen den Triggerpegel nicht überschreitet. Ab einer Primärleistung von  $P_{L,prim} = 125 \text{ mW}$  geht der

Verlauf beider Parameter asymptotisch gegen einen konstanten Wert von  $d_{10} \approx 40 \mu\text{m}$  und  $f_{PDA} \approx 6700 \text{ s}^{-1}$ . Alle nachfolgenden Messungen zur Optimierung der Einstellungen wurden daher bei einer Primärleistung des Lasers ( $\lambda_L = 514,5 \text{ nm}$ ) von  $P_{L,prim} = 125 \text{ mW}$  durchgeführt. Dieser Wert entspricht einer Laserleistung pro Strahl nach der Sendeoptik von  $P_{L,i} = 32 \text{ mW}$  mit  $i = \{1,2\}$ . Trotz gleichbleibender Messwerte  $d_{10}$  und  $f_{PDA}$  mit steigender Leistung sind deutlich höhere Leistungswerte zu vermeiden. Insbesondere nehmen Störsignale durch optische Reflexionen (z. B. an der Reaktorwand) mit steigender Laserleistung zu. Außerdem kann es bei zu hoher Laserleistung zur Übersättigung und somit zur Zerstörung der Photomultiplier durch das Streulicht großer Tropfen kommen. In einem weiteren Schritt wurde der Einfluss der angelegten Hochspannung  $S$  bei angepasster Laserleistung untersucht. In Abbildung 4.9 (a) sind die Messgrößen  $d_{10}$  und  $f_{PDA}$  als Funktion von  $S$  abgebildet. Der  $d_{10}$  sinkt asymptotisch mit steigendem  $S$ , bis bei circa  $S = 1050 \text{ V}$  ein konstanter Wert erreicht wird. Bei Betrachtung der Datenrate in Abhängigkeit der angelegten Hochspannung ist zu erkennen, dass die Funktion bei  $S = 1150 \text{ V}$  ein Maximum erreicht. Bei zu hoch eingestellter Sensitivität des Systems ( $S > 1150 \text{ V}$ ) kommt es zu einer Verschlechterung der Signalqualität und somit zu einer geringeren Signalakzeptanz. Dies führt zu einer Abnahme der Datenrate. Nachfolgende Messungen werden demzufolge mit einer Spannung von  $S = 1150 \text{ V}$  durchgeführt. Der Einfluss der Signalverstärkung  $SG$  ist in Abbildung 4.9 (b) dargestellt. Die Abhängigkeit der Messgröße von der Signalverstärkung  $SG$  führt zu ähnlichen Kurvenverläufen. Das Optimum der Signalverstärkung liegt bei  $SG = 20 \text{ dB}$ . Bei diesem Wert ist der gemessene  $d_{10}$  minimal und  $f_{PDA}$  maximal. Messungen bei Variation des Signal-Rausch-Akzeptanzkriteriums  $SNR$  haben gezeigt, dass der Einfluss auf den  $d_{10}$  vernachlässigbar gering ist. Dies wird von den Autoren Kapulla und Najera [82] bestätigt. Die Datenrate  $f_{PDA}$  nimmt mit steigendem  $SNR$  geringfügig ab.

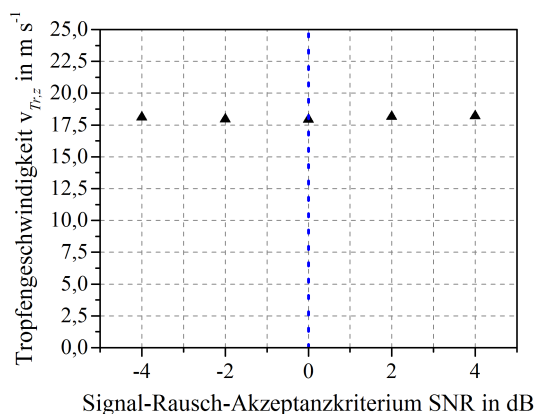
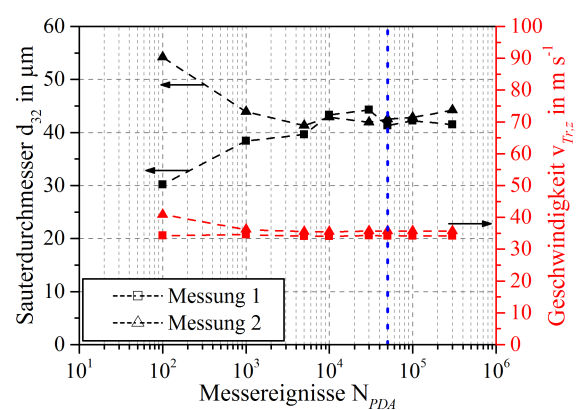
(a)  $P_{L,i} = 32 \text{ mW} \mid SG = 16 \text{ dB} \mid SNR = 0 \text{ dB}$ (b)  $P_{L,i} = 32 \text{ mW} \mid S = 1150 \text{ V} \mid SNR = 0 \text{ dB}$ **Abbildung 4.9:** Sensitivitätsstudie der PDA-Softwareparameter: Sensitivität  $S$  und Signalverstärkung  $SG$ 

Der Einfluss der Systemparameter  $S$  und  $SG$  auf die mittlere axiale Tropfengeschwindigkeit  $v_{Tr,z}$  ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Im Vergleich zur Durchmesserbestimmung ist die Sensitivität gegenüber der Tropfengeschwindigkeit geringer. Beide Parameter nähern sich ebenfalls einem konstanten Wert an. Gleiches gilt für den Systemparameter  $SNR$ . Das Signal-Rausch-Akzeptanzkriterium wurde im Rahmen dieser Arbeit bei  $SNR = 0 \text{ dB}$  definiert, siehe Abbildung 4.11 (a).

(a)  $P_{L,i} = 32 \text{ mW} \mid SG = 16 \text{ dB} \mid \text{SNR} = 0 \text{ dB}$ (b)  $P_{L,i} = 32 \text{ mW} \mid S = 1150 \text{ V} \mid \text{SNR} = 0 \text{ dB}$ **Abbildung 4.10:** Sensitivitätsstudie der LDA-Softwareparameter: Sensitivität  $S$  und Signalverstärkung  $SG$ 

Die in dieser Arbeit relevanten finalen Einstellungen der Systemparameter  $P_{L,i}$ ,  $S$ ,  $SG$ ,  $\text{SNR}$  und  $N_{PDA}$  sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Angemerkt sei, dass die Systemparameter  $SG$  und  $\text{SNR}$  für alle drei Detektoren des PDA-Systems gleichermaßen gelten. Die Variation der Photomultiplierspannung  $S$  wurde dagegen am Detektor U1 (PMT 1) durchgeführt. Die Photomultiplierspannung der beiden anderen Detektoren U2 (PMT 2) und U3 (PMT 3) wurden im Betrieb so angepasst, dass die Anodenstromstärke aller Photomultiplier gleich ist. Gleiches gilt für einen optionalen vierten Detektor zur Messung einer zweiten Geschwindigkeitskomponente.

Um statistisch belastbare Messergebnisse zu erlangen, muss eine Mindestanzahl  $N_{PDA,min}$  an Messereignissen validiert werden. Um  $N_{PDA,min}$  zu evaluieren, wurde ein konstanter Betriebspunkt vermessen und dabei der Umfang an geforderten Messereignissen variiert. In Abbildung 4.11 (b) ist der Einfluss der validierten Messereignisse  $N_{PDA}$  auf die mittlere axiale Tropfengeschwindigkeit  $v_{Tr,z}$  und den Sauterdurchmesser  $d_{32}$  abgebildet. Ab einer Anzahl von  $N_{PDA} \approx 10^4$  validierten Messereignissen konvergieren die berechneten Werte gegen einen konstanten Wert. Auf Basis dieser Daten wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Anzahl von  $N_{PDA} = 50000$  validierten Messereignissen als Abbruchkriterium einer Messung definiert. Um auch in Spraybereichen mit geringer Tropfenanzahldichte (z. B. Randbereich des Sprays) effiziente Messungen zu ermöglichen, wurde zusätzlich die maximale Messzeit auf 60 Sekunden begrenzt.

(a)  $P_{L,i} = 32 \text{ mW} \mid S = 1150 \text{ V} \mid SG = 20 \text{ dB}$ (b)  $P_{L,i} = 32 \text{ mW} \mid S = 1150 \text{ V} \mid SG = 20 \text{ dB} \mid \text{SNR} = 0 \text{ dB}$ **Abbildung 4.11:** Sensitivitätsstudie der PDA/LDA-Softwareparameter: Signal-Rausch-Akzeptanzkriterium  $\text{SNR}$  und Anzahl an Messereignissen  $N_{PDA}$

Im folgenden Abschnitt werden abschließend system- und anlagenbezogene Optimierungsmaßnahmen vorgestellt. Die korrekte Ausrichtung von Sende- und Empfangsoptik sowie die Verteilung der Laserleistung wurden im Rahmen dieser Arbeit vor jeder Messung überprüft und ggf. optimiert. Die Ausrichtung beider Optiken erfolgte hierfür zunächst mittels der optischen Justagevorrichtung des PDA-Systems. In einem weiteren Schritt wurde eine Feinjustage der Optiken durch Maximierung der Datenrate  $f_{PDA}$  durchgeführt.

Optische Reflexionen innerhalb der Anlage wurden durch den Einsatz einer Strahlfalle und durch eine matt schwarze Beschichtung relevanter Oberflächen der Versuchsanlage PAT reduziert.

**Tabelle 4.1:** Hard- und Softwareeinstellungen des eingesetzten LDA/PDA-Systems

Laserwellenlänge	$\lambda_{L,i}$	$1 \triangleq 514,5 \text{ nm}; 2 \triangleq 488 \text{ nm}$
Strahldurchmesser	$D_{Lb}$	2,2 mm
Laserleistung je Strahl (nach Sendeoptik)	$P_{L,i}$	32 mW
Brennweite Sende-/Empfangsoptik	$f_{SO}/f_{EO}$	1000 mm/1000 mm
Schlitzbreite (physikalisch)	$L_S$	200 $\mu\text{m}$
Verschiebungsfrequenz	$f_{Sh}$	40 MHz
Laserstrahlschnittwinkel	$\Theta$	2,2°
Off-Achsenwinkel	$\varphi$	70°
Streulichtmodus	$N_{St}$	2
Maske		B
Sensitivität	S	1150 V
Signalverstärkung	SG	20 dB
Signal-Akzeptanz-Kriterium	SNR	0 dB
Akzeptanzkriterium PDA/LDA		Koinzident
Abbruchkriterium	$N_{PDA}$	50000
	$t_{m,max}$	60 s

### 4.3 Laserbeugungsspektrometrie (LBS)

Die Laserbeugungsspektrometrie (LBS) ist eine laserbasierte, nicht invasive Messmethode zur Bestimmung von Partikelgrößenverteilungen. Die Partikeln können sowohl als Feststoff, Flüssigkeit, Gas oder als heterogenes Gemisch (z. B. Emulsion, Suspension) innerhalb einer flüssigen oder gasförmigen kontinuierlichen Phase vermessen werden. Voraussetzung ist, dass sich die optischen Eigenschaften der dispersen Phase von der kontinuierlichen Phase unterscheiden. Nach Lefebvre [7] ist die LBS eine der effizientesten und am weitesten verbreitete Messmethode zur Charakterisierung von Sprays. Die Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit ist mit der LBS nicht möglich. Die physikalische Grundlage zur Partikelgrößenbestimmung basiert auf der Streuung von Laserlicht an der Phasengrenzfläche zwischen beiden Medien. Publiziert wurde die Methode erstmalig von Swithenbank et al. [90]. Die folgende Beschreibung bezieht sich auf die Charakterisierung von Flüssigkeitstropfen in Sprays.



### 4.3.1 Aufbau und Funktionsweise

Trifft kohärentes Laserlicht einer Wellenlänge  $\lambda_L$  auf einen sphärischen Tropfen, so entsteht Streulicht unterschiedlicher Streulichtmodi, siehe Anhang A.4.1. Das an der Grenzfläche des Tropfens in Vorwärtsrichtung durch Beugung gestreute Laserlicht interferiert und bildet im Fernfeld durch konstruktive und destruktive Interferenz ein streulichtwinkelabhängiges Interferenzstreifenmuster mit alternierender Lichtintensität. Die Analyse dieser Beugungsspektren bildet die Basis für die Tropfengrößenbestimmung mittels der LBS. Hierfür ist es erforderlich, die Intensitätsverteilung des Beugungsspektrums mathematisch zu beschreiben. In der Praxis erfolgt die theoretische Beschreibung der Intensitätsverteilung des Beugungsspektrums als Funktion des Streulichtwinkels nach dem Prinzip der Fraunhoferschen Beugung oder nach der Mie-Theorie, siehe Lefebvre [7]. In Analogie zur Fraunhoferschen Beugung an einer kreisförmigen Öffnung, lässt sich das Beugungsspektrum eines Tropfens nach folgender Theorie beschreiben.

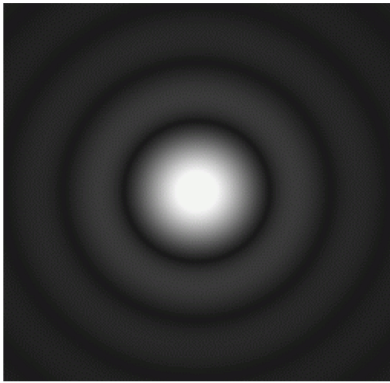
Tritt paralleles (Annahme einer ebenen Wellenfront), kohärentes Laserlicht auf einen Tropfen mit dem Durchmesser  $d_{Tr}$ , so wird das Laserlicht an der Phasengrenzfläche des Tropfens gestreut. Durch Überlagerung der gebeugten Lichtwellen bildet sich hinter dem Tropfen ein Fraunhofersches Beugungsbild, siehe Abbildung 4.12 (a). Die zentrale Beugungsscheibe mit höchster Lichtintensität wird als Hauptmaximum 0-ter Ordnung bezeichnet. Dieses Hauptmaximum ist umgeben von konzentrischen Kreisringen mit abnehmender Intensität. Diese Kreisringe werden als Nebenmaxima N-ter Ordnung bezeichnet ( $N \in \mathbb{N}$ ). In direkter Vorwärtsstreuung ( $\varphi < 8^\circ$ , siehe Heuer und Leschonski [91]) lässt sich die Intensitätsverteilung des Fraunhoferschen Beugungsspektrums als Funktion des Streulichtwinkels  $\varphi$  für einen kreisrunden Einzeltropfen, in Analogie zur kreisrunden Blende oder Scheibe, mit folgender Gleichung beschreiben:

$$I_E^{(1)}(\varphi) = I_I x_M^4 \frac{\lambda_L^2}{16\pi^2} \left( \frac{2 J_1(x_M \varphi)}{x_M \varphi} \right)^2. \quad (4.13)$$

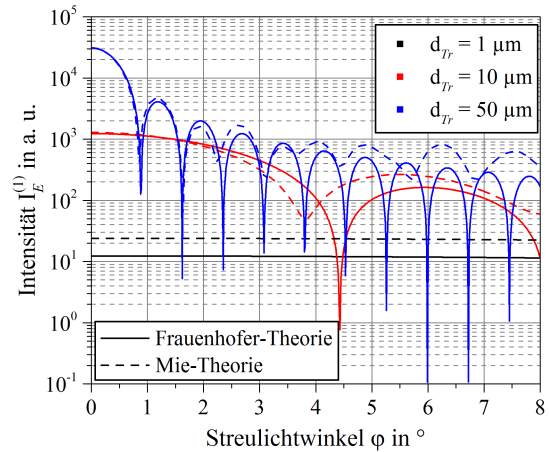
Die Darstellung dieser Gleichung basiert auf der Herleitung von Swithenbank et al. [90]. In dieser Gleichung entspricht  $x_M$  dem Mie-Parameter,  $I_{I,0}$  der Lichtintensität des einfallenden Laserstrahls mit der Wellenlänge  $\lambda_L$ .  $J_1(x_M \varphi)$  ist die Bessel-Funktion 1-ter Ordnung. Der Abstand der sich bildenden Intensitätsmaxima und Minima vom Zentrum ( $\varphi = 0^\circ$ ) ist invers proportional zum Tropfendurchmesser  $d_{Tr}$ , siehe Abbildung 4.12 (b). Die Abhängigkeit des ersten Intensitätsmaximums vom Streulichtwinkel  $\varphi$  als Funktion des Tropfendurchmessers  $d_{Tr}$  kann exemplarisch nach Gleichungen (4.14) berechnet werden, siehe Wang et al. [92].

$$\sin \varphi = 1,638 \frac{\lambda_L}{d_{Tr}} \quad (4.14)$$

Nach diesem Ausdruck wird ersichtlich, dass die Ausdehnung der Helligkeitsverteilung mit steigendem Tropfendurchmesser sinkt. Diese Information wird bei der LBS genutzt, um aus Beugungsspektren auf die Tropfengröße zu schließen.



(a) Fraunhofer-Beugungsmuster einer kreisförmigen Öffnung, entnommen aus Wang et al. [92]



(b) Berechnung der Streulichtintensität nach der Fraunhofer- und Mie-Theorie mit MiePlot 4.6 [75, 93];  $\lambda_L = 632,8 \text{ nm}$  | Polarisation:  $\parallel$  |  $n_{rel} = 1,333$

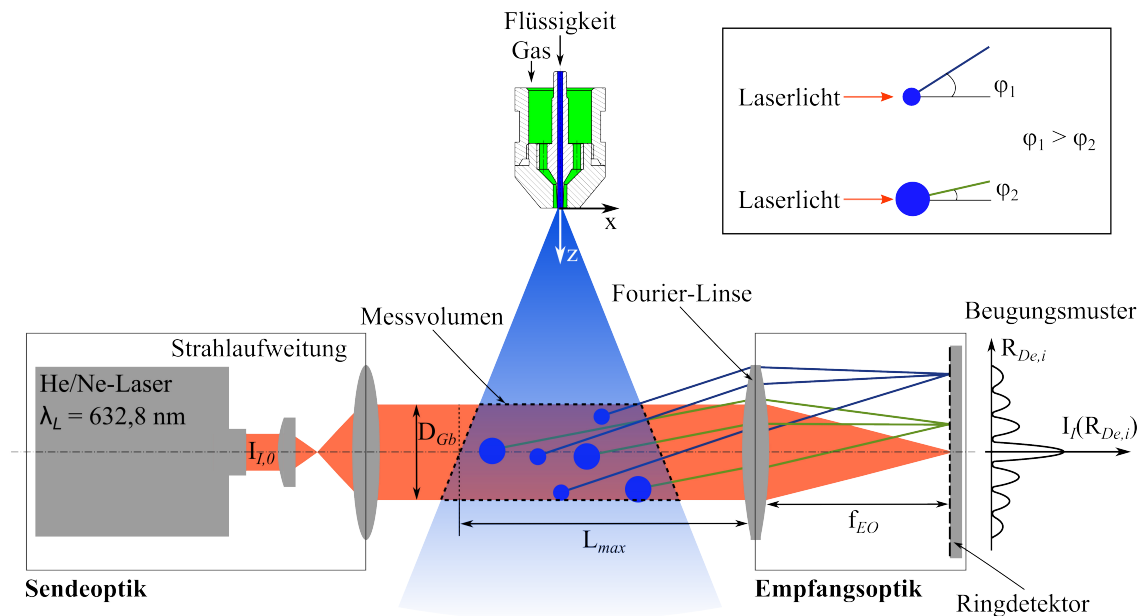
**Abbildung 4.12:** Qualitative (a) und quantitative (b) Darstellung von Beugungsspektren

Wird ein Kollektiv kreisrunder Tropfen mit unterschiedlicher Größe betrachtet, kommt es zur Überlagerung der einzelnen Beugungsspektren. Die Intensitätsverteilung dieser überlagerten Spektren lässt sich auf Basis der Fraunhofer-Theorie mit folgender Gleichung beschreiben:

$$I_E^{(1)}(\varphi) = I_I x_M^4 \frac{\lambda_L^2}{16\pi^2} \int_0^\infty x_M^2 \left( \frac{2 J_1(x_M \varphi)}{\varphi} \right)^2 q_r(x_M) dx_M. \quad (4.15)$$

Diese Gleichung enthält als Parameter die gesuchte Wahrscheinlichkeitsverteilung  $q_r(x_M)$  aller Tropfengrößen im Kollektiv.

In Abbildung 4.13 ist der Aufbau eines Laserbeugungsspektrometers schematisch dargestellt. Ausgehend von einem Laser wird ein monochromatischer, kohärenter Laserstrahl mit der Wellenlänge  $\lambda_L$  über eine nachfolgende Linse zu einem parallelen Laserstrahl mit einem Durchmesser  $D_{Gb}$  aufgeweitet. Dieser Laserstrahl passiert das zu vermessende Spray typischerweise senkrecht zur Hauptströmungsrichtung. Der Schnittbereich zwischen Laserstrahl und Spraykegel bildet das Messvolumen. Gegenüber der Sendeoptik befindet sich, in einem Abstand  $L_{SE}$ , die Empfangsoptik. Innerhalb der Empfangsoptik ist eine Fourier-Linse mit einer Brennweite  $f_{EO}$  und ein Ringdetektor verbaut. Dieser Detektor besteht aus einer diskreten Anzahl  $N_{De}$  an Detektorelementen, welche halbkreisförmig um ein zentrales Detektorelement angeordnet sind. Die einzelnen Detektoren messen die Streulichtintensität der Nebenmaxima. Somit kann jedem Detektorelement ein Tropfengrößenbereich zugeordnet werden. Der Streulichtwinkel  $\varphi_i$  eines Detektorelements  $i$  lässt sich mit der bekannten radialen Position  $R_{De,i}$  des jeweiligen Detektorelements  $i$  und der Brennweite  $f_{EO}$  nach dem Ausdruck  $\tan(\varphi_i) = R_{De,i}/f_{EO}$  (gültig für geringe Streulichtwinkel  $\varphi < 8^\circ$ ) berechnen. Die Fourier-Linse stellt sicher, dass Beugungsspektren einer bestimmten Tropfengröße, unabhängig von der Position der Tropfen im Messvolumen, auf dasselbe Detektorelement abgebildet werden. Laserlicht, das innerhalb des Strahlengangs nicht an Tropfen gestreut wurde, trifft auf das zentrale Detektorelement. Das Verhältnis der Lichtintensität  $I_{I,0}$  zur Intensität des transmittierten Laserlichts  $I_I$  wird als Transmission  $T_{LBS} = I_I(R_{De,1})/I_{I,0}$  bezeichnet. Über die Transmission kann indirekt eine Aussage über die Spraydichte getroffen werden.



**Abbildung 4.13:** Schematische Darstellung des Aufbaus eines Laserbeugungsspektrometers (LBS)

Die Bestimmung der Tropfengrößenverteilung aus der gemessenen Streulichtverteilung erfolgt iterativ. Hierzu wird die gemessene Streulichtverteilung zunächst digitalisiert. Auf Basis einer geschätzten Tropfengrößenverteilung wird mit Gleichung (4.15) eine theoretische Intensitätsverteilung berechnet und mit der gemessenen Intensitätsverteilung verglichen. Die Differenz zwischen theoretisch berechneter und gemessener Signalintensität dient als Residualwert. Die Anpassung des berechneten Signals an das gemessene Signal erfolgt iterativ durch Anpassung der geschätzten Tropfengrößenverteilung. So wird über eine Regressionsanalyse durch Minimierung des Residualwerts die volumetrische Tropfengrößenverteilung ermittelt. Die berechnete volumetrische Tropfengrößenverteilung entspricht einem integralen Messwert, welcher sich auf das gesamte Messvolumen bezieht. Die Darstellung der Tropfengrößenverteilung erfolgt aufgrund der Segmentierung in diskreten Tropfengrößenklassen, sowohl als Einzelmessung oder als Mittelwert über die gesamte Messzeit  $t_m$ . Die Anzahl der Messungen während  $t_m$  ist dabei abhängig von der Aufnahmezeit  $t_{LBS}$  des Messsystems.

In modernen Systemen ist neben der Berechnung des Beugungsspektrums nach der Fraunhoferschen Beugung, siehe Gleichung (4.15), auch die Anwendung der Mie-Theorie möglich. Die Mie-Theorie beschreibt die Streuung elektromagnetischer Wellen an sphärischen Objekten, siehe Anhang A.4.1. Nach Wozniak [5] handelt es sich bei der Tropfenauswertung nach der Fraunhoferschen Beugung lediglich um eine Näherung. Ursache hierfür ist die Tatsache, dass die Fraunhofersche Beugung die optischen Eigenschaften eines Tropfens vernachlässigt und somit keine Streulichtanteile durch Reflexion oder Brechung berücksichtigt. Insbesondere bei kleinen Tropfen ist der Streulichtanteil in Vorwärtsrichtung durch höhere Modi nicht zu vernachlässigen. Nach den Autoren de Boer et al. [94] kommt es bei der Auswertung von Partikelkollektiven mit hohem Feinanteil nach der Fraunhoferschen Beugung, zu einer Überschätzung des Feinanteils. Als Grenzwert wird in der Literatur häufig der Grenzdurchmesser  $d_{Tr,max} = 50 \mu\text{m}$  aus der ISO-Norm 13320:2009 genannt, Wozniak [5]. Generell wird die Auswertung nach der Mie-Theorie für den gesamten Tropfengrößenbereich empfohlen. Hervorgehoben sei an dieser Stelle, dass für die Berechnung der Tropfengrößenverteilung nach der Mie-Theorie die Kenntnis des Brechungsindex sowohl für die kontinuierliche als auch für die disperse Phase erforderlich ist. Insbesondere muss für die disperse Phase der komplexe Brechungsindex  $n_z = n_2 + iK$  bekannt sein. Dieser berücksichtigt über den Extinktionskoeffizienten  $K$  die Absorption des Laserlichts.

### 4.3.2 Grenzen der LBS-Messtechnik

Um die Qualität einer Messung kritisch beurteilen zu können, werden nachfolgend Grenzen und Störeinflüsse der Messtechnik diskutiert.

#### Abschattung

Der Arbeitsbereich eines LBS ist hinsichtlich der Detektion von kleinen Tropfen begrenzt. Abhängig von der eingesetzten optischen Konfiguration des LBS ist der Abstand  $L_{max}$  zwischen dem Beginn des Messvolumens und der Detektorlinse (Fourier-Linse) limitiert. Nach Dodge [95] ist dieser Abstand abhängig vom Durchmesser und der Brennweite  $f_{EO}$  der eingesetzten Fourier-Linse. Beim Überschreiten dieses maximalen Abstands von der Empfangsoptik, kommt es zur Abschattung des Streulichts kleiner Tropfen. Dies führt nach Dodge [95] zu einer Unterschätzung des berechneten Tropfenfeinanteils.

#### Mehrfachstreuung

In Sprays mit hoher Anzahlkonzentration kann es zur Mehrfachstreuung des einfallenden Laserlichts an mehr als einem Tropfen kommen. In der Literatur wird berichtet, dass dieser Effekt sich durch eine scheinbare Erhöhung des Feinanteils und einer Unterschätzung der Verteilungsbreite bemerkbar macht, siehe Dumouchel et al. [96] (Spray), Strakey [97] und Gülder [98] (flüssige Partikeldispersion). Nach Dodge [99] kommt es zu einer signifikanten Beeinflussung der Messergebnisse, wenn mehr als 50 % des einfallenden Laserlichts  $I_{I,0}$  gestreut wird. Dumouchel et al. [96] definieren  $T_{LBS,krit} = 0,4$  als Grenzwert. Moderne Laserbeugungsspektrometer bieten empirische Korrekturverfahren in der Auswertesoftware an. Hinsichtlich der hinterlegten Algorithmen sind diese jedoch häufig intransparent.

#### Schlierenbildung

Bei der Charakterisierung von Sprays mittels der LBS kann es, aufgrund von Dichtegradienten innerhalb der Gasphase, selbst ohne Tropfen zur Brechung des einfallenden Laserstrahls kommen. Diese Schlierenbildung resultiert in einem zufälligen Streulichtmuster im Innenbereich des Ringdetektors, was Ursache für die Detektion großer Phantomtropfen ist. Nach Mescher und Walzel [100] tritt dieser Effekt insbesondere bei der Charakterisierung von Sprays gasgestützter Zerstäuberdüsen auf. Die Autoren berichten von strömungsinduzierten lokalen Gradienten des Brechungsindex innerhalb der kontinuierlichen Phase. Nach Lefebvre [7] tritt dieser Effekt ebenfalls im Bereich hoher Temperaturen auf. Nach Mescher und Walzel [100] ist es möglich, mittels eines Hintergrundabgleichs der Detektoren ohne Spray, jedoch mit ausströmender Gasphase, den Einfluss der Schlierenbildung auf das Messergebnis zu reduzieren. Die Deaktivierung einzelner Detektoren im Innenbereich des Ringdetektors ist eine weitere Maßnahme, um diesen Messfehler zu kompensieren. Die Auswirkung dieser Maßnahme auf die reale Tropfengrößenverteilung wird von den Autoren als gering bewertet.

#### Asphärische Tropfen

Die mathematische Berechnung der Tropfengrößenverteilung aus der gemessenen Streulichtintensität basiert im Fall der Fraunhoferschen Beugung und der Mie-Theorie auf der Annahme sphärischer Tropfen. Das Beugungsspektrum eines asphärischen Tropfens unterscheidet sich jedoch vom Beugungsspektrum eines sphärischen Tropfens, siehe Internetartikel der Sympatec GmbH [101]. Born [102] untersuchte mathematisch die Beugung einer gleichmäßig verzerrten geometrischen Öffnung. Aus dieser theoretischen Betrachtung geht hervor, dass die Beugungsstruktur entgegen der Deformationsrichtung im gleichen Verhältnis gestaucht wird. Unter der Annahme, dass die Detektion eines asphärischen Tropfens nach dem äquivalenten Beugungsspektrum eines sphärischen Tropfens erfolgt, führt dieser Effekt zu einer verfälschten Berechnung der Tropfengrößenverteilung im Spray.

### Verschmutzung von Sende- und Empfangsoptik

Sensitivitätsmessungen haben gezeigt, dass Verschmutzungen der Sende- und Empfangseinheit durch Tropfen und/oder Staub das detektierte Streulichtmuster verfälschen können.

#### 4.3.3 Setup und Optimierung der LBS-Messtechnik

Im Rahmen dieser Arbeit wurde zur Charakterisierung der Sprays am Versuchsstand ATMO ein Laserbeugungsspektrometer der Firma Malvern Instruments eingesetzt. Das Messgerät vom Typ Spraytec STP5342 verfügt über einen Helium-Neon-Laser ( $P_L = 4 \text{ mW}$ ) mit einer Wellenlänge von  $\lambda_L = 632,8 \text{ nm}$  und einem Strahldurchmesser von  $D_{Gb} \approx 10 \text{ mm}$ . Das Messsystem ist mit einer Empfangseinheit ausgestattet, welche den Einsatz zweier Fourier-Linsen mit unterschiedlicher Brennweite ( $f_{EO,1} = 300 \text{ mm}$  (36 Detektoren),  $f_{EO,2} = 750 \text{ mm}$  (33 Detektoren)) ermöglicht. Zur Minimierung der in Kapitel 4.3.2 genannten Messunsicherheiten und der Gewährleistung verlässlicher Messergebnisse, wurde der Laserbeugungsspektrometer wie folgt parametrisiert und optimiert.

Auf Basis von Informationen aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen hinsichtlich Spraywinkel und einer maximal zu erwartenden Tropfengröße, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Fourier-Linse mit  $750 \text{ mm}$  Brennweite eingesetzt. Diese Linse ermöglicht die Detektion von Tropfen im Größenbereich von  $d_{Tr,min} = 2 \text{ }\mu\text{m}$  bis  $d_{Tr,max} = 2000 \text{ }\mu\text{m}$  bei einem maximalen Arbeitsabstand von  $L_{max} = 500 \text{ mm}$ . Messungenauigkeiten durch Abschattung sind bei diesem Arbeitsabstand und einer axialen Messposition von  $z_{max} = 200 \text{ mm}$  bis zu einem Spraywinkel von  $\alpha_{Sp,max} \approx 100^\circ$  nicht zu erwarten.

Jegliche LBS-Messungen wurden mit einer Aufnahmezeit von  $f_{LBS} = 1 \text{ s}^{-1}$  für eine Messzeit von  $t_m = 60 \text{ s}$  durchgeführt. Messfehler durch Mehrfachstreuung konnten bei allen Messungen ausgeschlossen werden. Die gemessene Transmission lag bei allen Messungen deutlich über dem von Dumouchel et al. [96] definierten Grenzwert ( $T_{LBS} \gg T_{LBS,krit} = 0,4$ ), siehe Kapitel 4.3.2.

Zur Minimierung von elektronischem Hintergrundrauschen durch Umgebungslicht, wurden alle Messungen innerhalb eines abgedunkelten Raumes ohne Fremdlicht durchgeführt. Des Weiteren wurde vor jeder Messung eine Referenzmessung nur mit strömendem Zerstäubungsmedium durchgeführt. Diese Maßnahme ermöglicht den Hintergrundabgleich der Detektoren zur Reduzierung eventueller Störeinflüsse durch Schlierenbildung und/oder Fremdlicht. Innere Detektorelemente, welche insbesondere bei hohen Gasmassenströmen dennoch durch Schlierenbildung beeinflusst worden sind, wurden auf Basis der Vorgehensweise von Mescher und Walzel [100] deaktiviert.

Störeinflüsse durch asphärische Tropfen konnten durch eine vorhergehende Betrachtung großer Tropfen mittels optischer Messtechniken ausgeschlossen werden.

Sende- und Empfangsoptik wurden während des Betriebs regelmäßig auf Verschmutzungen überprüft und ggf. gereinigt. Durch den Einsatz von Schutzhauben und einer Luftspülung vor den Linsen, konnten Verschmutzungen zudem effektiv vermieden werden.

Zur Berechnung der Tropfengrößenverteilung aus der gemessenen Streulichtverteilung wurde für alle Messungen die Mie-Theorie zur Anwendung gebracht. Der für die Berechnung der Tropfengrößenverteilung nach der Mie-Theorie benötigte komplexe Brechungsindex, wurde entweder aus Tabellenwerken entnommen, oder im Falle von komplexeren Fluiden, gemessen. Hierzu wurde der Realteil  $n_2$  durch einen Abbe-Refraktometer bestimmt. Der Extinktionskoeffizient des Imaginärteils  $K$  wurde für semitransparente oder opake Fluide mittels der Vis-Spektroskopie im relevanten Wellenlängenbereich ( $\lambda_L = 632,8 \text{ nm}$ ) gemessen. Für transparente Fluide wurde der Extinktionskoeffizient in guter Näherung zu Null gesetzt (z. B.  $K_{H_2O} = 1,56 \cdot 10^{-8}$  bei  $632,8 \text{ nm}$ ).

Um die Genauigkeit der LBS-Messtechnik zu prüfen, wurden zu den eigentlichen experimentellen Untersuchungen Messungen mit bekannter Partikelgröße durchgeführt. Hierzu wurde eine Dispersion aus

Latex-Kugeln ( $d_p = 9 \mu\text{m}$  und  $d_p = 40 \mu\text{m}$ ) in Wasser innerhalb einer gerührten Glaszelle vermessen. Folgende Genauigkeitswerte konnten erzielt werden:

- Sollwert:  $d_{3,50,soll} = 8,934 \mu\text{m}$ ; Messwert:  $d_{3,50} = 8,928 \mu\text{m} \rightarrow$  Fehler: 0,067 %,
- Sollwert:  $d_{3,50,soll} = 40,41 \mu\text{m}$ ; Messwert:  $d_{3,50} = 40,74 \mu\text{m} \rightarrow$  Fehler: 0,817 %.

Abschließend sind in der folgenden Tabelle alle für diese Arbeit relevanten Hard- und Softwareparameter des LBS-Systems zusammengefasst.

**Tabelle 4.2:** Relevante Hard- und Softwareparameter des eingesetzten LBS-Messgeräts (Spraytec STP5342)

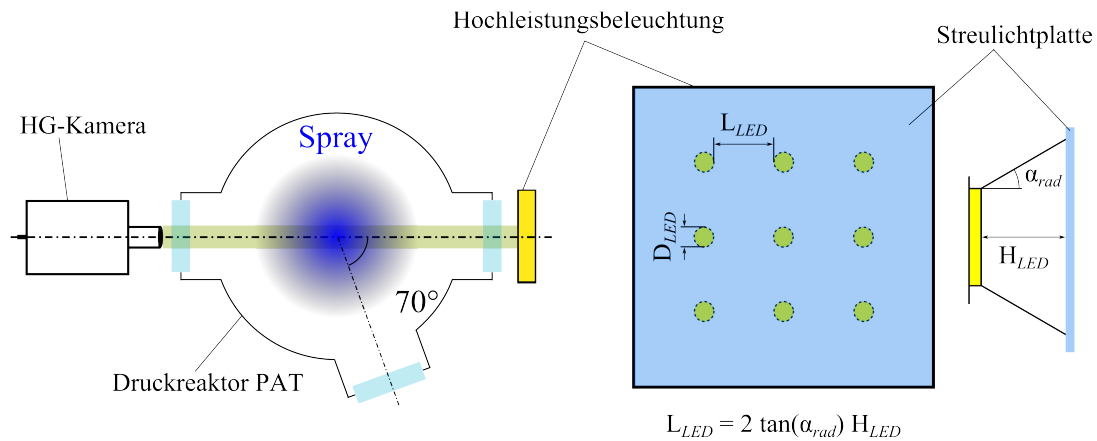
Laserwellenlänge	$\lambda_L$	632,8 nm
Strahldurchmesser	$D_{Gb}$	circa 10 mm
Brennweite Fourier-Linse	$f_{EO}$	750 mm
Arbeitsabstand	$L_{max}$	500 mm
Tropfengrößenmessbereich	$d_{Tr,min}$ bis $d_{Tr,max}$	2 $\mu\text{m}$ bis 2000 $\mu\text{m}$
Aufnahmerate	$f_{LBS}$	1 s <sup>-1</sup>
Anzahl Detektoren	$N_{De}$	33
Analyse-Theorie		Mie-Theorie

#### 4.4 Hochgeschwindigkeitsvisualisierung (HG-vis)

Die Hochgeschwindigkeitsvisualisierung (HG-vis) ermöglicht die simultane Erfassung von Zeit- und Raumskalen und ist ein wichtiges Element moderner Spraymesstechniken. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die HG-vis genutzt um:

- Größen- und Zeitskalen charakteristischer kohärenter Strukturen zu bestimmen,
- die Primärzerstäubung hinsichtlich vorherrschendem Regime und axialer Ausdehnung zu charakterisieren,
- die Sekundärzerstäubung zu charakterisieren,
- Sprays hinsichtlich äußerer Sprayeigenschaften wie Spraydichte, Spraywinkel und Sphärizität der Tropfen zu charakterisieren,
- sowie die generierten Messdaten der eingesetzten laserbasierten Messtechniken (PDA/LBS) zu bewerten und zu validieren.

In Abbildung 4.14 ist der Aufbau der Hochgeschwindigkeitskamera am Zerstäuberteststand PAT exemplarisch dargestellt.



**Abbildung 4.14:** Positionierung der Hochgeschwindigkeitskamera am Zerstäuberteststand PAT (links), schematische Darstellung der eingesetzten Hochleistungslichtquelle (rechts)

Eingesetzt wurde die Hochgeschwindigkeitskamera FASTCAM SA4 der Firma Photron. Diese Kamera ermöglicht die Aufnahme von Graustufenbildern mit einer Aufnahmerate von  $f_{HG} = 3600 \text{ s}^{-1}$  bei einer Auflösung von  $1024 \times 1024$  Pixel. Durch Reduzierung der Auflösung kann die Aufnahmerate der Kamera bis zu einer maximalen Frequenz von  $f_{HG,max} = 500000 \text{ s}^{-1}$  gesteigert werden. Die Pixelgröße der Kamera beträgt  $20 \text{ }\mu\text{m}$ . Die Digitalisierung der Graustufenwerte erfolgt mit einer Farbtiefe von maximal 12-bit. Die Hochgeschwindigkeitskamera wurde in Kombination mit drei lichtstarken (1/1,8 maximale Lichtstärke) Makroobjektiven der Firma NIKON eingesetzt. Abhängig vom geforderten Bildausschnitt wurde ein Objektiv mit einer Brennweite von  $f_o = 60 \text{ mm}$ ,  $f_o = 85 \text{ mm}$  oder  $f_o = 105 \text{ mm}$  eingesetzt.

Die Kameraaufnahmen wurden im Gegenlichtmodus aufgenommen. Als Lichtquelle kam hierfür eine eigens konstruierte Hochleistungslichtquelle zum Einsatz, siehe Abbildung 4.14. Die Lichtquelle besteht aus einer symmetrischen Matrix aus neun Leuchtdioden ( $D_{LED} = 15,3 \text{ mm}$ ) mit einer Gesamtlichtstärke von  $9 \cdot 4500 \text{ lm}$ . Die Anordnung der einzelnen Leuchtdioden ( $L_{LED} = 115 \text{ mm}$ ) innerhalb der Matrix wurde hinsichtlich einer homogenen Lichtverteilung bei 85 % der maximalen Strahlungsintensität ( $\alpha_{rad} \approx 30^\circ$  bei  $I_I = 0,85 I_{I,0}$ ) optimiert. Zusätzlich befindet sich vor den Leuchtdioden ( $H_{LED} = 100 \text{ mm}$ ) eine diffuse Acrylglasplatte zur weiteren Homogenisierung der Lichtverteilung im Bildhintergrund. Zur Unterdrückung von zeitlichen Helligkeitsschwankungen der Leuchtdioden wurden zur Stromversorgung spezielle Konstantstromquellen mit geringer Restwelligkeit eingesetzt. Aufgrund der hohen Lichtintensität der Kamera waren im Betrieb kurze Belichtungszeiten von bis zu  $t_{sh} = 2,11 \text{ }\mu\text{s}$  möglich, was wiederum die Detektion von Objekten mit hoher Geschwindigkeit bei akzeptabler Bewegungsunschärfe zulässt. Dies ist insbesondere bei der Detektion kleiner Strukturen wie Tropfen relevant. Zur weiteren Steigerung des Lichteinfalls durch das Objektiv wurde an den Makroobjektiven die geringste mögliche Blendenzahl eingestellt. Dadurch ergibt sich auch eine geringe räumliche Ausdehnung des scharf abgebildeten Bereichs. Bei der Bestimmung von Größenskalen unterstützt diese Maßnahme eine möglichst genaue Berechnung der realen Dimensionen aus abgebildeten Dimensionen bei bekanntem Skalierungsfaktor.

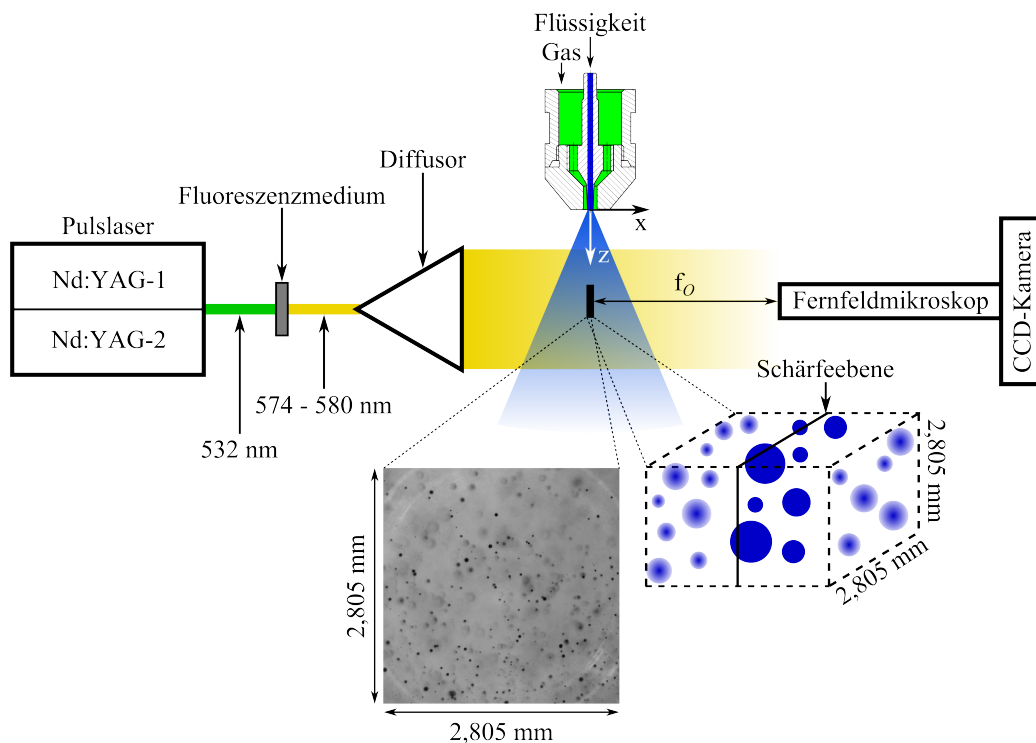
Räumliche Auflösung, Bildausschnitt, Brennweite  $f_o$  und Aufnahmerate  $f_{HG}$  wurden abhängig vom untersuchten Betriebspunkt variiert. In Tabelle 4.3 sind diese Parameter zusammengefasst und für die spätere Darstellung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen einer Kennung zugeordnet.

**Tabelle 4.3:** Aufnahmedaten der Hochgeschwindigkeitskamera PHOTRON SA4

Kennung	Auflösung	Brennweite	Aufnahmerate
HG-Setup_1	88 $\mu\text{m px}^{-1}$	105 mm	12000 $\text{s}^{-1}$
HG-Setup_2	172 $\mu\text{m px}^{-1}$	60 mm	6000 $\text{s}^{-1}$
HG-Setup_3	77 $\mu\text{m px}^{-1}$	105 mm	12000 $\text{s}^{-1}$
HG-Setup_4	56 $\mu\text{m px}^{-1}$	105 mm	5400 $\text{s}^{-1}$
HG-Setup_5	90 $\mu\text{m px}^{-1}$	105 mm	5400 $\text{s}^{-1}$

## 4.5 Shadowgraphie (SG)

Die Shadowgraphie (SG) ist ein bildgebendes Messverfahren zur Charakterisierung von Partikeln und/oder Tropfen hinsichtlich Form und Größe, unabhängig von deren Transparenz. Die Visualisierung der Objekte basiert hierbei auf der Schattenfotographie. In Abbildung 4.15 ist der schematische Aufbau eines Shadowgraphie-Systems zur Charakterisierung eines Sprays dargestellt.

**Abbildung 4.15:** Schematischer Aufbau des im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Shadowgraphie-Systems

Das System besteht aus einer gepulsten Lichtquelle in Kombination mit einem hochauflösenden Fernfeldmikroskop. Ausgehend von einem Festkörperlaser mit zwei Neodym Yttrium-Aluminium-Granat Kavitäten, wird infrarotes Laserlicht der Wellenlänge ( $\lambda_L = 1064 \text{ nm}$ ) durch eine Frequenzverdopplung zunächst in den sichtbaren Bereich von  $\lambda_L = 532 \text{ nm}$  (Farbe Grün) verschoben. Dieses Laserlicht wird anschließend durch eine mit Rhodamin bedampfte Glasplatte geleitet. Die Anregung des Rhodamins führt zur Emission von nicht kohärenter Fluoreszenzstrahlung im Wellenlängenbereich von  $\lambda_L = 577 \text{ nm}$  (Farbe Gelb). Dieses Laserlicht wird über einen Diffusor auf einen Durchmesser von  $70 \text{ mm}$  aufgeweitet. Gegenüber der Lichtquelle ist eine CCD-Kamera mit vorgeschaltetem Fernfeldmikroskop positioniert.



Befinden sich Tropfen innerhalb des Lichtstrahls der Beleuchtungsquelle, so absorbieren diese das diffus gestreute Licht. Dies führt dazu, dass die Tropfen als Schatten von der Kamera detektiert werden.

Das im Rahmen dieser Arbeit eingesetzte Fernfeldmikroskop kann in einem Arbeitsabstand von  $f_o = 400$  mm bis  $f_o = 500$  mm betrieben werden. Der eingesetzte CCD-Sensor hat eine Auflösung von  $2048 \times 2048$  Pixel. Die Pixelgröße der Kamera beträgt  $6,45 \mu\text{m}$ . Die Digitalisierung der Graustufenwerte erfolgt mit einer Farbtiefe von maximal 12-bit. In Abbildung 4.15 ist beispielhaft eine Sprayaufnahme des SG-Systems abgebildet. Der Bildausschnitt hat eine reale Größe von  $2,805 \times 2,805$  mm ( $f_o = 500$  mm). Somit ergibt sich unter Ausnutzung des kompletten CCD-Sensors eine Auflösung von  $1,37 \mu\text{m px}^{-1}$ . Diese Auflösung ermöglicht die zuverlässige Detektion von Tropfen ab einem Durchmesser von circa  $d_{Tr} > 20 \mu\text{m}$ . Tropfen mit kleineren Durchmessern haben im Vergleich zu großen Tropfen einen geringeren Kontrast zum Bildhintergrund und können lediglich mit einer gewissen Unsicherheit detektiert werden.

Der Bereich, innerhalb dessen Tropfen detektiert werden können, wird als Messvolumen bezeichnet. Im Zentrum dieses Volumens befindet sich die Schärfenebene, siehe Abbildung 4.15. Ausgehend von dieser Ebene kann in beide Raumrichtungen jeweils ein Volumen definiert werden, innerhalb derer Objekte mit scharfer Kontur abgebildet werden. Dieser Bereich wird in der Literatur als Schärfentiefe benannt. In diesem Gebiet ist bei bekanntem Skalierungsfaktor eine exakte Bestimmung der Tropfengröße möglich. Mit steigendem Abstand zur Schärfenebene kommt es zu einer zunehmenden Trübung der Tropfenkontur. Dieser Effekt beeinflusst die Charakterisierung der Tropfen hinsichtlich Form und Größe negativ. Jedoch ist es möglich, über die Unschärfe der Tropfenkontur die Position der Tropfen zueinander abzuschätzen. Bei Verwendung eines Fernfeldmikroskops ist die räumliche Ausdehnung des scharf abgebildeten Bereichs mit circa  $\Delta s = 200 \mu\text{m}$  gering.

Die Belichtungszeit der Aufnahmen ist beim Einsatz eines gepulsten Lasers nicht durch die Mechanik des Verschlusses innerhalb der Kamera limitiert. Die Belichtungszeit wird durch die Dauer eines Laserpulses definiert. Aufgrund der kurzen Pulsdauer des eingesetzten Lasers mit  $t_{sh} = 10^{-8}$  s, können schnell bewegte Objekte ohne Bewegungsunschärfe abgebildet werden. Die Nutzung eines Doppelpulslasers ermöglicht es, zwei Aufnahmen innerhalb eines kurzen zeitlichen Intervalls aufzunehmen. Dadurch ist es zudem möglich, die Tropfentrajektorie zu erfassen. Bei Kenntnis der zurückgelegten Distanz  $\Delta s = \sqrt{\Delta y^2 + \Delta z^2}$  und der Zeit zwischen beiden Laserpulsen, lassen sich zwei Komponenten des Tropfengeschwindigkeitsvektors berechnen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Shadowgraphie genutzt um:

- Messdaten des Phasen-Doppler-Anemometers zu validieren,
- Sprays hinsichtlich maximaler Tropfengröße quantitativ zu charakterisieren,
- Sprays hinsichtlich Spraydichte und Sphärizität qualitativ zu charakterisieren
- und Tropfen-Tropfen-Interaktionen, wie Kollision und/oder Koaleszenz, zu beobachten.

## 5 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion – $p_{\text{sys}} = 1 \text{ bar}$

Im vorliegenden Kapitel erfolgt eine experimentelle Untersuchung zum Einfluss der Rheologie auf den Zerstäubungsvorgang einer außenmischenden Zweistoffdüse. Zum Einsatz kommen hierfür verschiedene Modellfluide mit definierten physikalischen und rheologischen Eigenschaften.

### 5.1 Einfluss der Viskosität auf den Zerstäubungsprozess - Newtonsche Fluide

In den nachfolgenden Kapiteln wird die Zerstäubung hochviskoser Newtonscher Flüssigkeiten mittels außenmischender Zweistoffdüsen untersucht. Ziel ist die Klärung des Einflusses der Flüssigkeitsviskosität auf den Primärzerfall, die Dispersion und die resultierenden Tropfengrößen unter anwendungsrelevanten Bedingungen.

#### 5.1.1 Stand der Wissenschaft – Literaturübersicht

In der Literatur existieren zahlreiche experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Zerstäubung von Flüssigkeiten. Ziel dieser Untersuchungen ist ein fundamentales Verständnis des Zerstäubungsvorgangs. Insbesondere ist die Erforschung des komplexen Zusammenhangs zwischen Primärzerfall, Sekundärzerfall und den resultierenden Tropfengrößen im Spray sowie deren Vorhersage mittels empirischer, semi-empirischer und analytischer Modelle von großer Relevanz. Aufgrund der Komplexität des Zerstäubungsvorgangs und der Vielzahl an möglichen Einflussgrößen, ist die Untersuchung des Zerstäubungsprozesses häufig auf bestimmte Einflussgrößen und einen ausgewählten Parameterbereich fokussiert. Insbesondere sind Untersuchungen zum Einfluss der Viskosität auf den Zerstäubungsvorgang einer außenmischenden Zweistoffdüse selten und zudem auf niedrige Viskositätswerte begrenzt.

Nachfolgend werden die in der Literatur berichteten Erkenntnisse zum Einfluss der Flüssigkeitsviskosität auf den Zerstäubungsvorgang vorgestellt und diskutiert. Der Fokus liegt auf Forschungsarbeiten, bei denen Newtonsche Flüssigkeiten im Viskositätsbereich  $\eta_l \geq 1 \text{ mPa s}$  mit einer außenmischenden Zweistoffdüse zerstäubt wurden. Zur Übersicht sind die gesichteten Literaturstellen mit allen relevanten Informationen chronologisch in Tabelle 5.1 verzeichnet. Werden in der genannten Literatur neben Newtonschen (N) Fluiden auch komplexere Fluide betrachtet, so werden diese Ergebnisse im Rahmen des Kapitels 5.1 nicht berücksichtigt. Hierzu sei auf Kapitel 5.2 verwiesen. Motiviert sind die gesichteten Arbeiten durch den Einsatz von Flüssigkeiten als Brennstoff in Brennkammern, z. B. Rizk und Lefebvre [103], oder als Ausgangsstoff in der Beschichtungstechnik zur Beschichtung von technischen Oberflächen, z. B. Li et al. [104], oder Tabletten, siehe Aliseda et al. [42]. Die Erfassung der Tropfengröße erfolgte vorrangig mit Lasermesstechniken (LBS, PDA), aber auch mit optischen Messtechniken (HG-vis, SG). Als aktuellste Untersuchungen zum Einfluss der Viskosität auf den Zerstäubungsvorgang einer außenmischenden Zweistoffdüse, werden die Arbeiten von Aliseda et al. [42], Li et al. [104] und Mulhem et al. [43, 105] im Detail betrachtet.

Die Autoren **Li et al.** [104] untersuchten die Zerstäubung von hochviskosen Fluiden mit unterschiedlicher Viskoelastizität. Als Newtonsche Flüssigkeiten setzten sie neben reinem Wasser ( $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$ ) vier verschiedene Mischungen aus Wasser und Glycerin ein. Zerstäubt wurden die eingesetzten Modellflüssigkeiten mit einer außenmischenden Düse. Das Massenstromverhältnis wurde im Bereich

GLR = 1 bis GLR = 2,5 bei konstantem Flüssigvolumenstrom ( $\dot{V}_l = 1,81 \text{ h}^{-1}$  und  $\dot{V}_l = 3,61 \text{ h}^{-1}$ ) variiert. Die Messung der Tropfengröße erfolgte als Radialprofil bei einer axialen Position von  $z = 152,4 \text{ mm}$  mit einem Shadowgraphie-System. Die Autoren berichten, dass die gemessenen Tropfengrößenverteilungen im Viskositätsbereich von  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 47 \text{ mPa s}$  nahezu unabhängig von der Viskosität sind. Auf Basis von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zeigen Li et al. [104], dass es ab einer Viskosität von  $\eta_l = 154 \text{ mPa s}$  zu einer Zunahme der Tropfengröße kommt. Bei einer Viskosität von  $\eta_l = 805 \text{ mPa s}$  ist bei den genannten Betriebsbedingungen keine Zerstäubung mehr möglich. Die dargestellten Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zeigen bei dieser Viskosität die Bildung von Ligamenten. Eine modelltechnische Beschreibung des Tropfengrößenspektrums oder repräsentativer Durchmesser erfolgt in der Publikation nicht. Des Weiteren untersuchten die Autoren den Einfluss der Viskosität auf den Spraywinkel. Dieser wird mit  $\alpha_{sp} = 28^\circ \pm 1^\circ$  als viskositätsunabhängig beschrieben. **Aliseda et al.** [42] untersuchten die Zerstäubung Newtonscher und nicht-Newtonscher Fluide sowohl experimentell als auch theoretisch. Als N Modellfluide wurden Wasser und verschiedene Glycerin/Wasser-Mischungen im Viskositätsbereich von  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 77,6 \text{ mPa s}$  eingesetzt. Bei der eingesetzten Zerstäuberdüse handelt es sich um eine AMD ( $\alpha_D = 0^\circ$ ) mit konzentrischer Flüssigkeitsstrahlvorlage. Die Sprayform der verwendeten AMD kann optional durch zusätzliche, im  $45^\circ$  Winkel angebrachte, seitliche Luftstrahldüsen beeinflusst werden. Charakterisiert wurden die Sprays hinsichtlich Strahlzerfall und Tropfengrößenverteilung. Zur Visualisierung des Strahlzerfalls im düsennahen Bereich kam eine Hochgeschwindigkeitskamera zum Einsatz. Der Vergleich zweier Aufnahmen des Strahlzerfalls bei konstanter Weber-Zahl und unterschiedlicher Viskosität verdeutlicht, dass die Viskosität einen dämpfenden Einfluss auf das Wachstum von Instabilitäten (KH- und RT-Instabilität) hat und somit den Strahlzerfall verzögert. Das Tropfengrößenspektrum wurde mit einem 1D-PDA-System bei verschiedenen axialen und radialen Positionen gemessen. Die modelltechnische Beschreibung des Tropfengrößenspektrums erfolgt in der Publikation mittels des Sauterdurchmessers auf Basis einer theoretischen Betrachtung als Funktion von Kennzahlen nach folgender Gleichung:

$$\frac{d_{32}}{D_l} = C_{[42],1} (1 + \text{GLR}^{-1}) \left( \frac{s_g}{D_l} \right)^{1/2} \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} \left( \frac{\text{Re}_g}{\text{Re}_g} \right)^{-1/2} \left. \begin{array}{l} 1 \\ + C_{[42],2} \left( \frac{D_l}{s_g} \right)^{1/6} \left( \frac{\text{Re}_g}{\rho_l} \right)^{1/12} \text{We}_{aero}^{1/6} \text{Oh}^{2/3} \end{array} \right\} \quad (5.1)$$

Gleichung (5.1) ist der Literaturstelle von Aliseda et al. [42] entnommen. Die Datenbasis für die Validierung der Modellgleichung sind lokale Messungen auf der Sprayachse. Die PDA-Messungen zeigen, dass es mit steigender Viskosität zu einer Zunahme des lokalen Sauterdurchmessers  $d_{32}$  auf der Sprayachse kommt. Die Autoren **Mulhem et al.** [43, 105] betrachteten die Zweistoffzerstäubung (AMD) von N und NN Flüssigkeiten und Suspensionen. Zur Klärung des Einflusses der Viskosität auf den Zerstäubungsvorgang der N Flüssigkeiten, setzten die Autoren Wasser mit einer Viskosität von  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  und eine Glycerin/Wasser-Mischung mit  $\eta_l = 16 \text{ mPa s}$  ein. Auf Basis von Messungen mit einem Laserbeugungsspektrometer bei  $z = 500 \text{ mm}$  detektierten Mulhem et al., analog zu den vorherigen Autoren, ebenfalls einen Anstieg der Tropfengröße mit steigender Viskosität. Auf Grundlage der Messdaten der Zerstäubung oben genannter N Flüssigkeiten, sowie einer NN Flüssigkeit mit

$\eta_{l,0} = 80 \text{ mPa s}$ , entwickelten Mulhem et al. die Korrelation (5.2) zur Beschreibung des Sauterdurchmessers.

$$d_{32} = 0,21 D_l \text{ Oh}^{0,0622} (\text{We}_{aero} \text{ GLR})^{-0,4}. \quad (5.2)$$

Entsprechend der Autoren ist die Modellgleichung sowohl für Flüssigkeiten als auch für Suspensionen mit einem maximalen Partikeldurchmesser von  $d_{p,max} = 50 \mu\text{m}$  gültig. **Walzel** [106] beschreibt in einem Übersichtsartikel zur Zerstäubung von Flüssigkeiten eine semi-empirische Gleichung zur mathematischen Beschreibung der Tropfengröße bei der gasgestützten Zerstäubung. Diese basiert auf einer Bilanz der Energie der Gasströmung zur Oberflächenenergie und berücksichtigt den Einfluss der Viskosität. Das Tropfengrößenspektrum wird mittels des integralen Sauterdurchmessers, entsprechend Gleichung (5.3), als Funktion des Gasdruckabfalls an der Düse  $\Delta p_g$  des Zerstäubungsmediums Luft beschrieben.

$$\frac{Id_{32}}{D_l} = C_{[106],1} \left[ \frac{\Delta p_g D_l}{\sigma(1 + \text{GLR}^{-1})^2} \right]^{-0,4} (1 + C_{[106],2} \text{Oh}^1) \quad (5.3)$$

Der Einfluss der Viskosität wird als linear angegeben. Bestimmt wurden die Exponenten und Proportionalitätskonstanten  $C_{[106],1} = 0,35$  und  $C_{[106],2} = 2,5$  auf Grundlage experimenteller Untersuchungen mit einem Laserbeugungsspektrometer an drei geometrisch ähnlichen außenmischenden Düsen. Zerstäubt wurden Flüssigkeiten im Viskositätsbereich von  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$ . Darüber hinaus seien die Arbeiten von **Lorenzetto und Lefebvre** [15], **Rizk und Lefebvre** [103] sowie **Jasuja** [107] genannt. Vorwiegend motiviert sind diese Forschungsarbeiten durch die Zerstäubung von flüssigen Einsatzstoffen in Brennkammern von Gasturbinen. Typische Brennstoffe für diese Anwendung sind Kerosin ( $\eta_l \approx 1,3 \text{ mPa s}$  bei  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ ) und Gasöle ( $\eta_l \approx 3 \text{ mPa s}$  bei  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ ), aber auch Brennstoffe minderer Qualität wie Schwer- und Rückstandsöle sowie deren Mischungen ( $\eta_l \approx 75 \text{ mPa s}$  bei  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Variiert wurde das Massenstromverhältnis in für Gasturbinen typischem hohen Bereich von  $\text{GLR} = 2$  bis  $\text{GLR} = 12$ . Als Messtechnik wurde von allen Autoren die Laserbeugungsspektrometrie eingesetzt.

In der Literatur sind darüber hinaus Untersuchungen zur Zerstäubung viskoser Fluide mit Filmlegerdüsen bekannt. Genannt seien hierzu die Untersuchungen von Beck et al. [108] ( $\eta_{l,max} = 14 \text{ mPa s}$ ,  $\text{GLR} = 0,3$  bis  $\text{GLR} = 1,4$ ), Rizkalla und Lefebvre [109] ( $\eta_{l,max} = 44 \text{ mPa s}$ ,  $\text{GLR} = 2$  bis  $\text{GLR} = 6$ ) und Jasuja [110] ( $\eta_{l,max} = 86 \text{ mPa s}$ ,  $\text{GLR} = 2$  bis  $\text{GLR} = 4$ ). Analog führt eine Erhöhung der Viskosität auch bei diesem Zerstäuberkonzept zu einer Zunahme der Tropfengröße im Spray. Zur Zerstäubung hochviskoser Flüssigkeiten mit innenmischenden Zweistoffdüsen und Effervescent-Zerstäubern sind ebenfalls Forschungsarbeiten vorhanden. Durch die intensive Wechselwirkung zwischen Zerstäubungsmedium und zu zerstäubendem Medium innerhalb des Mischungskanals des Zerstäubers, sind diese Düsen besonders effektiv bei der Zerstäubung hochviskoser Medien, siehe Buckner und Sojka [111]. Bedingt durch die geringe Standzeit beim Einsatz von Effervescent-Zerstäubern und Filmlegerdüsen zur Zerstäubung von Suspensionen in Verbrennungs- oder Vergasungsprozessen, werden diese Düsenarten in der Literaturübersicht nicht berücksichtigt.

**Tabelle 5.1:** Übersicht über Forschungsarbeiten zum Einfluss der Viskosität N Fluide auf den Zerstäubungsvorgang außenmischender Zweistoffdüsen

Autor/Jahr	Fluid(e)	$\eta_l$ in mPa s	$(I)d_{\alpha\beta} \propto \eta_l^x$	GLR	Messtechnik
Li [104] Jahr: 2009	H <sub>2</sub> O H <sub>2</sub> O/Glycerin NN*	1 – 805	N/A	1 – 2,5	SG (lokal) HG-vis

Autor/Jahr	Fluid(e)	$\eta_l$ in mPa s	$(I)d_{\alpha\beta} \propto \eta_l^X$	GLR	Messtechnik
Aliseda [42] Jahr: 2007	H <sub>2</sub> O H <sub>2</sub> O/Glycerin NN*	1 – 77,6	$d_{32} \propto \eta_l^{0,67}$	7,69	1D-PDA (lokal) HG-vis
Mulhem [43, 105] Jahr: 2003/2005	H <sub>2</sub> O H <sub>2</sub> O/Glycerin NN*	1 – 16	$Id_{32} \propto \eta_l^{0,0622}$	0,5 – 3,7	LBS (integral) HG-vis
Walzel [106] Jahr: 1993	H <sub>2</sub> O H <sub>2</sub> O/Glycerin	1 – 100	$Id_{32} \propto \eta_l^1$	N/A	LBS (integral)
Rizk [103] Jahr: 1984	Kerosin Heizöl Mischungen	1,29 – 18,3	$Id_{32} \propto \eta_l^1$	2 – 8	LBS (integral)
Jasuja [107] Jahr: 1982	Kerosin Schweröl Mischungen	1,3 – 74,9	$Id_{32} \propto \eta_l^{0,8}$	2 – 12	LBS (integral)
Lorenzetto [15] Jahr: 1977	HC-Polymer in Kerosin	1,3 – 76	$Id_{32} \propto \eta_l^1$	2 – 3,67	LBS (integral)

NN\*: Neben den genannten N Flüssigkeiten wurden in der jeweiligen Forschungsarbeit auch Fluide mit komplexerer Rheologie (z. B. NN Fluide mit viskoelastischen Eigenschaften, Suspensionen) betrachtet.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass in allen Publikationen festgestellt wurde, dass eine Erhöhung der Viskosität in einem Anstieg der Tropfengröße resultiert. Modelltechnisch wird der Einfluss auf die Sprayqualität üblicherweise als Potenzfunktion in der Form  $(I)d_{32} \propto \eta_l^X$  beschrieben. Die Exponenten der gesichteten Literaturstellen sind alle positiv und befinden sich im Bereich von  $X \in [0,0622 \text{ } 1]$  mit einem Mittelwert von  $\bar{X} = 0,76$ . Auffallend ist, dass sich die von Mulhem et al. [43, 105] beschriebene Abhängigkeit mit  $X = 0,0622$  deutlich von den Exponenten der anderen Autoren unterscheidet. Ursache hierfür könnte der betrachtete Viskositätsbereich sein, welcher im Vergleich zu den anderen genannten Untersuchungen geringer ist. Außerdem wird in der Literatur berichtet, dass der Einfluss der Viskosität im Bereich geringer Gasaustrittsgeschwindigkeiten  $v_g$ , bzw. Massenstromverhältnisse GLR, deutlich stärker ausgeprägt ist, als im Bereich hoher  $v_g$  bzw. GLR. Lefebvre [112] unterscheidet hierzu zwischen dem *klassischen* Zerstäubungsmodus und dem *schlagartigen* Zerstäubungsmodus, welcher auch als Prompt-Modus bezeichnet wird. Bei letzterem findet der Strahlzerfall aufgrund besonders hoher wirkender aerodynamischer Kraft direkt am Düsenaustritt statt. Nach Lefebvre sind die resultierenden Tropfengrößen im Spray in diesem Modus unabhängig von der Viskosität der Flüssigkeit.

Obwohl die in der Literatur untersuchten Flüssigkeiten von den Autoren häufig als „hochviskos“ bezeichnet werden, siehe z. B. Rizk und Lefebvre [103] mit  $\eta_{l,max} = 75$  mPa s, unterscheiden sich die maximal untersuchten Viskositätswerte der meisten Arbeiten signifikant von den Viskositätsniveaus der im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Einsatzstoffe. Beispielsweise liegt die Viskosität der im Karlsruher bioliq®-Prozess eingesetzten biomassestämmigen Brennstoff Suspensionen bei  $\eta_l \approx 1000$  mPa s, siehe Dahmen et al. [3]. Darüber hinaus sind die genannten Forschungsarbeiten, bedingt durch den relevanten Anwendungsbereich in der Verbrennungs- und Beschichtungstechnik, fast ausschließlich auf die Zerstäubung bei hohen Massenstromverhältnissen fokussiert ( $GLR \gg 1$ ). Allerdings ist bei der Umsetzung von Brennstoffen in einem Flugstromvergaser die Variation des Gasmassenstroms, bedingt durch die Stöchiometrie der Vergasungsreaktion, nur innerhalb enger Grenzen möglich. Aufgrund dieses

Defizites an experimentellen Daten erfolgt im nachfolgenden Kapitel eine experimentelle Untersuchung zum Einfluss der Viskosität auf den Zerstäubungsvorgang einer AMD. Zum Einsatz kommen hierfür N Flüssigkeiten mit Viskositätswerten, welche signifikant über den in Tabelle 5.1 aufgeführten Werten liegen. Außerdem wird der für die Flugstromvergasung relevante Betriebsbereich von  $\text{GLR} < 1$  betrachtet.

### 5.1.2 Messbedingungen und Versuchsdurchführung

Die experimentellen Untersuchungen zum Einfluss der Viskosität auf den Zerstäubungsvorgang Newtonscher (N) Flüssigkeiten wurden am Versuchstand ATMO durchgeführt. Die Bereitstellung der Flüssigkeiten erfolgte pulsationsfrei mittels des Förderkonzepts 1, siehe Kapitel 3.1. Zerstäubt wurden die eingesetzten N Modellfluide sowohl mit der Düse AMD-30°, als auch mit der Düse AMD-0°. Als Modellfluide wurden sieben verschiedene Mischungen aus Glycerin und Wasser in einem breiten Viskositätsbereich untersucht. Glycerin mit einer Reinheit von 99,5 wt. % ( $\eta_l = 1484 \text{ mPa s}$  bei 20 °C) wurde hierzu in bestimmten Konzentrationen mit geringen Mengen an Wasser ( $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  bei 20 °C) verdünnt, um Viskositätswerte im Bereich von  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  zu erhalten. Die Formulierung der Mischungen erfolgte unter permanentem Rühren (Rühdauer: circa 30 Minuten) mit einem speziellen Rührorgan für wässrige und viskose Fluide. Die physikalischen Eigenschaften der eingesetzten Modellfluide sind nachfolgend tabellarisiert. Alle Messdaten gelten für 20 °C und atmosphärischen Umgebungsdruck.

**Tabelle 5.2:** Physikalische Eigenschaften der Newtonschen Flüssigkeiten bei 20 °C und  $p_{\text{sys}} = 1,013 \text{ bar (abs)}$

	$\eta_l$ mPa s	$\sigma$ mN m <sup>-1</sup>	$\rho_l$ kg m <sup>-3</sup>	$n_z = n_1 + iK$ –	Oh –
H <sub>2</sub> O	1	72,8	998	1,333 + i0	0,0026
78,5 wt. % Glyc/H <sub>2</sub> O	50	65,6	1204	1,441 + i0	0,1258
84,5 wt. % Glyc/H <sub>2</sub> O	100	64,9	1220	1,450 + i0	0,2513
88,0 wt. % Glyc/H <sub>2</sub> O	160	64,7	1232	1,455 + i0	0,4007
89,5 wt. % Glyc/H <sub>2</sub> O	200	64,2	1233	1,458 + i0	0,5027
92,1 wt. % Glyc/H <sub>2</sub> O	300	63,8	1240	1,461 + i0	0,7542
93,8 wt. % Glyc/H <sub>2</sub> O	400	63,6	1244	1,464 + i0	1,0056

Glycerin/Wasser-Mischungen eignen sich insbesondere für das geplante Forschungsvorhaben, da die Oberflächenspannung  $\sigma$  und die Dichte  $\rho_l$  nahezu unabhängig vom Mischungsverhältnis sind. Der in der Literatur beschriebene Einfluss beider Stoffeigenschaften auf die resultierenden Tropfengrößen im Spray ( $(I)d_{32} \propto a^X$ ):

- der Oberflächenspannung  $a = \sigma$ :  $X \in [0 \ 0,6]$  mit  $X = 0,5$  als häufig genutzter Wert,
- und der Flüssigkeitsdichte  $a = \rho_l$ :  $X \in [-0,5 \ 0,5]$  mit  $X = 0$  als häufig genutzter Wert,

kann somit vernachlässigt werden, siehe Liu [16]. Die Viskosität der Flüssigkeiten wurde mit dem Zylinder-Rheometer, beschrieben im Anhang A.1.1, nach dem Searle-Prinzip vermessen. Die Werte für  $\sigma$ ,  $\rho_l$  und  $n_1$  wurden auf Basis vorhandener Literaturdaten der Glycerin Producer's Association [113] festgelegt.

Zur detaillierten Klärung des Einflusses der Viskosität und der Aerodynamik auf den Zerstäubungsvorgang wurde eine Kombination aus drei verschiedenen Messgeräten eingesetzt. Mit der Laserbeugungsspektrometrie (LBS) wurde an der axialen Position von  $z = 200$  mm der Spraykegel bei  $x = y = 0$  mm hinsichtlich Tropfengrößenverteilungen vermessen. Die axiale Messposition wurde aufgrund zweier Kriterien gewählt. Erstens, ist ab dieser Position der Sekundärerfall für alle betrachteten Viskositätswerte weitestgehend abgeschlossen. Zweitens, wird das notwendige Kriterium, der Präsenz nahezu sphärischer Tropfen, bei dieser axialen Position für alle betrachteten Betriebsbedingungen und Viskositätswerte erfüllt. Geprüft wurden diese Kriterien durch Hochgeschwindigkeitsaufnahmen im entsprechenden Bereich des Sprays. Alle LBS-Messungen wurden reproduziert. Die Darstellung der Messdaten in den nachfolgenden Diagrammen erfolgt als Mittelwert der einzelnen Messungen. Neben den Tropfengrößenmessungen wurde das Spray auch qualitativ mittels Hochgeschwindigkeitskamera untersucht. Die Visualisierung des düsennahen Spraybereichs erfolgte nach den Einstellungen mit der Kennung „HG-Setup\_1“. Zur Erfassung eines größeren Spraybereichs wurde die Kamera auf das Setup mit der Kennung „HG-Setup\_2“ umgerüstet, siehe Tabelle 4.3. Des Weiteren wurde das Strömungsfeld der Gasphase im düsennahen Spraybereich mit einem 2D-LDA-System vermessen. Mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung wurde die axiale  $v_{g,z}$  und radiale Geschwindigkeitskomponente der Gasphase  $v_{g,x}$  erfasst. Zur präzisen Vermessung der Gasphasenströmung mit einer räumlichen Auflösung von  $\Delta x = 100$   $\mu\text{m}$ , wurde die Sendeeinheit des Systems mit einer 3D-Mikrometertraverse traversiert. Als Tracerpartikeln für die Gasphase wurde ein Aerosol aus DEHS eingesetzt. Eine ausführliche Beschreibung der genannten Messtechniken ist in den Kapiteln 4.1 (LDA), 4.3 (LBS) und 4.4 (HG-vis) zu finden.

Alle Messungen wurden bei atmosphärischem Druck und konstanter Temperatur von 20 °C durchgeführt. Hervorgehoben sei an dieser Stelle, dass alle Experimente bei einem konstanten Flüssigmassenstrom von  $\dot{M}_l = 10$  kg h<sup>-1</sup> unter Variation des GLR erfolgten. Die Betriebsbedingungen und relevanten Kennzahlen sind Tabelle 5.3 zu entnehmen.

**Tabelle 5.3:** Betriebsbedingungen bei konstantem Flüssigmassenstrom  $\dot{M}_l = 10$  kg h<sup>-1</sup>

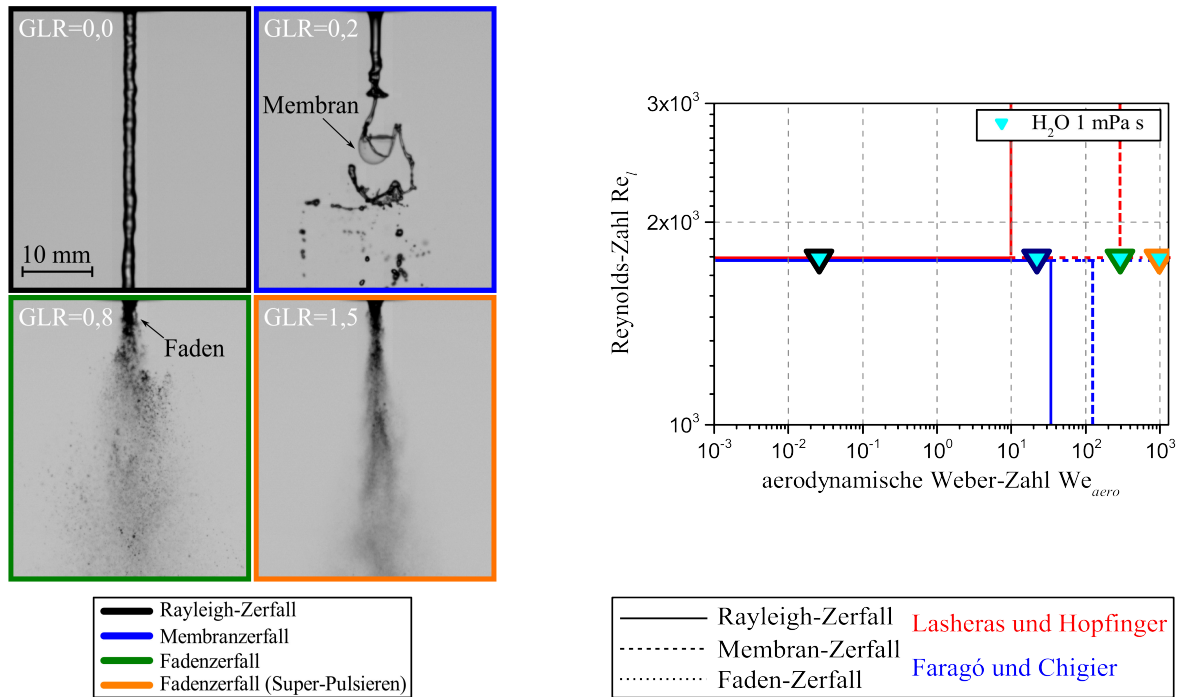
GLR	$\dot{m}_g$ kg s <sup>-1</sup>	$v_g$ m s <sup>-1</sup>	$v_l$ m s <sup>-1</sup>	$We_{aero}$ –	$Re_l$ –
0,20 – 1,5	2,0 – 15,0	25 – 172	0,71 – 0,89	20 – 1180	4 – 1768

### 5.1.3 Einfluss der Viskosität und der Aerodynamik – technische Düse (AMD-30°)

Bedingt durch den Mangel an Untersuchungen zur Zerstäubung hochviskoser Flüssigkeiten, folgt im Rahmen dieses Kapitels eine detaillierte Betrachtung des Zerstäubungsvorgangs von N Flüssigkeiten mit Viskositätswerten  $\eta_l \gg 150$  mPa s. Zerstäubt wurden die hochviskosen Flüssigkeiten mit der Zerstäuberdüse AMD-30°, siehe Kapitel 3.3.

Kenntnisse über die vorherrschenden Strahlzerfallsmechanismen sind essentiell für das Verständnis über die resultierenden Tropfengrößen im Spray. Aus diesem Grund erfolgte zunächst eine Betrachtung des Strahlzerfalls der hochviskosen Flüssigkeiten durch instantane Aufnahmen der Hochgeschwindigkeitskamera. Die qualitative Beschreibung des Strahlzerfalls eines jeden Betriebspunktes erfolgte auf Basis der Strahlzerfallsregime, welche von Faragó und Chigier [34] sowie Lasheras und Hopfinger [36] definiert wurden, siehe Kapitel 2.5.2. Angemerkt sei, dass sich die außenmischende Düse AMD-30° hinsichtlich der geometrischen Parameter  $\alpha_D$ ,  $s_g$  und  $D_l$  von denen der eingesetzten Düsen der genannten Autoren unterscheidet. Aufgrund dieser Tatsache wurde zunächst mit Wasser geprüft, inwieweit sich das Spray der AMD-30° in die genannten Zerfallsregime einteilen lässt.

Hierzu wurden durch gezielte Variation des Gasmassenstroms bei konstantem Flüssigmassenstrom ( $Re_l = 1768$ ) die Strahlzerfallsregime Rayleigh- ( $GLR = 0,0$ ), Membran- ( $GLR = 0,2$ ) und Fadenzerrfall ( $GLR = 0,8$  Pulsieren,  $GLR = 1,5$  Super-Pulsieren) eingestellt, siehe Abbildung 5.1 (a). Auf Basis dieser Daten kann die Einteilung nach den von Faragó und Chigier [34] sowie Lasheras und Hopfinger [36] definierten Grenzen bestätigt werden. Dies ist im Kennzahlendiagramm in Abbildung 5.1 (b) visualisiert. Der Wertebereich der Ordinate fokussiert den relevanten Bereich ( $1000 < Re_l = 1768 < 3000$ ) und entspricht daher einem Ausschnitt der in Abbildung 2.9 dargestellten Diagramme. Die Regimegrenzen der Autoren sind durch die Farben Rot und Blau voneinander abgetrennt.



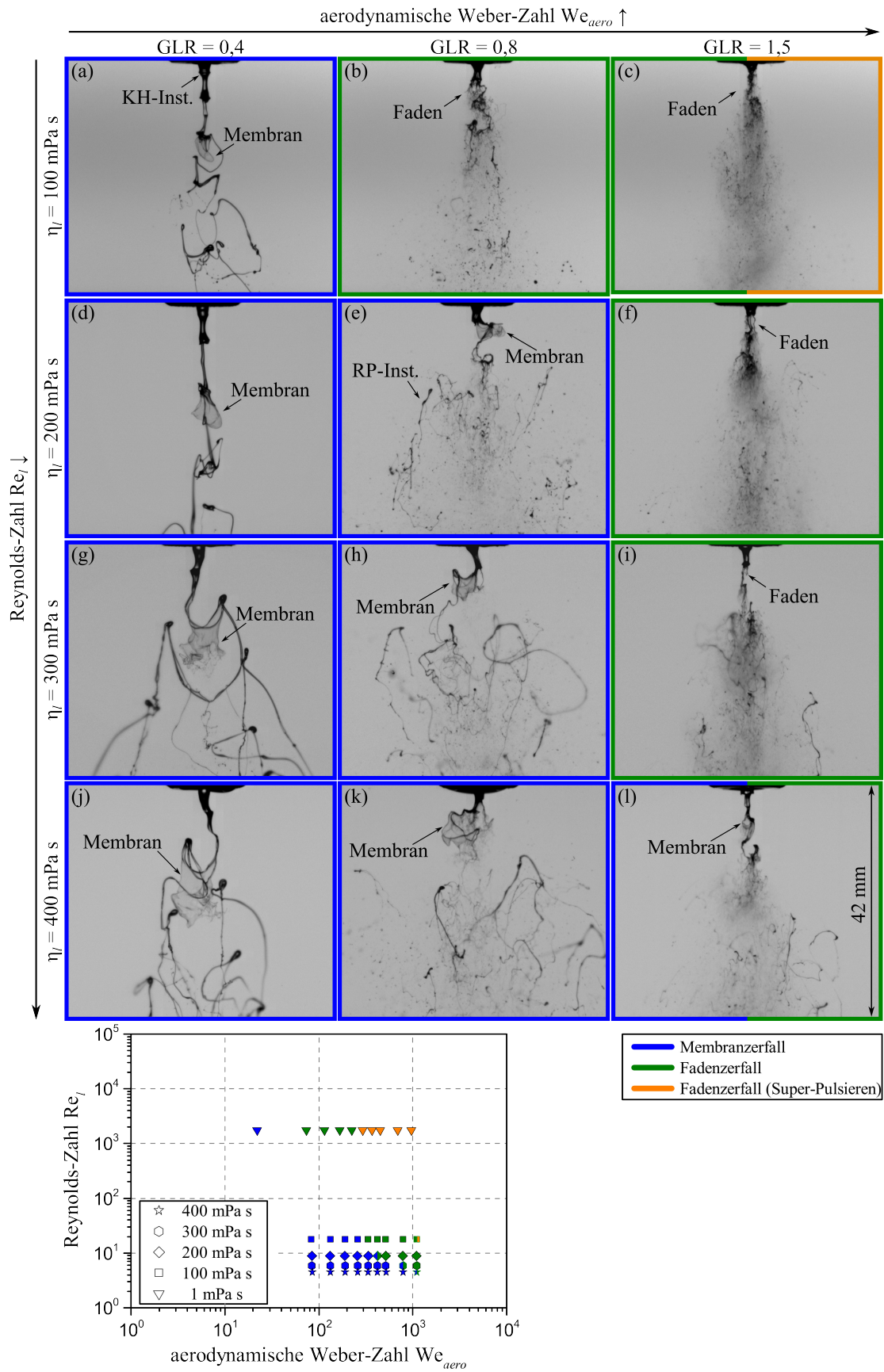
(a) Visualisierung des Strahlzerfalls mittels HG-vis

(b) Einteilung in die Strahlzerfallsregime nach Faragó und Chigier [34] sowie Lasheras und Hopfinger [36]

**Abbildung 5.1:** Zerfallsmechanismen eines Wasserstrahls, zerstäubt mit einer außenmischenden Düse.  
 Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_1“ |  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-30°

Die Einteilung der hier untersuchten Flüssigkeiten in die Kennzahlendiagramme der genannten Autoren ist, aufgrund der im Vergleich zu Wasser hohen Viskositätswerte und den damit einhergehenden geringen Reynolds-Zahlen ( $Re_l \ll 100$ ), nicht möglich, siehe Abbildung 2.9. Aufgrund dessen erfolgt im Rahmen dieser Arbeit eine Einteilung der Zerfallsregime als Funktion der aerodynamischen Weber-Zahl im Viskositätsbereich von  $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$ . Hierzu sind in Abbildung 5.2 die Strahlzerfallsmechanismen der hochviskosen Flüssigkeiten auf Basis weiterer instantaner Aufnahmen als Funktion des Massenstromverhältnisses GLR und der Viskosität  $\eta_l$  dargestellt. Betriebspunkte gleicher Zerfallsregime sind entsprechend der in Abbildung 5.1 (a) eingeführten Farbcodierung gekennzeichnet.

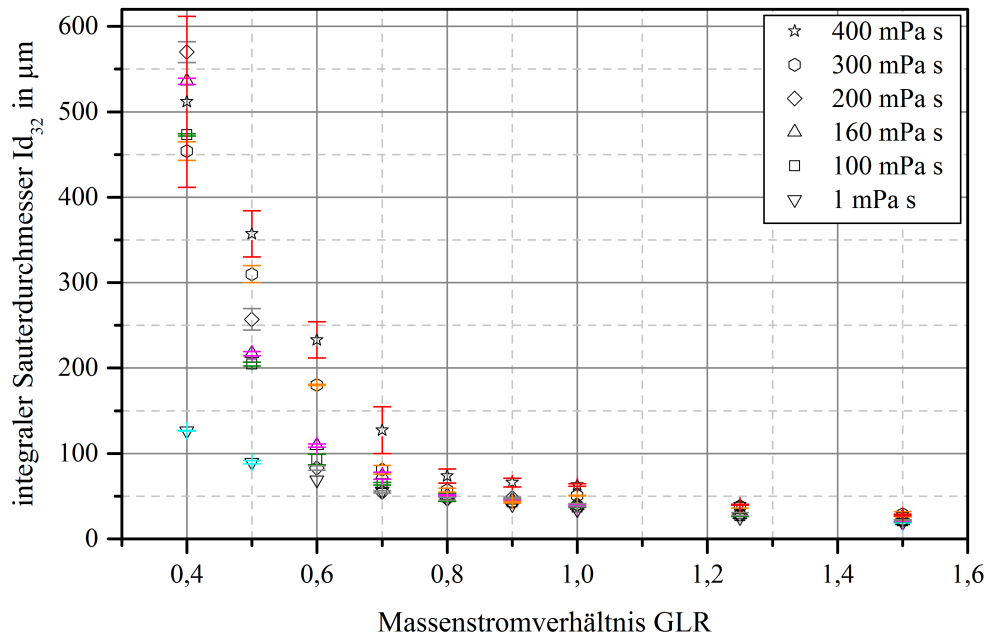




**Abbildung 5.2:** Einfluss der Viskosität und der Aerodynamik auf den Strahlerfall Newtonscher Flüssigkeiten. Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_1“ |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-30°

Bei Betrachtung der Messmatrix wird deutlich, dass der dominierende Zerfallsmodus der Membranzerfall ist. Der bei Wasser dominierende Fadenzerfall tritt hier nur im Bereich hoher Massenstromverhältnisse auf. Die Bildung von transversalen Wellen (RT-Instabilität) entlang des Umfangs des düsenahen Flüssigkeitsstrahls, welche für die Entstehung der Flüssigkeitsfäden verantwortlich sind, wird durch den Einfluss der Viskosität signifikant gedämpft, siehe z. B. Abbildung 5.2 (a). Im Vergleich zu den HG-Aufnahmen von Wasser wird deutlich, dass die Viskosität den gesamten Strahlzerfall verzögert. Des Weiteren ist zu erkennen, dass die steigende Viskosität die Bildung von Flüssigkeitsmembranen begünstigt. In Abbildung 5.2 (g) ist die Ausbildung einer solchen Flüssigkeitsmembran explizit dargestellt. Abhängig vom betrachteten Betriebspunkt, ist der Ursprung der Membranbildung eine Wellenbewegung des Flüssigkeitsstrahls ähnlich einer nicht-achsensymmetrischen Rayleigh-Instabilität, siehe z. B. Abbildung 5.2 (g) und (j), oder eine longitudinale Welle (KH-Instabilität) mit großer Amplitude, siehe z. B. Abbildung 5.2 (a) und (d). Erstere tritt bevorzugt bei hoher Viskosität sowie geringer aerodynamischer Kraft auf und unterscheidet sich von letzterer durch die Bildung größerer Membranflächen. Das Bersten der Membranen führt zur Bildung eines sehr feinen Tropfenkollektivs. Die ringförmige Flüssigkeitsansammlung im oberen Bereich der Membran zerfällt über den RP-Mechanismus in größere Tropfen. Auf Basis aller instantaner Aufnahmen lässt sich qualitativ die Aussage treffen, dass die Größe und die Häufigkeit der sich bildenden Membranen sowohl von der Aerodynamik als auch von der Viskosität abhängig sind. Mit steigender Viskosität nimmt die maximale Membrangröße zu. Dies wird beispielsweise durch den Vergleich von Abbildung 5.2 (a) und (j) ersichtlich. Mit steigender aerodynamischer Kraft ( $\text{GLR} \uparrow$ ) sinkt dagegen die maximale Größe, siehe Abbildung 5.2 (j) und (l). Der Zerfall noch vorhandener Flüssigkeitsfragmente und Ligamente erfolgt generell über eine RP-Instabilität. Ein entsprechender Zustand ist exemplarisch in Abbildung 5.2 (e) gekennzeichnet. Bei konstanter Viskosität geht der Membranzerfallsmodus mit steigendem Massenstromverhältnis ( $\text{GLR} \uparrow$ ), bzw. aerodynamischer Weber-Zahl ( $We_{\text{aero}} \uparrow$ ), in den Fadenzerfallsmodus über. Dieser Übergang ist signifikant von der Viskosität  $\eta_l$  abhängig. Mit steigender Viskosität verschiebt sich dieser Grenzwert zu höheren  $We_{\text{aero}}$ -Zahlen. So ist bei Beobachtung des Strahlzerfalls mit höchster Viskosität ( $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$ ) und höchstem Massenstromverhältnis ( $\text{GLR} = 1,5$ ) noch die Bildung kleiner Membranen zu erkennen, siehe Abbildung 5.2 (l). Schlussfolgernd sind die Beobachtungen aller Betriebspunkte in einem erweiterten Kennzahlendiagramm als Funktion der  $Re_l$ -Zahl und der  $We_{\text{aero}}$ -Zahl dargestellt, siehe unterer Bereich von Abbildung 5.2. Die Farbcodierung im Diagramm stimmt mit der Codierung in der Bildmatrix überein. Erwähnt sei, dass der Übergang zwischen den jeweiligen Regimen nicht abrupt erfolgt. Betriebspunkte bei denen ein Übergang zwischen zwei Zerfallsregime stattfindet, sind sowohl in der Bildmatrix als auch im Kennzahlendiagramm durch eine doppelte Farbcodierung markiert.

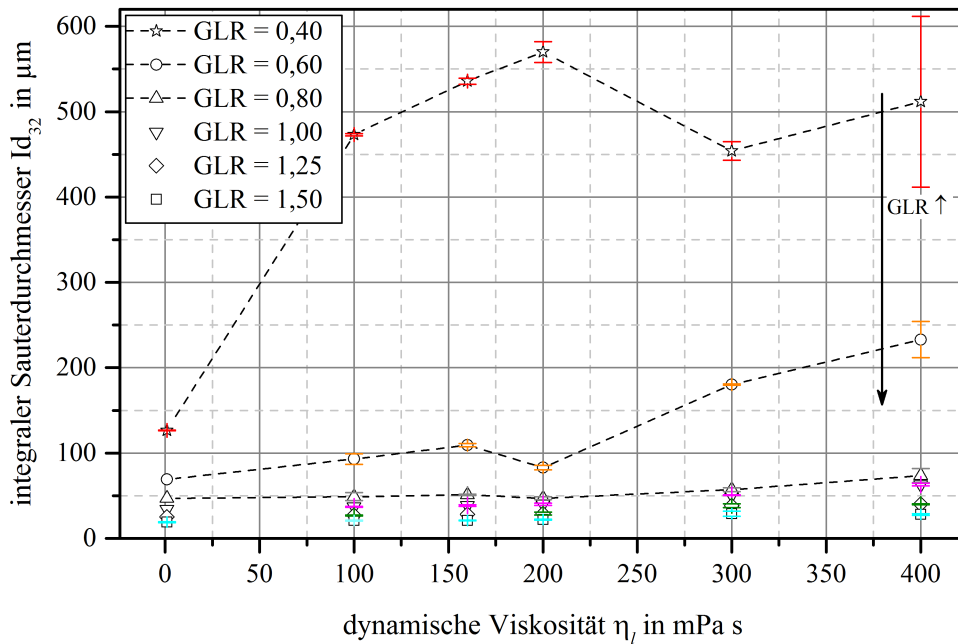
Zur Klärung des Einflusses der Viskosität auf die resultierenden Tropfengrößen, wurde das Spray der hier betrachteten AMD unter Variation des Massenstromverhältnisses mit einem LBS an einer konstanten axialen Position von  $z = 200 \text{ mm}$  vermessen. In Abbildung 5.3 ist der integrale Sauterdurchmesser  $Id_{32}$  als Funktion des GLR bei konstantem  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  für den Viskositätsbereich von  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  aufgetragen.



**Abbildung 5.3:** Einfluss des Massenstromverhältnisses GLR auf den integralen Sauterdurchmesser  $Id_{32}$  bei variabler Viskosität  $\eta_l$  Newtonscher Flüssigkeiten.

Betriebsbedingungen: LBS (integral) |  $z = 200 \text{ mm}$  |  $x = y = 0 \text{ mm}$  |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-30°

Der  $Id_{32}$  ist repräsentativ für die Sprayqualität. Mit steigendem GLR ist für alle betrachteten Viskositätswerte ein Absinken des  $Id_{32}$  zu beobachten. Der Einfluss des Massenstromverhältnisses GLR und der Viskosität  $\eta_l$  auf die Tropfengröße ist insbesondere im Bereich  $GLR < 1$  ausgeprägt. Aus den Messdaten wird ersichtlich, dass bei konstantem GLR eine Erhöhung der Viskosität zu einem Anstieg der Tropfengröße ( $Id_{32}$ ) führt. Der Einfluss der Viskosität auf die Tropfengröße sinkt mit steigendem GLR. Hervorgehoben sei, dass im Betriebsbereich eines Flugstromvergasers ( $GLR < 1$ ) der Einfluss der Viskosität auf die Sprayqualität ausgeprägt ist. Physikalische Ursache für den Anstieg der Tropfengröße mit steigendem  $\eta_l$ , bei konstantem GLR, ist der dämpfende Einfluss der Viskosität auf (i) das Wachstum von Instabilitäten im düsen nahen Bereich, (ii) den Strahlzerfall, siehe Abbildung 5.2, und (iii) die kritische Zerfallszeit  $t_{b,krit}$  von Ligamenten, Fragmenten und Tropfen, siehe Gleichung (2.28). In Kombination mit der Abnahme der destabilisierenden aerodynamischen Kraft mit steigendem Düsenabstand ( $z \uparrow \rightarrow v_{Tr,rel} \downarrow$ ) führt die gleichzeitige Zunahme der  $t_{b,krit}$  mit steigender Viskosität zu einem Anstieg der Tropfengröße im Spray. Generell sind die hier festgestellten Abhängigkeiten des integralen Sauterdurchmessers  $Id_{32}$  vom Massenstromverhältnis GLR und der Viskosität  $\eta_l$  konsistent mit den Aussagen aus der Literatur, siehe Kapitel 5.1.1. Bei detaillierter Betrachtung der einzelnen Messwerte bei konstantem GLR wird jedoch ersichtlich, dass die erwartete Abhängigkeit des gemessenen integralen Sauterdurchmessers ( $\eta_l \uparrow \rightarrow Id_{32} \uparrow$ ) nicht für jeden Betriebspunkt zutrifft. Bei bestimmten Massenstromverhältnissen ist der gemessene  $Id_{32}$  nicht über den gesamten Viskositätsbereich direkt proportional zur Viskosität, wie es in der Literatur beschrieben wird. Dieser unerwartete Einfluss der Viskosität auf die Sprayqualität wird bei Betrachtung von Abbildung 5.4 verdeutlicht.

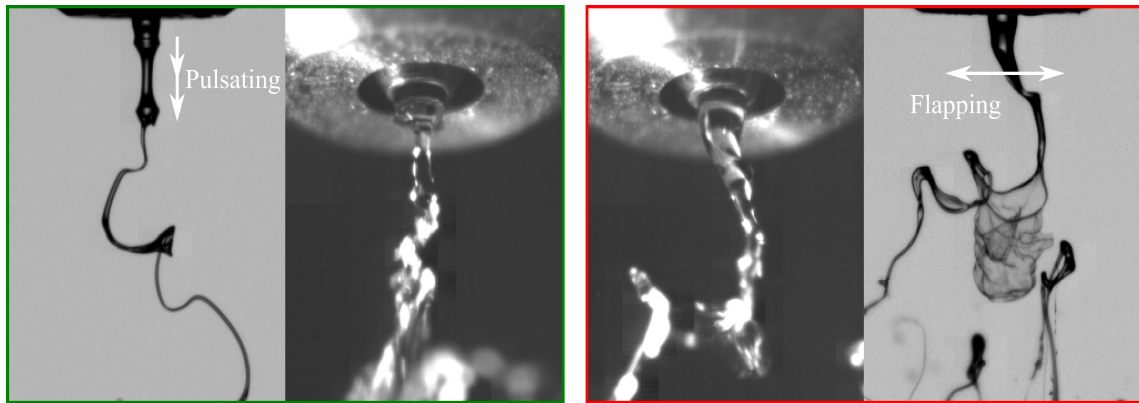


**Abbildung 5.4:** Einfluss der Viskosität  $\eta_l$  auf den integralen Sauterdurchmesser  $Id_{32}$  bei variablem Massenstromverhältnis GLR.

Betriebsbedingungen: LBS (integral) |  $z = 200 \text{ mm}$  |  $x = y = 0 \text{ mm}$  |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-30°

Für  $GLR \geq 1,0$  steigt der  $Id_{32}$  mit der Viskosität  $\eta_l$ . Im Bereich von  $0,4 \leq GLR < 1,0$  ist der Einfluss der Viskosität auf den  $Id_{32}$  in bestimmten Viskositätsbereichen dagegen teils unerwartet. Ersichtlich wird dieser nicht systematische Einfluss durch die Abnahme der gemessenen Tropfengröße trotz Zunahme der Viskosität. Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt bei  $GLR = 0,4$  zwischen  $\eta_l = 200 \text{ mPa s}$  und  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$ . Durch die in Abbildung 5.3 und Abbildung 5.4 dargestellten Fehlerbalken, ist die Reproduzierbarkeit der Messdaten nachgewiesen. Der Einfluss einer Messungenauigkeit auf den festgestellten Effekt ist somit auszuschließen.

Entsprechend der bestehenden Literatur wird die resultierende Tropfengrößenverteilung eines Sprays maßgeblich durch das vorherrschende Strahlzerfallsregime bestimmt, siehe Kapitel 2.5.1 und 2.5.2. So ist von experimentellen Untersuchungen zur Zerstäubung niederviskoser Flüssigkeiten, wie z. B. Wasser, mit gasgestützten Zerstäuberdüsen bekannt, dass die Tropfengröße eines Sprays, ausgehend vom Rayleigh-Zerfall bis hin zum Fadenzerfall (Pulsierend/Super-Pulsierend), abnimmt. Auf Basis der durchgeführten globalen Charakterisierung der Strahlzerfallsregime, siehe Abbildung 5.2, begünstigen eine niedrige Viskosität und/oder eine hohe aerodynamische Kraft den Fadenzerfall. Somit sollte die resultierende Tropfengrößenverteilung, entgegen dem hier festgestellten Einfluss, der oben beschriebenen Systematik entsprechen. Folglich ist eine Erklärung der Abnahme des gemessenen  $Id_{32}$  trotz steigender Viskosität auf Basis der qualitativen Betrachtung des globalen Strahlzerfalls nicht möglich. Aus diesem Grund wurde der Strahlzerfall zusätzlich lokal betrachtet. Auf Basis von HG-Aufnahmen des düsennahen Strahlbereichs wurde festgestellt, dass die zuvor beschriebenen Strahlzerfallsregime (Membran- und Fadenzerfall) ausgehend von zwei unterschiedlichen Primärinstabilitäten entstehen. Diese Instabilitäten werden in der vorliegenden Arbeit, aufgrund der zu beobachtenden Dynamik, mit den englischen Begriffen *Flapping* (dt.: flattern) und *Pulsating* (dt.: pulsieren) bezeichnet. In Abbildung 5.5 sind beide Instabilitätsmodi bei konstantem Massenstromverhältnis  $GLR = 0,4$  abgebildet.



**Abbildung 5.5:** Unterschiedliche Primärinstabilitäten bei der gasgestützten Zerstäubung zweier Flüssigkeiten mit unterschiedlicher dynamischer Viskosität:

Pulsating-Modus  $\eta_l = 200 \text{ mPa s}$  (grüner Rahmen), Flapping-Modus  $\eta_l = 300 \text{ mPa s}$  (roter Rahmen).

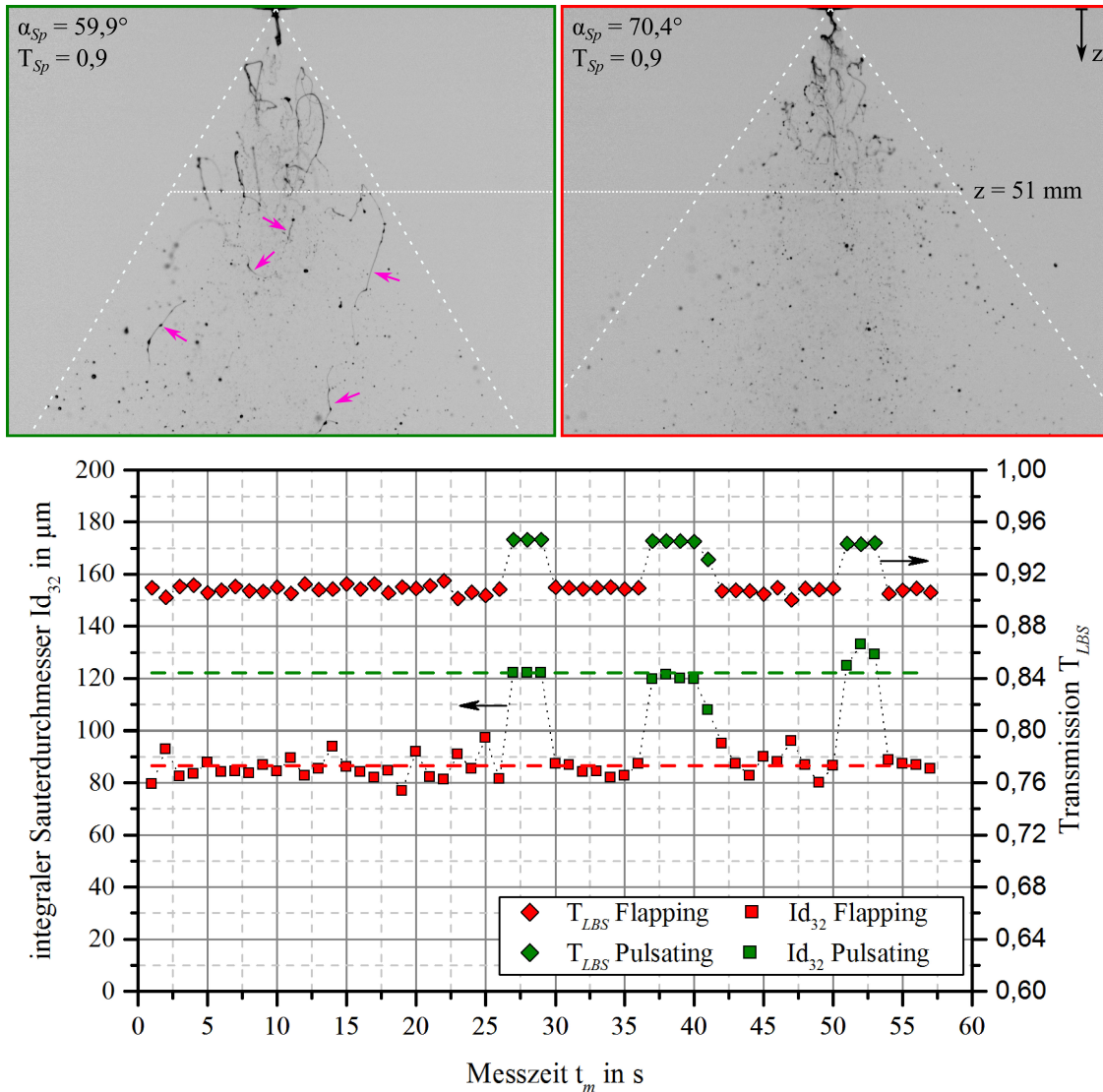
Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_1“ | GLR = 0,4 |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-30°

Der Pulsating-Modus ist durch die Bildung einer achsensymmetrischen Welle an der Phasengrenzfläche zwischen Gas und Flüssigkeit gekennzeichnet. Diese Instabilität entspricht einer KH-Instabilität. Der Flapping-Modus wird durch eine nicht-achsensymmetrische, periodisch schwingende Instabilität charakterisiert und ähnelt der Instabilität einer überströmten ebenen Flüssigkeitslamelle, siehe z. B. Fernandez et al. [114]. Die Analyse aller betrachteten Betriebspunkte mittels der Hochgeschwindigkeitskamera zeigt, dass die Art der auftretenden Primärinstabilität sowohl von der Aerodynamik als auch von der Viskosität  $\eta_l$  abhängig ist. Folgende Systematik gilt für die hier untersuchten Betriebspunkte und Newtonschen Flüssigkeiten unterschiedlicher Viskosität:

- Betriebsbereich  $\text{GLR} \geq 1,0$  → Pulsating-Modus
- Betriebsbereich  $\text{GLR} < 1,0$  und Viskositätswerte  $\eta_l < 200 \text{ mPa s}$  → Pulsating-Modus
- Betriebsbereich  $\text{GLR} < 1,0$  und Viskositätswerte  $\eta_l > 200 \text{ mPa s}$  → Flapping-Modus

Darüber hinaus existieren Betriebspunkte, bei denen beide Primärinstabilitätsmodi sowohl optisch als auch akustisch zu beobachten sind. Diese werden im Folgenden als Übergangspunkte bezeichnet und durch eine zeitliche Änderung beider Primärinstabilitätsmodi identifiziert. Abhängig vom Massenstromverhältnis und der Viskosität kann innerhalb der zeitlichen Variation einer der beiden Modi dominieren.

Sowohl Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera als auch Tropfengrößenmessungen zeigen, dass die resultierenden Tropfengrößen und die Dispersion der Flüssigkeit signifikant von der vorausgehenden Primärinstabilität abhängt. Der Einfluss der Primärinstabilität auf den Zerstäubungsvorgang lässt sich mittels eines Betriebspunktes, bei dem beide Instabilitäten auftreten, verdeutlichen. Durch Hochgeschwindigkeitsaufnahmen wurde der Betriebspunkt bei einem Massenstromverhältnis  $\text{GLR} = 0,6$  und einer Viskosität von  $\eta_l = 200 \text{ mPa s}$  als Übergangspunkt identifiziert. Im Folgenden wird zur eindeutigen Darstellung in den nachfolgenden Abbildungen die Farbe Grün dem Pulsating-Modus und die Farbe Rot dem Flapping-Modus zugeordnet. In Abbildung 5.6 wird der Einfluss der vorausgehenden Primärinstabilität sowohl qualitativ (HG-vis) als auch quantitativ (LBS) verdeutlicht.



**Abbildung 5.6:** Einfluss des vorherrschenden Primärinstabilitätsmodus auf die Sprayqualität ( $Id_{32}$ )

Grün: Pulsating-Modus; Rot: Flapping-Modus

Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_2“ | LBS (integral) |  $z = 200 \text{ mm}$  |  $x = y = 0 \text{ mm}$  |  $GLR = 0,6$  |

$\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  |  $\eta_l = 200 \text{ mPa s}$  |  $AMD-30^\circ$

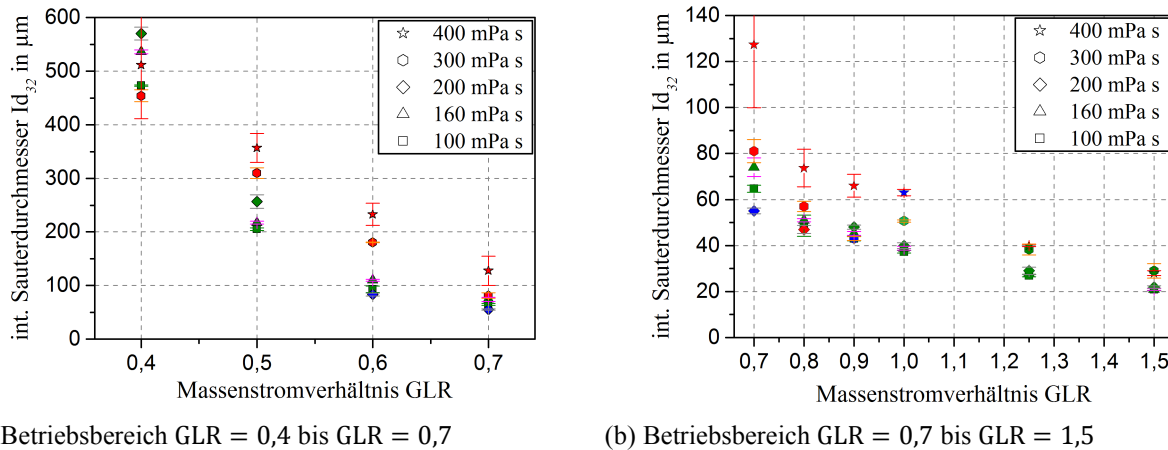
Auf Basis der Hochgeschwindigkeitsvisualisierung im oberen Bereich von Abbildung 5.6 wird deutlich, dass sich die Spraycharakteristik in Abhängigkeit des vorliegenden Primärzerfallsmechanismus unterscheidet. Insbesondere auf Basis der Größe und Anzahl sichtbarer Tropfen ist zu erkennen, dass der Flapping-Modus (rote Umrandung) in einem feineren Spray resultiert. Durch die nicht-achsensymmetrische Bewegung des Flüssigkeitsstrahls im düsenahen Bereich wird der nahezu intakte Flüssigkeitsstrahl periodisch transversal zur Gasströmung positioniert, wodurch die Interaktion zwischen Flüssigkeit und Gasphase im Bereich hoher Strömungsgeschwindigkeiten verstärkt wird. Durch die vergrößerte Angriffsfläche wird die Bildung von Flüssigkeitsmembranen hinsichtlich Membrangröße und Häufigkeit intensiviert und somit der Tropfenfeinanteil im Spray erhöht. Die achsensymmetrische Pulsating-Primärinstabilität (grüne Umrandung) geht in einem Abstand zum Düsenaustritt ebenfalls in eine Aufwellung der Flüssigkeit über. Bedingt durch die Abnahme des intakten Strahldurchmessers mit steigender axialer Position, ist die Angriffsfläche des Gasstrahls in diesem Bereich reduziert. In Verbindung mit der axialen Abnahme der Gasgeschwindigkeit resultiert dies in einer Abnahme der Größe und Häufigkeit der sich bildenden Membranen. Infolgedessen ist die Masse an Flüssigkeit, welche in Form von Ligamenten über eine RP-Instabilität in größere Tropfen zerfällt, im Falle des Pulsating-Modus

erhöht. Die Beobachtung der Dynamik der Flapping-Primärinstabilität verdeutlicht darüber hinaus, dass der Zerfall vorhandener Ligamente zum einen durch die Tangentialbeschleunigung der Flüssigkeit und zum anderen durch die bevorzugte Ausrichtung der Ligamente quer zur Strömungsrichtung intensiviert wird. Diese Feststellungen erklären die Existenz von Ligamenten stromab der Position  $z = 51$  mm im linken Bild (siehe Pfeile), im Vergleich zur Visualisierung des Primärzerfalls mit vorausgehender Flapping-Primärinstabilität.

Quantitativ wurde der Einfluss der Primärinstabilität mittels der Laserbeugungsspektrometrie ebenfalls beim oben genannten Übergangspunkt erfasst. Hierzu ist im unteren Bereich von Abbildung 5.6 der integrale Sauterdurchmesser  $Id_{32}$  (linke Ordinate) und die Transmission  $T_{LBS}$  (rechte Ordinate) als Funktion der Messzeit aufgetragen. Entsprechend des Übergangs zwischen beiden Primärinstabilitätsmodi kommt es zu einer deutlichen Niveauänderung beider Werte. Der zeitgemittelte integrale Sauterdurchmesser steigt, ausgehend von  $\overline{Id_{32}} = 87 \mu\text{m}$ , bei Übergang vom Flapping- zum Pulsating-Modus um circa 41 % auf  $\overline{Id_{32}} = 123 \mu\text{m}$  an. Darüber hinaus bekräftigt der Anstieg der Transmission eine Abnahme der Tropfenanzahl und dementsprechend bei konstantem Flüssigmassenstrom ( $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$ ) eine Zunahme der Tropfendurchmesser im Spray. Die qualitativen Beobachtungen der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen können somit durch die quantitativen Daten der LBS-Messung bestätigt werden.

Zur Klärung des Einflusses des vorherrschenden Primärinstabilitätsmodus auf den Spraywinkel  $\alpha_{Sp}$  wurden die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des betrachteten Übergangspunkts (GLR = 0,6,  $\eta_l = 200 \text{ mPa s}$ ) mittels des numerischen Werkzeugs SprayCAT zur Spraywinkelbestimmung, siehe Kapitel 2.6.3, analysiert. Der Schwellwert zur Spraywinkelbestimmung beträgt  $T_{Sp} = 0,9$ . Auf Basis dieser Daten konnte eine Erhöhung des Spraywinkels um 17,5 % ( $\alpha_{Sp} \approx 60^\circ \rightarrow \alpha_{Sp} \approx 70^\circ$ ) beim Übergang vom Pulsating-Modus in den Flapping-Modus identifiziert werden. Bei Betrachtung der Matrix aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen in Abbildung 5.2, wird der Einfluss der Primärinstabilität auf den resultierenden Spraywinkel ebenfalls deutlich. Beispielsweise ist bei Betrachtung des GLR = 0,4 die Zunahme des Spraywinkels bei Steigerung der Viskosität von  $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$  ( $\alpha_{Sp} = 29,3^\circ$ , Pulsating-Modus) auf  $\eta_l = 200 \text{ mPa s}$  ( $\alpha_{Sp} = 34,8^\circ$ , Pulsating-Modus) um 18,8 % vergleichsweise gering, gegenüber der Änderung des Spraywinkels um 79,6 % beim Übergang vom Pulsating- in den Flapping-Modus bei weiterer Viskositätserhöhung auf  $\eta_l = 300 \text{ mPa s}$  ( $\alpha_{Sp} = 62,5^\circ$ , Flapping-Modus).

Basierend auf der vorangegangenen Analyse ist die Klärung des festgestellten Einflusses der Viskosität auf die Sprayqualität ( $Id_{32}$ ) möglich. Hierzu sind in Abbildung 5.7 (a) und (b) erneut die gemessenen  $Id_{32}$  als Funktion des GLR für die hier untersuchten N Flüssigkeiten aufgetragen. Die Füllfarbe der jeweiligen Symbole entspricht der zuvor definierten Farbkennzeichnung. Die Farbe Blau ist repräsentativ für Betriebspunkte, bei welchen beide Primärinstabilitäten auftreten. Die Abnahme des  $Id_{32}$  mit steigender Viskosität resultiert aus der effektiveren Zerstäubung bei vorausgehender Flapping-Primärinstabilität. Durch die Messdaten wird ersichtlich, dass der positive Einfluss der Primärinstabilität nicht notwendigerweise den dämpfenden Einfluss hoher Viskositätswerte kompensiert, siehe z. B. GLR = 0,5. Überwiegend wird die Sprayqualität hinsichtlich der resultierenden Tropfengröße bei vorhandenem Flapping-Primärinstabilitätsmodus jedoch verbessert. Die in der Literatur beschriebene Abhängigkeit der Tropfengröße von der Viskosität ( $\eta_l \uparrow \rightarrow d_{Tr} \uparrow$ ) ist somit nur gültig, wenn der Strahlzerfall ausgehend von einem konstanten Primärinstabilitätsmodus entsteht, siehe Abbildung 5.7 (b) für  $GLR \geq 1$ . Dies muss insbesondere bei der modelltechnischen Beschreibung des Sprays hochviskoser Fluide ( $\eta_l > 150 \text{ mPa s}$ ) berücksichtigt werden.

(a) Betriebsbereich  $GLR = 0,4$  bis  $GLR = 0,7$ (b) Betriebsbereich  $GLR = 0,7$  bis  $GLR = 1,5$ 

**Abbildung 5.7:** Einfluss des Massenstromverhältnisses GLR auf den integralen Sauterdurchmesser in Abhängigkeit der Viskosität Newtonscher Flüssigkeiten. Die Farbzunordnung entspricht der vorherrschenden Primärinstabilität: Pulsating (Farbe Grün), Flapping (Farbe Rot) und Pulsating/Flapping (Farbe Blau).

Betriebsbedingungen: LBS (integral) |  $z = 200 \text{ mm}$  |  $x = y = 0 \text{ mm}$  |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-30°

#### 5.1.4 Analyse der Primärinstabilitätsmodi – Pulsating/Flapping

Zur Klärung, welche Mechanismen in Abhängigkeit der Viskosität und der Aerodynamik zur Pulsating- oder Flapping-Primärinstabilität führen, erfolgt eine experimentelle Untersuchung des Strömungsfeldes im düsennahen Bereich sowie eine detaillierte Analyse der jeweiligen Primärinstabilität. Zunächst wird geklärt, inwieweit die genannten Primärinstabilitäten durch die bestehenden Erkenntnisse aus der Literatur charakterisiert werden können.

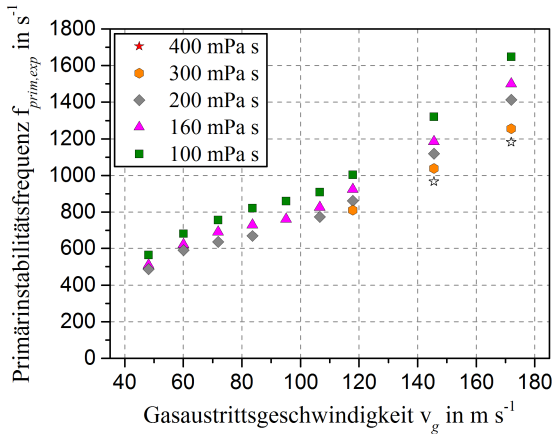
Die in Kapitel 5.1.3 beobachteten Primärinstabilitätsmodi *Pulsating* und *Flapping* lassen sich eingeschränkt in die Strahlzerfallsregime außenmischer Zweistoffdüsen einordnen. Die achsensymmetrische, longitudinale Welle des Pulsating-Modus entspricht einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität, siehe Kapitel 2.4.1. Ein Strahlzerfall, ausgehend von dieser achsensymmetrischen Primärinstabilität, wird von den Autoren **Lasheras und Hopfinger** [36] als Scherzerfall bezeichnet. Bei geringen aerodynamischen Weber-Zahlen kann sich aus der Flüssigkeitswölbung dieser Welle eine Membran bilden. Dieser Vorgang ist teilweise auch bei der hier untersuchten gasgestützten Zerstäubung hochviskoser N Flüssigkeiten zu beobachten, siehe Abbildung 5.2 (a) und (d). Bei ausreichend hoher aerodynamischer Kraft ist diese KH-Instabilität der Ausgang für die Bildung transversaler Wellen entlang des Umfangs der longitudinalen Welle. Diese Sekundärinstabilität entspricht einer RT-Instabilität, siehe Kapitel 2.4.2. Die Kombination beider Instabilitäten führt zum Strahlzerfall durch Fadenbildung, siehe beispielsweise Abbildung 5.2 (b). Der Flapping-Primärinstabilitätsmodus ähnelt in seiner Erscheinung und Dynamik zwar dem in der Literatur beschriebenen nicht-achsensymmetrischen Rayleigh-Zerfall, lässt sich diesem jedoch nicht eindeutig zuordnen. Sowohl die Autoren Faragó und Chigier [34], als auch Lasheras und Hopfinger [36], grenzen den nicht-achsensymmetrischen Rayleigh-Zerfall durch das Ausbleiben der Bildung von Flüssigkeitsmembranen streng vom Membranzerfall ab. Ausgehend von der Flapping-Primärinstabilität wird die Bildung von Flüssigkeitsmembranen bei den hier untersuchten Betriebspunkten jedoch sogar intensiviert, siehe Abbildung 5.5. Des Weiteren erfolgt die asymmetrische Aufwölbung des Flüssigkeitsstrahls, entsprechend der Beobachtungen in der Literatur, in einiger Entfernung zum Düsenaustritt, siehe Abbildung 2.8 und Faragó und Chigier [34]. Die in der vorliegenden Arbeit beobachtete seitliche Auslenkung des intakten Flüssigkeitsstrahls erfolgt dagegen direkt am Düsenaustritt, siehe Abbildung 5.5. Der Flapping-Modus wird daher im Rahmen dieser Arbeit nicht als eigenständiges Zerfallsregime, sondern als Ausgang für nachfolgende Instabilitäten (Membranzerfall, RP-



Instabilität) definiert und analog dem Pulsating-Modus als Primärinstabilität bezeichnet. Der Übergang des Pulsating-Modus zum Flapping-Modus mit steigendem GLR bei konstanter Viskosität ( $\eta_l = 200 \text{ mPa s}$ ) und umgekehrt (siehe Abbildung 5.7), lässt sich darüber hinaus mit der bestehenden Einteilung der Zerfallsregime aus der Literatur nicht klären. Beobachtet wurde das Auftreten der Pulsating- und Flapping-Primärinstabilität ebenfalls von **Zhao et al.** [115]. Die Autoren untersuchten den Strahlzerfall bei der Zerstäubung von Suspensionen aus Kohle und Wasser mit einer AMD. Sie identifizierten mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen zwei unterschiedliche, periodisch auftretende Strukturen. Diese entsprechen einer achsensymmetrischen Scherwelle (KH-Instabilität) und einer düsen nahen Oszillation des intakten Suspensionsstrahls. Berichtet wird, dass die Bildung der oszillierenden Strahlinstabilität durch eine geringe Austrittsgeschwindigkeit des zu zerstäubenden Fluids sowie eine hohe aerodynamische Kraft gefördert wird. Nach Aussage der Autoren hindern viskoelastische Fluideigenschaften das Wachstum der achsensymmetrischen Scherwelle. **Matas und Cartellier** [116] untersuchten den Strahlzerfall von Wasser im Regime des Fadenzerfalls. Als Zerstäuberdüse wurde ebenfalls eine AMD eingesetzt. Die Autoren identifizierten bei unvollständigem Zerfall des Flüssigkeitsstrahls durch den Fadenzerfall eine periodische Aufwellung des verbleibenden Flüssigkeitskerns. Diese Oszillation wird entsprechend der hier betrachteten oszillierenden Primärinstabilität ebenfalls als Flapping-Instabilität bezeichnet. Diese Art der Instabilität unterscheidet sich jedoch von der hier relevanten Definition darin, dass der Aufwellung des Flüssigkeitsstrahls die Bildung einer achsensymmetrischen Welle (KH-Instabilität) mit überlagerter transversaler Welle (RT-Instabilität) vorausgeht. Nach Matas und Cartellier [116] erfolgt der Übergang der symmetrischen KH-Instabilität in die oszillierende Bewegung des Strahls in einiger Distanz zum Düsenaustritt durch eine einseitige Asymmetrie der KH-Welle, induziert durch einen Strömungswirbel. Die Autoren **Ruo et al.** [117] untersuchten mittels linearer Stabilitätsanalyse die Stabilitätscharakteristiken der Zerstäubung eines zylindrischen Flüssigkeitsstrahls in ruhender Gasumgebung unter Variation der Kennzahlen  $We_l$ ,  $Re_l$  und  $\rho_g/\rho_l$ . Als dominierende Instabilitätsmodi identifizierten die Autoren sowohl eine achsensymmetrische Aufwellung des Flüssigkeitsstrahls, als auch eine nicht-achsensymmetrische Aufwellung des Strahls. Entgegen der in dieser Arbeit festgestellten Abhängigkeiten tritt der nicht-achsensymmetrische Modus bevorzugt bei hoher Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase auf. Allerdings wird die hier beobachtete Abhängigkeit des dominierenden Modus von der Viskosität der Flüssigphase durch die Erkenntnisse der numerischen Untersuchung von Ruo et al. [117] bestätigt. Ausgehend von einer achsensymmetrischen Aufwellung des Strahls führt bei konstanter  $We_l$ -Zahl eine Abnahme der  $Re_l$ -Zahl ( $\eta_l \uparrow \rightarrow Re_l \downarrow$ ) zum Übergang in den nicht-achsensymmetrischen Modus. Darüber hinaus ist aus den vorgestellten numerisch berechneten Dispersionsrelationen ( $\omega = f(k)$ ) zu erkennen, dass die maximale Wachstumsrate  $\omega_{max}$  und die dazugehörige Wellenzahl  $k_{max}$  des achsensymmetrischen Modus, im Vergleich zum nicht-achsensymmetrischen Modus, bei größeren Wellenzahlen liegt. Basierend auf dieser Erkenntnis wird, auch für die in der vorliegenden Arbeit festgestellten Primärzerfallsmodi *Pulsating* und *Flapping*, eine Abhängigkeit des jeweiligen Modus von der Wellenlänge erwartet und nachfolgend analysiert.

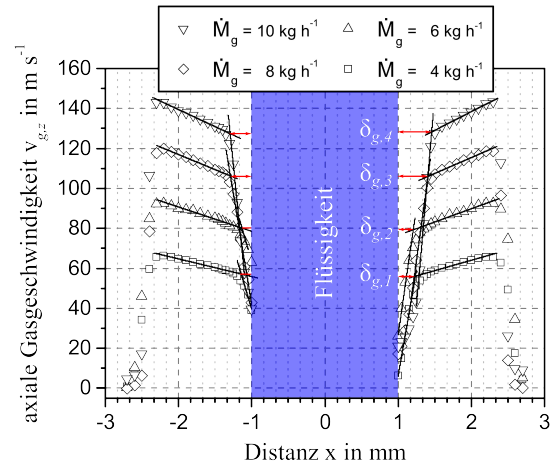
Aufgrund der Tatsache, dass die Wellenlänge der symmetrischen Pulsating-Primärinstabilität, im Gegensatz zur Flapping-Primärinstabilität, über den Abstand der Amplituden zweier Wellen eindeutig definiert ist, erfolgt die Bestimmung der Wellenlänge für die Pulsating-Primärinstabilität durch Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des düsen nahen Strahlzerfallsbereichs, siehe Abbildung 2.14 (a). Die Wellenlänge  $\lambda_{prim}$  wird aus dem Verhältnis der experimentell gut zugänglichen Wellengeschwindigkeit  $u_c$  und der Primärinstabilitätsfrequenz  $f_{prim}$  berechnet. Zur Messung der Pulsating-Primärinstabilitätsfrequenz wurde die zeitliche Entwicklung der longitudinalen Welle für jeden relevanten Betriebspunkt mit der HG-Kamera aufgezeichnet und mittels der MATLAB-Routine SprayCAT, siehe Kapitel 2.6.1, hinsichtlich der dominierenden Frequenz ausgewertet. In Abbildung 5.8 ist  $f_{prim}$  als

Funktion der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  für den betrachteten Viskositätsbereich aufgetragen. Angemerkt sei, dass die eindeutige Analyse der Frequenzspektren hinsichtlich der dominierenden Primärinstabilitätsfrequenz  $f_{prim}$  für einige wenige Betriebspunkte nicht eindeutig möglich war. In diesem Fall wurden die fehlenden Werte aus den vorhandenen Daten extrapoliert. Gekennzeichnet sind extrapolierte Werte durch offene Symbole. Betriebspunkte, bei denen ausschließlich die Flapping-Primärinstabilität beobachtet wurde, sind im vorliegenden Diagramm nicht berücksichtigt.



**Abbildung 5.8:** Frequenz der Pulsating-Instabilität als Funktion von  $v_g$  und  $\eta_l$ .

Betriebsbedingungen: HG-vis |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-30°



**Abbildung 5.9:** Axiale Geschwindigkeitsprofile bei Variation des Gasmassenstroms.

Betriebsbedingungen: 2D-LDA (zweiphasig) |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  |  $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$  |  $y = 0 \text{ mm}$  |  $z = 1,4 \text{ mm}$

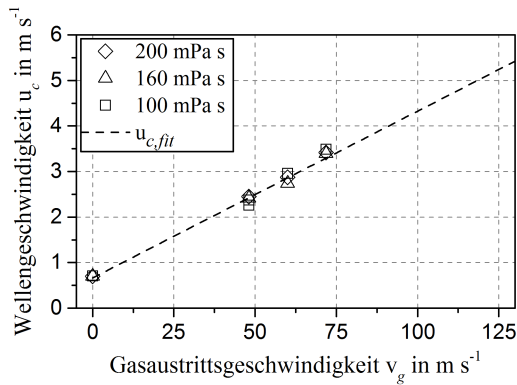
Die Primärinstabilitätsfrequenz sinkt mit steigender Viskosität der Flüssigkeit ( $\eta_l \uparrow \rightarrow f_{prim} \downarrow$ ). Ursache hierfür ist der dämpfende Einfluss der Viskosität auf die Wachstumsrate von Störungen. Eine Erhöhung von  $v_g$  führt dagegen zu einer Zunahme der Frequenz ( $v_g \uparrow \rightarrow f_{prim} \uparrow$ ). Dies wird durch Gleichung (2.22) zur Beschreibung der Frequenz einer longitudinalen KH-Welle bestätigt. Widersprüchlich ist allerdings die Ausbildung eines Minimums im Verlauf der Steigung  $df_{prim,exp}/dv_g$  im Geschwindigkeitsbereich von  $60 \text{ m s}^{-1} < v_g < 120 \text{ m s}^{-1}$ . Entsprechend der in der Literatur beschriebenen Abhängigkeit  $f_{KH} \propto v_g \delta_g^{-1}$ , muss diese Abweichung vom erwarteten Funktionsverhalten in einer Zunahme der Gasgrenschichtdicke  $\delta_g$  begründet sein. Die Grenzschichtdicke entwickelt sich am Düsenaustritt durch die Trennung von Gas- und Flüssigphase und kontrolliert nach Gleichung (2.22) die Frequenz und Wellenlänge der KH-Instabilität. Zur Prüfung dieser Theorie wurde in der vorliegenden Arbeit die Grenzschichtdicke bei verschiedenen Gasmassenströmen mit der in Kapitel 4.1 vorgestellten LDA-Messtechnik vermessen. In Abbildung 5.9 sind diese axialen Gaseschwindigkeitsprofile als Funktion des radialen Abstands zur Hauptströmungsachse ( $y = 0 \text{ mm}$ ) aufgetragen. Definiert wird die Grenzschichtdicke  $\delta_g$  in der vorliegenden Darstellung durch die Distanz zwischen der Position auf der Oberfläche des intakten Flüssigkeitsstrahls bei  $x = \pm 1 \text{ mm}$  und dem Schnittpunkt beider Flanken des Axialgeschwindigkeitsprofils. Bei Erhöhung des Gasmassenstroms von  $\dot{M}_g = 4 \text{ kg h}^{-1}$  auf  $\dot{M}_g = 6 \text{ kg h}^{-1}$  ist zunächst eine Abnahme der Grenzschichtdicke zu erkennen ( $\delta_{g,1} > \delta_{g,2}$ ). Diese Beobachtung stimmt überein mit der in der Literatur beschriebenen Abhängigkeit der Grenzschichtdicke  $\delta_g$  von  $v_g$ , siehe Schlichting und Gersten [69]. Bei weiterer Steigerung des Gasmassenstroms zu  $\dot{M}_g = 8 \text{ kg h}^{-1}$  und  $\dot{M}_g = 10 \text{ kg h}^{-1}$  ist auf Basis der Axialgeschwindigkeitsprofile dagegen eine Zunahme der Grenzschichtdicke zu erkennen ( $\delta_{g,2} < \delta_{g,3}$ ). Die Zunahme der Grenzschicht  $\delta_g$  korreliert mit der in Abbildung 5.8 beobachteten lokalen Abnahme der Steigung von  $f_{prim} = f(v_g)$  im Geschwindigkeitsbereich von  $60 \text{ m s}^{-1} < v_g < 120 \text{ m s}^{-1}$ . Angemerkt sei, dass sich die absoluten Werte der Grenzschichtdicken  $\delta_{g,i}$  mit  $i = \{1,2,3,4\}$  für Messungen auf der linken Strahlseite

( $x < -1 \text{ mm}$ ) und der rechten Strahlseite ( $x > +1 \text{ mm}$ ) unterscheiden. Ursache hierfür ist vermutlich eine Ungenauigkeit bei der Positionierung des Messvolumens. Von Relevanz ist jedoch, dass die festgestellte relative Abhängigkeit der Grenzschichtdicke vom Gasmassenstrom auf beiden Strahlseiten identisch ist. Gestützt wird die hier festgestellte Zunahme der Gasgrenzschichtdicke durch die experimentelle Untersuchung von Tian et al. [118]. Die Autoren untersuchten den Einfluss der Stegdicke  $s_w$  einer AMD auf die Frequenz der düsennahen KH-Instabilität. Kernaussage ist, dass die initiale Gasgrenzschichtdicke  $\delta_g$  ab einer kritischen Stegdicke  $s_{w,krit}$  merklich durch die Bildung eines Strömungswirbels im Nachlauf der Düsentrennwand mit der Dicke  $s_w$  um den Verstärkungsfaktor  $C_m$ , entsprechend Gleichung (5.4), vergrößert wird.

$$\delta_{g,kor} = \delta_g(1 + C_m) \quad \text{mit} \quad C_m \propto \frac{s_w}{s_g} \text{Re}_g^{1/2} \quad (5.4)$$

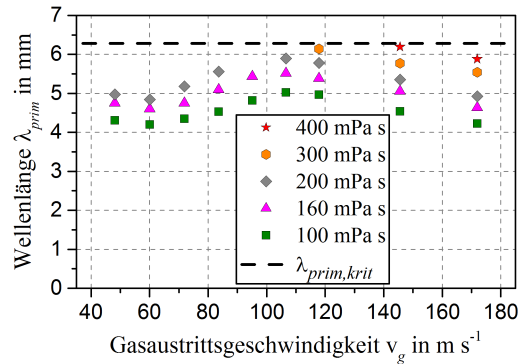
Nach Gleichung (5.4) ist die Zunahme der Grenzschichtdicke proportional zur Stegdicke  $s_w$ . Somit wird ab einer kritischen Reynolds-Zahl  $\text{Re}_{g,krit}$  die anteilige Abnahme der initialen Grenzschichtdicke  $\delta_g$  durch die geometrieabhängige Verdickung der Grenzschicht kompensiert. Nach der Publikation von Tian et al. [118] kann der Einfluss der Düsengeometrie auf die Gasgrenzschichtdicke  $\delta_g$  ab einer Stegdicke  $s_{w,krit} < 260 \mu\text{m}$  vernachlässigt werden. Die Stegdicke der hier betrachteten AMD ist mit  $s_w = 500 \mu\text{m}$  circa doppelt so groß wie  $s_{w,krit}$ .

Die Wellengeschwindigkeit  $u_c$  der achsensymmetrischen KH-Instabilität wurde für verschiedene  $\eta_l$  durch Verfolgung der Wellenfront aus den Daten der Hochgeschwindigkeitskamera extrahiert. Die Vorgehensweise hierzu ist in Kapitel 2.6.1 beschrieben. Die experimentell bestimmten Wellengeschwindigkeiten sind in Abbildung 5.10 dargestellt. Entsprechend Gleichung (2.21), steigt die Wellengeschwindigkeit  $u_c$  mit steigender mittlerer Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  linear an. Des Weiteren ist auf Basis der experimentellen Daten aus Abbildung 5.10 zu erkennen, dass  $u_c$  nicht oder nur geringfügig von  $\eta_l$  abhängig ist. Begründet wird dieser Zusammenhang wie folgt: Die Wellenfront wird durch die resultierende Kraft des Staudrucks der Gasströmung beschleunigt. Dieser Kraft der Gasströmung wirken die Trägheitskraft  $F_T = A_S \rho_l a$  und die Kraft  $F_\eta = \eta_l A_{Ma} \partial v_{l,z} / \partial x$ , welche aus der Viskosität  $\eta_l$  der Flüssigkeit resultiert, entgegen. Die Parameter  $A_S$ ,  $A_{Ma}$  und  $s$  der genannten Gleichungen entsprechen der Querschnittsfläche, der Mantelfläche und der axialen Längenkoordinate ( $z$ -Richtung) eines betrachteten zylindrischen Fluidelements. Aufgrund der Tatsache, dass der Geschwindigkeitsgradient  $\partial v_{l,z} / \partial x$  im betrachteten Fall einer freien Flüssigkeitsoberfläche deutlich geringer ist im Vergleich zur Strömung an einer Begrenzungsfläche (z. B. Rohrströmung  $\dot{\gamma}_{inj} = 8 v_l / D_l$ ), ist die Trägheitskraft  $F_T$  wesentlich größer als die Kraft  $F_\eta$ . Darüber hinaus wird die Begründung dadurch gestützt, dass für konstante aerodynamische Bedingungen die Trägheitskraft für die untersuchten Glycerin/Wasser-Mischungen quasi unabhängig vom eingesetzten Fluid ist. Ursache ist die Konstanz der Flüssigkeitsdichte  $\rho_l$  bei Variation von  $\eta_l$  ( $\Delta \rho_{l,max} = 40 \text{ kg m}^{-3} \rightarrow 3,2 \%$ ), siehe Tabelle 5.2. Daher wird  $u_c$  im Folgenden als viskositätsunabhängig betrachtet. Erwähnt sei, dass die eindeutige Detektion von  $u_c$  für Gasaustrittsgeschwindigkeiten  $v_g > 72 \text{ m s}^{-1}$ , aufgrund des teils fortgeschrittenen Strahlzerfalls, nicht möglich war. Infolgedessen wurde der lineare Verlauf von  $u_c$  auf Grundlage der Messwerte extrapoliert, siehe Abbildung 5.10. Auf Basis der Primärinstabilitätsfrequenz und der Wellengeschwindigkeit kann die Wellenlänge der Pulsating-Primärinstabilität entsprechend der Gleichung  $\lambda_{prim} = u_c / f_{prim}$  bestimmt werden. In Abbildung 5.11 ist die so ermittelte Wellenlänge der Pulsating-Primärinstabilität als Funktion der Gasaustrittsgeschwindigkeit abgebildet.



**Abbildung 5.10:** Wellengeschwindigkeit der Pulsating-Instabilität als Funktion von  $v_g$  und  $\eta_l$ .

Betriebsbedingungen: HG-vis |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-30°

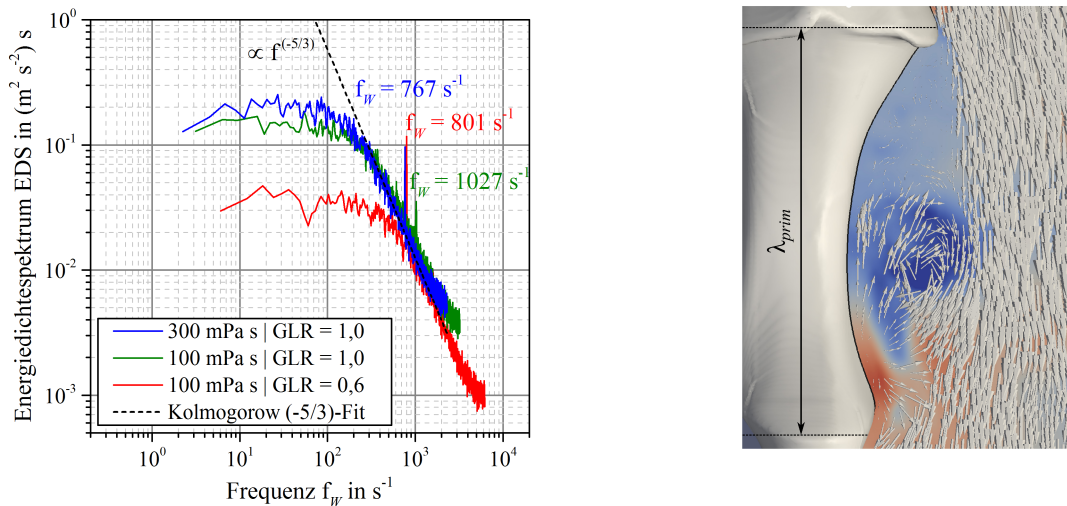


**Abbildung 5.11:** Wellenlänge der Pulsating-Primärinstabilität als Funktion von  $v_g$  und  $\eta_l$ .

Betriebsbedingungen: HG-vis |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-30°

Bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit steigt die Wellenlänge mit zunehmender Viskosität. Dies ist auf den dämpfenden Einfluss der Viskosität auf das Wachstum von Störungen zurückzuführen. Die Wachstumsrate  $\omega$  der betrachteten KH-Instabilität sinkt mit steigender  $\eta_l$ . Der Einfluss der Viskosität auf die Wachstumsrate und die Wellenlänge ist in der bestehenden Literatur hauptsächlich für die Zerstäubung in ruhender Gasumgebung untersucht worden, siehe z. B. Weber [30] und Kapitel 2.5.1. Der hier festgestellte Einfluss der Viskosität auf die Wellenlänge wird durch diese Untersuchungen bestätigt, siehe Gleichung (2.17). Für die gasgestützte Zerstäubung sind lediglich Untersuchungen zur Zerstäubung von Flüssigkeitslamellen bekannt. Genannt sei die Untersuchung von Cousin und Dumouchel [119]. Die Autoren zeigen auf Basis einer linearen Instabilitätsanalyse über Dispersionsrelationen ( $\omega = f(k)$ ), dass mit steigender Flüssigkeitsviskosität die Wachstumsrate sinkt und die Wellenlänge ansteigt. Der lokale Einfluss der Gasgeschwindigkeit auf die Wellenlänge entspricht dagegen nicht dem zu erwartenden Trend aus der Literatur  $\lambda_{KH} \propto \delta_g \propto v_g^{-1/2}$ , siehe Kapitel 2.5.2. Ursache hierfür ist die beschriebene, von der Geometrie des Zerstäubers ( $s_w$ ) und des Strömungszustandes ( $Re_g$ ) abhängige Verdickung der Grenzschichtdicke  $\delta_g$  durch die Bildung eines Strömungswirbels. Für die weiterführende Analyse sei an dieser Stelle nochmals hervorgehoben, dass bei der Bestimmung der Größen  $f_{prim}$  und  $u_c$  zur Berechnung von  $\lambda_{prim}$  ausschließlich Betriebspunkte mit auftretender Pulsating-Primärinstabilität berücksichtigt wurden. Aus Abbildung 5.11 wird ersichtlich, dass die Pulsating-Primärinstabilität nur für Wellenlängen kleiner der kritischen Wellenlänge existiert. Näherungsweise entspricht die kritische Wellenlänge dem Umfang des intakten Flüssigkeitsstrahls  $\lambda_{prim,krit} \approx \pi D_l$ . Für  $\lambda_{prim} > \lambda_{prim,krit}$  dominiert somit die Flapping-Instabilität. Physikalische Ursache für den Übergang der Pulsating- in die Flapping-Primärinstabilität ist die Entstehung einer großskaligen Wirbelstruktur durch Strömungsablösung im Bereich zweier Wellenberge (Kavität). Die Existenz der beschriebenen Wirbelstruktur konnte durch den Einsatz der LDA-Messtechnik nachgewiesen werden. Hierzu wurde die Zweiphasenströmung im Bereich der Kavität vermessen. Das generierte LDA-Signal wurde entsprechend der im Anhang A.4.3 beschriebenen Methode zur Charakterisierung kohärenter Strömungsstrukturen analysiert. In Abbildung 5.12 (a) ist das Frequenzspektrum dreier Betriebspunkte abgebildet. Auf Basis dieser Daten seien zwei Erkenntnisse hervorgehoben. Erstens sinkt die Energie pro Masseinheit mit steigender Frequenz und ist proportional zu  $f_W^{-5/3}$ . Dies bestätigt nach der Theorie von Kolmogorow die Existenz von Strömungswirbeln, siehe Kapitel 2.7. Zweitens beweist die eindeutige Detektion eines lokalen Maximums innerhalb des Spektrums die Existenz einer großskaligen kohärenten Struktur. Für alle drei lokalen Maxima entspricht die zugehörige Frequenz  $f_W$  in guter Näherung der gemessenen Primärinstabilitätsfrequenz  $f_{prim}$  aus Abbildung 5.8. Unter Berücksichtigung des Zusammenhangs zwischen Wellenzahl und Wirbelfrequenz ( $k = 2\pi f_W / \bar{v}$ ) wird deutlich, dass die Größe der

Wirbelstruktur mit der Länge  $\lambda_{prim}$  der longitudinalen Welle skaliert. Vermutlich erfolgt die Auslenkung vom achsensymmetrischen Zustand in den nicht-achsensymmetrischen Zustand bei ausreichender Wirbelstärke, initiiert durch eine lokale Asymmetrie der KH-Welle. Ein Systemzustand nahe der kritischen Wellenlänge ist somit ein metastabiler Zustand des Zweiphasensystems. Die Existenz eines Strömungswirbels im Bereich der Kavitation konnte ebenfalls mittels numerischer Simulation (VoF) der Zweiphasenströmung bestätigt werden, siehe Abbildung 5.12 (b). Es sei angemerkt, dass die hier abgebildete Strömungssimulation im Rahmen von Vorarbeiten zur Publikation von Müller et al. [120] entstand.



(a) Energiedichtespektren, gemessen mit einem LDA-System.

Betriebsbedingungen: 2D-LDA (zweiphasig) |  
 $x = 1,5 \text{ mm}$  |  $y = 0 \text{ mm}$  | AMD-0°

(b) Volume-of-Fluid Simulation (VoF)

Bildquelle: T. Müller des Engler-Bunte-Instituts (EBI-vbt) des KIT

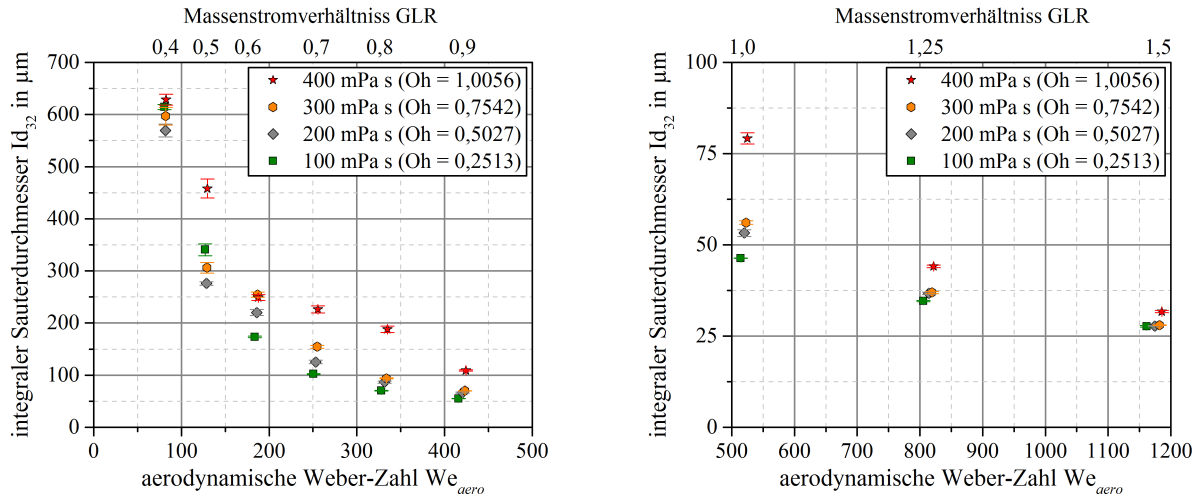
Nutzungserlaubnis durch T. Müller (EBI-vbt), 2015

**Abbildung 5.12:** Experimenteller (a) und numerischer (b) Nachweis der Existenz eines Strömungswirbels im Bereich zwischen zwei Wellenbergen (Kavität) der Pulsating-Primärinstabilität

### 5.1.5 Einfluss der Viskosität und der Aerodynamik – idealisierte Düse (AMD-0°)

Die Erkenntnisse der vorausgegangenen Kapitel 5.1.3 und 5.1.4 zeigen, dass bei der modelltechnischen Beschreibung eines Sprays der vorherrschende Primärinstabilitätsmodus, Pulsating oder Flapping, berücksichtigt werden muss. Auf Basis der generierten Spraydaten der bisher eingesetzten technischen Düse AMD-30°, ist die isolierte Beschreibung der Tropfengrößen mittels des integralen Sauterdurchmessers  $Id_{32}$  und des Spraywinkels  $\alpha_{Sp}$  als Funktion der Fluidviskosität  $\eta_l$  nur eingeschränkt möglich. Infolgedessen erfolgt im vorliegenden Kapitel die Beschreibung des Zerstäubungsvorgangs bei Bedingungen mit nur einer vorherrschenden Primärinstabilität. Zur Unterdrückung der Flapping-Primärinstabilität wurde eine idealisierte Zerstäuberdüse mit minimierter Stegdicke  $s_w$  gefertigt. Durch diese Maßnahme wird die geometrieabhängige Verdickung der Grenzschicht kompensiert und der Düsenbetrieb im Pulsating-Primärinstabilitätsmodus stabilisiert. Die Stegdicke der Düse wurde auf einen Wert von  $s_w = 100 \mu\text{m}$  reduziert. Dieser Wert liegt signifikant unter der kritischen Stegdicke, ab der eine geometrieabhängige Verdickung der Grenzschicht zu erwarten ist, siehe Kapitel 5.1.4 und Tian et al. [118]. Zusätzlich wurde auf einen Anstellwinkel verzichtet ( $\alpha_D = 0^\circ$ ). Eine detaillierte Beschreibung dieser Düse mit der Kennung AMD-0° ist in Kapitel 3.3 gegeben. Hervorgehoben sei an dieser Stelle, dass im betrachteten Betriebsbereich bei der Zerstäubung N Glycerin/Wasser-Mischungen, siehe Tabelle 5.2, die Pulsating-Primärinstabilität dominiert ( $\lambda_{prim} < \pi D_1$ ). Ein Nachweis erfolgt in Kapitel 5.2.3.

Analog zu Kapitel 5.1.3 wurde das Spray der hier betrachteten AMD-0° unter Variation des Massenstromverhältnisses mit einem LBS an einer konstanten axialen Position von  $z = 200$  mm vermessen. In Abbildung 5.13 ist der integrale Sauterdurchmesser  $Id_{32}$  als Funktion der aerodynamischen Weber-Zahl  $We_{aero}$ , bei konstantem Flüssigkeitsmassenstrom  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$ , für den Viskositätsbereich  $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  aufgetragen.

(a) Betriebsbereich  $GLR = 0,4$  bis  $GLR = 0,9$ (b) Betriebsbereich  $GLR = 1,0$  bis  $GLR = 1,5$ 

**Abbildung 5.13:** Einfluss der Aerodynamik und der Flüssigkeitsviskosität auf die Sprayqualität ( $Id_{32}$ ) bei der Zerstäubung viskoser Newtonscher Flüssigkeiten mit einer außenmischenden Zweistoffdüse.

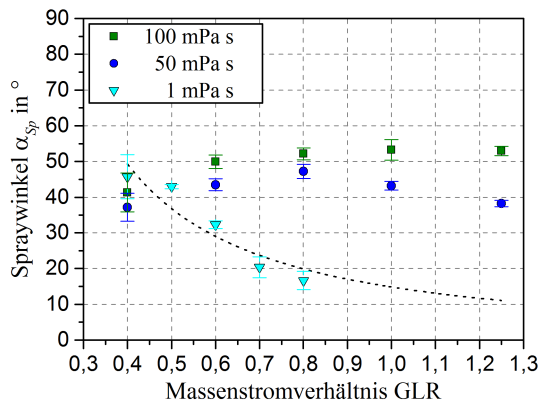
Betriebsbedingungen: LBS (integral) |  $z = 200$  mm |  $x = y = 0$  mm |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

Zur modellbasierten Vorhersage der Tropfengrößen im Spray ( $Id_{32}$ ) wurden die generierten Messdaten an das bestehende Modell von Mulhem et al. [43, 105] angepasst. Die Konstanten  $C_{LP}$ ,  $m$  und  $n$  wurden hierzu mittels KQ-Methode bestimmt. Im Modell ist die physikalische Einheit der Größe  $D_l$  in Mikrometer anzugeben. Auf Basis der Regressionsanalyse ergibt sich nachfolgende Gleichung:

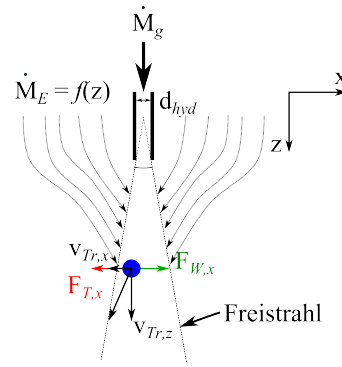
$$\frac{Id_{32}}{D_l} = C_{LP} Oh^m (GLR We_{aero})^n \quad \begin{array}{l} C_{LP} = 5,5 \\ m = 0,13 \\ n = -0,81 \end{array} \quad (5.5)$$

Die Genauigkeit des Modells ist mit einem Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0,97$  akzeptabel. Der Parameter  $m$ , welcher die Abhängigkeit der Tropfengröße von der Viskosität definiert, liegt mit  $m = 0,13$  im Bereich der in der Literatur beschriebenen Abhängigkeit, siehe Kapitel 5.1.1.

Die Dispersion des zu zerstäubenden Mediums ist in der Zerstäubungstechnik ebenfalls relevant. Bei der Zerstäubung von Brennstoffen in thermo-chemischen Prozessen beeinflusst die radiale Ausbreitung des Sprays die Verweilzeit der Brennstofftropfen sowie die lokale Brennstoffkonzentration. Zur Klärung des Einflusses der Viskosität und der Aerodynamik auf den Spraywinkel wurde das Spray der AMD-0° mit einer Hochgeschwindigkeitskamera vermessen und mit digitaler Bildanalyse ausgewertet. Eine detaillierte Beschreibung zur numerischen Vorgehensweise ist in Kapitel 2.6.3 gegeben. In Abbildung 5.14 (a) ist der Spraywinkel  $\alpha_{Sp}$  als Funktion des GLR für verschiedene  $N$  Flüssigkeiten im Viskositätsbereich  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$  abgebildet.



(a) Experimentelle Daten



(b) Schematische Darstellung des Freistrahls zum Einfluss der Aerodynamik auf die Tropfentrajektorie

**Abbildung 5.14:** Einfluss des Massenstromverhältnisses und der Flüssigkeitsviskosität auf den Spraywinkel einer außenmischenden Zweistoffdüse bei der Zerstäubung Newtonscher Flüssigkeiten.

Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_3“ |  $T_{sp} = 0,9$  |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

Bei geringer Viskosität ( $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$ ) sinkt der Spraywinkel mit steigendem Massenstromverhältnis. Der Einfluss des Gasmassenstroms ist im Betriebsbereich geringer Massenstromverhältnisse besonders ausgeprägt und verläuft mit steigendem GLR asymptotisch gegen einen Wert zwischen  $10^\circ < \alpha_{sp} < 15^\circ$ . Angemerkt sei, dass die Bestimmung des Spraywinkels für  $\text{GLR} > 0,8$  bei der Zerstäubung von Wasser nicht eindeutig möglich war. Ursache hierfür ist die geringe Tropfengröße und der damit einhergehende Kontrastverlust zwischen Tropfen und Bildhintergrund. Die Abnahme des Spraywinkels mit steigendem Massenstromverhältnis bei der Zerstäubung der hochviskosen Fluide ist bei geringen GLR nicht zu beobachten. Dagegen kommt es im Bereich geringer Massenstromverhältnisse zu einem geringfügigen Anstieg des Spraywinkels. Nach Erreichen eines Maximums fällt der Spraywinkel mit weiterer Steigerung des Massenstromverhältnisses. Entsprechend der experimentellen Daten in Abbildung 5.14 (a) verschiebt sich das Maximum des Spraywinkels mit steigender Viskosität zu größeren Massenstromverhältnissen ( $\eta_l = 50 \text{ mPa s} \rightarrow \text{GLR} \approx 0,8$  |  $\eta_l = 100 \text{ mPa s} \rightarrow \text{GLR} \approx 1,0$ ). Begründet wird die beobachtete Abhängigkeit des Spraywinkels durch zwei Effekte. Die Aufwellung ligamentartiger Strukturen bei vorherrschendem Membranzerfall resultiert in einem größeren Spraywinkel als beim Fadenzerfall. Begünstigt wird der Membranzerfall durch geringe aerodynamische Kraft und eine hohe Viskosität der Flüssigkeit. Dagegen begünstigt geringe Viskosität und hohe aerodynamische Kraft den Fadenzerfall. Somit ist der Unterschied im Spraywinkel zwischen den hochviskosen Glycerin/Wasser-Mischungen und reinem Wasser durch das vorherrschende Strahlzerfallsregime begründet. Ursache für den Anstieg des Spraywinkels zwischen  $\eta_l = 50 \text{ mPa s}$  und  $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$  ist die Intensivierung der Aufwellung langer Ligamente mit steigender Flüssigkeitsviskosität. Die Abnahme des Spraywinkels nach Erreichen des beschriebenen Maximums erfolgt unter anderem durch den Übergang des Membranzerfallsregimes in das Fadenzerfallsregime. Neben der Beeinflussung durch den Strahlzerfall wird der resultierende Spraywinkel durch die Einmischung von Umgebungsluft in den Zweiphasenfreistrah beeinflusst. Eine schematische Darstellung zu diesem Effekt ist in Abbildung 5.14 (b) zu finden. Die Gasströmung mit dem Massenstrom  $\dot{M}_g$ , welche aus der Düse ausströmt, breitet sich als Freistrah aus. Durch den Impulsaustausch zwischen Freistrah und ruhender Umgebung treten Scherkräfte auf, welche die Luftmasse aus der Umgebung beschleunigen und mit dem Massenstrom  $\dot{M}_E$  in die Grundströmung einmischen. Innerhalb des Ähnlichkeitsbereichs ( $z > 8 d_{hyd}$ ) des Freistrahls ist der Massenstrom  $\dot{M}_E$  nach Günther [121], unter Annahme einer konstanten Gasdichte zwischen Strahlmedium und Umgebung, näherungsweise nach Gleichung (5.6) als linear beschrieben.

$$\dot{M}_E \approx \left( 0,32 \frac{z}{d_{hyd}} - 1 \right) \dot{M}_g \quad (5.6)$$

Dieser Umgebungsmassenstrom beeinflusst die axiale und radiale Komponente der Partikeltrajektorie. Physikalisch begründen lässt sich dieser Effekt durch die Bewegungsgleichung eines sphärischen Partikels. Diese beschreibt die Änderung der Partikelgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_P = (v_{P,x}, v_{P,y}, v_{P,z})^T$  aufgrund angreifender Kräfte. Unter Vernachlässigung der Terme für Druckkraft, virtuelle Massenkraft und Basset-Kraft (gültig da  $\rho_g/\rho_l \ll 1$ ) gilt nach VDI Wärmeatlas [122] folgende Gleichung:

$$\frac{\pi}{6} d_P^3 \rho_P \frac{d\mathbf{v}_P}{dt} = \frac{1}{2} \rho_g \frac{\pi}{4} d_P^2 c_W (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_P) |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_P| + \frac{\pi}{6} d_P^3 (\rho_P - \rho_g) \mathbf{g}. \quad (5.7)$$

Der Ausdruck links des Gleichheitszeichens von Gleichung (5.7) entspricht der Trägheitskraft eines Partikels. Der rechte Ausdruck definiert die Summe aus Widerstands- und Auftriebskraft. Der Widerstandsbeiwert  $c_W$  beschreibt das Verhältnis der Widerstandskraft zum Staudruck der Anströmung des sphärischen Partikels durch die Relativgeschwindigkeit zwischen einem Partikel  $\mathbf{v}_P$  und umgebender Gasströmung. Überwiegt die Summe aus Widerstandskraft und Schwerkraft die Trägheitskraft, so wird der Partikel beschleunigt oder abgebremst und die Partikeltrajektorie dadurch beeinflusst. Eine Änderung der Partikeltrajektorie wird mit steigender Relativgeschwindigkeit und abnehmender Partikelgröße gefördert. Gehemmt wird diese mit steigender Trägheit des Partikels durch eine hohe Partikelmasse. Entscheidend ist, dass die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase durch die Einmischung von Umgebungsluft mit dem Massenstrom  $\dot{M}_E$  beeinflusst wird. Die damit einhergehende Änderung der Partikeltrajektorien beeinflusst die Ausbreitung der Tropfen im Spray und hat somit einen Einfluss auf den Spraywinkel. Bedingt durch die geringe Tropfengröße ist der Einfluss der einmischenden Umgebungsluft für Wasser bereits bei geringen Massenstromverhältnissen GLR zu beobachten. Für die zerstäubten hochviskosen Glycerin/Wasser-Mischungen beeinflusst der Massenstrom  $\dot{M}_E$ , bedingt durch die größere Flüssigkeitsdichte und Objektgröße, den Spraywinkel dagegen erst bei höherem Massenstromverhältnis ( $\dot{M}_E \propto \dot{M}_g \propto \text{GLR}$ ). Auf Basis der gesichteten Aufnahmen ist der Einfluss des Strahlerfallsregimes bei der Zerstäubung hochviskoser Fluide vermutlich von größerer Bedeutung.

### 5.1.6 Fazit

Der Fokus des vergangenen Kapitels lag auf der Klärung des Einflusses der Viskosität und der Aerodynamik auf den Zerstäubungsvorgang einer außenmischenden Zweistoffdüse. Motiviert durch die thermo-chemische Umsetzung hochviskoser Brennstoffe wurden Modellfluide mit Viskositätswerten deutlich größer als die in der bestehenden Literatur betrachteten Werte untersucht ( $\eta_l \gg 150 \text{ mPa s}$ ). Die wichtigsten Erkenntnisse der Untersuchung sind folgende.

Erhöhte Viskosität dämpft die Bildung von hydrodynamischen Instabilitäten und führt zu einem verzögerten Strahlerfall sowie der bevorzugten Bildung von Ligamenten und Membranen. Der bei niederviskosen Fluiden (z. B.  $\text{H}_2\text{O}$   $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$ ) dominierende Fadenzerfallsmodus geht bei konstanter aerodynamischer Kraft mit steigender Viskosität in den Membranzerfallsmodus über. Somit dominiert der Membranzerfallsmodus bei der gasgestützten Zerstäubung hochviskoser Fluide im hier untersuchten Betriebsbereich. Der Fadenzerfallsmodus existiert bei den hier untersuchten hochviskosen Flüssigkeiten lediglich bei hoher wirkender aerodynamischer Kraft. Eine wesentliche Erkenntnis dieser Untersuchung ist die Tatsache, dass der Strahlerfall, bei der Zerstäubung hochviskoser Fluide mittels der AMD-30°, ausgehend von zwei unterschiedlichen Primärinstabilitäten erfolgt. In Abhängigkeit der Viskosität und



der Aerodynamik wurden als Primärinstabilität der Pulsating- und der Flapping-Modus identifiziert. Die Pulsating-Primärinstabilität entspricht einer achsensymmetrischen longitudinalen Welle (KH-Instabilität). Die Flapping-Primärinstabilität ist durch eine nicht-achsensymmetrische, periodisch schwingende Instabilität gekennzeichnet. Überschreitet die Wellenlänge der Pulsating-Primärinstabilität einen kritischen Wert ( $\lambda_{prim,krit} \approx \pi D_l$ ), so geht diese Instabilität in den Flapping-Primärinstabilitätsmodus über. Induziert wird dies durch die destabilisierende Kraft eines Strömungswirbels. Entscheidend ist, dass die vorherrschende Primärinstabilität den Zerstäubungsvorgang beeinflusst. Sowohl Aufnahmen einer HG-Kamera als auch Tropfengrößenmessungen mittels LBS belegen, dass der Flapping-Primärinstabilitätsmodus hinsichtlich der resultierenden Tropfengröße der effektivere Primärinstabilitätsmodus ist. Bedingt durch die seitliche Auslenkung des düsen nahen Flüssigkeitsstrahls resultiert die Flapping-Primärinstabilität im Vergleich zur Pulsating-Primärinstabilität in einem größeren Spraywinkel. Beeinflusst wird die Wellenlänge der Pulsating-Primärinstabilität im Wesentlichen durch die Viskosität ( $\eta_l \uparrow \rightarrow \lambda_{prim} \uparrow$ ) und die Gasgrenzschichtdicke ( $\delta_g \uparrow \rightarrow \lambda_{prim} \uparrow$ ). Auf Grundlage von durchgeführten Strömungsmessungen und Erkenntnissen aus der Literatur ist bekannt, dass die Grenzschichtdicke nicht nur von der Gasaustrittsgeschwindigkeit ( $\delta_g \propto v_g^{-1}$ ), sondern auch von der Geometrie des Zerstäubers, der Stegdicke  $s_w$  zwischen Gas- und Flüssigphase, abhängig ist ( $s_w > s_{w,krit}$  gilt  $s_w \uparrow \rightarrow \delta_g \uparrow$ ). Dies muss bei der Auslegung von technischen Brennerdüsen zur Zerstäubung hochviskoser Fluide berücksichtigt werden. Insbesondere dann, wenn durch thermische Beanspruchung und/oder Abrasion eine gewisse Mindestdicke erforderlich ist. Durch den Einsatz einer Zerstäuberdüse mit minimierter Stegdicke konnte der Einfluss der Viskosität und der Aerodynamik auf den Zerstäubungsvorgang bei dominierender Pulsating-Primärinstabilität unbeeinflusst von konstruktiv bedingten Einflüssen untersucht werden. Eine Steigerung der Viskosität führt, bei konstanten aerodynamischen Bedingungen, zu einer Zunahme der Tropfengrößen im Spray ( $Id_{32} \propto Oh^{0,13}$ ). Der Einfluss der Viskosität auf den Sauterdurchmesser ist bei geringer aerodynamischer Kraft stärker ausgeprägt. Hinsichtlich der Tropfendispersion führt eine Erhöhung der Viskosität zu einer Zunahme des Spraywinkels ( $\eta_l \uparrow \rightarrow \alpha_{sp} \uparrow$ ). Während der Spraywinkel bei der Zerstäubung niederviskoser Flüssigkeiten mit steigendem Massenstromverhältnis sinkt ( $\eta_l = 1 \text{ mPa s} : \text{GLR} \uparrow \rightarrow \alpha_{sp} \downarrow$ ), kommt es bei der Zerstäubung hochviskoser Flüssigkeiten zunächst zu einer Zunahme des Spraywinkels mit steigendem Massenstromverhältnis. Nach Erreichen eines Maximums sinkt der Spraywinkel mit steigendem GLR. Das Spraywinkelmaximum verschiebt sich mit steigender Viskosität zu größeren Massenstromverhältnissen.

## 5.2 Einfluss der Viskosität auf den Zerstäubungsprozess - nicht-Newtonsche Fluide

Typische Einsatzstoffe für die Flugstromvergasung weisen ein rheologisch komplexes Fließverhalten auf. Neben der meist hohen Grundviskosität ist das Fließverhalten der Brennstoffe abhängig von der mechanischen Belastung des Brennstoffs. Im Gegensatz zu den in Kapitel 5.1 untersuchten Newtonschen (N) Flüssigkeiten, ist die Viskosität der im Flugstromvergaser eingesetzten Brennstoffe abhängig von der Scherbelastung, welche das Fluid während des gesamten Prozesses (Speichern, Pumpen, Zerstäuben) erfährt.

Insbesondere beim Einsatz gasgestützter Zerstäuberdüsen kommt es am Düsenaustritt zu hoher Scherbeanspruchung. Aufgrund dieser Tatsache ist die Beschreibung des Zerstäubungsvorgangs (Primärzerfall, Sekundärzerfall und/oder repräsentativer Durchmesser  $(I)d_{32}$ ) beim Einsatz von nicht-Newtonschen (NN) Fluiden mittels der gängigen Ohnesorge-Zahl, siehe Gleichung (2.9), nicht möglich. Vielmehr ist es erforderlich, das Fließverhalten  $\eta_l = f(\dot{\gamma})$  der eingesetzten Fluide in die modelltechnische

Beschreibung (z. B.  $(1)d_{32} \propto Oh^X$ ) eines Sprays zu integrieren. Hierzu muss die wirksame Viskosität, nachfolgend bezeichnet als effektive Viskosität  $\eta_l^*$ , in Abhängigkeit der Betriebsbedingungen bekannt sein, um eine erweiterte Ohnesorge-Zahl in der Form

$$Oh^* = \frac{\eta_l^*}{\sqrt{\sigma \rho_l L_c}} \quad \text{mit} \quad \eta_l^* = \eta_l(\dot{\gamma}) \quad (5.8)$$

definieren zu können.

Nicht-Newton'sche Fluide unterscheiden sich nicht ausschließlich durch die oben beschriebene scherratenabhängige Viskosität von Newton'schen Fluiden. NN Fluide können darüber hinaus ein viskoelastisches Verhalten aufweisen. Diese Viskoelastizität äußert sich durch ein mehr oder weniger ausgeprägtes Verhältnis zwischen Dehn- und Scherviskosität. In der Rheologie wird diese Beziehung über das Trouton-Verhältnis beschrieben, siehe Kapitel 2.2.1. Bei besonders viskoelastischen Fluiden kann diese Fluideigenschaft den Zerstäubungsvorgang signifikant beeinflussen. Exemplarisch sei hierzu die qualitative Untersuchung von Broniarz-Press et al. [123] genannt. Betont sei an dieser Stelle, dass in der nachfolgenden experimentellen und analytischen Betrachtung zur Zerstäubung NN Fluide zunächst ausschließlich der Einfluss der Scherviskosität auf den Zerstäubungsvorgang betrachtet wird. Dies wird durch die Wahl geeigneter Modellfluide realisiert, siehe Kapitel 5.2.2.

### 5.2.1 Stand der Wissenschaft – Literaturübersicht

Motiviert sind die existierenden Arbeiten zur Zerstäubung nicht-Newton'scher Fluide häufig durch anwendungsbezogene Fragestellungen, wie z. B. in der Verbrennungstechnik, der Sprühtrocknung oder der Beschichtungstechnik. Ziel dieser Arbeiten ist die Klärung des Einflusses der Rheologie auf den Zerstäubungsprozess. Von besonderem Interesse ist die Berücksichtigung des nicht-Newton'schen Fließverhaltens in der modelltechnischen Beschreibung von Sprays. Die Bestimmung der effektiven Viskosität  $\eta_l^*$  erfolgt in der Literatur auf Basis experimenteller Untersuchungen, durch analytische Betrachtungen oder Annahmen. Nachfolgend werden vorhandene Ansätze vorgestellt und diskutiert. Der Fokus liegt auf Sprayuntersuchungen, die mit außenmischenden Zweistoffdüsen (AMD) durchgeführt wurden.

**Mansour und Chigier** [124] untersuchten die Zerstäubung NN Flüssigkeiten. Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen wurden wässrige Xanthan- und Polyacrylamidlösungen mit unterschiedlicher Massenkonzentration rheologisch charakterisiert, zerstäubt und mittels eines 1D-PDA-Systems hinsichtlich der resultierenden Tropfengrößenverteilung auf der Sprayachse ( $x = y = 0$  mm) bei einer axialen Position von  $z = 254$  mm vermessen. Ausgehend von einer theoretischen Betrachtung zum Strahlzerfall entwickeln die Autoren eine halbempirische Korrelation zur modelltechnischen Beschreibung des Tropfengrößenspektrums mittels lokalem Sauterdurchmesser als Funktion der folgenden Kennzahlen:  $Oh^*$ ,  $GLR$ , und  $We_g$ . Die Abhängigkeit des Sauterdurchmessers von der Viskosität wird mittels des Potenzansatzes  $d_{32} \propto Oh^{*X}$  beschrieben. Auf Basis einer experimentellen Untersuchung zeigen die Autoren, dass die für den Zerstäubungsvorgang relevante effektive Viskosität  $\eta_l^*$  abhängig von der Scherbelastung  $\dot{\gamma}_{inj}$  innerhalb des flüssigkeitsführenden Rohres der Zerstäuberdüse ist. Definiert wird die Scherbelastung über die Scherrate  $\dot{\gamma}_{inj} = 8 v_l / D_l$  nach dem Gesetz von Hagen-Poiseuille für eine stationäre laminare Rohrströmung einer inkompressiblen Flüssigkeit. Entsprechend der Autoren kann die zur Berechnung der erweiterten Ohnesorge-Zahl benötigte effektive Viskosität  $\eta_l^*$  ab einer kritischen Scherbelastung von  $\dot{\gamma}_{inj,krit} = 3600 \text{ s}^{-1}$  über die Viskosität bei unendlich hoher Scherrate  $\eta_l^* = \eta_{l,\infty} = \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow \infty} \eta(\dot{\gamma})$  definiert werden. Für Scherraten kleiner der kritischen

Scherbelastung  $\dot{\gamma}_{inj} \leq 3600 \text{ s}^{-1}$  liegt die effektive Viskosität dagegen zwischen  $\eta_l^* = \eta_{l,0} = \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow 0} \eta(\dot{\gamma})$  und  $\eta_l^* = \eta_{l,\infty} = \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow \infty} \eta(\dot{\gamma})$ . Darüber hinaus berichten die Autoren, dass die Gasströmung keinen Einfluss auf die sich einstellende effektive Viskosität hat. Zur Berechnung der erweiterten Ohnesorge-Zahl  $Oh^*$  für Betriebspunkte mit  $\dot{\gamma}_{inj} > 3600 \text{ s}^{-1}$  wurde  $\eta_l^*$  bei einer Scherrate von  $\dot{\gamma} = 20000 \text{ s}^{-1}$  mit einem Kapillarviskosimeter bestimmt. Der Parameter  $X$  des Potenzansatzes  $d_{32} \propto Oh^{*X}$  wurde anhand der generierten experimentellen Daten für Betriebspunkte mit  $\dot{\gamma}_{inj} > \dot{\gamma}_{inj,krit}$  zu  $X \approx 0,42$  bestimmt. Hervorzuheben sei, dass die beschriebenen Abhängigkeiten nach den Autoren lediglich für viskoinelastische Fluide gelten. Eine modelltechnische Beschreibung der untersuchten Polyacrylamid/H<sub>2</sub>O-Lösungen war aufgrund des ausgeprägten viskoelastischen Verhaltens entsprechend der Autoren nicht möglich. **Aliseda et al.** [42] untersuchten die Zerstäubung NN Fluide sowohl experimentell als auch theoretisch. Motivation für diese Untersuchung war die Zerstäubung von Suspensionen mittels außenmischender Zweistoffdüsen zur Beschichtung von Tabletten in der Pharmaindustrie. Durchgeführt wurden die Zerstäubungsuntersuchungen mit drei kommerziellen wasserbasierten Suspensionen mit strukturviskosem Fließverhalten. Charakterisiert wurden die Sprays hinsichtlich Strahlzerfall und resultierenden Tropfengrößen. Zur Visualisierung des Strahlzerfalls kam eine Hochgeschwindigkeitskamera zum Einsatz. Die Tropfengrößenverteilung wurde mit einem 1D-PDA-Systems bei verschiedenen axialen und radialen Positionen vermessen. Die modelltechnische Beschreibung der Sprayqualität mittels  $d_{32}$  erfolgt ebenfalls auf Basis einer theoretischen Betrachtung als Funktion von Kennzahlen. Die Datenbasis hierfür sind lokale Messungen auf der Sprayachse ( $x = y = 0 \text{ mm}$ ). Die Definition der effektiven Viskosität zur Berechnung von  $Oh^*$  erfolgt auf Basis der Erkenntnis von Mansour und Chigier [124]. Kritisch ist anzumerken, dass  $\eta_l^* = \eta_{l,\infty} = \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow \infty} \eta(\dot{\gamma})$  bei einer Scherrate von  $\dot{\gamma} = 225 \text{ s}^{-1}$  definiert wird und nicht, wie bei Mansour und Chigier [124], bei  $\dot{\gamma} = 20000 \text{ s}^{-1}$ . Der Wert von  $225 \text{ s}^{-1}$  entspricht dem maximalen Messwert des eingesetzten Kegel-Platte-Viskosimeters zur rheologischen Charakterisierung der Suspensionen. Eine weitere Untersuchung zur Zerstäubung von NN Fluiden mit einer AMD wurde von **Gillberg et al.** [125] durchgeführt. Die Autoren zerstäubten fünf verschiedene technische Kohle/Wasser-Suspensionen. Ziel dieser Grundlagenforschung zur Kohleverbrennung war es, die Sprayqualität als Funktion der Suspensionsviskosität zu beschreiben. Grundlage hierfür sind Tropfengrößenmessungen mittels der Laserbeugungsspektrometrie. Die Autoren beschreiben die Sprayqualität als Funktion der Viskosität mittels eines Potenzansatzes in der Form  $d_{10} \propto (\eta_l^*)^{0,3}$ . Die Definition von  $\eta_l^*$  erfolgt bei einer maximalen Scherrate von  $\dot{\gamma} = 450 \text{ s}^{-1}$  auf Basis von Messungen mit einem koaxialen Rotationsrheometer. Die Autoren **Ghezeli et al.** [126] zerstäuben biomassestämmige Öle und Suspensionen aus der Schnellpyrolyse von Kiefernholz mit einer außenmischenden Zweistoffdüse bei vergleichsweise hohen Massenstromverhältnissen ( $GLR = 1,6$  bis  $GLR = 7,2$ ). Informationen zur Rheologie der eingesetzten Suspensionen werden von den Autoren nicht gegeben. Hervorgehoben wird allerdings, dass in die Modellgleichung zur Beschreibung der Sprayqualität ( $Id_{32} \propto \eta_l^*(\dot{\gamma})^{0,86}$ ) die scherratenabhängige Viskosität bei  $\dot{\gamma} = 500 \text{ s}^{-1}$  eingesetzt wird. Ermittelt wird die Tropfengrößenverteilung bei axialen Positionen zwischen  $z = 70 \text{ mm}$  und  $z = 90 \text{ mm}$  mit einer Glasplatte und nachfolgender Bildanalyse. **Zhao et al.** [44] untersuchten den Primärzerfall acht verschiedener NN Kohle/Wasser-Suspensionen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera. Ziel dieser Untersuchung war die Kategorisierung des Primärzerfalls in die Regime Rayleigh-Zerfall und Fadenzerfall als Funktion von  $We_{aero}$  und  $Oh^*$ . Im Gegensatz zu den zuvor genannten Studien definieren die Autoren die Scherrate auf Basis einer theoretischen Überlegung:  $\dot{\gamma} = C_{[44]}(v_g - v_l)D_l^{-1}$ . In Kombination mit einem Potenzgesetz (Herschel-Bulkley-Beziehung) zur Beschreibung der Fließkurve der untersuchten Kohle/Wasser-Suspensionen, kann die effektive Viskosität entsprechend der Autoren nach folgendem Ausdruck analytisch berechnet werden:

$$\eta_l^* = (\tau D_l) / (C_{[44]}(v_g - v_l)) + K_{HB}(C_{[44]}(v_g - v_l)D_l^{-1})^{(n-1)}. \quad (5.9)$$

Die Autoren bestimmen die Konstante  $C_{[44]} = 3,2 \cdot 10^{-4}$  aus Gleichung (5.9) mit experimentellen Daten. Auf Basis der variierten Parameter, der Austrittsgeschwindigkeit für Gas und Flüssigkeit ( $v_g = 0 \text{ m s}^{-1}$  bis  $v_g = 160 \text{ m s}^{-1}$  und  $v_l = 0,21 \text{ m s}^{-1}$  bis  $v_l = 5,8 \text{ m s}^{-1}$ ), kann die maximale Scherrate berechnet werden. Abhängig von der eingesetzten Zerstäuberdüse ( $D_{l,1} = 5,1 \text{ mm}$ / $D_{l,2} = 9,01 \text{ mm}$ ) liegt die maximale Scherrate im Bereich von  $\dot{\gamma}_{max} = 4,3 \text{ s}^{-1}$  bis  $\dot{\gamma}_{max} = 7,8 \text{ s}^{-1}$ . Trotz vergleichbarer Betriebsparameter sind diese Werte signifikant geringer als die berichteten Werte von Mansour und Chigier [124], Aliseda et al. [42] und Gillberg et al. [125]. **Mulhem** [43] untersuchte die Zerstäubung von NN Modellfluiden (Flüssigkeiten und Suspensionen) mit einer AMD. Auf Basis der Messdaten ( $Id_{32}$ ) des eingesetzten LBS-Systems entwickelte Mulhem die bereits in Kapitel 5.1 eingeführte Korrelation zur Beschreibung des integralen Sauterdurchmessers als Funktion der Kennzahlen  $We_{aero}$ , GLR und Oh. Im Gegensatz zu den oben genannten Ansätzen definiert Mulhem die effektive Viskosität bei geringer Scherrate. Einen ähnlichen Ansatz verfolgt **Maurer** [127] bei seinen Untersuchungen zur Zerstäubung von NN Druckertinte mit einer AMD.

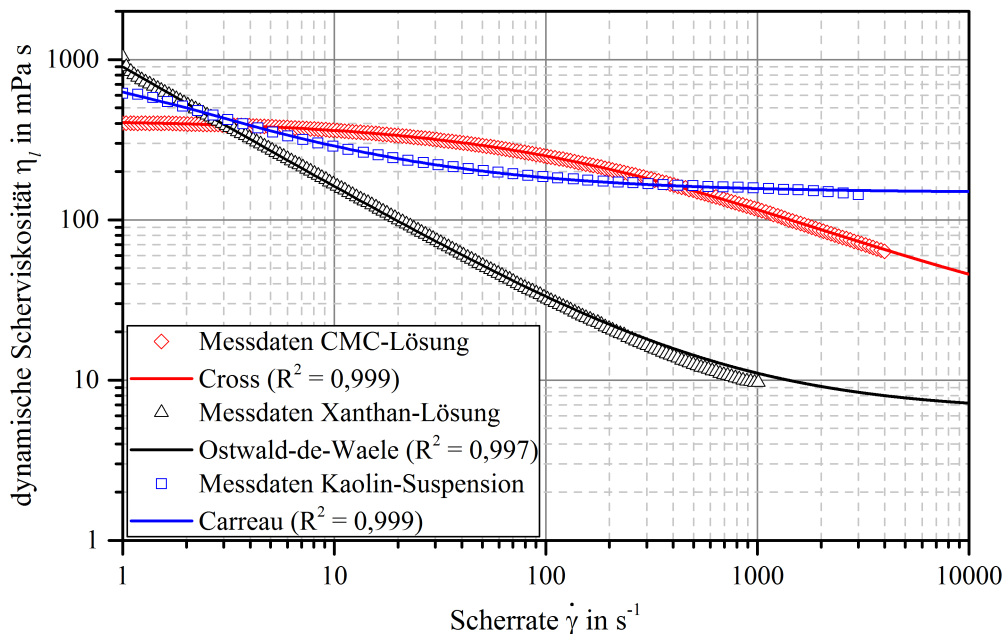
Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass die in der Literatur berichteten Ansätze zur Berücksichtigung des Fließverhaltens NN Fluide in der modelltechnischen Beschreibung von Sprays widersprüchlich sind. Die Definition der effektiven Viskosität erfolgt sowohl bei geringer Scherrate  $\eta_l^* = \eta_{l,0} = \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow 0} \eta(\dot{\gamma})$ , als auch bei hoher Scherrate  $\eta_l^* = \eta_{l,\infty} = \lim_{\dot{\gamma} \rightarrow \infty} \eta(\dot{\gamma})$ . Zudem erfolgt die Messung der Unendlich-Viskosität  $\eta_{l,\infty}$ , abhängig vom eingesetzten Rheometer, bei unterschiedlichen Scherraten. Dies kann, abhängig von der Lage des zweiten Newtonschen Bereichs, zu unterschiedlichen  $\eta_{l,\infty}$ -Werten führen. Hinsichtlich des Ansatzes zur Bestimmung der wirksamen Viskosität von Mansour und Chigier [124] sei anzumerken, dass der Betriebszustand  $\dot{\gamma}_{inj} > 3600 \text{ s}^{-1}$  eine hohe Strömungsgeschwindigkeit im flüssigkeitsführenden Rohr voraussetzt. Dies ist jedoch für einen effizienten Einsatz gasgestützter Zerstäuber zu vermeiden und gilt insbesondere bei der Zerstäubung von hochviskosen Fluiden, aufgrund des damit einhergehenden Druckverlustes. Darüber hinaus ist zu vermuten, dass die Scherbelastung der Gasphase nur dann keinen Einfluss auf die sich einstellende effektive Viskosität hat, wenn die zeitliche Viskositätsänderung (Relaxationszeit), initiiert durch das Wegfallen der Scherbelastung am Düsenaustritt, ausreichend lange andauert. Die angeführten Widersprüche verdeutlichen den Bedarf an Forschungsarbeiten zur gasgestützten Zerstäubung NN Fluide. In diesem Zusammenhang wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine experimentelle Methodik entwickelt, welche die Abschätzung der effektiven Viskosität  $\eta_l^*$  bei der Zerstäubung strukturviskoser Fluide mit einer AMD ermöglicht. Diese Methode wird nachfolgend vorgestellt und validiert.

### 5.2.2 Messbedingungen und Versuchsdurchführung

Die experimentellen Untersuchungen zur Zerstäubung nicht-Newtonscher Fluide mittels einer außenmischenden Zweistoffdüse wurden am Versuchsstand ATMO durchgeführt. Aufgrund der Tatsache, dass sowohl Flüssigkeiten als auch Suspensionen zerstäubt wurden, kam zur Förderung der Fluide das Förderkonzept 2 zum Einsatz, siehe Kapitel 3.1. Zerstäubt wurden die Modellfluide mit der Düse AMD-0°, siehe Kapitel 3.3.

Als Modellfluide wurden sowohl Newtonsche als auch nicht-Newtonsche Fluide eingesetzt. Bezüglich der physikalischen Eigenschaften der N Glycerin/Wasser-Mischungen wird an dieser Stelle auf Tabelle 5.2 in Kapitel 5.1 verwiesen. Variiert wurde die Viskosität der N-Fluide im Bereich  $\eta_l = 50 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$ , bei nahezu konstanter Oberflächenspannung und Dichte. Zu den genannten N Fluiden wurden drei verschiedene NN Modellfluide betrachtet. Zur isolierten Untersuchung des Einflusses eines

scherverdünnenden Fließverhaltens auf den Zerstäubungsprozess wurde eine Suspension aus Glycerin/Wasser und Kaolinpartikeln (Kaolin/Glyc/H<sub>2</sub>O) mit einer mittleren Korngröße von  $d_{10} \approx 2 \mu\text{m}$  formuliert. Solche Suspensionen verhalten sich aufgrund der kantigen Partikelform äußerst strukturviskos. Bedingt durch die Wahl einer kontinuierlichen Phase mit N Fließverhalten ( $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$ ), ist der Anteil an elastischen Eigenschaften vernachlässigbar gering. Als weitere NN Modellfluide ohne Partikeln wurden Lösungen aus Carboxymethylcellulose und Wasser (CMC/H<sub>2</sub>O) sowie Xanthan und Wasser (Xanthan/H<sub>2</sub>O) untersucht. Bei erstem Fluid wurde bewusst eine Variante mit geringem Molekulargewicht gewählt, um den Einfluss der Viskoelastizität zu minimieren. Nach Mezger [14] hat die Größe bzw. der Polymerisierungsgrad eines Moleküls einen Einfluss auf das viskoelastische Verhalten des NN Fluids. Die schonende Formulierung der Lösungen erfolgte im  $M_l = 20 \text{ kg}$  Maßstab unter permanentem Rühren (Rühdauer: 12 h) mit einer speziellen Rührergeometrie für wässrige und viskose Fluide. Die Fließkurven der Fluide wurden mit einem Rotationsrheometer, siehe Anhang A.1.1, im Scherratenbereich von  $\dot{\gamma} = 1 \text{ s}^{-1}$  bis  $\dot{\gamma} = 4000 \text{ s}^{-1}$  bestimmt. Die Rohdaten der rheologischen Messungen sind in Abbildung 5.15 dargestellt.



**Abbildung 5.15:** Viskosität  $\eta_l$  der eingesetzten NN Fluide als Funktion der Scherrate  $\dot{\gamma}$

Um darüber hinaus Informationen zur Viskosität im geringen  $\eta_{l,0}$  und hohen Scherratenbereich  $\eta_{l,\infty}$  zu erhalten, wurden die Messdaten mit geeigneten Modellansätzen zunächst beschrieben und dann extrapoliert. Die Kaolin/Glyc/H<sub>2</sub>O-Suspension wurde nach dem Ansatz von Carreau [128]

$$\eta_l = (\eta_{l,0} - \eta_{l,\infty}) \left(1 + (C_{[128],1} \dot{\gamma})^2\right)^{-C_{[128],2}} + \eta_{l,\infty} \quad \begin{matrix} C_{[128],1} = 1,208 \text{ s} \\ C_{[128],2} = 0,299 \end{matrix} \quad (5.10)$$

die CMC/H<sub>2</sub>O-Lösung nach dem Ansatz von Cross [129]

$$\eta_l = (\eta_{l,0} - \eta_{l,\infty}) \left(1 + (C_{[129],1} \dot{\gamma})^{C_{[129],2}}\right)^{-1} + \eta_{l,\infty} \quad \begin{matrix} C_{[129],1} = 0,006 \text{ s} \\ C_{[129],2} = 0,630 \end{matrix} \quad (5.11)$$

und die Xanthan/H<sub>2</sub>O-Lösung nach dem Potenzansatz von Ostwald und de Waele

$$\eta_l = C_{[14],1} + C_{[14],2} \dot{\gamma}^{(C_{[14],3}-1)} \quad \begin{aligned} C_{[14],1} &= 0,0064 \text{ Pa s} \\ C_{[14],2} &= 0,895 \text{ Pa s}^2, \\ C_{[14],3} &= 0,23979 \end{aligned} \quad (5.12)$$

entnommen aus Mezger [14], modelltechnisch beschrieben. Die in den Gleichungen (5.10) bis (5.12) angegebenen Parameter  $C_{[-],i}$  mit  $i = \{1,2,3\}$  sind modellabhängig und wurden jeweils nach der KQ-Methode bestimmt. Oberflächenspannung und Dichte der NN Fluide wurden entsprechend der im Anhang A.1.3 und A.1.4 beschriebenen Methoden bestimmt. Alle physikalischen Eigenschaften der eingesetzten NN Fluide sind nachfolgend tabelliert.

**Tabelle 5.4:** Physikalische Eigenschaften der nicht-Newtonschen Fluide bei 20 °C und  $p_{\text{sys}} = 1,013 \text{ bar (abs)}$

	$\eta_{l,0}$ mPa s	$\eta_{l,\infty}$ mPa s	$\sigma$ mN m <sup>-1</sup>	$\rho_l$ kg m <sup>-3</sup>	$n_z = n_1 + iK$ –
15 wt. % Kaolin/Glyc/H <sub>2</sub> O	777	148	64,9	1325	1,450 + i1,000
2,33 wt. % CMC/H <sub>2</sub> O	420	18	68,9	1006	1,336 + i0,026
0,22 wt. % Xanthan/H <sub>2</sub> O	≈ 1000	6	64,6	997	1,333 + i0,115

Schwerpunkt der experimentellen Untersuchungen dieses Kapitels sind Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera, siehe Kapitel 4.4. Das Setup der Kamera entspricht den Einstellungen der Kennung „HG-Setup\_3“, siehe Tabelle 4.3.

Auf Basis der Laserbeugungsspektrometrie wurde das Spray bei einer axialen Position von  $z = 200 \text{ mm}$  auf der Sprayachse vermessen. Bezüglich einer detaillierten Beschreibung der Messtechnik, des Setups und der durchgeführten Optimierungsmaßnahmen wird an dieser Stelle auf Kapitel 4.3 verwiesen. Aufgrund der Opazität der eingesetzten NN Modellfluide wurde der zur Berechnung der Tropfengrößenverteilung nach der Mie-Theorie benötigte komplexe Brechungsindex mittels Abbe-Refraktometer ( $n_1$ ) und Vis-Spektroskopie ( $K$ ) bestimmt, siehe Tabelle 5.4. Die Messungen wurden bei atmosphärischem Druck und einer konstanten Temperatur von 20 °C durchgeführt.

Hervorgehoben sei an dieser Stelle, dass alle Experimente bei einem konstanten Flüssigmassenstrom von  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  unter Variation des Massenstromverhältnisses GLR erfolgten. Die Betriebsbedingungen und relevanten Kennzahlen sind in Tabelle 5.5 dargestellt.

**Tabelle 5.5:** Betriebsbedingungen bei konstantem Flüssigmassenstrom  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$

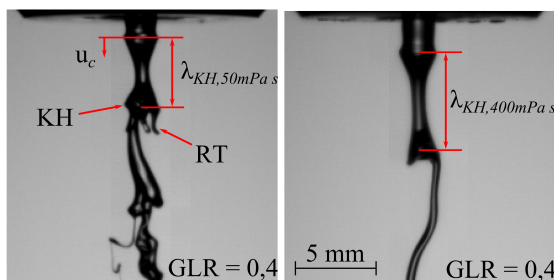
GLR	$\dot{m}_g$ kg s <sup>-1</sup>	$v_g$ m s <sup>-1</sup>	$v_l$ m s <sup>-1</sup>	$We_{aero}$ –
–				
0,40 – 1,25	4,0 – 12,5	48 – 151	0,71 – 0,89	75 – 825

### 5.2.3 Einbindung der Rheologie in die modelltechnische Beschreibung von Sprays

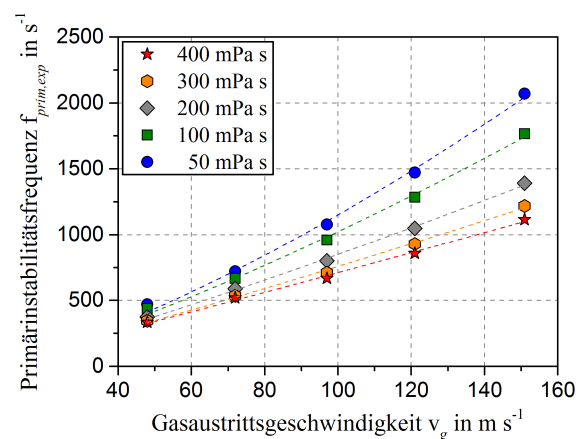
Nachfolgend wird eine in der Literatur nicht bekannte experimentelle Methodik vorgestellt, welche die Einbindung der Strukturviskosität NN Fluide in die Beschreibung von Sprays (i.e. Primärzerfallsregime, Tropfengrößenspektrum, repräsentativer Durchmesser  $d_{32} \propto Oh^{*X}$ ) ermöglicht. Als Vorarbeit zur Methodenentwicklung sei die Bachelorarbeit von Mayer [130] genannt.

Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, ändert sich die Viskosität eines strukturviskosen Fluids in Abhängigkeit

der Scherbelastung. Hinsichtlich der gasgestützten Zerstäubung bedeutet dies, dass die effektive Viskosität eines Fluidelements, aufgrund stromab abnehmender Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase, innerhalb des Spraykegels nicht konstant ist. Die Einbindung lokaler effektiver Viskositätswerte in die modelltechnische Beschreibung eines Sprays, beispielsweise entsprechend  $D_{32} \propto \text{Oh}^{*X}$ , wäre daher erforderlich, ist jedoch nicht zweckmäßig. Zielführend ist dagegen die Definition eines einzelnen Wertes, welcher als integrale Größe die für die Spraycharakteristik relevanten Viskositätswerte bestmöglich repräsentiert. Entsprechend den Feststellungen aus Kapitel 5.1.3 zur Zerstäubung hochviskoser Fluide und den in der Literatur berichteten Erkenntnissen zur gasgestützten Zerstäubung, siehe Kapitel 2.5.2, wird die Spraycharakteristik durch den dominierenden Primärzerfallsmodus und das vorherrschende Regime des Primärzerfalls maßgeblich kontrolliert. Zur Einbindung der scherratenabhängigen Viskosität in die Beschreibung des Zerstäubungsvorgangs sollte daher eine möglichst genaue Abschätzung der effektiven Viskosität im düsenahen Bereich, welche für den Primärzerfall relevant ist, zielführend sein. Gestützt wird diese Vorgehensweise durch die Tatsache, dass Kennzahlen zur modellbasierten Vorhersage der Spraycharakteristik in der Literatur üblicherweise mit den Betriebsbedingungen am Düsenaustritt gebildet werden. Die Abschätzung der effektiven Viskosität  $\eta_l^*$  im düsenahen Bereich erfolgt in der vorliegenden Arbeit auf Basis des in Kapitel 5.1.4 vorgestellten Pulsating-Primärinstabilitätsmodus. Diese Primärinstabilität kann einer KH-Instabilität zugeordnet werden, siehe Abbildung 5.16. Die Frequenz dieser Primärinstabilität ist definiert aus dem Verhältnis der Geschwindigkeit und der Durchgangslänge der sich bildenden longitudinalen Welle ( $f_{\text{prim}} = u_c / \lambda_{\text{prim}}$ ). Modelltechnisch beschreiben lässt sich die Frequenz für niederviskose Fluide, wie beispielsweise  $\text{H}_2\text{O}$ , auf Basis einer linearen Stabilitätsanalyse, vorgestellt in Kapitel 2.5.2, durch Gleichung (2.22). Es erschließt sich, dass die Frequenz mit steigender Gasgeschwindigkeit ansteigt. Experimentelle Untersuchungen dieser Arbeit zur Zerstäubung Newtonscher Flüssigkeiten zeigen außerdem, dass die Frequenz dieser Primärinstabilität ebenfalls von der Viskosität der Flüssigkeit abhängt, siehe Kapitel 5.1.4. Für die hier untersuchte AMD-0° ist diese Abhängigkeit im betrachteten Viskositätsbereich als Funktion der Gasaustrittsgeschwindigkeit in Abbildung 5.17 abgebildet.



**Abbildung 5.16:** HG-vis der relevanten Primärinstabilität (KH-Inst.) im betrachteten Viskositätsbereich ( $\eta_l = 50 - 400 \text{ mPa s}$ ) bei konstantem Massenstromverhältnis von  $\text{GLR} = 0,4$ .



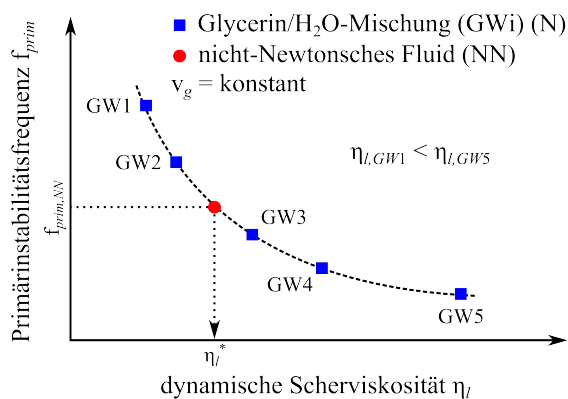
**Abbildung 5.17:** Einfluss der Viskosität  $\eta_l$  und der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  auf  $f_{\text{prim}}$ .  
Betriebsbedingungen: HG-vis |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0° | N Flüssigkeiten

Zur Bestimmung der Primärinstabilitätsfrequenz wurde die zeitliche Entwicklung der longitudinalen Welle für jeden Betriebspunkt mit der HG-Kamera aufgezeichnet ( $f_{\text{HG}} = 12 \text{ kHz}$ ,  $N_{\text{HG}} = 4000$ ) und mit der Routine aus SprayCAT nach der Linien-Methode ausgewertet, siehe Kapitel 2.6.1. Die Abhängigkeit der Primärinstabilitätsfrequenz von der Flüssigkeitsviskosität ( $f_{\text{prim}} = f(\eta_l)$ ) bildet die Basis für die Abschätzung der effektiven Viskosität im düsenahen Bereich bei der Zerstäubung NN Fluide mittels

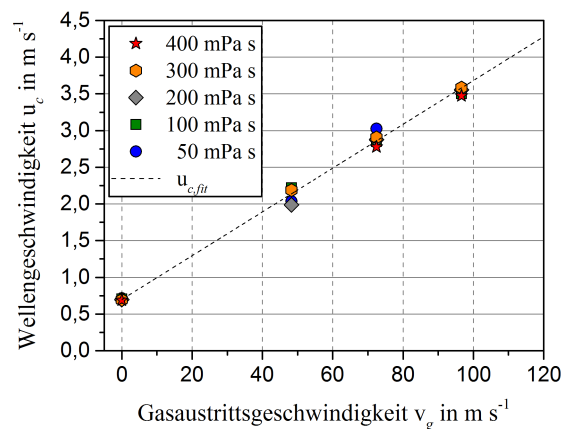
einer AMD. Eine schematische Darstellung der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten experimentellen Methodik ist in Abbildung 5.18 zu finden. Die Kenntnis der Primärinstabilitätsfrequenz  $f_{\text{prim}}$ , als Funktion der Viskosität  $\eta_l$  aus der experimentellen Untersuchung zur Zerstäubung N Fluide (blaue Quadrate), ermöglicht die Bestimmung der effektiven Viskosität  $\eta_l^*$  im düsenahen Bereich einer AMD durch Messung der Primärinstabilitätsfrequenz  $f_{\text{prim,NN}}$  bei der Zerstäubung eines NN Fluids (roter Kreis). Voraussetzung hierfür ist eine modelltechnische Beschreibung von  $f_{\text{prim}}$  als Funktion von  $\eta_l$  und allen weiteren relevanten Stoffeigenschaften und Betriebsparametern, siehe Gleichung (5.13). Angemerkt sei an dieser Stelle, dass der Einfluss der Düsengeometrie (z. B. variabler Flüssigkeitsstrahldurchmesser) nicht explizit betrachtet wurde.

$$f_{\text{prim}} = f(\eta_l, v_g, v_l, \rho_g, \rho_l). \quad (5.13)$$

Zu diesem Zweck wurden die Gleichungen für  $\lambda_{KH}$  (2.18),  $u_c$  (2.21) und  $f_{KH}$  (2.22) aus der linearen Stabilitätsanalyse, gültig für niederviskose Flüssigkeiten, um zusätzliche empirische Parameter zur Berücksichtigung von  $\eta_l$  erweitert. Hierzu wurde zunächst die Wellengeschwindigkeit  $u_c$  durch Verfolgung der Wellenfront aus den Hochgeschwindigkeitsaufnahmen extrahiert ( $u_c \approx \Delta z / \Delta t$  mit  $\Delta t = 5 f_{HG}^{-1}$ ). Eine detaillierte Beschreibung zur Methode der Wellenfrontverfolgung ist in Kapitel 2.6.1 zu finden. Die experimentell bestimmten Werte für  $u_c$  sind in Abbildung 5.19 als Funktion von  $v_g$  für verschiedene Viskositätswerte N Flüssigkeiten abgebildet.



**Abbildung 5.18:** Schematische Darstellung der Methodik zur Abschätzung der effektiven Viskosität  $\eta_l^*$  mittels Frequenzanalyse.



**Abbildung 5.19:** Einfluss der Viskosität  $\eta_l$  und der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  auf  $u_c$ .

Betriebsbedingungen: HG-vis |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0° | N Flüssigkeiten

Die Daten bestätigen die bereits in Kapitel 5.1.4 experimentell bestimmte lineare Abhängigkeit der Wellengeschwindigkeit von der Gasaustrittsgeschwindigkeit. Der festgestellte Einfluss der Viskosität auf die Wellengeschwindigkeit ist vernachlässigbar gering. Die physikalische Begründung hierzu aus Kapitel 5.1.4 wurde, für den hier betrachteten Zerstäubungsvorgang, durch Berechnung des Verhältnisses von Zähigkeitskraft  $F_\eta$  zu Trägheitskraft  $F_T$  für mehrere diskrete Fluidelemente als Funktion der Zeit überprüft. Basis hierfür waren Daten einer Volume-of-Fluid-Simulation (VoF) des Engler-Bunte-Instituts (EBI-vbt) des KIT. Diese Abschätzung zeigt, dass selbst für  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$ , die Trägheitskraft die Zähigkeitskraft um circa eine Größenordnung übersteigt.

Zur modelltechnischen Beschreibung der Wellengeschwindigkeit auf Basis der Gleichung (2.21) von Dimotakis [41], wurde die Steigung der Ausgleichsgeraden  $u_{c,fit}$  durch den Vorfaktor  $C_{u_c} \approx 0,96$  an die Messdaten angepasst.

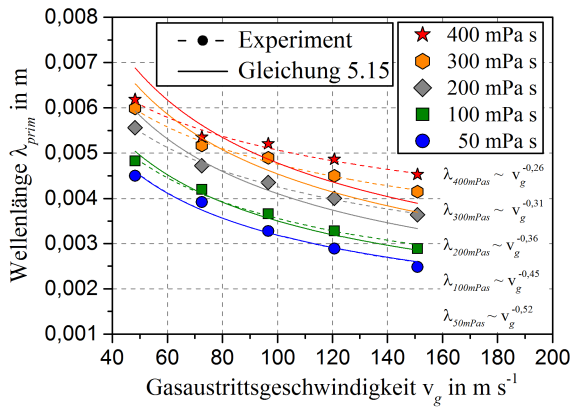


$$u_c = \frac{\sqrt{\rho_l} v_l}{\sqrt{\rho_l} + \sqrt{\rho_g}} + C_{u_c} \frac{\sqrt{\rho_g} v_g}{\sqrt{\rho_l} + \sqrt{\rho_g}} \quad (5.14)$$

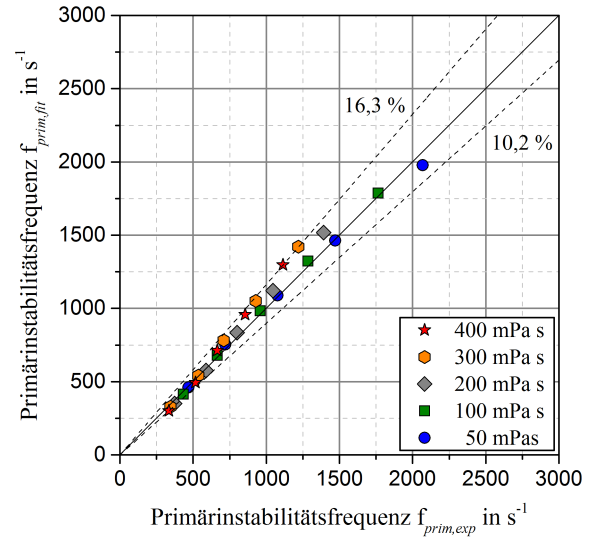
In einem weiteren Schritt wurde der Einfluss der Viskosität auf die Wellenlänge analysiert. Sowohl die Hochgeschwindigkeitsaufnahmen, siehe Abbildung 5.16, als auch die Berechnung der Wellenlänge aus den experimentell bestimmten Daten ( $\lambda_{prim,exp} = u_{c,exp}/f_{prim,exp}$ ) zeigen, dass die Wellenlänge eine Funktion von  $\eta_l$  und  $v_g$  ist. In Abbildung 5.20 sind die experimentell bestimmten Wellenlängen  $\lambda_{prim,exp}$  als Funktion der mittleren Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  für den untersuchten Viskositätsbereich aufgetragen. In Übereinstimmung mit den Gleichungen (2.18) und (2.20) sinkt die Wellenlänge mit steigender Gasaustrittsgeschwindigkeit. Außerdem ist zu erkennen, dass die Wellenlänge mit zunehmender Viskosität steigt. Um den Einfluss von  $\eta_l$  bei der modelltechnischen Beschreibung von  $f_{prim}$  zu berücksichtigen, wird in der vorliegenden Arbeit Gleichung (2.18) um den Faktor  $C_\eta$  erweitert:

$$\lambda_{prim,fit} = C_\eta \delta_g \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2}. \quad (5.15)$$

$C_\eta$  wurde mittels KQ-Methode für jede untersuchte Viskosität bestimmt. Die Abhängigkeit des Parameters  $C_\eta$  von  $\eta_l$  lässt sich als Funktion der Oh-Zahl in Form eines Potenzansatzes  $C_\eta \propto Oh^{0,194}$  beschreiben. Die Fit-Funktionen für  $\lambda_{prim,fit}$  ist für den betrachteten Viskositätsbereich ebenfalls in Abbildung 5.20 als durchgezogene Linie dargestellt. Der Vergleich zwischen experimentell bestimmten Werten und Gleichung (5.15) zeigt eine gute Übereinstimmung bei geringer Viskosität und eine wachsende Diskrepanz zwischen  $\lambda_{prim,fit}$  und  $\lambda_{prim,exp}$  mit steigender Viskosität. Auffällig dabei ist, dass sich die Abhängigkeit der Funktion  $\lambda_{prim,exp}$  vom Exponenten  $\beta$  mit steigender Viskosität vom Literaturwert  $\beta = -0,5$  unterscheiden. Inwieweit sich die Abweichung zwischen Experiment und Theorie auf das benötigte Modell der Primärinstabilitätsfrequenz  $f_{prim,fit} = u_{c,fit}/\lambda_{prim,fit}$  auswirken, ist in Abbildung 5.21 in Form eines Paritätsdiagramms dargestellt. Die Diskrepanz zwischen gemessenen und berechneten Werten ist akzeptabel (16,3 % im Bereich hoher  $v_g$  und 10,2 % im Bereich geringer  $v_g$ ), jedoch nicht ausreichend genau, um auf Basis von gemessenen Primärinstabilitätsfrequenzen die effektive Viskosität  $\eta_l^*$  abzuschätzen. Ursache hierfür ist die schwache Abhängigkeit der Primärinstabilitätsfrequenz von  $\eta_l$  bei geringen Gasaustrittsgeschwindigkeiten, siehe Abbildung 5.17. Eine geringfügige Abweichung von  $f_{prim,fit}$  resultiert daher in einer großen Abweichung der entsprechenden Viskosität.



**Abbildung 5.20:** Wellenlänge der KH-Instabilität als Funktion der Viskosität  $\eta_l$  (N-Fluide) und der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$ . Modell entspricht Gleichung (5.15) mit  $\beta \neq f(\eta_l)$ .  
Betriebsbedingungen: HG-vis |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0° | N Flüssigkeiten



**Abbildung 5.21:** Qualität der modelltechnischen Beschreibung von  $f_{prim}$  nach Berechnungsmodell (5.15) mit  $\beta = 0,5$ .  
Betriebsbedingungen: HG-vis |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0° | N Flüssigkeiten

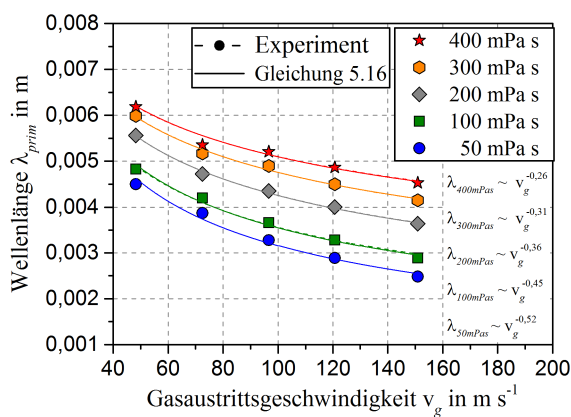
Die steigende Abweichung des Exponenten  $\beta$  vom Erwartungswert könnte möglicherweise durch eine dennoch vorhandene Abhängigkeit der Wellengeschwindigkeit von der Viskosität begründet werden. Um einen möglichen Messfehler bei der experimentellen Bestimmung von  $u_{c,exp}$  zu überprüfen, wurde folgende Abschätzung durchgeführt: Der Schnittpunkt der Geradengleichung (5.14) mit der Ordinate bei  $v_g = 0 \text{ m s}^{-1}$  muss bei konstantem Flüssigmassenstrom ( $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$ ) eindeutig viskositätsunabhängig sein. Eine mögliche Abhängigkeit der Wellengeschwindigkeit von der dynamischen Viskosität kann sich daher lediglich durch eine Änderung der Steigung äußern. Daher wurde die Steigung der Modellgleichung  $u_{c,fit}$  durch einen fiktiven viskositätsabhängigen Parameter  $C_{u_c,\eta} \in [0, 1]$  erweitert und so angepasst, dass die Abhängigkeit  $\lambda_{prim} \propto v_g^\beta$  mit  $\beta = -0,5$  beschrieben werden kann, siehe Gleichung (A.24) im Anhang A.5.1. Für den Viskositätswert mit der größten Abweichung,  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$ , sind die resultierenden Werte für  $\lambda_{prim,fit}$  unter Berücksichtigung des viskositätsabhängigen Parameters  $C_{u_c,\eta} = 0,32$  in Abbildung A.8 (a) im Anhang A.5.1 dargestellt. Der Vergleich bei einem Massenstromverhältnis von  $GLR = 0,4$  ( $v_g = 48 \text{ m s}^{-1}$ ) des angepassten Werts  $\lambda_{prim,fit} \approx 3,3 \text{ mm}$  mit einem realen Messwert  $\lambda_{prim,exp} \approx 6,15 \text{ mm}$  aus HG-Daten verdeutlicht, dass die unter Berücksichtigung einer fiktiven viskositätsabhängigen Wellengeschwindigkeit berechneten Wellenlängen, signifikant zu gering sind. Eine deutliche Abhängigkeit der Wellengeschwindigkeit von der Viskosität kann somit ausgeschlossen werden.

Um die Qualität des Modells zu verbessern, wurde in einem ersten Ansatz auf Basis der nachfolgenden Überlegung ein zusätzlicher Korrekturfaktor in Gleichung (5.15) eingeführt. Entsprechend der Theorie von Marmottant und Villermaux [18] wird die betrachtete KH-Instabilität durch die Grenzschicht der Gasphase an der Oberfläche des zylindrischen Flüssigkeitsstrahls kontrolliert. So ist die Wellenlänge der KH-Instabilität direkt proportional zur Gasgrenzschichtdicke  $\delta_g$ , siehe Gleichung (2.20). Die Grenzschichtdicke ist entsprechend Gleichung (2.39) reziprok proportional zur Gasaustrittsgeschwindigkeit  $\delta_g \propto v_g^\beta$ . Die Abhängigkeit der Grenzschichtdicke vom Exponent  $\beta = -0,5$  ist der Theorie nach streng nur für den laminaren Strömungszustand gültig, siehe Kapitel 2.7. Für den turbulenten Strömungszustand ist  $\beta \approx -0,2$ , siehe Kapitel 2.7. Folglich ist im Übergangsbereich zwischen laminarem und turbulentem Strömungszustand der Exponent dazwischen definiert  $\beta \in [-0,5, -0,2]$ . Die Abhängigkeit von  $\lambda_{prim,exp}$  von  $v_g$  ist in Abbildung 5.20 für jeden untersuchten

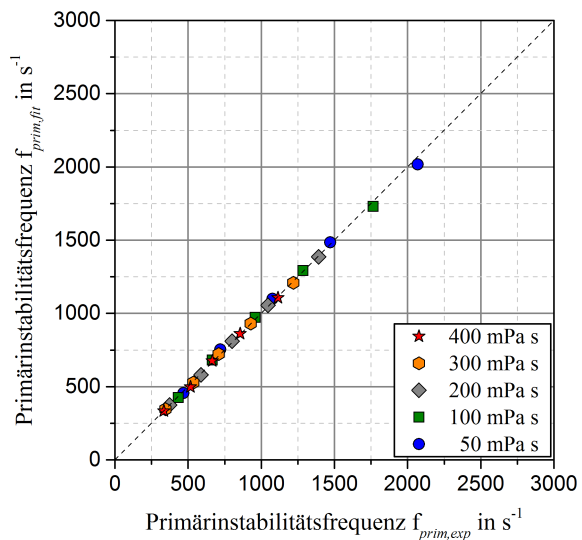
Viskositätswert dargestellt. Für geringe Viskositätswerte ( $\eta_l = 50 \text{ mPa s}$ ) skaliert  $\lambda_{prim,exp}$  entsprechend Gleichung (2.18) und (2.20) mit  $\beta \approx -0,5$ . Mit steigender Viskosität wird der Exponent jedoch größer. Begründen lässt sich dieser Effekt vermutlich durch eine Änderung der Grenzschichtentwicklung: Die Wachstumsrate der Instabilität sinkt mit steigender Viskosität. Dies hat zur Folge, dass die axiale Position an der die KH-Welle an der Oberfläche des ungestörten Flüssigkeitsstrahls entsteht, sich mit steigender Viskosität stromab verschiebt. Der Einfluss der Viskosität auf die Entstehungsposition der KH-Welle ist in Abbildung 5.16 für  $v_g = 48 \text{ m s}^{-1}$  zu erkennen. Die Entstehungsposition kann die Entwicklung der Grenzschichtdicke mit der Gasgeschwindigkeit dadurch beeinflussen, dass der Strömungszustand (laminar  $\rightarrow$  turbulent) nicht nur von der Gasgeschwindigkeit  $v_g$ , sondern auch von der Strömungsdistanz, der überströmten Länge  $L_c = z$ , abhängig ist, siehe Abbildung 2.18 in Kapitel 2.7. Unterstützt wird diese Annahme durch die Tatsache, dass die Entwicklung der Wellenlänge  $\lambda_{prim,exp} \propto v_g^\beta$  für die untersuchte Flüssigkeit mit der geringsten Viskosität ( $\eta_l = 50 \text{ mPa s}$ ) ebenso wie für reines Wasser mit  $\beta \approx -0,5$  skaliert, siehe Marmottant und Villermaux [18] oder Raynal et al. [39]. Um den Einfluss der Viskosität auf die Entwicklung der Grenzschichtdicke bei der modelltechnischen Beschreibung der Primärinstabilitätsfrequenz zu berücksichtigen, wird  $\beta$  im Weiteren als viskositätsabhängig betrachtet. Die Beschreibung der Viskositätsabhängigkeit des Exponenten  $\beta$  erfolgt als Funktion der Oh-Zahl in Form einer Potenzfunktion entsprechend  $\beta \propto \text{Oh}^{-0,316}$ . Unter Berücksichtigung des Vorfaktors  $C_\lambda \propto \text{Oh}^{-0,905}$ , ist die finale Modellgleichung zur Beschreibung von  $\lambda_{prim,fit}$  wie folgt definiert:

$$\lambda_{prim,fit} = C_\lambda \left( \frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/2} L_c \left( \frac{v_g \rho_g L_c}{\eta_g} \right)^{-\beta} \quad (5.16)$$

Der Vergleich zwischen experimentellen und auf Basis von Gleichung (5.16) berechneten Werten für  $\lambda_{prim}$  zeigt eine gute Übereinstimmung, siehe Abbildung 5.22.



**Abbildung 5.22:** Wellenlänge der KH-Instabilität als Funktion der Viskosität  $\eta_l$  und der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$ . Berechnungsmodell entspricht Gleichung (5.16) mit  $\beta = f(\eta_l)$ .  
Betriebsbedingungen: HG-vis |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0° | N Flüssigkeiten



**Abbildung 5.23:** Qualität der modelltechnischen Beschreibung von  $f_{prim}$  nach Berechnungsmodell (5.16) mit  $\beta = f(\text{Oh})$ .  
Betriebsbedingungen: HG-vis |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0° | N Flüssigkeiten

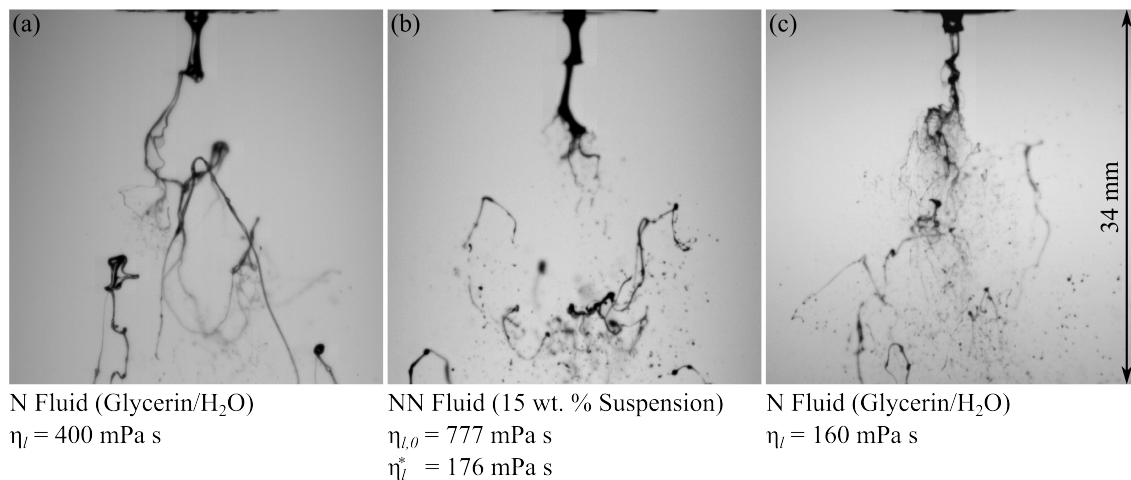
Die Qualität der resultierenden modelltechnischen Beschreibung der Primärinstabilitätsfrequenz  $f_{prim,fit} = u_{c,fit}/\lambda_{prim,fit}$  wird durch das Paritätsdiagramm, dargestellt in Abbildung 5.23, bestätigt.

Dieses Modell bildet nachfolgend die Grundlage für die Abschätzung der effektiven dynamischen Viskosität  $\eta_l^* = f(f_{prim,NN}, v_g, v_l, \rho_g, \rho_l)$  im düsenahen Bereich bei der Zerstäubung NN Fluide mittels einer AMD. Die Erprobung der Methodik erfolgt im nachfolgenden Kapitel an verschiedenen NN Fluiden.

#### 5.2.4 Validierung der Methodik zur Beschreibung nicht-Newtonscher Sprays

Zur Überprüfung der experimentellen Methodik, welche die Abschätzung der effektiven Viskosität  $\eta_l^*$  im düsenahen Bereich bei der gasgestützten Zerstäubung strukturviskoser Fluide ermöglicht, wurde in einem ersten Schritt als Modellfluid die Suspension aus Kaolin, Glycerin und Wasser eingesetzt, siehe Kapitel 5.2.2. Dieses Fluid eignet sich aus folgenden Gründen: Durch die Wahl einer kontinuierlichen Phase mit N Fließverhalten wird der Einfluss viskoelastischen Verhaltens ( $Tr \gg 3$ ) minimiert. Das strukturviskose Fließverhalten wird bei dieser NN Suspension durch die kantige Struktur der Kaolinpartikeln verursacht und nicht durch zufällig gewickelte, langkettige Molekülstrukturen, welche verantwortlich sind für das viskoelastische Verhalten eines NN Fluid, siehe Mezger [14]. Des Weiteren ist durch die Wahl einer kontinuierlichen Phase mit eindeutig definierter Viskosität ( $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$ ) eine Kontrollfunktion gegeben. Die effektive Viskosität muss demnach über diesem Grenzwert liegen ( $\eta_l^* \geq 100 \text{ mPa s}$ ).

Der Einfluss des strukturviskosen Fließverhaltens auf den Zerstäubungsprozess ist in Abbildung 5.24 qualitativ abgebildet.

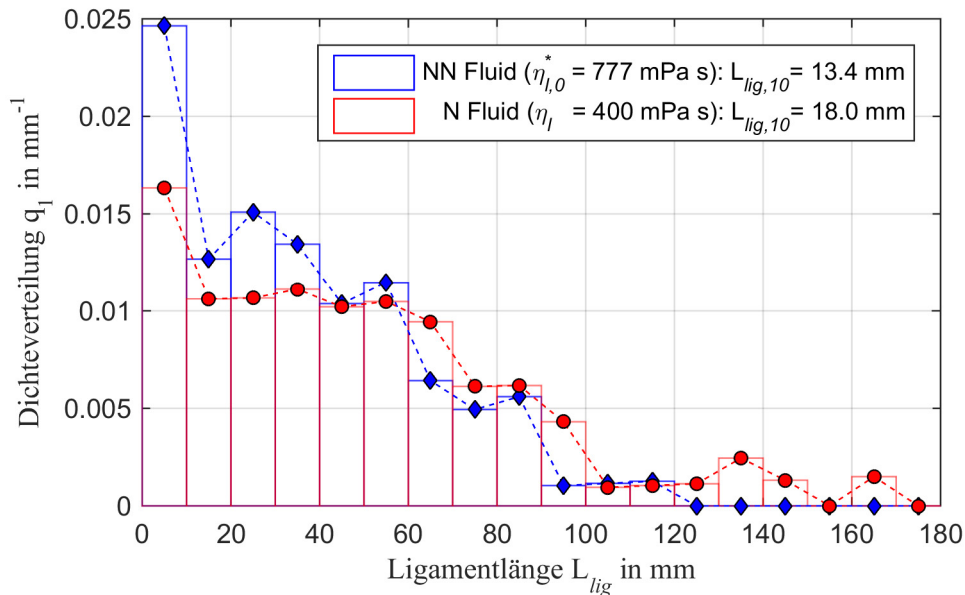


**Abbildung 5.24:** Visualisierung des Strahlzerfalls zweier N Flüssigkeiten (a), (c) sowie einer NN Glycerin/Wasser/Kaolin-Suspension (b).

Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_3“ | GLR = 0,8 |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

Der düsenahen Strahlzerfall der betrachteten NN Suspension mit einer Null-Viskosität  $\eta_{l,0} = 777 \text{ mPa s}$  ist in Abbildung 5.24 (b) dargestellt. Im direkten Vergleich dazu der Strahlzerfall einer hochviskosen N Flüssigkeit mit  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  in Abbildung 5.24 (a). Das gewählte Massenstromverhältnis wurde bei dieser Betrachtung mit  $GLR = 0,8$  konstant gehalten. Trotz signifikant höherer Null-Viskosität  $\eta_{l,0} = 777 \text{ mPa s} > \eta_l = 400 \text{ mPa s}$  ist der Strahlzerfall des NN Fluids im Vergleich zum N Fluid intensiver. Zu erkennen ist dies auf den instantanen Aufnahmen von Abbildung 5.24 (a) und (b), insbesondere durch die Anzahl sichtbarer Tropfen und die Länge existierender Ligamente. Ebenso bestätigt die Analyse einer Zeitreihe von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen ( $N_{HG} = 1000$ ), mittels der in Kapitel 2.6.1 beschriebenen Routine zur automatisierten Bestimmung von Ligamentlängen, die Aussage der instantanen Aufnahmen. Aufgetragen ist hierzu in Abbildung 5.25 die längenbezogene

Häufigkeitsverteilung der Ligamentlängen beider Fluide. Die arithmetisch gemittelte Ligamentlänge  $L_{lig,10}$  ist im Fall der N Glycerin/Wasser-Mischung mit  $L_{lig,10} = 18,0$  mm um circa 34 % größer als die gemittelte Ligamentlänge  $L_{lig,10} = 13,4$  mm der NN Suspension.



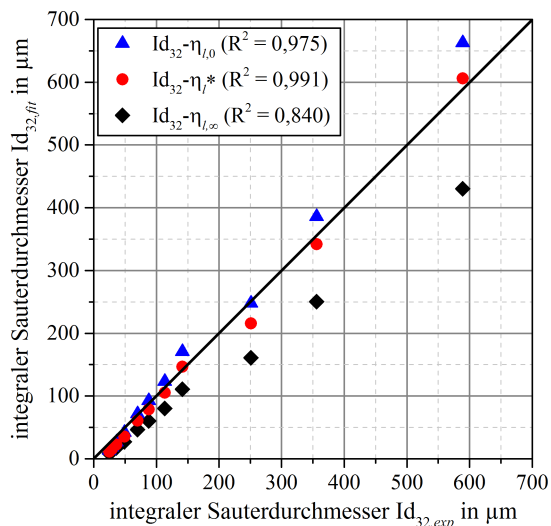
**Abbildung 5.25:** Einfluss der Rheologie auf den Strahlzerfallsfortschritt, ausgedrückt durch die längenbezogene Häufigkeitsverteilung von Ligamentstrukturen.

Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_3“ | GLR = 0,8 |  $\dot{M}_l = 10$  kg h<sup>-1</sup> | AMD-0° | N-Fluid: Glycerin/Wasser-Mischung mit  $\eta_l = \eta_{l,0} = 400$  mPa s | NN-Fluid: Kaolin-Suspension mit  $\eta_{l,0} = 777$  mPa s

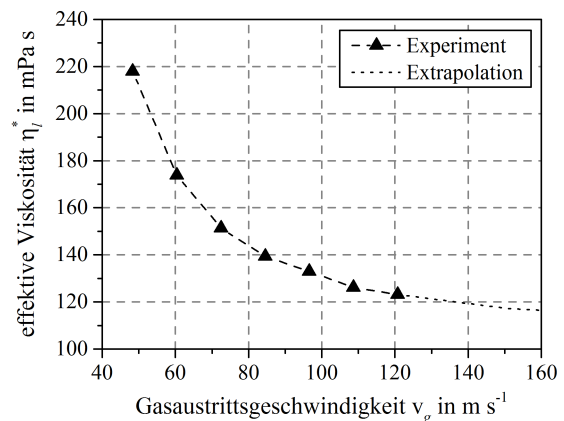
Aufgrund dieser größeren Anzahl an sichtbaren Tropfen und der geringeren Ligamentlänge im Spray ist offensichtlich, dass der Primärzerfall im Fall der NN Suspension fortgeschritten ist. Verantwortlich hierfür sind Scherkräfte, welche durch die Interaktion von Gas und zu zerstäubendem Medium, insbesondere im düsenahen Bereich, auftreten. Daraus resultiert eine im Vergleich zur Null-Viskosität  $\eta_{l,0}$  geringere effektive Viskosität  $\eta_l^*$ . Durch Anwendung der in Kapitel 5.2.3 beschriebenen experimentellen Methodik wurde gezeigt, dass  $\eta_l^*$  geringer ist als  $\eta_{l,0}$ . Mit der experimentell gemessenen Primärinstabilitätsfrequenz der NN Suspension von  $f_{prim,NN} = 785$  s<sup>-1</sup> (GLR = 0,8) wurde eine effektive Viskosität von  $\eta_l^* = 176$  mPa s ( $\dot{\gamma} \approx 200$  s<sup>-1</sup>) ermittelt. Dieser Wert ist signifikant geringer als die gemessene Null-Viskosität der NN Suspension  $\eta_{l,0} = 777$  mPa s. Der Einfluss des strukturviskosen Fließverhaltens auf den Zerstäubungsvorgang, aufgrund der Interaktion zwischen Gas und zu zerstäubendem Medium, kann somit bestätigt werden. Der qualitative Vergleich von Abbildung 5.24 (b) mit einer N Flüssigkeit vergleichbarer Viskosität von  $\eta_l = 160$  mPa s, siehe Abbildung 5.24 (c), bestätigt auch qualitativ, hinsichtlich der Strahlzerfallslänge, Anzahl sichtbarer Tropfen und Ligamente, einen vergleichbaren Strahlzerfall. Die Bestimmung der effektiven Viskosität als Funktion der mittleren Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  zeigt, dass  $\eta_l^*$  mit steigender  $v_g$  abnimmt. Ausgehend von einer effektiven Viskosität von  $\eta_l^* = 190$  mPa s bei  $v_g = 48$  m s<sup>-1</sup> verläuft  $\eta_l^*$  asymptotisch gegen einen konstanten Wert im Viskositätsbereich zwischen  $140$  mPa s <  $\eta_l^* < 160$  mPa s. Betont sei an dieser Stelle, dass der Grenzwert im Bereich hoher Gasaustrittsgeschwindigkeiten zum einen im erwarteten Viskositätsbereich liegt  $\eta_{l,\infty} = 148$  mPa s, siehe Tabelle 5.4, und zum anderen über dem Grenzwiskositätswert der kontinuierlichen Phase mit N Fließverhalten ( $\eta_l = 100$  mPa s) liegt. Dies ist ein weiterer Hinweis für die Funktionalität der vorgestellten experimentellen Methodik zur Bestimmung der effektiven Viskosität  $\eta_l^*$  bei der gasgestützten Zerstäubung NN Fluide.

In einem weiteren Schritt wurde die Eignung der neuen Methodik zur modelltechnischen Beschreibung

der Spraycharakteristik NN Fluide überprüft. Hierzu wurden zwei weitere NN Flüssigkeiten am Versuchsstand ATMO unter Variation der Gasaustrittsgeschwindigkeit zerstäubt und hinsichtlich Sprayqualität  $Id_{32}$  (LBS) und Primärinstabilitätsfrequenzen  $f_{prim,NN}$  (HG-vis) vermessen. Die LBS-Messungen wurden dreifach durchgeführt. Die Darstellung der Messdaten erfolgt als Mittelwert. Ziel war es, die gemessenen integralen Sauterdurchmesser auf Basis der erweiterten Ohnesorge-Zahl  $Oh^*$ , siehe Gleichung (5.8), mit einer Modellgleichung zu beschreiben. Grundlage für die modelltechnische Beschreibung ist das, auf der Basis von Mulhem et al. [43, 105], angepasste Modell zur Beschreibung der Sprayqualität hochviskoser Fluide, siehe Gleichung (5.5). Für einen direkten Vergleich der hier vorgestellten Methodik mit der in der Literatur beschriebenen Vorgehensweise zur Berücksichtigung der Rheologie in der modelltechnischen Beschreibung von NN Sprays, erfolgt die Definition der erweiterten Ohnesorge-Zahl sowohl auf Basis der experimentell bestimmten effektiven Viskositätswerte, als auch durch die Null- und die Unendlich-Viskosität  $Oh^* = f(\eta_{l,0}|\eta_l^*|\eta_{l,\infty})$ . Zweckmäßig für diesen Vergleich ist die Darstellung in einem Paritätsdiagramm. Für die untersuchte NN CMC/Wasser-Lösung ist der berechnete Sauterdurchmesser  $Id_{32,fit}$  (Ordinate) gegen den experimentell gemessenen Sauterdurchmesser  $Id_{32,exp}$  (Abszisse) in Abbildung 5.26 aufgetragen. Die Rohdaten dieser Messung sind inklusive deren Varianz in Abbildung A.9 des Anhangs A.5.2 abgebildet.



**Abbildung 5.26:** Qualität der modellbasierten Beschreibung der Sprayqualität  $Id_{32}$  einer NN CMC-Lösung für verschiedene Definitionen der  $Oh^*$ -Zahl. Betriebsbedingungen: LBS (integral) |  $z = 200$  mm |  $\dot{M}_l = 10$  kg  $h^{-1}$  | AMD-0°

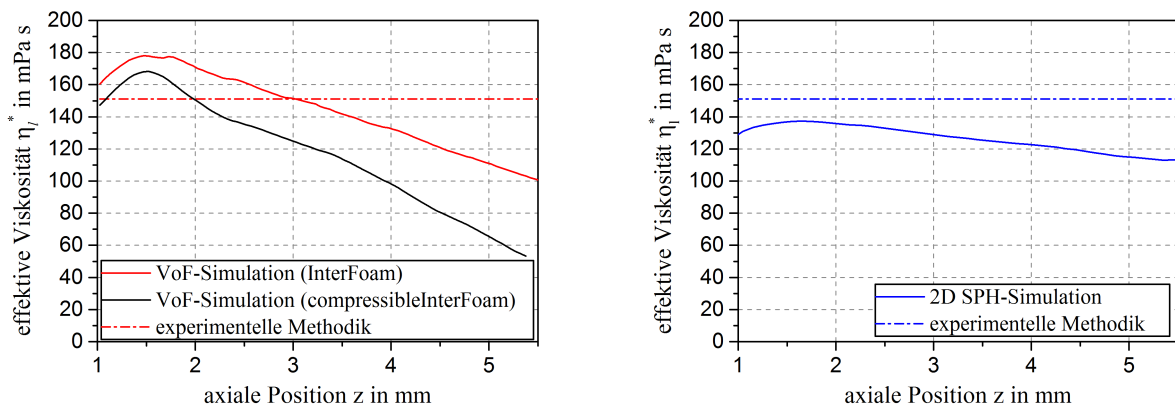


**Abbildung 5.27:** Einfluss der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  auf die effektive Viskosität  $\eta_l^*$  bei der Zerstäubung einer CMC-Lösung mittels einer AMD. Betriebsbedingungen:  $\dot{M}_l = 10$  kg  $h^{-1}$  | AMD-0°

Die Qualität der unterschiedlichen Methoden wird innerhalb des Diagramms durch das Bestimmtheitsmaß  $R^2$  verdeutlicht. Demzufolge ist die Definition der erweiterten Ohnesorge-Zahl  $Oh^*$  auf Basis der experimentell bestimmten effektiven Viskosität  $\eta_l^*$  die geeignetste Methode zur modelltechnischen Beschreibung des integralen Sauterdurchmessers der NN CMC/Wasser-Lösung. Bei der Wahl von  $\eta_{l,\infty}$  werden die gemessenen integralen Sauterdurchmesser deutlich unterschätzt. Ursache hierfür ist die Tatsache, dass  $\eta_{l,\infty}$  selbst bei großen Gasaustrittsgeschwindigkeiten deutlich geringer ist als  $\eta_l^*$ , siehe Abbildung 5.27. Die Abweichung zwischen  $Id_{32,fit}$  und  $Id_{32,exp}$  ist bei Verwendung der Null-Viskosität geringer, aber dennoch vorhanden. In Abbildung 5.27 ist  $\eta_l^*$  als Funktion der Gasaustrittsgeschwindigkeit aufgetragen. Ausgehend von einer effektiven Viskosität von  $\eta_l^* = 220$  mPa s bei  $v_g = 48$   $ms^{-1}$  sinkt  $\eta_l^*$  mit steigender Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  und konvergiert gegen einen Viskositätswert zwischen  $100$  mPa s  $< \eta_l^* < 120$  mPa s. Die zugehörigen Scherraten  $\dot{\gamma}$  lassen sich durch implizites Lösen von Gleichung (5.11) bestimmen. Diese liegen im betrachteten Betriebsbereich zwischen  $\dot{\gamma} = 170$   $s^{-1}$  und

$\dot{\gamma} = 970 \text{ s}^{-1}$ . Erwähnt sei an dieser Stelle, dass für Gasaustrittsgeschwindigkeiten  $v_g > 120 \text{ m s}^{-1}$  keine eindeutige Analyse der Frequenzspektren möglich war. Infolgedessen wurde der Verlauf von  $f_{prim,NN}$  bzw.  $\eta_l^*$  auf Basis der bestehenden Messwerte extrapoliert.

Parallel zu den durchgeführten experimentellen Untersuchungen wurde der Strahlzerfall der CMC/Wasser-Lösung bei einem Massenstromverhältnis von  $GLR = 0,6$  ( $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$ ) mit zwei numerischen Methoden untersucht. Simuliert wurde die hier betrachtete Zweiphasenströmung, sowohl mit der Volume-of-Fluid (VoF) Methode am Lehrstuhl für Verbrennungstechnik des Engler-Bunte-Instituts (EBI-vbt), als auch mit der Smoothed-Particle-Hydrodynamics (SPH) Methode am Institut für Thermische Strömungsmaschinen (ITS). Beide Institute befinden sich am Karlsruher Institut für Technologie. Ziel des Einsatzes numerischer Methoden ist es, einen Zugang zu experimentell nicht zugänglichen Details des Strömungsfeldes zu erhalten. So ermöglichen beide numerischen Methoden den direkten Zugang zur lokalen Viskosität im Flüssigkeitsstrahl. In Abbildung 5.28 ist die numerisch berechnete effektive Viskosität beider Simulationsmethoden, VoF (a) und SPH (b), als Funktion des axialen Abstands  $z$  zum Düsenaustritt aufgetragen (kontinuierliche Linie). Die Simulationsergebnisse entsprechen einer räumlichen und zeitlichen Mittelung aller diskretisierten Elemente mit Düsenabstand  $z$ . Der betrachtete axiale Abschnitt entspricht circa der Distanz zwischen der Entstehungsposition der Welle und einer Wellenlänge. Beide Kurvenverläufe liegen im Bereich der experimentell bestimmten effektiven Viskosität von  $\eta_l^* = 151 \text{ mPa s}$ . Betont sei allerdings, dass der experimentelle Wert entgegen den lokalen Simulationsergebnissen als integral bestimmter Messwert zu verstehen ist. Beide numerischen Methoden wurden in vorangegangenen Untersuchungen mit experimentellen Daten erfolgreich validiert, siehe Müller et al. [120] (VoF) und Chaussonet et al. [131] (SPH). Aufgrund dieser Tatsache ist der hier durchgeführte Vergleich zwischen Numerik und Experiment ebenfalls als Bestätigung der Funktionalität der Methodik zu verstehen.



(a) Simulationsmethode: VoF (OpenFoam)  
Datenquelle: Engler-Bunte-Institut (EBI-vbt) des KIT,  
Nutzungsurlaubnis durch T. Müller, 2017

(b) Simulationsmethode: SPH  
Datenquelle: Publikation von Chaussonet et al.  
[132, 133]

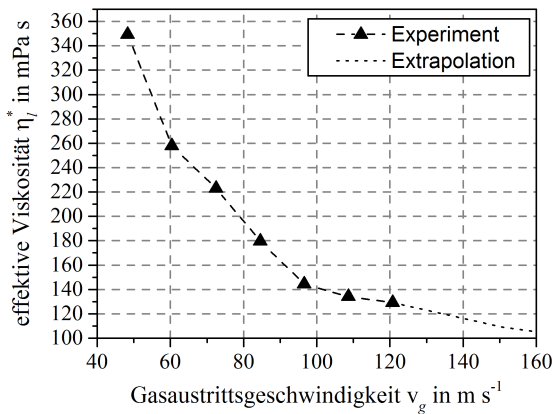
**Abbildung 5.28:** Vergleich eines experimentell bestimmten effektiven Viskositätswerts  $\eta_l^*$  mit Simulationsergebnissen zweier verschiedener numerischer Methoden.

Betriebsbedingungen:  $GLR = 0,6$  |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  |  $AMD=0^\circ$  | CMC-Lösung

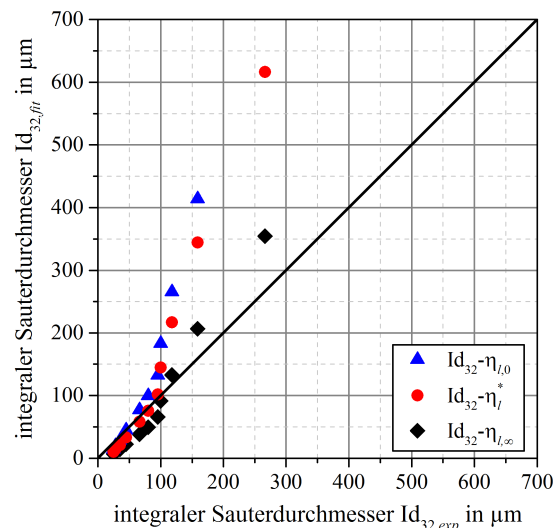
Das strukturviskose Fließverhalten verschiedener Fluide kann sich auf verschiedene Arten äußern. Um die Eignung der beschriebenen Methode, zur Einbindung der Rheologie in die modelltechnische Beschreibung von Sprays NN Fluide, auf ein möglichst breites Spektrum unterschiedlicher Fließkurven zu prüfen, wurde gezielt ein weiteres NN Fluid mit einer deutlich abweichenden Fließkurve untersucht. So unterscheidet sich die nachfolgend betrachtete Xanthan/Wasser-Lösung von den zuvor untersuchten Fluiden durch eine unverkennbar steilere Abnahme der Viskosität mit steigender Scherrate, siehe Abbildung 5.15. Die Xanthan/Wasser-Lösung wurde ebenfalls am Versuchsstand ATMO unter Variation

des GLR ( $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$ ) zerstäubt und hinsichtlich integrelem Sauterdurchmesser und Primärinstabilitätsfrequenz vermessen. Die Abhängigkeit der effektiven Viskosität  $\eta_l^*$  von der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  ist für die Xanthan/Wasser-Lösung in Abbildung 5.29 dargestellt. Analog zur CMC/Wasser-Lösung musste, aufgrund unzureichender Auflösung der Frequenzspektren, ab einer Gasaustrittsgeschwindigkeit von  $v_g = 120 \text{ m s}^{-1}$  extrapoliert werden. Die Abhängigkeit der effektiven Viskosität von der mittleren Gasaustrittsgeschwindigkeit ist ebenfalls zu erkennen. Dieser Einfluss ist im Bereich geringer Geschwindigkeiten besonders ausgeprägt. Außerdem unterscheiden sich die experimentell bestimmten effektiven Viskositätswerte, analog zur CMC/Wasser-Lösung, deutlich von den Grenzwerten  $\eta_{l,0}$  und  $\eta_{l,\infty}$ . Die relevanten Scherraten bewegen sich im Bereich  $4 \text{ s}^{-1} < \dot{\gamma} < 26 \text{ s}^{-1}$ . Eine mögliche Begründung hierfür ist der, im Vergleich zur CMC-Wasser-Lösung, deutlich steilere Abfall der Viskosität mit steigender Scherrate, siehe Abbildung 5.15.

Die gemessenen integralen Sauterdurchmesser der zerstäubten Xanthan-Lösung wurden auf Basis der experimentell bestimmten Viskositätswerte  $\eta_l^*$  modelltechnisch beschrieben. Der Vergleich zwischen experimentell gemessenen und modellierten Werten erfolgt in einem Paritätsdiagramm, siehe Abbildung 5.30. Die Rohdaten dieser Messung sind in Abbildung A.10 des Anhangs A.5.2 verzeichnet.



**Abbildung 5.29:** Einfluss der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  auf die effektive Viskosität  $\eta_l^*$  bei der Zerstäubung einer Xanthan-Lösung mit einer AMD.  
Betriebsbedingungen:  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

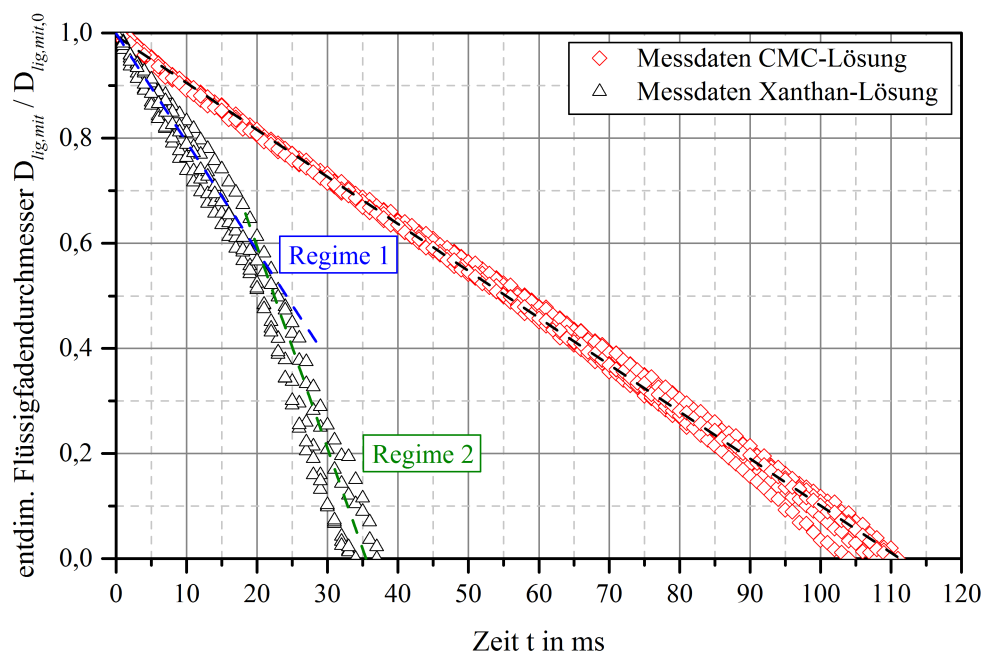


**Abbildung 5.30:** Qualität der modellbasierten Beschreibung der Sprayqualität einer NN Xanthan-Lösung für verschiedene Definitionen der  $Oh^*$ -Zahl. Betriebsbedingungen: LBS (integral) |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0° |  $z = 200 \text{ mm}$

Im Fall der Xanthan-Lösung ist keine zufriedenstellende Beschreibung der Sprayqualität möglich. Insbesondere im Geschwindigkeitsbereich  $v_g = 48 \text{ m s}^{-1}$  bis  $v_g = 96 \text{ m s}^{-1}$  (GLR = 0,4 bis GLR = 0,8) kommt es zu einer deutlichen Überschätzung der berechneten integralen Sauterdurchmesser  $Id_{32,fit}$ . Die Tatsache, dass die Anwendung der Grenzwerte  $\eta_{l,0}$  und  $\eta_{l,\infty}$  bei der modelltechnischen Beschreibung ebenfalls zu einer signifikanten Abweichung vom Erwartungswert  $Id_{32}$  führen, deutet nicht auf eine fehlerhafte Bestimmung von  $\eta_l^*$  hin. Begründet wird die Abweichung zwischen Modell und Experiment durch den Einfluss der Dehnviskosität. Diese Stoffeigenschaft beeinflusst die Zerfallszeit eines Fluidelements durch eine Dehnbelastung (z. B. Zerfall eines Ligaments durch eine RP-Instabilität, siehe Kapitel 2.4.3). Um den Einfluss der Dehnviskosität zu quantifizieren, wurden im Rahmen dieser Arbeit Messungen an einem Dehnrheometer (CaBER) durchgeführt. Diese Messungen erfolgten in Kooperation mit dem Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Mechanik (MVM) am KIT. Das Messsystem erfasst optisch die Verjüngung eines zylindrischen Flüssigkeitsfadens, aufgrund einer initiierten uniaxialen Dehnung, als Funktion der Zeit, siehe Anhang A.1.2.



In Abbildung 5.31 ist die Dynamik der Flüssigkeitsfadenverjüngung für die CMC/Wasser- und die Xanthan/Wasser-Lösung normiert auf den Anfangsdurchmesser  $D_{\text{lig},\text{mit},0}$  aufgetragen. Für jedes Fluid wurden fünf separate Messungen durchgeführt. Beide Fluide unterscheiden sich bezüglich der maximalen Fadenlebensdauer und der zeitlichen Entwicklung des Fadendurchmessers. Letzteres kann im Fall der Xanthan/Wasser-Lösung näherungsweise in zwei Regime unterteilt werden. Beide Regime unterscheiden sich hinsichtlich der Steigung  $d(D_{\text{lig},\text{mit}}(t)/D_{\text{lig},\text{mit},0})/dt$ . Mit abnehmendem Fadendurchmesser kommt es zu einem Anstieg des Kapillardrucks  $2\sigma/D_{\text{lig}}$  und somit zu einer Erhöhung der Dehnrates  $\dot{\epsilon}$ , siehe Gleichung (A.4). Beim Übergang von Regime 1 in Regime 2 bei circa  $t = 20 \text{ ms}$  ist der Kapillardruck und dementsprechend die Dehnrates so hoch, dass es durch eine dehnverdünnende Wirkung zu einer Abnahme der dehnratenabhängigen Dehnviskosität kommt. Diese dehnverdünnende Eigenschaft der Xanthan/Wasser-Lösung wird bei der modelltechnischen Beschreibung des integralen Sauterdurchmessers durch Gleichung (5.5) nicht berücksichtigt und kann die Überhöhung der berechneten integralen Sauterdurchmesser  $Id_{32,\text{fit}}$  erklären. Bei  $N$  Fluiden ist die Dehnviskosität und somit auch die zeitliche Entwicklung des Fadendurchmessers unabhängig von der Dehnrates, siehe McKinley und Tripathi [134]. Mit anderen Worten ist die Steigung  $d(D_{\text{lig},\text{mit}}(t)/D_{\text{lig},\text{mit},0})/dt$  konstant. Die hier betrachtete CMC/ $\text{H}_2\text{O}$ -Lösung zeigt bei den gegebenen Messbedingungen näherungsweise ein solches Newtonsches Fadenverjüngungsverhalten, Abbildung 5.31. Dies erklärt die gute Übereinstimmung zwischen  $Id_{32,\text{fit}}$  und  $Id_{32,\text{exp}}$  bei der Beschreibung der CMC/ $\text{H}_2\text{O}$ -Lösung, siehe Abbildung 5.26.



**Abbildung 5.31:** Entwicklung des Flüssigkeitsfadendurchmessers  $D_{\text{lig},\text{mit}}$  als Funktion der Zeit für eine Xanthan/Wasser- und eine CMC/Wasser-Lösung

Zur korrekten Beschreibung eines breiten Spektrums an NN Fluiden muss neben der Scherrheologie auch die Dehnrheologie in die modelltechnische Beschreibung integriert werden. Hierzu muss auch ein möglicher Einfluss der Dehnviskosität auf die Primärinstabilität  $f_{\text{prim}}$  berücksichtigt werden. Aus theoretischer Sicht kann die Einbindung der Dehnviskosität in die modelltechnische Beschreibung des Zerstäubungsvorgangs beispielsweise über das Trouton-Verhältnis ( $\text{Tr} = \eta_e(\dot{\epsilon})/\eta_l(\dot{\gamma})$ ) erfolgen. Im Gegensatz zur Charakterisierung der Viskosität als Funktion der Scherrates  $\eta_l(\dot{\gamma})$  ist die messtechnische Erfassung der Dehnviskosität als Funktion der Dehnrates  $\eta_e(\dot{\epsilon})$  selbst mit derzeit verfügbaren Messtechniken nicht trivial. Mit aktuell verfügbaren Messtechniken ist die Erfassung der realen

Dehnviskosität quasi nicht möglich. In der Literatur wird daher häufig von einer scheinbaren Dehnviskosität  $\eta_{e,app}$  berichtet. Diese Messgröße ist eher als Vergleichswert und nicht als absolute Messgröße zu verstehen. Auch bei der hier eingesetzten CaBER-Messtechnik entspricht der erhaltene Messwert nicht der realen Dehnviskosität, siehe Anhang A.1.2. Des Weiteren ist die Messung der Dehnviskosität bei definierter Dehnrates und/oder Scherrates kritisch. Beispielsweise lässt sich die Dehnrates bei der hier eingesetzten CaBER-Methode nicht kontrollieren. Diese ist abhängig vom eingesetzten Fluid und vom instantanen Fluiddurchmesser.

Ein möglicher Ansatz für zukünftig geplante Forschungsvorhaben ist der Einsatz von NN Modellfluiden mit nahezu gleichem scherviskosem Verhalten, jedoch unterschiedlichen dehnviskosen Eigenschaften. Ein ähnlicher Ansatz wurde von Christanti und Walker [135] verfolgt. Die Autoren entkoppelten den Einfluss von Scherung und Dehnung auf den Strahlzerfall viskoelastischer Fluide im Rayleigh-Regime, durch die Wahl von Modellfluiden mit konstanter Scherviskosität und variabler Dehnviskosität.

### 5.2.5 Fazit

In den vorausgehenden Kapiteln wurde eine neuartige experimentelle Methodik vorgestellt und erprobt, welche die Abschätzung der effektiven Viskosität  $\eta_l^*$  im düsenahen Bereich bei der Zerstäubung strukturviskoser Fluide ermöglicht. Die Kenntnis von  $\eta_l^*$  ist insbesondere zur Vorhersage prozessrelevanter Spraycharakteristiken, wie beispielsweise der Tropfengröße mittels  $(I)d_{32}$ , erforderlich. Die Methodik basiert auf der Viskositätsabhängigkeit der Frequenz einer KH-Instabilität.

Der Einfluss eines strukturviskosen Fließverhaltens auf den Zerstäubungsprozess wurde mittels Hochgeschwindigkeitsaufnahmen visualisiert und durch die vorgestellte experimentelle Methodik quantitativ bestätigt. Für alle untersuchten NN Fluide konnte eine Abnahme der effektiven Viskosität mit steigender Gasaustrittsgeschwindigkeit beobachtet werden ( $v_g \uparrow \rightarrow \eta_l^* \downarrow$ ). Ursache hierfür ist die steigende Scherung des zu zerstäubenden Mediums im düsenahen Bereich durch eine intensiviertere Interaktion zwischen Gas- und Flüssigphase ( $v_g \uparrow \rightarrow \dot{\gamma} \uparrow$ ). Der Einfluss von  $v_g$  auf  $\eta_l^*$  ist im Geschwindigkeitsbereich  $45 \text{ m s}^{-1} < v_g < 100 \text{ m s}^{-1}$  besonders ausgeprägt.

Gegenüber den in der Literatur berichteten relevanten Viskositätswerte,  $\eta_{l,0}$  und  $\eta_{l,\infty}$ , liegen die experimentell bestimmten effektiven Viskositätswerte  $\eta_l^*$  im scherratenabhängigen Bereich der Fließkurve. Die experimentellen Erkenntnisse konnten durch zwei unabhängige numerische Simulationen des Strahlzerfalls einer der betrachteten NN Flüssigkeiten (CMC/Wasser-Lösung) bestätigt werden.

Auf Basis der Viskositätswerte  $\eta_l^*$  konnte die modelltechnische Beschreibung der Sprayqualität als Funktion einer erweiterten Ohnesorge-Zahl  $Oh^*$  im Fall der zerstäubten CMC/Wasser-Lösung erfolgreich verbessert werden. Hervorzuheben ist außerdem die Erkenntnis, dass bei NN Fluiden mit ausgeprägtem dehnverfestigendem oder dehnverdünnendem Verhalten neben der Scherviskosität auch der Einfluss der Dehnviskosität betrachtet werden muss. Eine genaue Beschreibung des resultierenden Tropfengrößenspektrums mittels des Sauterdurchmessers ist ansonsten nicht möglich. Der Einfluss der Dehnviskosität wurde in der vorliegenden Arbeit zwar betrachtet, jedoch nicht in die modelltechnische Beschreibung des Sprays integriert. Dies ist Gegenstand zukünftiger Forschungsvorhaben am Institut. Inwiefern sich die hier vorgestellte Methodik auf unterschiedliche Geometrien und Düsenkonzepte übertragen lässt, gilt es ebenfalls in weiteren Untersuchungen zu klären.

## 6 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion – $p_{sys} \geq 1$ bar

Die Umsetzung flüssiger oder suspensionsförmiger Brennstoffe in thermo-chemischen Prozessen wie der Flugstromvergasung erfolgt häufig in druckbeaufschlagten Reaktionsräumen. Die Erhöhung des Systemdrucks steigert den Brennstoffumsatz bei konstantem Systemvolumen. Des Weiteren benötigen Folgeprozesse, wie beispielsweise die einem Flugstromvergaser nachgeschaltete Kraftstoff-Synthese oder Gasturbine, für den effizienten Betrieb einen erhöhten Systemdruck. Hierdurch motiviert erfolgt eine Untersuchung zum Einfluss des Systemdrucks auf den Primärzerfall, die Dispersion und die resultierenden Tropfengrößen bei der Zerstäubung Newtonscher Flüssigkeiten unterschiedlicher Viskosität bis zu einem Systemdruck von  $p_{sys} = 21$  bar (abs).

### 6.1 Stand der Wissenschaft – Literaturübersicht

Die aus der Literatur bekannten Untersuchungen zum Einfluss des Systemdrucks auf den Zerstäubungsvorgang einer außenmischenden Zerstäuberdüse sind rar. Daher werden in der nachfolgenden Übersicht zur bestehenden Literatur auch gasgestützte Zerstäuber mit ähnlicher Strömungsführung (z. B. Filmleger-Düsen) behandelt. Eine Zusammenfassung aller Literaturstellen ist in Tabelle 6.1 mit relevanten Informationen verzeichnet. Bei Angabe des untersuchten Viskositätsbereichs in Tabelle 6.1 wurden nur Fluide berücksichtigt, bei welchen eine Variation des Systemdrucks durchgeführt wurde. Soweit bekannt, ist bei NN Fluiden die zum Messwert der Viskosität  $\eta_l$  zugehörige Scherrate  $\dot{\gamma}$  angegeben.

Hauptsächlich motiviert sind die gesichteten wissenschaftlichen Arbeiten durch den Einsatz von flüssigen oder suspensionsförmigen Kraftstoffen in Gasturbinenbrennkammern. Als älteste Untersuchung sei die Arbeit von **Rizkalla und Lefebvre** [109] genannt. Die Autoren untersuchten den Einfluss des Systemdrucks auf die Sprayqualität einer Filmleger-Düse. Gemessen wurde die Sprayqualität mit einem Laserbeugungsspektrometer (LBS). Relevant für die Interpretation der Messdaten ist der integrale Sauterdurchmesser. Die genaue Messposition wird nicht definiert. Zur Klärung des Einflusses des Systemdrucks auf die Sprayqualität  $Id_{32}$ , zerstäubten Rizkalla und Lefebvre Wasser und Kerosin innerhalb eines druckbeaufschlagten Rohres bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit und konstantem Flüssigmassenstrom. Variiert wurde der Systemdruck im Bereich von  $p_{sys} = 1,013$  bar (abs) bis  $p_{sys} = 8,5$  bar (abs). Auf Basis der Messdaten bestimmen die Autoren eine reziproke Proportionalität  $Id_{32} \propto p_{sys}^{-1}$ , welche unabhängig vom eingestellten Flüssigmassenstrom gültig ist. **Jasuja** [107] untersuchte den Einfluss des Systemdrucks auf das resultierende Tropfengrößenspektrum einer außenmischenden Zweistoffdüse. Die Besonderheit der eingesetzten Zerstäuberdüse ist die um  $90^\circ$  zur Gasströmung positionierte Austrittsbohrung der Flüssigkeit sowie die zusätzliche Drallbeaufschlagung der Gasphase. Zur Charakterisierung der Sprayqualität wurde vom Autor ein LBS-System eingesetzt. Als repräsentativer Wert für die Sprayqualität wurde der  $Id_{32}$  gewählt. Die genaue Messposition ist unbekannt. Motiviert durch den Einsatz alternativer Brennstoffe in Gasturbinenbrennkammern, wurden von Jasuja neben konventionellen Brennstoffen wie Kerosin auch komplexere Brennstoffe mit erhöhter Viskosität ( $\eta_{l,max} \approx 43,5$  mPa s bei  $25^\circ\text{C}$ ) untersucht. Bei Variation des Systemdrucks wurden die Gasaustrittsgeschwindigkeit und das Massenstromverhältnis konstant gehalten. Letzteres wurde durch Anpassung des Flüssigmassenstroms realisiert ( $p_{sys} \uparrow$  mit  $\dot{M}_l \uparrow$ ). Es wird berichtet, dass die Tropfengröße mit steigendem Systemdruck abnimmt. Der positive Einfluss des Systemdrucks auf die Sprayqualität sinkt mit steigender Flüssigkeitsviskosität. **Elkoth** [136] untersuchte ebenfalls den Einfluss des

Systemdrucks auf die Sprayqualität einer AMD. Eine genaue Aussage zum Druckeinfluss kann auf Basis der experimentellen Daten jedoch nicht getroffen werden. Elkotb variierte den Systemdruck, macht jedoch keine Aussage über das eingestellte Verhältnis zwischen dem Vordruck des Zerstäubungsmediums und dem Systemdruck der zylindrischen Druckkammer. Der Autor identifiziert eine Abnahme des Tropfendurchmessers und des Spraywinkels mit steigendem Systemdruck. Bei konstantem Systemdruck führt eine Erhöhung des Flüssigkeitsvordrucks, wodurch eine Zunahme des Flüssigkeitsmassenstroms resultiert, zu einer Verschlechterung der Sprayqualität. Begründet wird dies mit der Abnahme der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase. Die Messung der Tropfengrößenverteilung im Spray erfolgt durch den kombinierten Einsatz einer mit Ruß beschichteten Glasplatte und einem Kamerasystem zur optischen Auswertung der Tropfengröße. **Rizk und Lefebvre** [103] untersuchten neben dem Einfluss von physikalischen Flüssigkeitseigenschaften, siehe Kapitel 5.1.1, auch den Einfluss des Systemdrucks auf das Tropfengrößenspektrum einer AMD. Zerstäubt wurden technische Brennstoffe für Gasturbinen. Die Zerstäubungsuntersuchungen erfolgten in einem zylindrischen Druckreaktor ( $D = 750$  mm,  $H = 1200$  mm) mit zwei optischen Zugängen. Diese ermöglichten den Autoren den Einsatz eines LBS-Systems. Die Charakterisierung der Sprayqualität erfolgte sowohl mittels volumetrischer Tropfengrößenverteilungen als auch durch den integralen Sauterdurchmesser  $Id_{32}$ . Die genaue Messposition wird nicht definiert. Die Variation des Systemdrucks erfolgte bei konstantem Massenstromverhältnis und konstanter Relativgeschwindigkeit. Zur Zerstäubung der niederviskosen Flüssigkeiten ( $\eta_l = 1,3$  mPa s bis  $\eta_l = 18,3$  mPa s) kommen zwei geometrisch ähnliche Zerstäuber mit vergleichsweise geringem Flüssigkeitsstrahldurchmesser zum Einsatz ( $D_l = 0,55$  mm und  $D_l = 0,75$  mm). Die Geometrie der Gasaustrittsfläche wird in der genannten Literatur nicht spezifiziert. Die Autoren berichten im betrachteten Druckbereich von  $p_{sys} = 1$  bar (abs) bis  $p_{sys} = 7,66$  bar (abs) über eine Abnahme des Sauterdurchmessers mit steigendem Systemdruck. Diese Abhängigkeit wird als Funktion der Gasdichte mit  $Id_{32} \propto \rho_g^{-0,4}$  beschrieben. Diese Beobachtung ist unter Berücksichtigung der mit der Versuchsführung (GLR und  $v_{rel}$  konstant) verbundenen Abnahme des Impulsstromverhältnisses  $J$  zunächst fraglich. Unter Berücksichtigung der für eine AMD vergleichsweise hohen Flüssigkeitsaustrittsgeschwindigkeiten ( $D_l = 0,55$  mm:  $v_{l,max} \approx 17,4$  m s<sup>-1</sup> bei  $p_{sys} = 7,66$  bar (abs)), sind diese Beobachtungen jedoch plausibel. Vermutlich wird die resultierende Tropfengrößenverteilung mit steigendem Systemdruck verstärkt durch die Turbulenz der Flüssigphase beeinflusst ( $D_l = 0,55$  mm:  $Re_{l,max} \approx 10^4$  bei  $p_{sys} = 7,66$  bar (abs)). Die relevanten Strahlzerfallsmechanismen ähneln somit eher denen einer Einstoff-Druckdüse. Eine weitere Erkenntnis der Untersuchung ist, dass die Monodispersität der Sprays mit steigendem Systemdruck zunimmt. Nach Rizk und Lefebvre hat dies einen positiven Einfluss auf den Verbrennungsprozess in einer Gasturbinenbrennkammer. Infolge des signifikanten Anstiegs des Ölpreises zu Beginn der 1980er Jahre wurde der Einsatz nicht konventioneller Brennstoffe in Gasturbinenbrennkammern erforscht. Die Autoren **Smith et al.** [137] betrachteten die Zerstäubung von Kohle/Wasser-Suspensionen mit einer AMD unter für Gasturbinen typischen Betriebsbedingungen. Ein Ziel der Studie war die Klärung des Systemdrucks auf die resultierende Sprayqualität. Die Tropfengrößenverteilung im Spray wurde mit einem LBS-System vermessen. Die Beschreibung der Sprayqualität erfolgt in der Arbeit durch den integralen Sauterdurchmesser  $Id_{32}$  an unbekannter Position. Der Einfluss des Systemdrucks wurde bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit und gleichzeitig konstantem Massenstromverhältnis untersucht. Die Anpassung des GLR erfolgte durch Variation des Flüssigkeitsmassenstroms ( $p_{sys} \uparrow$  mit  $\dot{M}_l \uparrow$ ). Interessant ist die Tatsache, dass nach Smith et al. der Einfluss des Systemdrucks auf die Sprayqualität abhängig ist von den physikalischen Eigenschaften der Suspension, wie beispielsweise die Partikelgrößenverteilung. Für den Großteil der untersuchten Suspensionen wurde kein Einfluss des Systemdrucks auf die Sprayqualität festgestellt. Zur Optimierung des Einspritzsystems von Raketentriebwerken führte **Mayer** [138] experimentelle Untersuchungen zur Zerstäubung von Wasser mit einer AMD durch. Der Autor identifizierte einen beschleunigten

Primärzerfall sowie ein feineres Spray mit Steigerung des Systemdrucks bei konstanter Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase. Außerdem berichtet der Autor, dass die Effektivität der Zerstäubung bei konstantem dynamischem Druck ( $p_{\text{dyn}} \propto \rho_g v_{\text{rel}}^2$ ) unabhängig davon sei, ob die Gasdichte  $\rho_g$  oder die Relativgeschwindigkeit  $v_{\text{rel}}$  entsprechend erhöht wird. Die Erkenntnisse des Autors basieren auf Messungen mit einer Hochgeschwindigkeitskamera. Auch für den in der vorliegenden Arbeit relevanten Anwendungsfall, der thermo-chemischen Umsetzung von flüssigen oder suspensionsförmigen Brennstoffen in Hochdruck-Reaktionsräumen, sind Untersuchungen bekannt. Die gesichteten Literaturstellen von Risberg und Marklund [139], Gullberg und Marklund [140] sowie Jakobs et al. [141] sind gleichzeitig die aktuellsten Untersuchungen zum Einfluss des Systemdrucks auf die Spraycharakteristik einer AMD. **Risberg und Marklund** [139] untersuchten den Einfluss des Systemdrucks auf die Zerstäubung hochviskoser Fluide in einem zylindrischen Reaktor ( $H = 5600$  mm und  $D = 500$  mm) mit vier optischen Zugängen. Zerstäubt wurden technische Brennstoffe (Schwarzlaug als Rückstand aus der Papierherstellung), Modellbrennstoffe mit ähnlichen rheologischen und physikalischen Stoffeigenschaften wie die technischen Brennstoffe (Zucker/Wasser-Lösungen) und reines Wasser. Die Bewertung des Zerstäubungsvorgangs hinsichtlich maximaler Objektgröße (Tropfen, Ligamente) und mittlerer Objektgeschwindigkeit erfolgte bei einer axialen Position von  $z = 200$  mm auf Basis von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen. Bedingt durch die maximale Auflösung der Aufnahmen von  $19,5 \mu\text{m pix}^{-1}$ , ist die Detektion auf größere Objekte fokussiert. Die Variation des Systemdrucks erfolgte bei konstantem Massenstromverhältnis. Die Autoren berichten von einem Anstieg der Spraydichte und einer Abnahme der mittleren Tropfengeschwindigkeit mit steigendem Systemdruck. Eine Aussage zum Einfluss des Systemdrucks auf die Tropfen- bzw. auf die Ligamentgröße wird nicht gegeben und ist auf Basis der dargestellten Abbildungen nicht eindeutig zu erkennen. Erweitert wurde die Untersuchung von Risberg und Marklund durch die Forschung von **Gullberg und Marklund** [140], welche am selben Versuchstand durchgeführt wurden. Zur Zerstäubung der eingesetzten Brennstoffe (biomassestämmiges Pyrolyseöl) kam eine AMD zum Einsatz. Im Gegensatz zur eingesetzten AMD mit zentraler Flüssigkeitsvorlage von Risberg und Marklund, trat das zu zerstäubende Medium als konzentrische Ringströmung aus der Düse aus. Die Bewertung des Zerstäubungsvorgangs erfolgte ebenfalls auf Basis von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen sowohl qualitativ als auch quantitativ im Bereich von  $z = 0$  mm bis  $z \approx 273$  mm. Durch die Anwendung eines schwellwertbasierten Auswerteverfahrens wurden aus den Aufnahmen Tropfengrößenverteilungen und der Sauterdurchmesser bestimmt. Der Einfluss des Systemdrucks wurde von den Autoren bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit und konstantem Massenstromverhältnis, durch Anpassung des Verhältnisses zwischen Brennstoffmassenstrom und Systemdruck, untersucht. Die Autoren beobachten folgende drei Effekte mit steigendem Druck: Erstens, die Strahlerfallslänge steigt. Zweitens, der Tropfenfeinanteil sinkt und die Anzahl großer Tropfen im Spray steigt. Drittens, die Tropfenanzahldichte nimmt signifikant zu. **Jakobs et al.** [73, 141] untersuchten den Einfluss des Systemdrucks auf die Zerstäubung von Wasser im hier beschriebenen Druckreaktor PAT, siehe Kapitel 3.2, bei einem Druck von bis zu  $p_{\text{sys}} = 21$  bar (abs). Im Vergleich zu den zuvor beschriebenen Untersuchungen wählte Jakobs et al. einen neuartigen Ansatz zur Klärung des Druckeinflusses auf den Zerstäubungsvorgang einer AMD. Die mit Spraymesstechniken generierten Daten zeigen, dass eine Steigerung des Systemdrucks bei konstanter aerodynamischer Weber-Zahl zu einer Zunahme der Tropfengröße im Spray führt ( $p_{\text{sys}} \uparrow \rightarrow Id_{32} \uparrow$  bei  $We_{\text{aero}} = \text{konstant}$ ). Darüber hinaus berichten die Autoren, dass der Übergang vom Unterregime Pulsieren in das Unterregime Super-Pulsieren innerhalb des Fadenzerfalls-Modus sich mit steigendem Systemdruck zu höheren Weber-Zahlen verschiebt. Diese Erkenntnis macht deutlich, dass die zur Beschreibung des Zerstäubungsvorgangs einer gasgestützten Düse typischerweise genutzte aerodynamische Weber-Zahl bei hohem Systemdruck nicht ausreichend ist. Die Arbeit von Jakobs et al. [73, 141] ist die Wissensgrundlage für die in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen zum Einfluss des Systemdrucks auf die Zerstäubung

Newtonscher Flüssigkeiten unterschiedlicher Viskosität.

Abschließend lässt sich zusammenfassen, dass der Einfluss des Systemdrucks auf die resultierende Sprayqualität  $(I)d_{32} \propto p_{sys}^X$  von den genannten Autoren mit unterschiedlichen Exponenten X gewichtet wird. Diese sind überwiegend negativ und im Bereich von  $X \in [-1 \quad 0,016]$  definiert. Eine Erhöhung des Systemdrucks führt somit allgemein zu einem feineren Spray. Zur Klärung des Einflusses des Systemdrucks auf den Zerstäubungsvorgang wird von den meisten Autoren die Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  und das Massenstromverhältnis GLR bei der Variation des Systemdrucks konstant gehalten. Einhergehend mit dieser Vorgehensweise ist ein konstantes Verhältnis zwischen Flüssigmassenstrom und Systemdruck ( $\dot{M}_l/p_{sys} = \text{konstant}$ ). Dies führt mit steigendem Systemdruck zu einer Abnahme der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase. Unter Berücksichtigung des ausgeprägten Einflusses der Relativgeschwindigkeit auf die Sprayqualität einer AMD wäre eine Zunahme der Tropfengröße im Spray mit steigendem Systemdruck zu erwarten. Diese Abhängigkeit wird von den Autoren Gullberg und Marklund [140] bestätigt. Die Autoren Rizk und Lefebvre [103] sowie Jasuja [107] berichten jedoch von einer Abnahme der Tropfengröße mit steigendem Systemdruck. Begründet werden kann dies im Falle der Untersuchung von Jasuja vermutlich durch die signifikante Abweichung der Strömungsführung am Düsenaustritt. Unter Betrachtung des Impulsstromdichteverhältnisses  $j = \rho_g v_g^2 / \rho_l v_l^2$  ist der Einfluss des Systemdrucks auf die Tropfengrößenverteilung darüber hinaus auch davon abhängig, inwieweit die Erhöhung der Gasdichte  $\rho_g$  eine Zunahme der Flüssigkeitsgeschwindigkeit  $v_l$  kompensiert. Aufgrund dieser Problematik wird in dieser Arbeit ein alternativer Ansatz gewählt, siehe Kapitel 6.2.

Bei Betrachtung von Tabelle 6.1 wird deutlich, dass Untersuchungen zur Zerstäubung hochviskoser Fluide bei variierendem Systemdruck selten sind. Auch detaillierte Informationen hinsichtlich lokaler repräsentativer Durchmesser und Geschwindigkeitsverteilungen sind in der gesichteten Literatur, die Arbeit von Jakobs et al. [73, 141] ausgenommen, nicht vorhanden. Diese Informationen sind für das geplante Vorhaben, der Modellierung eines technischen Hochdruck-Flugstromvergasers, erforderlich.

**Tabelle 6.1:** Übersicht über Forschungsarbeiten zum Einfluss des Systemdrucks auf den Zerstäubungsvorgang einer außenmischenden Zweistoffdüse

Autor/Jahr	Fluid(e)	$p_{sys}$ in bar (abs)	$(I)d_{\alpha\beta} \propto p_{sys}^X$	$\eta_l$ in mPa s	Messtechnik
Jakobs [141] Jahr: 2015	H <sub>2</sub> O	1,0 bis 21,0	$Id_{32} \propto p_{sys}^{0,016}$	1,0	HG-vis (qualitativ) PDA (lokal und integral)
Gullberg [140]* Jahr: 2012	Pyrolyseöl (NN)	1,0 bis 5,0	N/A	25 (30 s <sup>-1</sup> )	HG-vis (qualitativ, quantitativ)
Risberg [139]* Jahr: 2009	H <sub>2</sub> O Zuckersirup Schwarzlauge (NN)	1,0 bis 10,0	N/A	1 bis 500	HG-vis (qualitativ)
Mayer [138]* Jahr: 1994	H <sub>2</sub> O	1,0 bis 20,0	N/A	1,0	HG-vis (qualitativ)
Smith [137]* Jahr: 1985	Suspension: Kohle/H <sub>2</sub> O (NN)	1,0 bis 20,3	N/A	50 (100 s <sup>-1</sup> ) bis 940 (88 s <sup>-1</sup> )	LBS (integral)

Autor/Jahr	Fluid(e)	$p_{sys}$ in bar (abs)	$(I)d_{\alpha\beta} \propto p_{sys}^x$	$\eta_l$ in mPa s	Messtechnik
Rizk [103]* Jahr: 1984	Kerosin Heizöl Mischungen	1,0 bis 7,7	$Id_{32} \propto p_{sys}^{-0,4}$	1,3 bis 18,3	LBS (integral)
Elkotb [136]* Jahr: 1982	Kerosin	1,0 bis 8,0	$Id_{32} \propto p_{sys}^{-0,29}$	33,5	Glasscheibe + Bildanalyse (qualitativ)
Jasuja [107]* Jahr: 1982	Kerosin Schweröl Mischungen	1,0 bis 14,2	$Id_{32} \propto p_{sys}^{-0,45}$	1,3 bis 43,5	LBS (integral)
Rizkalla [109]* Jahr: 1975	H <sub>2</sub> O Kerosin	1,0 bis 8,5	$Id_{32} \propto p_{sys}^{-1,0}$	1,0 bis 44,0	LBS (integral)

\* Zum Parameter Systemdruck wurden auch weitere Einflussgrößen von den Autoren betrachtet.

## 6.2 Messbedingungen und Versuchsdurchführung

Die experimentellen Untersuchungen zum Einfluss des Systemdrucks  $p_{sys}$  auf den Zerstäubungsvorgang einer außenmischenden Zweistoffdüse wurden am Hochdruck-Zerstäuberteststand PAT durchgeführt. Eine detaillierte Beschreibung zum Versuchsstand ist in Kapitel 3.2 zu finden. Zerstäubt wurden die eingesetzten Modellflüssigkeiten im Versuchsbetrieb mit der Düse AMD-0°, siehe Kapitel 3.3.

Zur Variation der Viskosität wurden analog zu Kapitel 5.1 Newtonsche Glycerin/Wasser-Mischungen mit unterschiedlicher Konzentration eingesetzt. Variiert wurde die Viskosität im Bereich von  $\eta_l = 1$  mPa s (reines Wasser) bis  $\eta_l = 400$  mPa s (93,8 wt. % Glycerin) bei nahezu konstanter Oberflächenspannung und Flüssigkeitsdichte. Die physikalischen Eigenschaften der eingesetzten N Modellflüssigkeiten sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Um eine Änderung der Viskosität im Versuchsbetrieb durch Verdunstung von Wasser ausschließen zu können, wurde die Flüssigkeitsvorlage in regelmäßigen zeitlichen Abständen beprobt und hinsichtlich der Viskosität vermessen. Etwaige Abweichungen wurden durch Zugabe von Wasser unter Einsatz des Rührwerks im Sumpf des Druckreaktors korrigiert. Temperaturbedingte Schwankungen der Viskosität wurden durch den Einsatz des Wärmetauschers vermieden. Temperiert wurde die zu zerstäubende Flüssigkeit auf eine konstante Temperatur von  $T_l = 20$  °C.

Zur Untersuchung des Einflusses des Systemdrucks auf die Zerstäubung wurde in der vorliegenden Arbeit die Gasaustrittsgeschwindigkeit bei Variation des Drucks konstant gehalten. Im Gegensatz zu dem in der Literatur häufig beschriebenen Ansatz, siehe Kapitel 6.1, wurde der Flüssigkeitsmassenstrom mit  $\dot{M}_l = 12$  kg h<sup>-1</sup> und somit die Relativgeschwindigkeit  $v_{rel} = v_g - v_l$  ebenfalls konstant gehalten. Diese Überlegung ist hinsichtlich des typischen Betriebs eines Flugstromvergasers, bei konstantem Verhältnis zwischen Vergasungsmedium und Brennstoff, nicht geeignet. In Bezug auf die hier durchgeführte Variation des Systemdrucks  $p_{sys}$  zwischen 1 bar (abs) und 21 bar (abs) ist dieser Ansatz zur isolierten Klärung des Druckeinflusses jedoch sinnvoll. Darüber hinaus zeigen die Ergebnisse der Untersuchung bei konstanter aerodynamischer Weber-Zahl von Jakobs et al. [73, 141], dass die Gasaustrittsgeschwindigkeit einen Einfluss auf die Intensität des düsenahen Strahlzerfalls hat. Bei Annahme eines konstanten Massenstromverhältnisses wäre für die eingesetzte AMD mit  $D_l = 2$  mm der Unterschied der Flüssigkeitsaustrittsgeschwindigkeit zwischen  $p_{sys} = 1$  bar (abs) ( $\dot{M}_l = 12$  kg h<sup>-1</sup>) und  $p_{sys} = 21$  bar (abs) ( $\dot{M}_l = 252$  kg h<sup>-1</sup>) mit  $\Delta v_l \approx 22$  m s<sup>-1</sup> ( $\rho_l = 998$  kg m<sup>-3</sup>) erheblich. Der von Rizk und Lefebvre [103] gewählte Ansatz, siehe Kapitel 6.1, ist hinsichtlich des Betriebs eines

Flugstromvergasers interessant, unter Einsatz hochviskoser Brennstoffe jedoch nicht praktikabel. Zur Charakterisierung des Zerstäubungsvorgangs kamen drei verschiedene Messtechniken zum Einsatz. Die Hochgeschwindigkeitskamera, beschrieben in Kapitel 4.4, wurde zur Visualisierung des Strahlzerfallsprozesses und zur Bestimmung des düsen nahen Spraywinkels eingesetzt. Abhängig von den eingestellten Betriebsparametern  $p_{sys}$ ,  $v_g$  und  $\eta_l$  wurden die Aufnahmezeit und die Belichtungszeit der Kamera den Größen- und Zeitskalen des Zerstäubungsvorgangs angepasst. Die jeweiligen Einstellungen können Tabelle 4.3 entsprechend der angegebenen Kennung entnommen werden. Die Tropfengrößen- und Tropfengeschwindigkeitsverteilung wurden mit einem Phasen-Doppler-Anemometer (PDA) mit hoher räumlicher und zeitlicher Auflösung vermessen. Informationen zur Darstellung und Nachbearbeitung der PDA-Messdaten werden gesondert in Kapitel 6.4 gegeben. Darüber hinaus wurde zur Charakterisierung des Sprays, hinsichtlich vorkommender Tropfen-Tropfen-Interaktionen, der Spraydichte, der Sphärizität sowie der maximal vorkommenden Tropfengrößen im Spray, ein Shadowgraphie-System eingesetzt.

Die Betriebsbedingungen und relevanten Kennzahlen sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Die gewählten Gasaustrittsgeschwindigkeiten liegen in der Größenordnung typischer Austrittsgeschwindigkeiten, wie sie bei der Auslegung von Flüssigbrennern gewählt werden.

**Tabelle 6.2:** Betriebsbedingungen bei variierendem Systemdruck und konstantem Massenstrom  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$

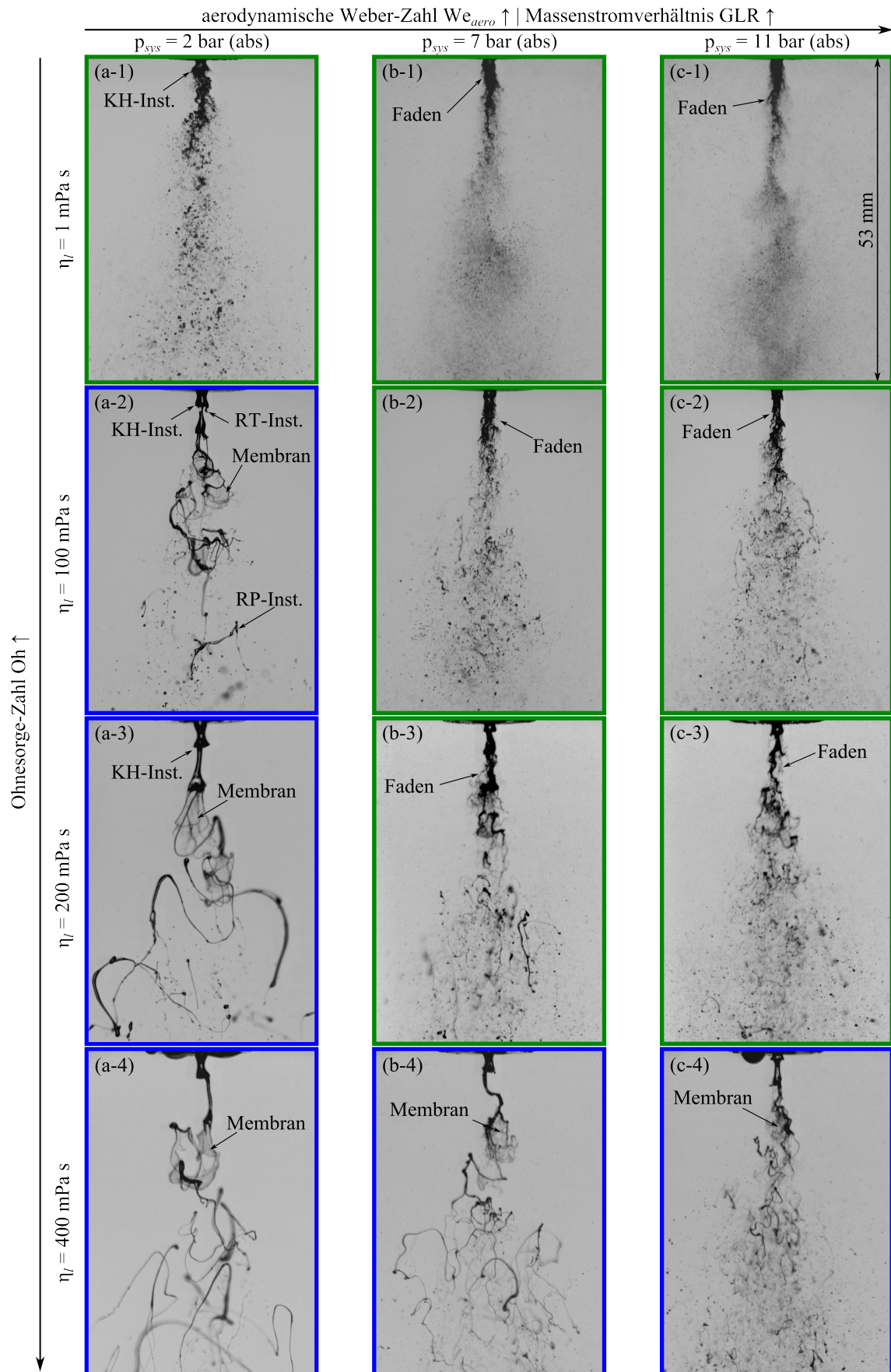
$p_{sys}$ bar (abs)	GLR –	$v_g$ $\text{m s}^{-1}$	$v_l$ $\text{m s}^{-1}$	$We_{aero}$ –
1 – 21	0,4 – 13,8	58 – 95	0,71 – 0,89	100 – 7100

### 6.3 Einfluss des Systemdrucks auf den Strahlzerfall Newtonscher Fluide

Kenntnisse über die Strahlzerfallsregime sind essentiell für das Verständnis des gesamten Zerstäubungsprozesses. Wie bereits in Kapitel 5 festgestellt, beeinflussen die vorherrschenden Strahlzerfallsmechanismen die Dispersion des zu zerstäubenden Mediums und die resultierende Tropfengrößenverteilung im Spray. Um den Einfluss des Systemdrucks auf die Strahlzerfallsmechanismen zu klären, folgt eine Betrachtung des Strahlzerfalls durch instantane Hochgeschwindigkeitsaufnahmen. Die Definition des Strahlzerfallsregimes eines jeden Betriebspunktes erfolgt auf Grundlage der Erkenntnisse von Faragó und Chigier [34] sowie Lasheras und Hopfinger [36], siehe Kapitel 2.5.2. Angemerkt sei, dass die Bewertung des dominierenden Strahlzerfallsregimes auf Basis von circa  $N_{HG} \approx 1000$  Aufnahmen erfolgte. Zur Darstellung des jeweiligen Regimes in den nachfolgenden Bildmatrizen wurde eine repräsentative Einzelaufnahme gewählt. Vorarbeiten hierzu erfolgten im Rahmen der Bachelorarbeit von Kruppa [142].

In Abbildung 6.1 ist der Strahlzerfall für Newtonsche Flüssigkeiten unterschiedlicher Viskosität bei variierendem Systemdruck und bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit von  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  abgebildet.





**Abbildung 6.1:** Einfluss des Systemdrucks und der Flüssigkeitsviskosität auf den Strahlerfall einer AMD.

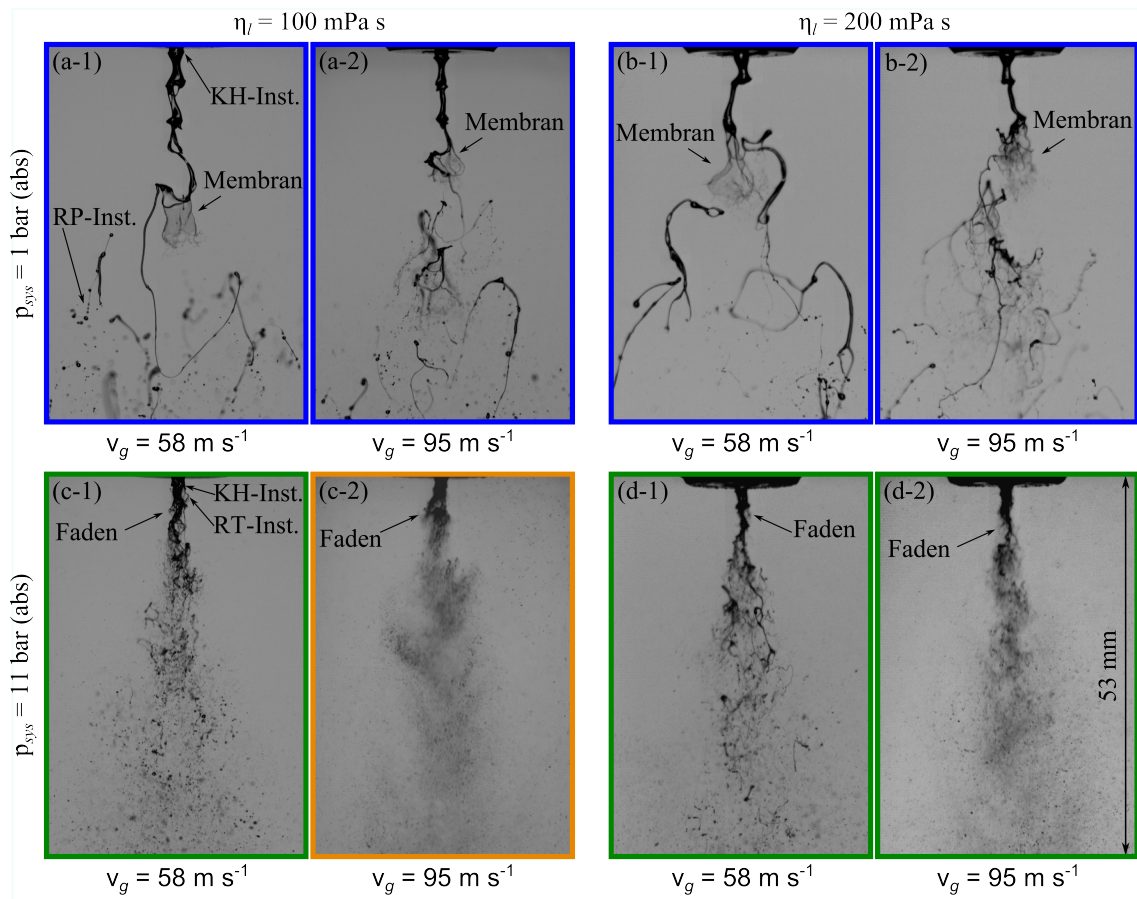
Farbkodierung: blau  $\hat{=}$  Membranzerfall | grün  $\hat{=}$  Fadenzerfall (Pulsieren)

Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_4/5“ |  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

Innerhalb der Bildmatrix steigt der Systemdruck von links nach rechts und die Viskosität von oben nach unten. Einhergehend mit der Anhebung des Systemdrucks bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit ist eine Erhöhung der aerodynamischen Weber-Zahl ( $We_{aero} \uparrow$ ) und des Massenstromverhältnisses (GLR  $\uparrow$ ). Die axiale Ausdehnung der Aufnahmen ist ausgehend vom Düsenaustritt bis  $z = 53$  mm stromab. Unter Berücksichtigung der Erkenntnisse aus den Kapiteln 5.1.3 und 5.1.4 sei erwähnt, dass der dominierende Primärinstabilitätsmodus bei den hier betrachteten Betriebsbedingungen, siehe Tabelle 6.2, dem Pulsating-Modus entspricht. Insbesondere bei einem Systemdruck von  $p_{sys} = 2$  bar (abs) ist die Bildung der achsensymmetrischen KH-Instabilität bei allen genannten Viskositätswerten deutlich zu erkennen, siehe Abbildung 6.1 (a-1) bis (a-4). Ausgehend von der Flüssigkeitswölbung dieser Welle kommt es entsprechend der vorliegenden Bildmatrix zum Strahlzerfall nach zwei unterschiedlichen Regimen. Bei ausreichend hoher wirkender aerodynamischer Kraft bilden sich entlang des Umfangs dieser Welle, verursacht durch die Entstehung von transversalen Wellen (RT-Instabilität), fadenförmige Flüssigkeitselemente. Diese scheren vom intakten Strahl ab und zerfallen achsennah in feine Tropfen. Dieses Zerfallsregime wird als Fadenzerfall bezeichnet. Die Kennzeichnung dieses Zerfallsregimes erfolgte in Abbildung 6.1 durch eine grüne Umrandung der jeweiligen Aufnahmen. Ist die Kraft durch den Staudruck der Gasphase zu gering, bilden sich entweder keine Flüssigkeitsfäden, siehe z. B. Abbildung 6.1 (a-3), oder diese bilden sich durch die Rückstellkraft der Oberflächenspannung zurück. Letzterer Zustand ist in Abbildung 6.1 (a-2) durch einzelne Flüssigkeitsfäden am Rand der KH-Welle zu erkennen. Analog der KH-Instabilität steigt die Wellenlänge der RT-Instabilität mit steigender Viskosität. Bei hoher Viskosität ist die Wellenlänge der RT-Instabilität somit in der Größenordnung des lokalen Strahldurchmessers. Das Ausbleiben der RT-Instabilität, welche zum Fadenzerfall führt, ist durch den dämpfenden Einfluss der Flüssigkeitsviskosität begründet. In diesem Fall bilden sich aus der Flüssigkeitsansammlung im Bereich der Welle Flüssigkeitsmembranen. Der Strahlzerfall nach diesem Regime wird entsprechend der Literatur als Membranzerfall bezeichnet. Die farbliche Kennzeichnung erfolgt durch eine blaue Umrandung. Hervorgehoben sei an dieser Stelle, dass steigende Viskosität den Membranzerfall fördert. Bei Erhöhung des Systemdrucks wird dagegen der Fadenzerfall begünstigt. Gestützt wird diese Feststellung durch die in der Literatur beschriebene Abhängigkeit der RT-Wellenlänge von der Gasdichte  $\lambda_{RT} \propto \rho_g^{-1}$ , siehe Gleichung (2.23). Sich stromab befindende Flüssigkeitsligamente, welche nicht über den Membran- oder Fadenzerfall desintegrieren, zerfallen über den RP-Instabilitätsmechanismus in Tropfen mit Durchmessern der Größenordnung des Ligamentdurchmessers. Exemplarisch ist solch ein Zerfallsphänomen in Abbildung 6.1 (a-2) gekennzeichnet. Analog den Erkenntnissen der Zerstäubung hochviskoser Flüssigkeiten bei atmosphärischem Systemdruck, siehe Kapitel 5.1, führt eine Erhöhung der Viskosität auch bei erhöhtem Systemdruck zu einem verzögerten Primärzerfall. Besonders deutlich wird dieser Effekt beim Vergleich des Strahlzerfalls von Wasser  $\eta_l = 1$  mPa s, siehe Abbildung 6.1 (a-1), mit dem Strahlzerfall der Glycerin/Wasser-Mischung  $\eta_l = 100$  mPa s, siehe Abbildung 6.1 (a-2), bei einem Druck von  $p_{sys} = 2$  bar (abs). Der dämpfende Einfluss der Viskosität auf den Primärzerfall und die Größe der sich bildenden Tropfen, Fragmenten und Ligamenten ist bei geringem Druck stärker ausgeprägt als bei hohem Systemdruck. Eine Erhöhung des Systemdrucks führt offensichtlich zu einem beschleunigten Strahlzerfall und einem feineren Spray. Dieser Einfluss des Systemdrucks ist gleichermaßen für die nieder- und hochviskosen Flüssigkeiten zu beobachten. Darüber hinaus ist auf Basis der dargestellten Bildmatrix in Abbildung 6.1 zu erkennen, dass sich der axiale Beginn des Sekundärzerfallsbereichs mit sinkender Viskosität und steigendem Systemdruck in Richtung des Düsenaustritts verschiebt.

Zur Klärung des Einflusses der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  auf den Strahlzerfall bei erhöhtem Systemdruck sind in Abbildung 6.2 Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bei zwei unterschiedlichen Gasaustrittsgeschwindigkeiten,  $v_g = 58$  m s<sup>-1</sup> und  $v_g = 95$  m s<sup>-1</sup>, abgebildet. Variiert wurde neben dem Systemdruck im Bereich von  $p_{sys} = 1$  bar (abs) bis  $p_{sys} = 11$  bar (abs) auch die

Flüssigkeitsviskosität ( $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$  und  $\eta_l = 200 \text{ mPa s}$ ). Innerhalb einer Submatrix der quadratischen Matrix sind die Größen  $p_{sys}$  und  $\eta_l$  konstant. Die Einstellung der Kamera und die Farbkodierung der Bildumrandungen entsprechen denen von Abbildung 6.1. Zur Unterscheidung der Unterregime Pulsieren und Super-Pulsieren im Fadenzerfallsregime, wird zusätzlich die orangene Kennung eingeführt, siehe Abbildung 6.2 (c-2).



**Abbildung 6.2:** Einfluss des Systemdrucks, der Gasaustrittsgeschwindigkeit und der Flüssigkeitsviskosität auf den Strahlzerfall einer AMD.

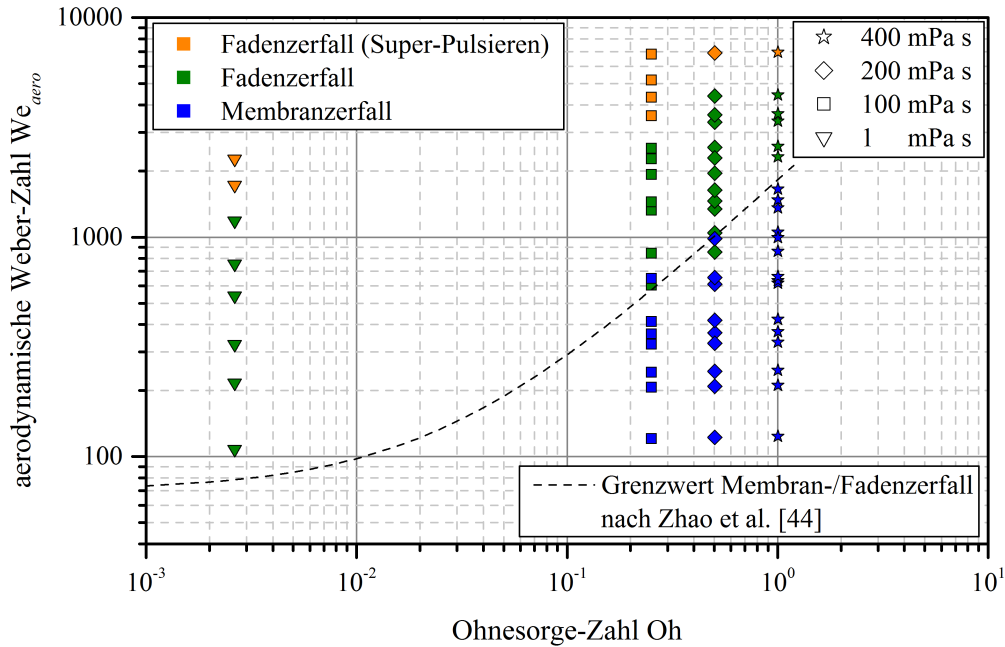
Farbkodierung: blau  $\hat{=}$  Membranzerfall | grün  $\hat{=}$  Fadenzerfall (Pulsieren) | orange  $\hat{=}$  Fadenzerfall (Super-Pulsieren)

Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_4/5“ |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

Auf Basis der vorliegenden Datenmatrix wurden nachfolgende Abhängigkeiten identifiziert. Innerhalb des Membranzerfalls führt eine Erhöhung der Gasaustrittsgeschwindigkeit zu einem schnelleren Bersten der Membranen. Daraus resultierend sinkt die Größe der sich bildenden Membranen mit steigender Gasaustrittsgeschwindigkeit. Ersichtlich wird dies bei der vergleichenden Betrachtung der Submatrix (a-i) und (b-i) in Abbildung 6.2. Angemerkt sei, dass die Bildauswahl entsprechend dem Ende der Membranwachstumsphase, kurz vor dem Bersten der Flüssigkeitsmembran, erfolgte. Exemplarisch sei hierzu auf Abbildung 6.2 (a-1) verwiesen. Zum Zeitpunkt dieser Aufnahme zerfällt die Membran am Punkt höchster Ausdehnung. Innerhalb des Fadenzerfallsregimes führt eine Erhöhung der Gasaustrittsgeschwindigkeit zu einer Verkürzung der Primärzerfallslänge und zu einer geringeren Anzahl an Ligamenten und Fragmenten, welche innerhalb des Sekundärzerfallsregimes über den RP-Instabilitätsmechanismus zu Tropfen zerfallen. Beim Vergleich der Abbildungen (c-1) und (c-2) wird außerdem deutlich, dass sich ab hoher aerodynamischer Kraft der komplette Flüssigkeitsstrahl entsprechend des Fadenzerfallsregimes desintegriert, siehe Abbildung 6.2 (c-2). Eine Erhöhung der Viskosität wirkt diesem Effekt wiederum entgegen.

Abbildung 6.1 und Abbildung 6.2 veranschaulichen exemplarisch die vorkommenden

Strahlzerfallsregime und Mechanismen der hier untersuchten  $N$  Flüssigkeiten bei variierendem Systemdruck. Die beschriebenen Phänomene lassen sich jedoch auf alle hier relevanten Betriebspunkte übertragen. Abschließend sind die Beobachtungen aller Betriebspunkte in einem erweiterten Kennzahlendiagramm als Funktion der Oh-Zahl und der  $We_{aero}$ -Zahl in Abbildung 6.3 dargestellt.



**Abbildung 6.3:** Zerfallsregime der Zerstäubung  $N$  Flüssigkeiten bei variierendem Systemdruck. Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_4/5“ |  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  bis  $v_g = 95 \text{ m s}^{-1}$  |  $p_{\text{sys}} = 1 \text{ bar (abs)}$  bis  $p_{\text{sys}} = 21 \text{ bar (abs)}$  |  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

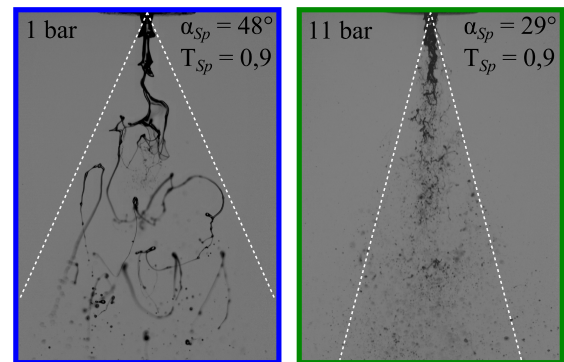
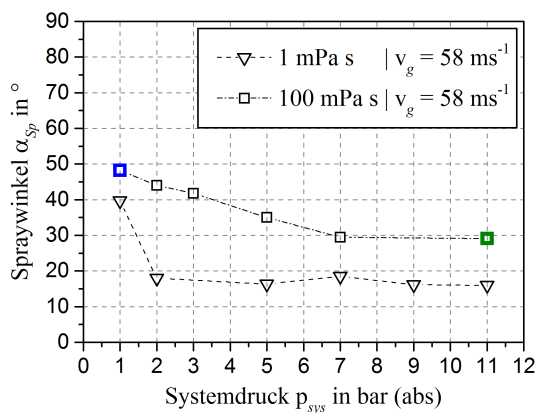
Der Übergang zwischen den jeweiligen Regimen erfolgt nicht abrupt. Die Einteilung der hier relevanten Zerfallsregime als Funktion der genannten Kennzahlen verdeutlicht die Abhängigkeit des Membranzerfallsregimes von der Viskosität der Flüssigkeit. Für die niederviskose Flüssigkeit Wasser konnte im gesamten Betriebsbereich kein Membranzerfall beobachtet werden. Bei der Zerstäubung hochviskoser Flüssigkeiten ist der Membranzerfall dagegen von hoher Relevanz. Mit steigender Viskosität verschiebt sich der Übergang vom Membran- zum Fadenzerfallsregime zu höheren Weber-Zahlen. Die Grenze zwischen beiden Regimen kann mit der von Zhao et al. [44] vorgeschlagenen Modellgleichung (6.1) beschrieben werden.

$$We_{aero,M \rightarrow F} = 70(1 + C_{[44]}Oh^{0,9}) \quad (6.1)$$

Die Anpassung der Konstanten  $C_{[44]} = 25,06$  erfolgte auf Basis der hier vorliegenden Messdaten. Welche Auswirkungen die unterschiedlichen Zerfallsregime auf die resultierenden Tropfengrößen im Spray haben, wird im nachfolgenden Kapitel 6.4 beschrieben.

Insbesondere bei Zerstäubungsvorgängen in thermo-chemischen Prozessen sind Informationen zur radialen Ausdehnung des erzeugten Sprays von hoher Relevanz. Die räumliche Verteilung des Sprays, auch als Dispersion bezeichnet, beeinflusst die lokale Stöchiometrie der Reaktion und somit die Ausbildung unerwünschter Komponenten. Zur Klärung des Einflusses des Systemdrucks auf den Spraywinkel, wurde das Spray zweier Flüssigkeiten mit signifikant unterschiedlicher Viskosität experimentell untersucht. Grundlage hierfür sind Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und die in Kapitel 2.6.3 beschriebene numerische Methode zur Analyse des Spraywinkels  $\alpha_{sp}$ . Die gemessenen Spraywinkel sind in Abbildung 6.4 als Funktion des Systemdrucks aufgetragen. Im Fall der niederviskosen Flüssigkeit

Wasser erfolgt die deutlichste Änderung des Spraywinkels zwischen  $p_{sys} = 1$  bar (abs) auf  $p_{sys} = 2$  bar (abs). Wie in Abbildung 6.4 zu erkennen ist, führt eine Verdopplung des Systemdrucks zu einer Halbierung des Spraywinkels von  $\alpha_{sp} \approx 40^\circ$  bei  $p_{sys} = 1$  bar (abs) auf  $\alpha_{sp} \approx 20^\circ$  bei  $p_{sys} = 2$  bar (abs). Bei weiterer Steigerung des Systemdrucks ist die Abnahme des Spraywinkels deutlich schwächer ausgeprägt. Der Spraywinkel nähert sich asymptotisch einem Wert von  $\alpha_{sp} \approx 16^\circ$  bei  $p_{sys} = 11$  bar (abs). Auch bei der hochviskosen Glycerin/Wasser-Mischung mit  $\eta_l = 100$  mPa s erfolgt eine Reduktion des Spraywinkels mit steigendem Systemdruck. Die Abnahme des Spraywinkels mit steigendem Systemdruck im Bereich geringer Drücke ist jedoch deutlich schwächer ausgeprägt. Der absolute Spraywinkel ist im Vergleich zu Wasser erhöht. Ab einem Systemdruck von  $p_{sys} = 7$  bar (abs) nähert sich der Spraywinkel der Glycerin/Wasser-Mischung asymptotisch einem Wert von  $\alpha_{sp} \approx 30^\circ$ . Angemerkt sei, dass die Annäherung des Spraywinkels an den konstanten Wert im Fall der hochviskosen Flüssigkeit ungefähr beim Übergang vom Membran- zum Fadenzerfallsregime bei  $We_{aero,M \rightarrow F} = 576$  ( $p_{sys} \approx 5$  bar (abs)) erfolgt.



(a) Experimentelle Daten der optischen Spraywinkel auswertung

(b) Qualitativer Vergleich der Spraywinkel bei 1 bar (abs) und 11 bar (abs);  $\eta_l = 100$  mPa s

**Abbildung 6.4:** Einfluss des Systemdrucks und der Flüssigkeitsviskosität auf den Spraywinkel einer AMD. Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_4“ |  $T_{Sp} = 0,9$  |  $v_g = 58$  m s<sup>-1</sup> |  $p_{sys} = 1$  bar (abs) bis  $p_{sys} = 11$  bar (abs) |  $\eta_l = 1$  mPa s und  $\eta_l = 100$  mPa s |  $\dot{M}_l = 12$  kg h<sup>-1</sup> | AMD-0°

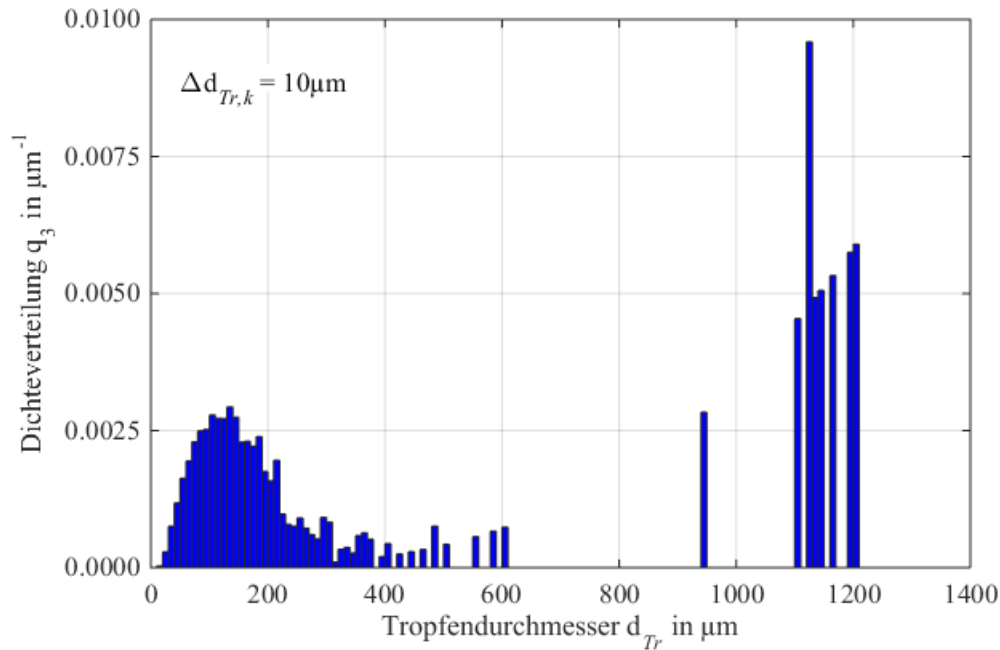
Analog der Untersuchung zur Abhängigkeit des Spraywinkels unter atmosphärischem Druck, siehe Kapitel 5.1.5, basieren die hier festgestellten Abhängigkeiten ebenfalls auf zwei physikalischen Effekten. Zum einen wird der Spraywinkel durch den Strahlerfallsmechanismus beeinflusst. Wie zu Beginn dieses Kapitels beschrieben, führt eine Erhöhung des Systemdrucks bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit zum Übergang des Membranzerfalls in das Regime des Fadenzerfalls, siehe Abbildung 6.1. Die damit verbundene Abnahme des Spraywinkels lässt sich im Falle der hochviskosen Glycerin/Wasser-Mischung beobachten, siehe exemplarisch Abbildung 6.4 (b). Zum anderen wird der Spraywinkel durch die Einmischung von Umgebungsluft in die Grundströmung beeinflusst. Die Einmischung von Umgebungsluft mit dem Massenstrom  $\dot{M}_E$  beeinflusst die Widerstandskraft, welche entgegen der Trägheitskraft des Tropfens gerichtet ist, siehe Abbildung 5.14 (b) in Kapitel 5.1.5. Die damit verbundene Änderung der radialen Tropfengeschwindigkeit  $v_{Tr,x}$  beeinflusst die radiale Komponente  $x_{Tr}$  des Ortsvektors  $\mathbf{s}_{Tr} = (x_{Tr}, y_{Tr}, z_{Tr})^T$  der Tropfentrajektorie und somit den Spraywinkel  $\alpha_{sp}$ . Gemäß Gleichung (5.7) führt die Erhöhung des Systemdrucks, welcher proportional zur Gasdichte ist, zu einer Steigerung der Widerstandskraft. Dieser Zusammenhang bestätigt die hier festgestellte Abhängigkeit des Spraywinkels vom Systemdruck. Die relative Abnahme der Spraywinkeländerung mit steigendem Systemdruck ist durch die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes  $c_W$  vom Umströmungszustand des Tropfens begründet. Für kleine Reynolds-Zahlen  $Re_{Tr} < 1$  wird der Widerstandsbeiwert über das Gesetz

von Stokes  $c_W = 24/\text{Re}_{Tr}$  beschrieben. Innerhalb des Stokes-Bereichs ist das Kräftegleichgewicht aus Widerstandskraft und Trägheitskraft unabhängig von der Gasdichte. Ursache hierfür ist die reziproke Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes im Stokes-Bereich von der Gasdichte ( $c_W \propto \rho_g^{-1}$ ), siehe Gleichung (5.7). Mit steigender Reynolds-Zahl nimmt der Einfluss der Gasdichte auf das Kräftegleichgewicht jedoch zu. Ersichtlich wird dies bei Betrachtung einer Korrelation zur Beschreibung des Widerstandsbeiwertes außerhalb des Gültigkeitsbereichs von Stokes. Exemplarisch sei hierzu die etablierte Korrelation  $c_W = 24/\text{Re}_{Tr}(1 + 0,15 \text{Re}_{Tr}^{0,687})$  von Schiller und Naumann genannt, siehe VDI Wärmeatlas [122]. Bedingt durch die Abnahme der Tropfengröße mit steigendem Systemdruck, siehe z. B. Abbildung 6.1 (a-1) und (b-1), verschiebt sich die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes von der Reynolds-Zahl in Richtung des Gültigkeitsbereichs nach Stokes. Folglich sinkt der Einfluss durch die Gasdichte, bzw. durch den Systemdruck. Der Unterschied im Spraywinkel beider Flüssigkeiten ist, neben dem Einfluss durch die Zerfallsregime, auch durch den über die Dichte hervorgerufenen Unterschied in der Trägheit der Objekte begründet ( $\rho_{\text{GlycH}_2\text{O}} \approx 1,22 \rho_{\text{H}_2\text{O}}$ ).

## 6.4 Einsatz der PDA-Messtechnik unter herausfordernden Systembedingungen

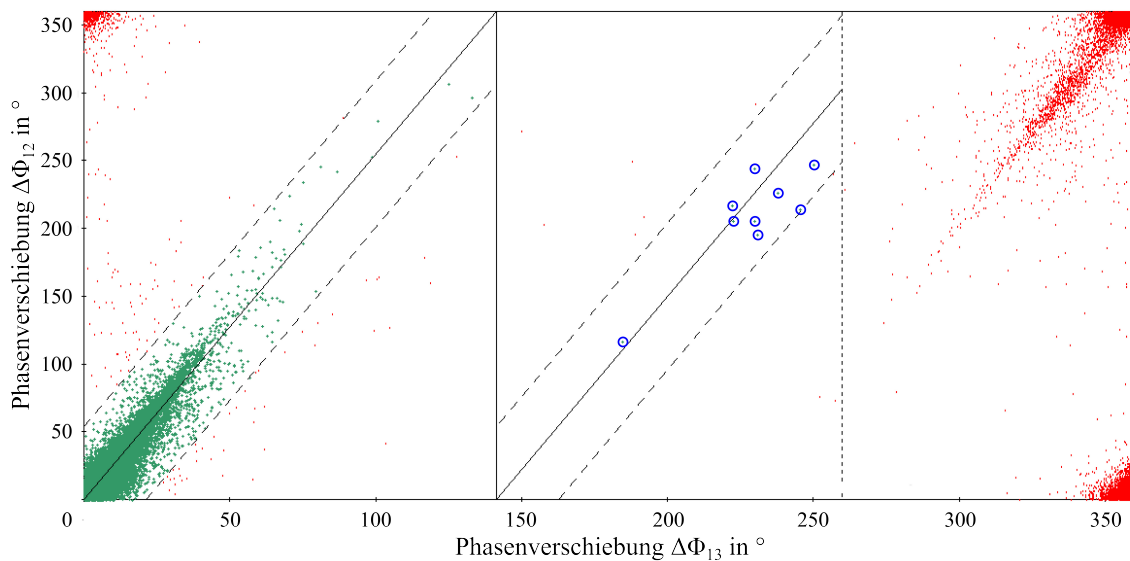
In Bezug auf die in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Quellen für Messunsicherheiten gelten die PDA-Messungen aufgrund der zu erwartenden hohen Tropfenzahldichte (Variation des Systemdrucks) und breiten Tropfengrößenverteilung (Variation der Flüssigkeitsviskosität) als Herausforderung. Aus diesem Grund wurde die Anwendung des Messprinzips vorab geprüft. Die Methodik hierzu und zusätzlich durchgeführte Optimierungsmaßnahmen werden nachfolgend exemplarisch beschrieben. Außerdem wird die Darstellung der Messdaten in Kapitel 6.5.1 veranschaulicht. Für das Verständnis von Kapitel 6.4 wird an dieser Stelle zunächst auf das Kapitel 4.2 verwiesen. In diesem Abschnitt werden die Funktionsweise, der Aufbau und die durchgeführten Optimierungsmaßnahmen detailliert beschrieben. Die in der vorliegenden Arbeit vorgenommenen Einstellungen des PDA-Systems sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Entsprechend der Orientierung der Interferenzstreifen des Messsystems wurde neben der Tropfengröße  $d_{Tr}$  auch die Tropfengeschwindigkeit  $v_{Tr}$  koinzident gemessen.

In Abbildung 6.5 ist exemplarisch eine mit dem PDA-System lokal gemessene volumetrische Tropfengrößenverteilung abgebildet. Zerstäubt wurde Wasser bei einem Systemdruck von  $p_{\text{sys}} = 5 \text{ bar}$  (abs) und einer Gasaustrittsgeschwindigkeit von  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$ . Die Anzahl der detektierten und validierten Ereignisse beträgt  $N_{PDA} = 50000$ . Entsprechend der eingestellten Systemparametrierung ist die maximal messbare Tropfengröße auf  $d_{Tr,max} = 1307 \mu\text{m}$  begrenzt. Detektiert wurden Tropfen über den gesamten Messbereich. Auffallend ist jedoch, dass zwischen den Tropfengrößenklassen bei  $d_{Tr} \approx 600 \mu\text{m}$  und  $d_{Tr} \approx 950 \mu\text{m}$  keine Tropfen detektiert wurden. Für alle Tropfengrößenklassen größer  $d_{Tr} \approx 950 \mu\text{m}$  wurden insgesamt neun weitere Tropfen gewertet. Unter Anwendung von Gleichung (2.36) auf die gesamte Tropfengrößenverteilung ergibt sich ein lokaler Sauterdurchmesser von  $d_{32} = 186 \mu\text{m}$ . Unter Ausschluss der neun Tropfen aller Klassen größer  $d_{Tr} \approx 950 \mu\text{m}$  reduziert sich dieser Wert auf  $d_{32} = 116 \mu\text{m}$ .



**Abbildung 6.5:** Lokal gemessene volumetrische Tropfengrößenverteilung der Zerstäubung von Wasser. Betriebsbedingungen: PDA |  $p_{sys} = 5$  bar (abs) |  $v_g = 58$  m s<sup>-1</sup> |  $\eta_l = 1$  mPa s |  $\dot{M}_l = 12$  kg h<sup>-1</sup> | AMD-0°

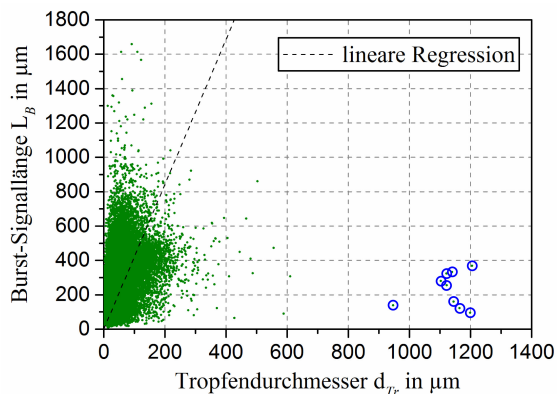
In Abbildung 6.6 ist das zur dargestellten Tropfengrößenverteilung zugehörige Phasendiagramm abgebildet. Die graphische Darstellung der gemessenen Wertepaare der Phasenverschiebung beider Detektorpaare dient der Bewertung der Messqualität. Die Summe aller grünen Punkte innerhalb des Validierungsbereichs entspricht den detektierten und validierten Messereignissen und ist somit den dargestellten Tropfengrößen in Abbildung 6.5 zuzuordnen. Rot dargestellte Messereignisse wurden vom PDA-System zwar detektiert, jedoch aufgrund einer als unzulässig definierten Abweichung der Phasenverschiebung beider Detektorpaare nicht validiert, siehe Kapitel 4.2.1. Die neun Einzeltropfen der Klassen größer  $d_{Tr} \approx 950$  µm sind innerhalb des Phasendiagramms durch blaue Kreise gekennzeichnet.



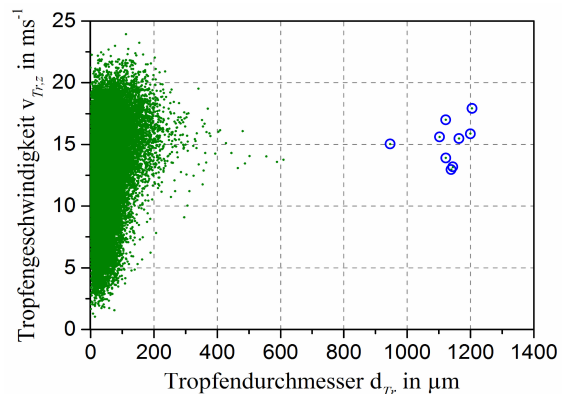
**Abbildung 6.6:** Phasendiagramm der lokal gemessenen Tropfengrößenverteilung aus Abbildung 6.5. Betriebsbedingungen: PDA |  $p_{sys} = 5$  bar (abs) |  $v_g = 58$  m s<sup>-1</sup> |  $\eta_l = 1$  mPa s |  $\dot{M}_l = 12$  kg h<sup>-1</sup> | AMD-0°

Die durch den Trajektorieneffekt verursachten Artefakte entsprechen der roten Punktwolke rechts oben im Phasendiagramm. Infolge des Einsatzes der asymmetrischen Detektormaske B werden diese

Messereignisse nicht validiert. Diese Technik ermöglicht es in begrenztem Maße, Signale des fälschlich detektierten Streulichtmodus, der Reflexion ( $N_{St} = 1$ ), auszuschließen. Vollständig fehlerfreie Messungen sind trotz dieser Technik nicht immer möglich. Nach Araneo et al. [81] kann es insbesondere bei starker Streuung der Phasendifferenz zu Messfehlern kommen. Die Ausdehnung und Streuung der vom Trajektorieneffekt verursachten Punktwolke wurde in der vorliegenden Arbeit, durch die in den Kapiteln 4.2.2 und 4.2.3 beschriebenen Optimierungsmaßnahmen, reduziert. Dennoch liegt die Vermutung nahe, dass die neun einzeln validierten Messereignisse nahe der roten Punktwolke durch die Streuung des Trajektorieneffekts verursacht werden und somit die Messung verfälschen. Diese Vermutung wurde in der vorliegenden Arbeit mit zwei unterschiedlichen Methoden überprüft. Die erste Methode beruht auf der Größenabhängigkeit des Detektionsvolumens vom Durchmesser des Tropfens innerhalb des Messvolumens ( $I_E^{N_{St}} \propto d_{Tr}^2$ ), siehe Kapitel 4.2.2. Die Größe des Detektionsvolumens lässt sich nach Albrecht et al. [63] über die Durchgangslänge  $L_B$  näherungsweise bestimmen. Diese berechnet sich aus dem Produkt der Durchgangszeit  $t_t$  und dem Betrag des Tropfengeschwindigkeitsvektors  $|\mathbf{v}_{Tr}|$ . Der Zusammenhang zwischen Tropfendurchmesser und Durchgangslänge ist für den betrachteten Betriebspunkt in Abbildung 6.7 (a) dargestellt. Die erwartete Abhängigkeit, der Zunahme der Durchgangslänge mit steigendem Tropfendurchmesser, ist insbesondere im Bereich  $0 > d_{Tr} < 200 \mu\text{m}$  zu erkennen, siehe lineare Regression in Abbildung 6.7 (a). Die Durchgangslängen der neun großen Einzeltröpfen, wieder gekennzeichnet durch blaue Kreise, korreliert dagegen nicht entsprechend der erwarteten Relation  $L_B \approx t_t |\mathbf{v}_{Tr}|$ . Gestützt wird dieses Erkenntnis durch die Abhängigkeit der Tropfengeschwindigkeit von der Tropfengröße, siehe Abbildung 6.7 (b).



(a) Bestimmte Durchgangslänge  $L_B$  als Funktion der gemessenen Tropfengröße  $d_{Tr}$



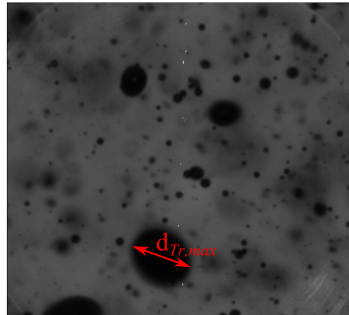
(b) Abhängigkeit der axialen Tropfengeschwindigkeit  $v_{Tr,z}$  von der Tropfengröße

**Abbildung 6.7:** Detektion von fehlerhaft gemessenen Tropfengrößen, sogenannten Phantomtröpfen (blaue Kreise). Betriebsbedingungen: PDA |  $p_{sys} = 5 \text{ bar (abs)}$  |  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  |  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

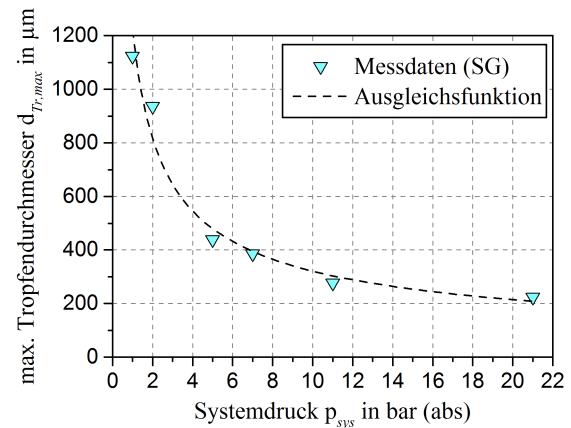
Limitiert ist dieses Validierungskriterium durch die Möglichkeit, dass die Flugbahn eines Partikels nicht vollständig durch das Messvolumen verläuft. Aus diesem Grund wurde in einem weiteren Schritt das Spray mit einem Shadowgraphie-System vermessen. Eine detaillierte Beschreibung dieses Messverfahrens wurde in Kapitel 4.5 gegeben. Der maximale Tropfendurchmesser, welcher mittels der optischen Messtechnik beim betrachteten Betriebspunkt detektiert wurde, beträgt  $d_{Tr,max} = 440 \mu\text{m}$ , siehe Abbildung 6.8 (a). Durch diese Erkenntnisse kann mit hoher Wahrscheinlichkeit davon ausgegangen werden, dass es sich bei den zuvor betrachteten neun Tropfen um fehlerhaft detektierte Messwerte, sogenannte Phantomtröpfen, handelt. Um Messfehler durch Phantomtröpfen weitestgehend auszuschließen, werden die Rohdaten des PDA-Systems in der vorliegenden Arbeit durch einen maximal zulässigen Tropfendurchmesser  $d_{Tr,max}$  begrenzt. Definiert wird dieser Grenzwert auf Basis der hochauflösenden Shadowgraphie-Aufnahmen ( $N_{SG} = 100$ ). In Abbildung 6.8 (b) ist die Abhängigkeit des



maximal vorkommenden Tropfendurchmessers als Funktion des Systemdrucks bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit für die Zerstäubung von Wasser abgebildet.



(a) SG-Aufnahme mit  $d_{Tr,max}$



(b)  $d_{Tr,max}$  als Funktion des Systemdrucks  $p_{sys}$ , bestimmt mittels SG-Aufnahmen.

**Abbildung 6.8:** Optische Methode zur Eliminierung von Phantomtropfen bei PDA-Messungen.

Betriebsbedingungen: SG |  $p_{sys} = 5$  bar (abs) |  $v_g = 58$  m s<sup>-1</sup> |  $\eta_l = 1$  mPa s |  $\dot{M}_l = 12$  kg h<sup>-1</sup> | AMD-0°

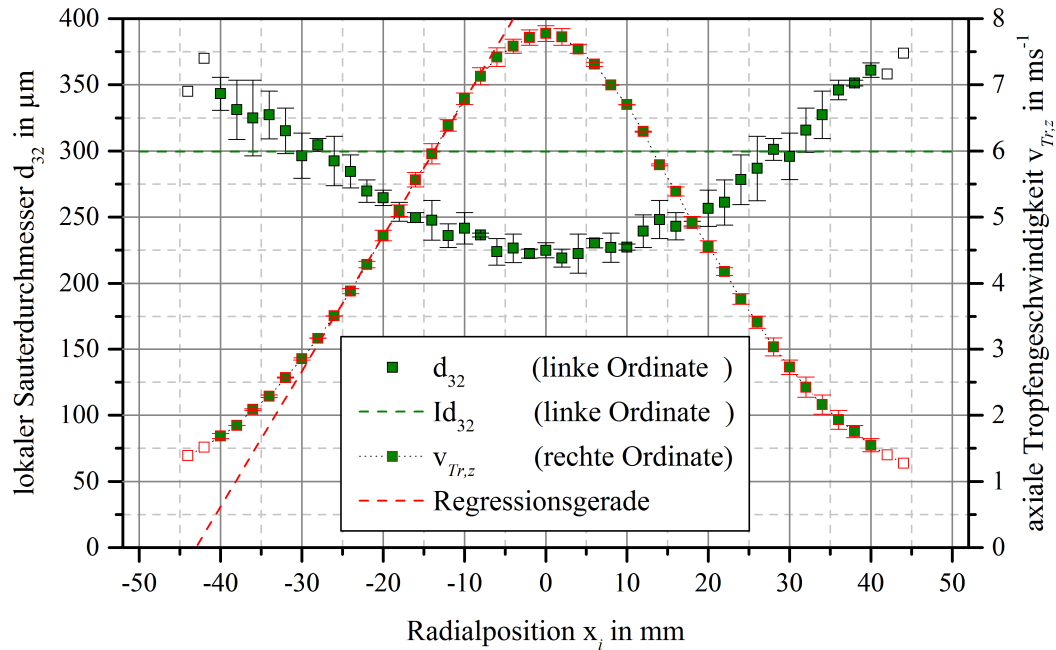
Um statistische Schwankungen ausgleichen zu können, gilt nicht der Messwert selbst als Grenzwert, sondern der nach der Ausgleichsfunktion  $d_{Tr,max} \propto p_{sys}^x$  berechnete Wert. Die Weiterverarbeitung der PDA-Rohdaten erfolgte mit der eigens entwickelten Auswerterroutine SprayCAT. Vorarbeiten zur vorgestellten Methodik erfolgten im Rahmen der Masterarbeit von Oehler [143].

## 6.5 Einfluss des Systemdrucks auf die Tropfengröße in Sprays Newtonscher Fluide

Zur Auslegung und Optimierung technischer Spraysysteme sind detaillierte Informationen über die lokale Verteilung von Tropfengrößen und Tropfengeschwindigkeiten innerhalb eines Tropfenkollektives von großer Bedeutung. Auf Basis dieser Messdaten werden beispielsweise Reaktionsräume hinsichtlich ausreichender Verweilzeit dimensioniert. Ebenso sind diese Daten für die Validierung und Vorgabe betriebsnaher Eingangsdaten einer numerischen Simulation essentiell. Im Rahmen der experimentellen Untersuchungen zum Einfluss des Systemdrucks auf den Zerstäubungsvorgang, erfolgte die Messung der Größen- und Geschwindigkeitsverteilung im Spray durch den Einsatz eines 3-Detektor-Standard-PDA-Systems.

### 6.5.1 Darstellung der PDA-Messdaten

Die Interpretation des Einflusses von Systemdruck und der Flüssigkeitsviskosität erfolgt mittels lokaler  $d_{32}$  und integraler  $Id_{32}$  Sauterdurchmesser. Dargestellt werden die lokal gemessenen Sauterdurchmesser in der vorliegenden Arbeit in Form von Radialprofilen an konstanter axialer Position  $z$  als Funktion der radialen Position  $x_1 \leq x_i \leq x_{N_p}$ . Der Index  $N_p$  entspricht der Anzahl radialer Messpositionen. In Abbildung 6.9 sind exemplarisch die Radialprofile des lokalen Sauterdurchmessers und der mittleren axialen Tropfengeschwindigkeit der Zerstäubung einer Glycerin/Wasser-Mischung bei einer axialen Position von  $z = 200$  mm abgebildet. Die radiale Auflösung zwischen den Messpunkten beträgt  $\Delta x = 2$  mm.



**Abbildung 6.9:** Darstellung lokaler und integraler Messdaten des PDA-Systems.

Betriebsbedingungen: PDA |  $p_{sys} = 2$  bar (abs) |  $v_g = 58$  m s<sup>-1</sup> |  $\eta_l = 100$  mPa s |  $\dot{M}_l = 12$  kg h<sup>-1</sup> |  $z = 200$  mm | AMD-0°

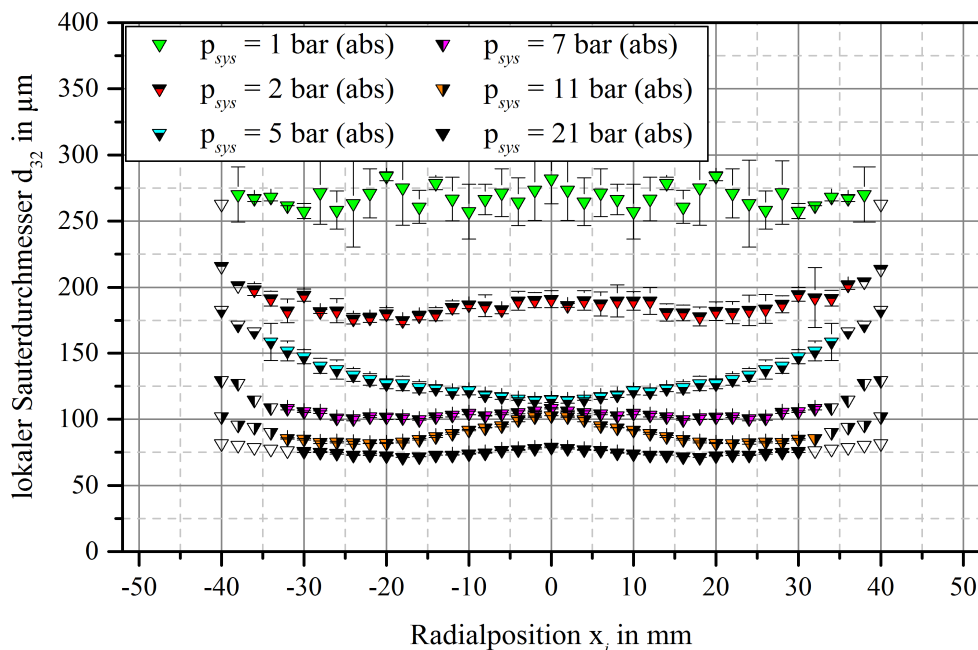
Bei den dargestellten Ergebnissen handelt es sich um Mittelwerte wiederholter Messungen. Die Reproduzierbarkeit der Messdaten ist im Graph durch Fehlerbalken gekennzeichnet. Messungen, bei welchen es aufgrund langer Messzeiten und/oder breitem Spraywinkel zu einem erhöhten Risiko der Verschmutzung optischer Zugänge kam, wurden als Halbprofile vermessen und an der Hauptströmungsachse ( $x = 0$  mm) gespiegelt. Bei Reproduktionsmessungen wurde überwiegend kein komplettes Radialprofil vermessen. Diese Methodik ist aufgrund der gegebenen Achsensymmetrie des Sprays legitim. Exemplarisch sei hierzu auf das komplett vermessene Radialprofil in Abbildung 6.9 hingewiesen. Bei der Darstellung der Profilmesswerte wird darüber hinaus zwischen Messwerten innerhalb und außerhalb des Spraykegels unterschieden. Befinden sich die Messwerte der Messpositionen  $x_i$  innerhalb des Spraykegels, werden diese als geschlossene Symbole dargestellt. Messwerte außerhalb des Spraykegels sind durch offene Symbole gekennzeichnet. Befindet sich der Spraykegelrand zwischen zwei Messpositionen, wird der äußere Messwert als geschlossenes Symbol dargestellt. Die Festlegung des Spraykegelrandes basiert auf einer im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Vorgehensweise. Für jedes der zerstäubten Modellfluide wurde bei geringstem betrachtetem Systemdruck der Sprayrand zunächst bei einem Verhältnis der lokalen Datenrate zur maximalen Datenrate bei  $f_{PDA,i}/f_{PDA,max} \approx 0,1$  definiert. Angemerkt sei, dass für die in dieser Arbeit relevante Sprayform, dem Vollkegelspray, eine Abnahme der Datenrate mit steigendem Abstand zur Hauptströmungsachse charakteristisch ist. Die weitere Änderung des Spraykegelrandes mit steigendem Systemdruck  $p_{sys}$  wurde, entsprechend der Abhängigkeit des axialpositionsabhängigen Spraywinkels vom Systemdruck ( $\alpha_{sp,z} \propto p_{sys}^x$ ), berücksichtigt. Basis für die Definition der positionsabhängigen Spraywinkel sind Radialprofile der Tropfengeschwindigkeit  $v_{Tr,z}$  an der jeweiligen axialen Messposition  $z$ . Bestimmt wird  $\alpha_{sp,z}$  aus dem Schnittpunkt der linearen Regressionsgeraden mit der Abszisse und der axialen Messposition, siehe Abbildung 6.9, nach folgender Gleichung  $\alpha_{sp,z}/2 = \tan^{-1}(x_i(v_{Tr,z} = 0 \text{ m s}^{-1})/z)$ . Aus den Messdaten der Zerstäubung von Wasser ergibt sich für den Spraywinkel  $\alpha_{sp,z}$  beispielsweise die Abhängigkeit  $\alpha_{sp,z} \propto p_{sys}^{-0,0897}$ . Folglich wurde ausgehend vom Sprayrand, definiert bei geringstem betrachtetem Systemdruck durch das Verhältnis der lokalen zur maximalen Datenrate, die weitere Abhängigkeit des Sprayrands vom Systemdruck entsprechend der jeweiligen Potenzfunktion des positionsabhängigen Spraywinkels bestimmt. Entgegen

der direkten Festlegung des Sprayrands für alle Betriebspunkte durch das Kriterium  $f_{PDA,i}/f_{PDA,max} \approx 0,1$ , wird bei der hier verwendeten indirekten Methode eine mögliche fehlerhafte Festlegung des Sprayrands durch erschwerte Messbedingungen ausgeschlossen. Ein mögliches Szenario hierfür ist die irrtümliche Abnahme der Datenrate durch eine erhöhte Wahrscheinlichkeit fehlerhafter Messsignale bei hoher Tropfenzahl, siehe Kapitel 4.2.2.

Die Berechnung integraler Sauterdurchmesser erfolgt nach Gleichung (2.37). Die Vorgehensweise hierzu wird im Anhang A.4.2 beschrieben. Berücksichtigt werden alle lokal gemessenen Sauterdurchmesser  $d_{32}$  an einer konstanten axialen Position  $z$ , welche sich innerhalb der festgelegten Grenzen  $x_1 \leq x_i \leq x_{N_p}$  des Spraykegels befinden. Entspricht die Position des Spraykegelrands der Position zwischen zwei Messpunkten des PDA-Systems, so wird der Mittelwert beider Werte berücksichtigt.

### 6.5.2 Untersuchung zur Zerstäubung eines niederviskosen Newtonschen Fluids

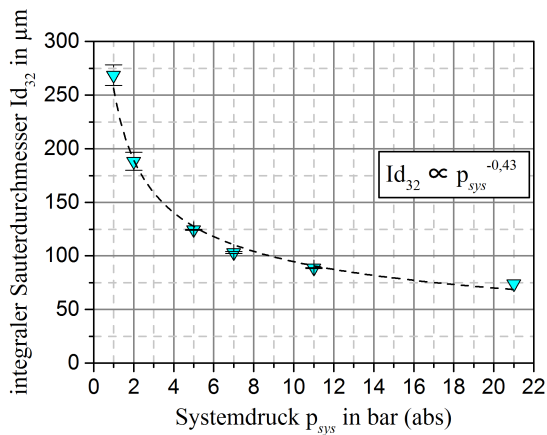
Im vorliegenden Kapitel wird auf Basis experimenteller Daten der Einfluss des Systemdrucks auf die resultierenden Tropfengrößen aufgezeigt. Aufgrund der hohen Relevanz für die numerische Simulation von Zerstäubungsprozessen wurde der Fokus insbesondere auf die Bestimmung lokaler Informationen gelegt. In Abbildung 6.10 sind die mit einem PDA-System gemessenen lokalen Sauterdurchmesser  $d_{32}$  von der Zerstäubung der niederviskosen Newtonschen Flüssigkeit Wasser abgebildet. Variiert wurde der Systemdruck bei konstanter Gas- bzw. Relativgeschwindigkeit. Die axiale Messposition wurde bei  $z = 200$  mm festgelegt. Bei dieser Position ist das notwendige Kriterium der PDA-Messtechnik, der mehrheitlichen Existenz sphärischer Tropfen, für alle Betriebsbedingungen erfüllt. Grundlage für diese Bewertung sind SG- und HG-Aufnahmen, siehe z. B. Abbildung 6.12.



**Abbildung 6.10:** Einfluss des Systemdrucks auf den  $d_{32} = f(x_i)$  bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$ .  
 Betriebsbedingungen: PDA |  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  |  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  |  $z = 200 \text{ mm}$  | AMD-0°

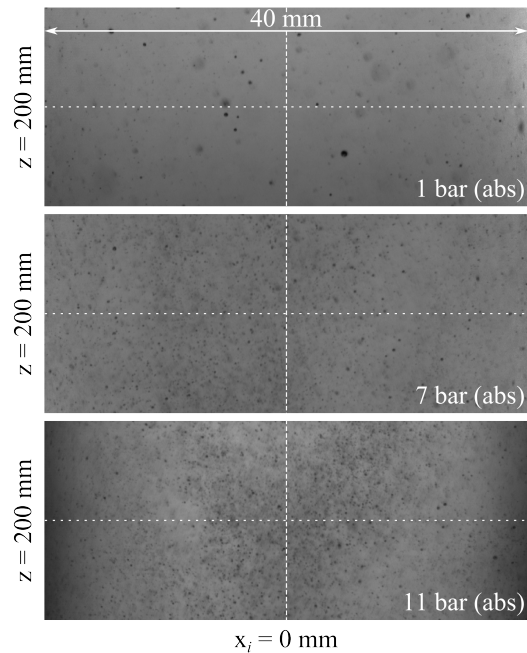
Generell führt eine Erhöhung des Systemdrucks bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit zu einer Abnahme der Tropfengrößen im Spray. Ursache hierfür ist die Proportionalität der kinetischen Energie der Gasphase  $E_{kin} = 0,5 V_g \rho_g v_g^2$  zur Gasdichte, bzw. zum Systemdruck  $E_{kin} \propto \rho_g \propto p_{sys}$ . Mit zunehmendem Druck steigt die kinetische Energie der Gasphase, welche zur Vergrößerung der Flüssigkeitsoberfläche um  $\Delta A$  bzw. zur Überwindung der Oberflächenspannungsenergie  $E_A = \sigma \Delta A$  zur

Verfügung steht. Um den Einfluss des Systemdrucks über den Sprayquerschnitt zu betrachten, wurden aus den lokal gemessenen Werten integrale Sauterdurchmesser  $Id_{32}$  berechnet, siehe Abbildung 6.11.



**Abbildung 6.11:** Einfluss des Systemdrucks auf den integralen Sauterdurchmesser.

Betriebsbedingungen: PDA |  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  |  
 $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  |  $z = 200 \text{ mm}$  |  
 AMD-0°

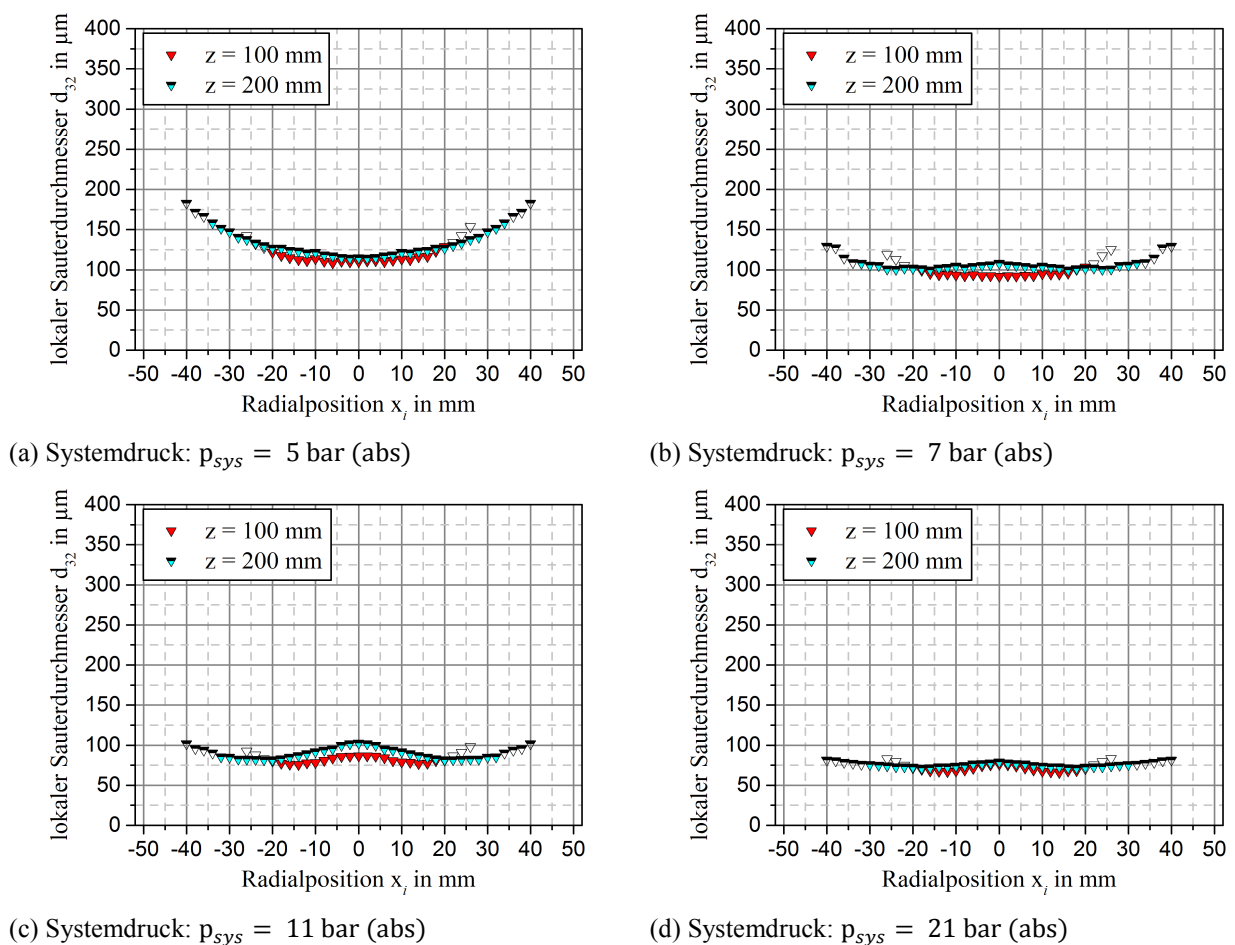


**Abbildung 6.12:** Visualisierung des Sprays zur Beschreibung des Systemdruckeinflusses auf die Tropfenzahldichte und Tropfengröße.

Betriebsbedingungen: HG-vis |  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  |  
 $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

Auf Grundlage dieser Auftragung wird ersichtlich, dass der Einfluss des Systemdrucks auf die Tropfengrößen im Spray mit steigendem Druck sinkt. Mathematisch lässt sich der Einfluss des Systemdrucks über eine Potenzfunktion in der Form  $Id_{32} \propto p_{sys}^{-0,43}$  beschreiben. Die hier festgestellte Abhängigkeit  $X = -0,43$  ( $\text{H}_2\text{O}$ ) stimmt mit den in der Literatur berichteten Abhängigkeiten zum Einfluss des Systemdrucks bei der gasgestützten Zerstäubung niedrigviskoser Flüssigkeiten überein, siehe Tabelle 6.1. Qualitativ lässt sich die Abnahme der Tropfengrößen mit steigendem Systemdruck ebenfalls bestätigen. In Abbildung 6.12 sind für die Systemdrücke  $p_{sys} = 1 \text{ bar (abs)}$ ,  $p_{sys} = 7 \text{ bar (abs)}$  und  $p_{sys} = 11 \text{ bar (abs)}$  Bildausschnitte des Spraykegels bei einer axialen Position von  $z = 200 \text{ mm}$  abgebildet. Außerdem ist zu erkennen, dass die Tropfenzahldichte mit steigendem Systemdruck steigt. Die Homogenität der Tropfengrößenverteilung im Spray nimmt ebenfalls zu. Unter Anwendung von Gleichung (2.35) kann dies mit Messdaten des PDA-Systems bestätigt werden. Die mittlere Verteilungsbreite  $\bar{b}$  beträgt bei geringem Systemdruck  $\bar{b}(p_{sys} = 1 \text{ bar (abs)}) = 1,48$  und bei hohem Druck  $\bar{b}(p_{sys} = 21 \text{ bar (abs)}) = 1,23$ . Des Weiteren ist die Abhängigkeit der Radialprofilform vom Systemdruck von Bedeutung, siehe Abbildung 6.10. Ausgehend von einem annähernd flachen Radialprofil mit ausgeprägter Schwankung des lokalen Sauterdurchmessers, kommt es mit steigendem Systemdruck zur Bildung eines Radialprofils mit U-ähnlicher Form. Begründet wird diese Beobachtung durch den vorherrschenden Strahlerfallsmechanismus. Entsprechend der Erkenntnisse aus Kapitel 6.3 erfolgt der Primärzerfall von Wasser unter den hier relevanten Betriebsbedingungen nach dem Fadenzerfall. Voraussetzung für diese Art des Primärzerfalls ist eine ausreichend hohe aerodynamische Kraft ( $We_{aero} > We_{aero,krit} = 70$ , siehe Kapitel 2.5.2), bei gleichzeitig niedriger Viskosität des zu zerstäubenden Fluids. Bedingt durch den Impulsaustausch zwischen Gas- und Flüssigphase sinken die wirkenden Kräfte jedoch mit steigendem Abstand zum Düsenaustritt. Bei unvollständigem Zerfall des

Flüssigkeitsstrahls im Fadenzerfallsregime, desintegriert der verbleibende Flüssigkeitskern durch den RP-Instabilitätsmechanismus in vergleichsweise große Flüssigkeitsfragmente. Diese sind bei geringem Systemdruck für den Tropfengrobanteil im Sprayzentrum verantwortlich. Der Anteil an Flüssigmasse, welche entsprechend dem Fadenzerfall zerfällt, nimmt mit steigendem Systemdruck zu ( $We_{aero} \propto \rho_g$ ). Für die hier durchgeführten Experimente ist bei einem Systemdruck von  $p_{sys} = 5$  bar (abs) ein ausgeprägtes U-Profil zu erkennen. Bei diesem Betriebspunkt ist die aerodynamische Weber-Zahl  $We_{aero} = 780$  somit wesentlich größer als die von Lasheras und Hopfinger [36] definierte kritische aerodynamische Weber-Zahl ( $We_{aero}(Re_l = 2122) \approx 180$ ), siehe Abbildung 2.9 (b). Unterstützt wird die Ausbildung eines U-Profiles zudem durch die, im Vergleich zum Sprayrand, höheren Schergeschwindigkeiten im Zentrum des Zweiphasenfreistrahls. Bei weiterer Steigerung des Systemdrucks sinkt die Differenz zwischen den  $d_{32}$ -Werten im Zentrum und am Rand des Sprays. Interessanterweise kommt es ab einem Systemdruck von  $p_{sys} \geq 7$  bar (abs) zu einem Anstieg der lokalen Sauterdurchmesser im Sprayzentrum. Entsprechend geht das U-Profil in ein W-förmiges Profil über. Dieser Anstieg der lokalen  $d_{32}$ -Werte im Sprayzentrum ist bei  $p_{sys} = 11$  bar (abs) am stärksten ausgeprägt und nimmt zu  $p_{sys} = 21$  bar (abs) wieder ab. Zur Klärung dieses Effekts wurde an ausgewählten Betriebspunkten zusätzlich bei einer düsen näheren Position von  $z = 100$  mm vermessen. In Abbildung 6.13 (a) bis Abbildung 6.13 (d) sind die Radialprofile beider axialer Positionen für verschiedene Systemdrücke abgebildet. Bei dieser axialen Position wurden Betriebspunkte untersucht, bei welchen die Existenz von Ligamenten und Flüssigkeitsfragmenten ausgeschlossen werden konnte.



**Abbildung 6.13:** Einfluss der axialen Position  $z$  auf die Form der Radialprofile lokaler Sauterdurchmesser bei variierendem Systemdruck.

Betriebsbedingungen: PDA |  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  |  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

Bei Betrachtung des Radialprofils bei  $z = 100$  mm fällt auf, dass die Ausbildung des charakteristischen W-Profiles im Vergleich zur axialen Position bei  $z = 200$  mm erst bei höherem Systemdruck ( $p_{sys} \geq 7$  bar (abs)) auftritt. Bei einem Systemdruck von  $p_{sys} = 5$  bar (abs) entspricht die Form beider axialen Profile dem eines U-Profiles. Auch die absoluten Werte beider Profile sind bei 5 bar (abs) ähnlich. Auf Basis dieser Daten kann die Annahme getroffen werden, dass der Sekundärzerfall der Tropfen bei  $p_{sys} = 5$  bar (abs) bereits bei einer axialen Position  $z < 100$  mm abgeschlossen ist. Bei einem Systemdruck von  $p_{sys} = 7$  bar (abs) entspricht das  $d_{32}$ -Profil bei  $z = 100$  mm einem U-Profil. Bei  $z = 200$  mm dagegen ist eindeutig ein Anstieg der lokal gemessenen Sauterdurchmesser im Sprayzentrum zu beobachten. In Abbildung 6.13 (c) sind die Radialprofile beider axialen Positionen für einen Systemdruck von  $p_{sys} = 11$  bar (abs) abgebildet. Bei diesem Druck weisen beide Profile eine ausgeprägte W-Form auf. Betont sei allerdings, dass die Differenz zwischen Sprayzentrum und Randbereich auch bei diesem Druck weiter stromab größer ist, als im Vergleich zur axialen Position bei  $z = 100$  mm. Die Messdaten in Abbildung 6.13 (d) zeigen, dass der Anstieg der Tropfengröße im Sprayzentrum bei weiterer Steigerung des Systemdrucks bis hin zu  $p_{sys} = 21$  bar (abs) wieder zurück geht. Begründet wird der Anstieg der Tropfengröße mit steigendem axialem Abstand durch Interaktionen zwischen Tropfen. In technischen Sprays kann es zu Tropfen-Tropfen-Kollisionen kommen. Diese Kollisionen führen unter bestimmten Umständen zur Koaleszenz von Tropfen. Zur Bewertung des Druckeinflusses auf das hier festgestellte Koaleszenzverhalten wird ein physikalisches Modell aus der Literatur genutzt. Tsouris und Tavlarides [55] beschreiben die Koaleszenzrate  $\Gamma$  zweier Tropfen ( $d_{Tr,1}$ ,  $d_{Tr,2}$ ) in einem polydispersen Tropfenkollektiv durch das Produkt aus Kollisionsrate  $K$  und Koaleszenzeffizienz  $\Pi$ . Unter der Annahme, dass turbulente Fluktuationen die überwiegende Ursache für Kollisionen sind, definieren die Autoren folgende Abhängigkeit zur Beschreibung der Kollisionsrate:

$$K \propto (n_{Tr,1} + n_{Tr,2}) (v'_{g,1}{}^2 + v'_{g,2}{}^2)^{1/2} (d_{Tr,1} + d_{Tr,2})^2 \quad (6.2)$$

Nach dieser Gleichung steigt die Kollisionsrate  $K$  mit zunehmender Tropfenanzahldichte  $n_{Tr}$ , steigender turbulenzbedingter Gasgeschwindigkeitsfluktuation  $v'_g$  und größerer Stoßquerschnittsfläche der Tropfen. Auf Basis der hier festgestellten Erkenntnisse wird die Kollisionsrate somit insbesondere durch den Einfluss des Systemdrucks auf die Tropfenanzahldichte erhöht. Dieser Effekt resultiert aus der Abnahme des Spraywinkels ( $p_{sys} \uparrow \rightarrow \alpha_{sp} \downarrow$ ) und der Tropfengröße mit steigendem Systemdruck bei konstanter Austrittsgeschwindigkeit von Gas und Flüssigkeit ( $p_{sys} \uparrow \rightarrow d_{Tr} \downarrow \rightarrow n_{Tr} \uparrow$ ). Für einen qualitativen Beweis zum Einfluss des Systemdrucks auf die Tropfenanzahldichte sei an dieser Stelle auf Abbildung 6.12 verwiesen. Bei Betrachtung der nachfolgenden Abhängigkeit wird außerdem ersichtlich, dass turbulenzbedingte Gasgeschwindigkeitsfluktuationen mit steigendem Systemdruck intensiviert werden.

$$v'_g \propto \varepsilon^{2/3} \propto \rho_g^{2/3} \propto p_{sys}^{2/3} \quad (6.3)$$

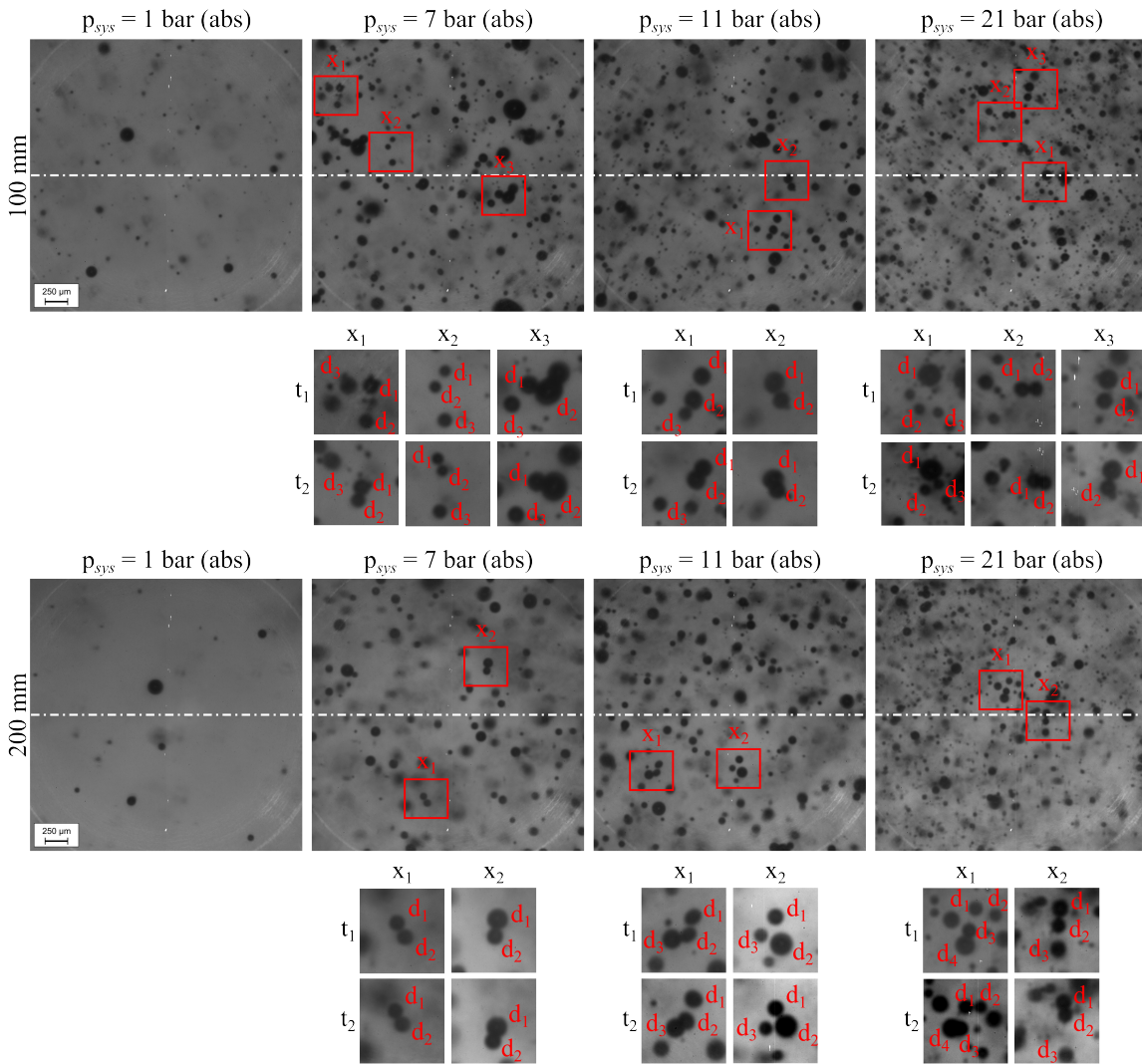
Die Herleitung von Ausdruck (6.3) erfolgte auf Grundlage der Gleichungen (2.30) und (2.31). Die Kollision zwischen Tropfen setzt jedoch nicht zwingend Koaleszenz voraus. Nach Qian und Law [53] tritt Koaleszenz zwischen zwei Tropfen ein, wenn die Dauer des Kollisionsvorgangs  $t_{kol}$  die Dauer des Ausströmvorgangs  $t_{drain}$  übersteigt, siehe Kapitel 2.5.4. Aus physikalischer Sicht kann die Koaleszenzeffizienz  $\Pi$  somit aus dem Verhältnis von  $t_{drain}/t_{kol}$  definiert werden. Lasheras et al. [37] formulierten aus diesem Zusammenhang Formel (6.4) zur Abschätzung der Koaleszenzeffizienz.

$$\Pi(d_{Tr,1}, d_{Tr,2}) \propto \exp\left(-\frac{t_{drain}}{t_{kol}}\right) \quad (6.4)$$

Der Wertebereich von Formel (6.4) liegt zwischen Null, keine Koaleszenz, und Eins, vollständige Koaleszenz. Zur Abschätzung des Verhältnisses von  $t_{drain}/t_{kol}$  existieren in der Literatur sowohl für Flüssig-Flüssig-Systeme als auch für Gas-Flüssig-Systeme verschiedene Ansätze. Eine Übersicht hierzu gibt die Dissertation von Simon [144]. Der Ausdruck von Coualoglou und Tavlarides [145] zur Abschätzung der Koaleszenzeffizienz

$$\Pi(d_{Tr,1}, d_{Tr,2}) \propto \exp\left(-\varepsilon \frac{\eta_g \rho_g}{\sigma^2} \frac{1}{L_c^2} \left(\frac{d_{Tr,1} d_{Tr,2}}{d_{Tr,1} + d_{Tr,2}}\right)^4\right), \quad (6.5)$$

stimmt phänomenologisch mit der etablierten Beschreibung zur Tropfenkoaleszenz von Qian und Law [53] überein. Daher wird für die Interpretation des Koaleszenzverhaltens in der vorliegenden Arbeit dieser Ansatz gewählt. Folglich wird die Koaleszenzeffizienz durch einen geringen Systemdruck, kleine Tropfen, vermindertem Energieeintrag und hoher Oberflächenspannung begünstigt. Unter Berücksichtigung des entgegengesetzten Einflusses des Systemdrucks auf die Kollisionsrate ( $p_{sys} \uparrow \rightarrow K \uparrow$ ) und die Koaleszenzeffizienz ( $p_{sys} \uparrow \rightarrow \Pi \downarrow$ ) ist der hier festgestellte Unterschied in der Entwicklung der  $d_{32}$ -Profile zwischen  $p_{sys} = 11$  bar (abs) und  $p_{sys} = 21$  bar (abs) plausibel. Neben der theoretischen Betrachtung zur Koaleszenz belegen hochauflösende Shadowgraphie-Aufnahmen des Spraykegelzentrums die Existenz von Koaleszenzereignissen. Exemplarisch sind in Abbildung 6.14 SG-Aufnahmen der Systemdrücke  $p_{sys} = 1$  bar (abs),  $p_{sys} = 7$  bar (abs),  $p_{sys} = 11$  bar (abs) und  $p_{sys} = 21$  bar (abs) bei den axialen Positionen  $z = 100$  mm und  $z = 200$  mm abgebildet. Innerhalb der SG-Aufnahmen kennzeichnen Bereiche mit roter Umrandung Koaleszenzereignisse zum Zeitpunkt  $t_1$  zwischen zwei oder mehreren Tropfen. Durch die Aufnahme von Doppelbildern kann nicht nur die potenzielle Koaleszenz zwischen den Tropfen beobachtet werden, sondern auch deren Bewegung zueinander. Die zeitliche Entwicklung der Bildausschnitte mit der Kennzeichnung  $X_i$  ist unterhalb der jeweiligen SG-Aufnahme in vertikaler Richtung angeordnet. Die Betrachtung von Kollisionsereignissen mittels zweidimensionaler Aufnahmen setzt voraus, dass sich die kollidierenden Tropfen bis auf einen maximalen Versatz ( $B < 1$ ) innerhalb einer definierten Ebene befinden. Qualitativ bestätigt wird dies in Abbildung 6.14 durch einen nahezu identischen Graustufenverlauf an den Tropfenkonturen der visualisierten Kollisionsereignisse.



**Abbildung 6.14:** Tropfen-Tropfen-Interaktionen beobachtet mit einem SG-System. Rot umrandete Bereiche kennzeichnen potentielle Koaleszenzereignisse zum Zeitpunkt  $t_1$  kurz vor der Interaktion.  
 Betriebsbedingungen: SG |  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  |  $\eta_l = 1 \text{ mPa s}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  |  $x_l = 0 \text{ mm}$  | AMD-0°

Bei atmosphärischem Druck konnten keine Koaleszenzereignisse festgestellt werden. Ursache hierfür ist die geringe Tropfenanzahldichte im Spray, siehe Abbildung 6.14.

Die Tropfengröße innerhalb eines Tropfenkollektivs kann während des Tropfentransports auch durch Verdunstung beeinflusst werden. Folglich führt in einem polydispersen Spray der Phasenübergang zu einer Zunahme des mittleren Durchmessers, siehe Chin et al. [146]. Der zu erwartende Einfluss durch den Phasenübergang wäre jedoch entgegen dem hier festgestellten Effekt, da Tropfenverdunstung durch steigenden Systemdruck gehemmt wird. Der verdunstete Massenstrom, welcher durch Diffusion und Konvektion an die Umgebung übertragen wird, ist laut Gleichung (A.9) proportional zum Diffusionskoeffizienten  $\delta_{AL}$  und dem Gradienten zwischen dem Sättigungsdampfgehalt an der Tropfenoberfläche und der Konzentration des Dampfes in der Umgebung. Der Diffusionskoeffizient von Wasserdampf (A:  $\text{H}_2\text{O}$ ) in Luft sinkt nach der Berechnungsgleichung für Diffusionskoeffizienten in Gasen (B: Luft) von Hirschfelder et al. [147] jedoch mit steigendem Druck ( $\delta_{AB} \propto p_{sys}^{-1}$ ), siehe Anhang A.6. Außerdem nimmt die maximal mögliche Beladung  $X$  an Wasserdampf in trockener Luft mit steigendem Systemdruck ab. Bei einer Umgebungstemperatur von  $T_u = 20 \text{ °C}$  ist das Verhältnis der maximal möglichen Beladungen bei  $p_{sys} = 1 \text{ bar}$  (abs) zu  $p_{sys} = 6 \text{ bar}$  (abs) circa  $X_{1bar}/X_{6bar} \approx 6$ . Dieser Sachverhalt ist ebenfalls im Anhang A.6 in Abbildung A.11 in Form zweier Enthalpie-Wasserbeladungs-Diagramme (Mollier-h-X-Diagramme) dargestellt. Der Einfluss des Systemdrucks auf



das Verdunstungsverhalten eines Einzeltropfens wurde von den Autoren Chin et al. [146] (Kerosin JP-5) sowie Kim und Sung [148] (n-Heptan) analytisch untersucht. In beiden Untersuchungen wird berichtet, dass der Phasenübergang bei Temperaturen unterhalb einer kritischen Temperatur ( $T_{krit} < 600$  K) mit steigendem Druck gehemmt wird.

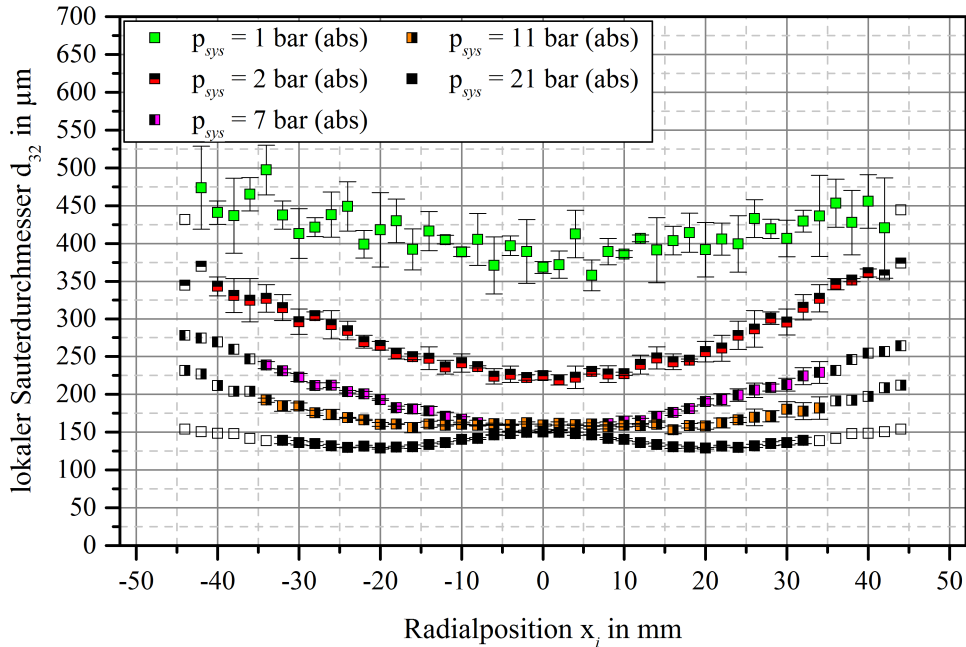
Über einen Anstieg der Tropfengröße im Spray mit steigendem axialem Abstand  $z$  wird auch in der Literatur berichtet. Genannt seien die Arbeiten von Lasheras et al. [37], Kim und Sung [148], El-Shanawany und Lefebvre [149], De Corso [150] sowie Brenn et al. [151]. Im Allgemeinen begründen die Autoren den Anstieg der Tropfengröße durch Tropfenkoaleszenz infolge hoher Tropfenanzahldichte im Spray. Lasheras et al. [37] betonen bei deren Analyse, dass Koaleszenz bereits im düsen nahen Bereich auftritt, jedoch erst nach Abschluss des Sekundärzerfalls in merklichem Maße die Tropfengrößenverteilung im Spray beeinflusst. El-Shanawany und Lefebvre [149] schließen neben dem Einfluss durch Koaleszenz der Tropfen eine Beeinflussung durch Tropfenverdunstung nicht aus. Hervorgehoben seien die Arbeiten von Kim und Sung [148] sowie De Corso [150] zum Einfluss des Systemdrucks auf das Koaleszenzverhalten von Tropfen. Im Rahmen der Studie von De Corso wurde der Einfluss des Systemdrucks auf die resultierende Tropfengrößenverteilung bei der Zerstäubung von Diesel mit einer Einstoff-Druckdüse untersucht. Der Autor detektierte mit einem SG-System, bei konstanter axialer Position, nach anfänglicher Abnahme der Tropfengröße einen Anstieg des Sauterdurchmessers für Systemdrücke  $p_{sys} \gtrsim 2$  bar (abs). Kim und Sung [148] untersuchten analytisch den Einfluss des Systemdrucks auf das Kollisionsverhalten von Tropfen aus n-Heptan in einem Tropfenkollektiv. Die Autoren berichten von einem signifikanten Anstieg der Kollisionshäufigkeit mit steigendem Systemdruck. Ursache hierfür ist, entsprechend der Autoren, die erhöhte Tropfenanzahldichte im Spray, resultierend aus der Abnahme des Spraywinkels.

### 6.5.3 Untersuchung zur Zerstäubung hochviskoser Newtonscher Fluide

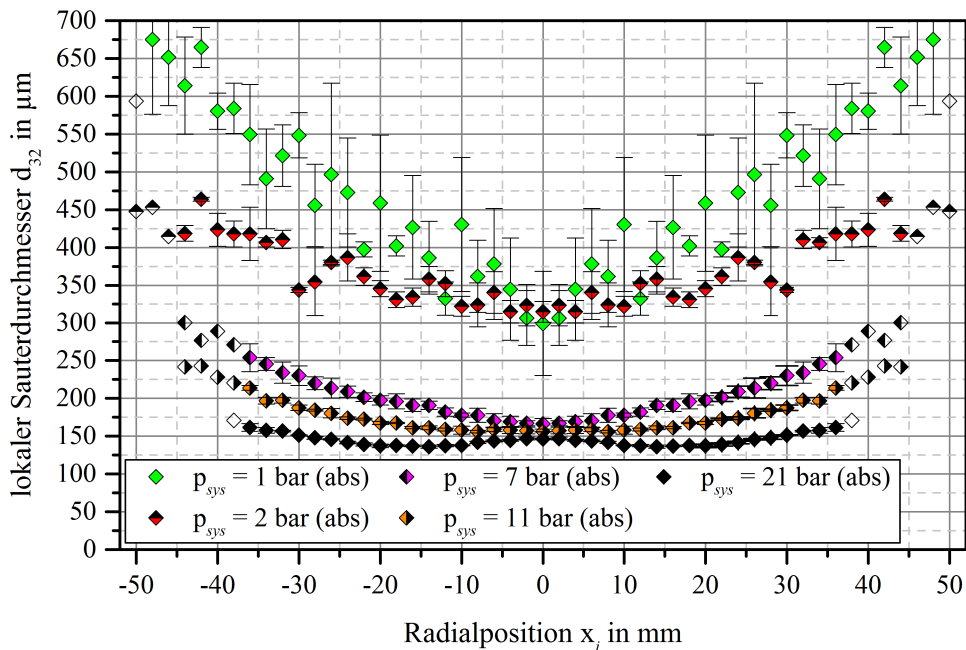
In diesem Kapitel wird der Einfluss des Systemdrucks auf die Zerstäubung hochviskoser Newtonscher Flüssigkeiten betrachtet. Aufgrund des Defizites an Literatur zur Zerstäubung hochviskoser Fluide bei Variation des Systemdrucks, sind die Ergebnisse für das geplante Vorhaben, der numerischen Modellierung eines Flugstromvergasers, von hoher Relevanz. Die Interpretation der Tropfengrößen im Spray erfolgt analog der Beschreibung aus Kapitel 6.5.1 durch lokale  $d_{32} = f(x_i)$  und integrale  $Id_{32}$  Sauterdurchmesser, welche aus gemessenen Tropfengrößenverteilungen des PDA-Systems berechnet wurden. Bedingt durch den dämpfenden Einfluss der Viskosität auf den Sekundärzerfall und der damit verbundenen erhöhten Tropfenzerfallszeit, wurde die axiale Messposition für alle betrachteten Modellfluide bei  $z = 200$  mm festgelegt. Der Einfluss des Systemdrucks auf die Zerstäubung der Glycerin/Wasser-Mischungen wurde bei drei unterschiedlichen Gasaustrittsgeschwindigkeiten untersucht. Eine Übersicht über die untersuchten Betriebsbedingungen ist in Tabelle 6.2 in Kapitel 6.2 gegeben.

Die nachfolgende Interpretation der Messdaten bezieht sich auf die Abbildung 6.15. Dargestellt sind in den jeweiligen Diagrammen  $d_{32}$ -Radialprofile bei variierendem Systemdruck und konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit für die Viskositätswerte  $\eta_l = 100$  mPa s (Abbildung 6.15 (a)),  $\eta_l = 200$  mPa s (Abbildung 6.15 (b)) und  $\eta_l = 400$  mPa s (Abbildung 6.15 (c)). Analog der Zerstäubung von Wasser führt eine Erhöhung des Systemdrucks bei  $v_g = \text{konstant}$  zu einer Abnahme der Tropfengröße im Spray. Diese Beobachtung gilt gleichermaßen für alle betrachteten Viskositätswerte. Bei konstantem Systemdruck resultiert eine Erhöhung der Viskosität dagegen in einem Anstieg der lokalen Sauterdurchmesser  $d_{32}$ . Ursache hierfür ist der dämpfende Einfluss der Viskosität auf das Wachstum von Instabilitäten, welche zum Zerfall des intakten Flüssigkeitsstrahls führen, siehe Abbildung 6.1. Die aus dem Primärzerfall resultierenden Flüssigkeitselemente (Ligamente, Fragmente und Tropfen) zerfallen in Objekte mit geringeren Abmessungen, sofern die kritische aerodynamische Belastung des

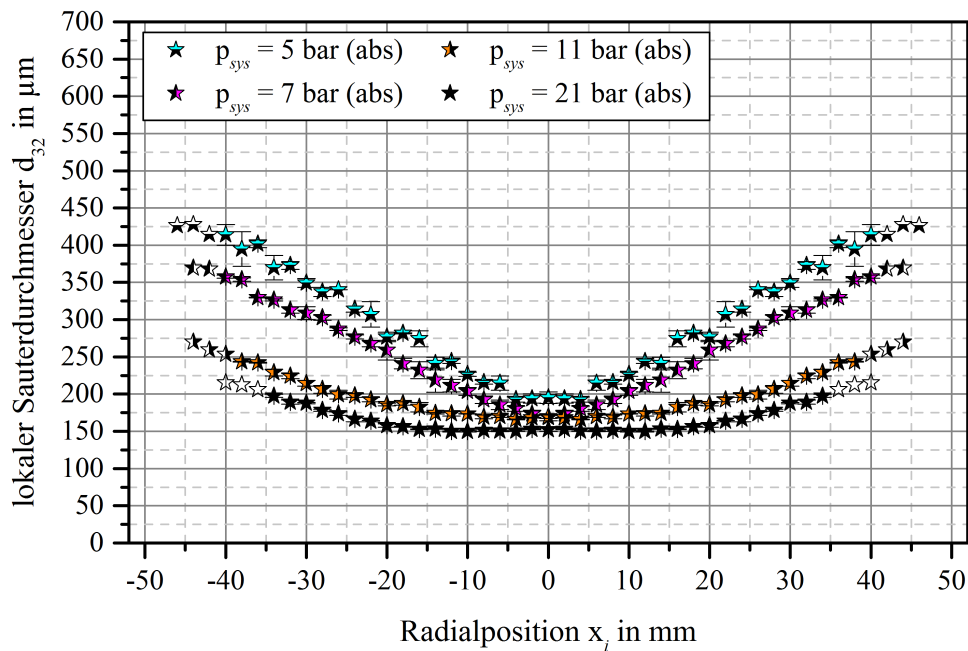
Tropfens für eine ausreichend lange Zeit  $t_{b,krit}^*$  überschritten wurde, siehe Kapitel 2.5.3. Folglich ist insbesondere bei der Zerstäubung viskoser Fluide der zeitliche Verlauf der aerodynamischen Belastung von Bedeutung. Der beobachtete Einfluss der Viskosität auf die Tropfengröße bei konstanten aerodynamischen Bedingungen ist somit auf den Anstieg der kritischen Zerfallszeit  $t_{b,krit}^*$ , bei ähnlicher zeitlicher Entwicklung der wirkenden aerodynamischen Kraft, zurückzuführen.



(a) Modellfluid ist eine Newtonsche Glycerin/Wasser-Mischung mit  $\eta_l = 100$  mPa s.



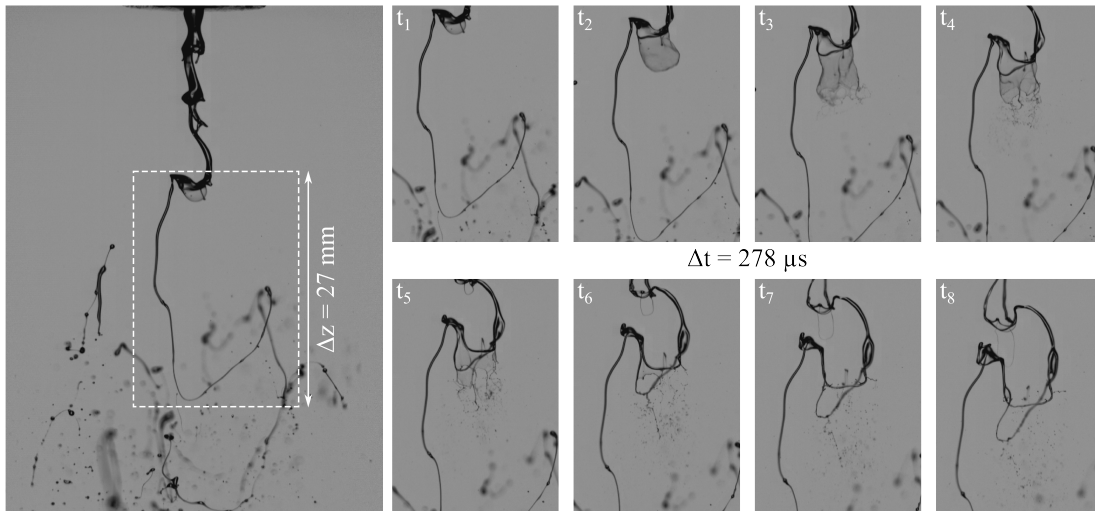
(b) Modellfluid ist eine Newtonsche Glycerin/Wasser-Mischung mit  $\eta_l = 200$  mPa s.



(c) Modellfluid ist eine Newtonsche Glycerin/Wasser-Mischung mit  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$ .

**Abbildung 6.15:** Einfluss des Systemdrucks bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit auf den  $d_{32} = f(x_i)$ .  
 Betriebsbedingungen: PDA |  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  |  $z = 200 \text{ mm}$  | AMD-0°

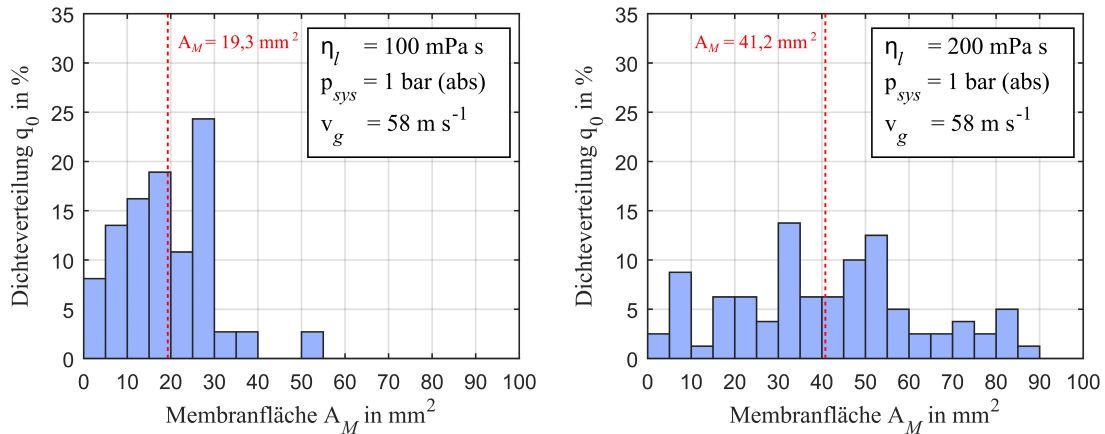
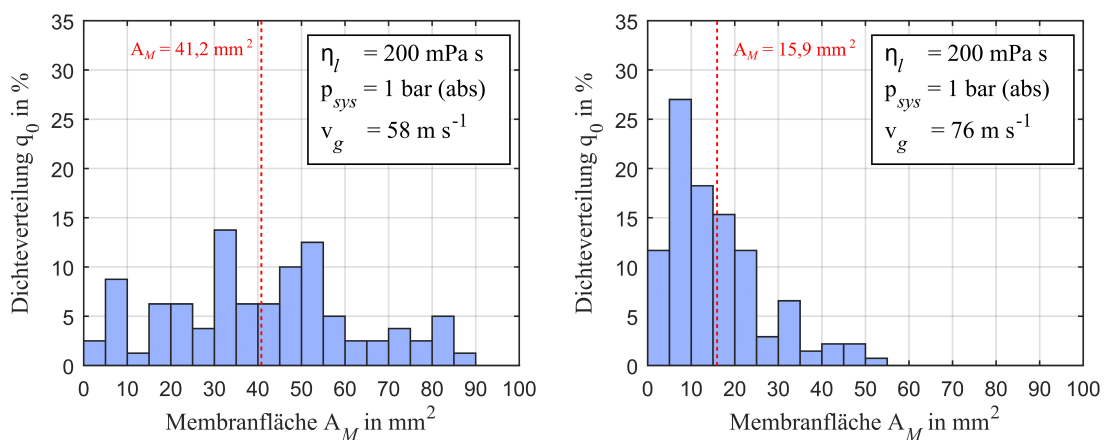
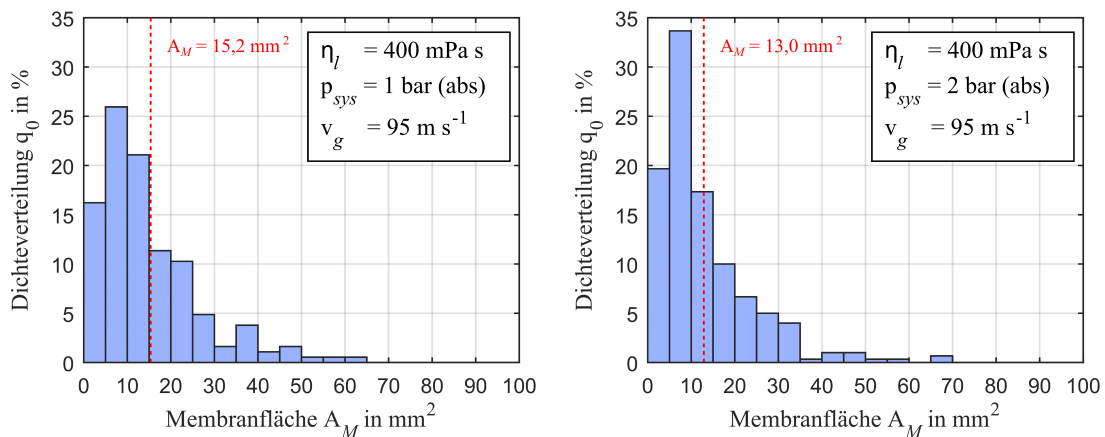
Ein Vergleich der Radialprofile innerhalb Abbildung 6.15, bei unterschiedlicher Viskosität und gleichem Betriebsbereich, zeigt, dass der Einfluss der Viskosität auf die resultierende Tropfengröße mit steigendem Druck sinkt. Angemerkt sei, dass dieser Effekt ebenfalls bei der Zerstäubung unter atmosphärischem Druck und hohen Gasaustrittsgeschwindigkeiten beobachtet wurde, siehe Kapitel 5.1. Grund hierfür ist der abnehmende Einfluss von hydrodynamischen Instabilitäten auf die Bildung von Tropfen bei hoher, auf den Flüssigkeitsstrahl wirkender aerodynamischer Kraft. Gekennzeichnet ist diese Art des Strahlerfalls durch einen nahezu spontanen Zerfall des intakten Strahls am Düsenaustritt in kleine Tropfen. Hervorgehoben sei an dieser Stelle außerdem die Entwicklung der Profilform der lokalen  $d_{32}$ -Werte mit steigender Viskosität. Insbesondere bei geringem Systemdruck unterscheiden sich die Radialprofile hinsichtlich der absoluten Differenz zwischen Sprayzentrum und Sprayrand erheblich. Die Differenz der lokalen Sauterdurchmesser zwischen Rand und Achse nimmt mit steigender Viskosität und/oder abnehmendem Systemdruck zu. Besonders ausgeprägt ist die Differenz  $d_{32}(x_i = \mp 48 \text{ mm}) - d_{32}(x_i = 0 \text{ mm}) \approx 375 \mu\text{m}$  bei einer Viskosität von  $\eta_l = 200 \text{ mPa s}$  und einem Systemdruck von  $p_{\text{sys}} = 1 \text{ bar (abs)}$ , siehe Abbildung 6.15 (b). Bei Wasser ist die Differenz zwischen Rand und Zentrum bei gleichem Systemdruck dagegen vergleichsweise gering, siehe Abbildung 6.10. Zurückzuführen ist der Feinanteil im Sprayzentrum auf die Bildung von Flüssigkeitsmembranen, welche im Strahlerfallsregime des Membranzerfalls auftreten. Der zeitliche Verlauf solch einer Membranbildung ist in Abbildung 6.16 dargestellt.



**Abbildung 6.16:** Zeitlicher Verlauf der Bildung einer Flüssigkeitsmembran bei der Zerstäubung einer hochviskosen Flüssigkeit mit einer außenmischenden Zweistoffdüse.

Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_4“ |  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  |  $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$  |  $p_{sys} = 1 \text{ bar (abs)}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

Die Membranbildung beginnt zum Zeitpunkt  $t_1$ . Im weiteren zeitlichen Verlauf ( $t_i > t_1$  mit  $i = \{2,3\}$ ) wächst die Membran. Ausgehend von einer lokalen Störung innerhalb der dünnen Flüssigkeitsschicht kommt es ab einer bestimmten Schichtdicke zum Bersten der Membran. Dieser Zustand ist in Abbildung 6.16 zum Zeitpunkt  $t_3$  zu erkennen und resultiert im weiteren zeitlichen Verlauf ( $t_i > t_3$  mit  $i = \{4,5,6,7,8\}$ ) in einem Kollektiv aus kleinen Tropfen. Die isolierte Erfassung der Tropfengröße dieses Tropfenkollektivs war im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Auch in der Literatur sind Informationen hinsichtlich der aus einer Membran resultierenden Tropfengröße selten. Lediglich Chou und Faeth [48] geben in Bezug auf den Taschenzerfall bei Tropfen durch Stoßwellen an, dass die mittlere Tropfengröße, welche aus der Membran entsteht, circa 4 % des ursprünglichen Tropfendurchmessers beträgt. Auf Basis dieser Abschätzung entspricht der mittlere Tropfendurchmesser eines Ligaments ( $L_c = D_{lig}$ ) oder einer Flüssigkeitsauswölbung ( $L_c = A_{KH}$ ) mit einem charakteristischen Längenmaß von  $L_c = 500 \mu\text{m}$  circa  $d_{10} = 20 \mu\text{m}$ . Auf Basis der bestehenden Erkenntnisse zum Membranzerfall lässt sich jedoch ableiten, dass lokale Störungen, welche zum Aufreißen der Membran führen, durch die dämpfende Eigenschaft der Flüssigkeitsviskosität unterdrückt werden. Dies resultiert in einem Anstieg der Membranfläche und somit des achsennahen Tropfenfeinanteils mit steigender Viskosität. Diese Annahme wird durch eine Abschätzung der Membranfläche aus Hochgeschwindigkeitsaufnahmen bestätigt, siehe Abbildung 6.17 (a). Eine Erhöhung des Staudrucks und der Turbulenz durch die Steigerung des Systemdrucks und/oder der Gasaustrittsgeschwindigkeit, führt dagegen zu einem früheren Bersten der Membranen. Exemplarisch sei hierzu auf Abbildung 6.17 (b) und Abbildung 6.17 (c) verwiesen. Die Abnahme der sich bildenden Membranflächen korreliert folglich mit dem Tropfenfeinanteil im Sprayzentrum. Bei der Zerstäubung von Wasser existiert unter den hier betrachteten Betriebsbedingungen kein Membranzerfall, siehe Abbildung 6.3. Eine Beschreibung der Methode zur Abschätzung der Membranfläche  $A_M$  ist in Kapitel 2.6.1 zu finden.

(a) Einfluss der Flüssigkeitsviskosität  $\eta_l$  auf die Membranfläche(b) Einfluss der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  auf die Membranfläche(c) Einfluss des Systemdrucks  $p_{sys}$  auf die Membranfläche

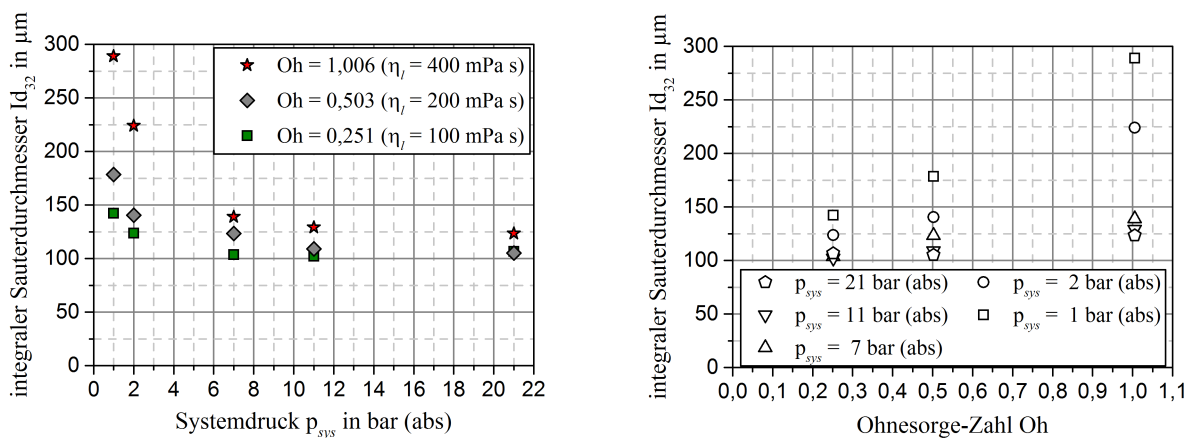
**Abbildung 6.17:** Einfluss relevanter Fluideigenschaften und Betriebsparameter auf die Fläche von Flüssigkeitsmembranen.

Betriebsbedingungen: HG-vis „HG-Setup\_4“ |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

Wie aus Abbildung 6.15 ersichtlich wird, kommt es bei der Zerstäubung hochviskoser Flüssigkeiten durch Steigerung des Systemdrucks ebenfalls zur Ausbildung eines W-Profiles. Auffallend ist, dass sich in Abhängigkeit der Flüssigkeitsviskosität, der Übergang zwischen den Profilformen zu höherem Systemdruck verschiebt. Folglich wird die Koaleszenz zwischen Tropfen durch die Fluideigenschaft Viskosität gehemmt. Die Abnahme der Koaleszenzrate  $\Gamma$  mit steigender Viskosität lässt sich bei

Betrachtung der relevanten Faktoren, Kollisionsrate  $K$  und Koaleszenzeffizienz  $\Pi$ , bestätigen. Bei konstantem Flüssigmassenstrom resultiert der Anstieg der Tropfengröße im Spray mit steigender Viskosität in einer Abnahme der Tropfenanzahldichte  $n_{Tr}$ . Dies führt nach Gleichung (6.2) zu einer Abnahme der Kollisionsrate. Außerdem begünstigt nach Qian und Law [53] eine Erhöhung der Flüssigkeitsviskosität den Abprall-Mechanismus (Regime II), da die Dauer des Ausströmvorgangs durch die an der Phasengrenzfläche wirkende Zähigkeitskraft erhöht wird, siehe Abbildung 2.13 in Kapitel 2.5.4. Folglich sinkt die Koaleszenzeffizienz  $\Pi$  mit steigender Viskosität. Bestätigt wird der hier festgestellte Einfluss der Viskosität auf das Koaleszenzverhalten von Tropfen durch die Untersuchung von Gotaas et al. [54]. Die Autoren variieren die Viskosität der Flüssigkeit im Bereich von  $\eta_l = 21 \text{ mPa s}$  bis  $\eta_l = 48 \text{ mPa s}$  durch Verwendung verschiedener Glykole. Eine quantitative Aussage über den Einfluss von  $\eta_l$  auf die Regime I bis III kann auf Basis der Daten von Gotaas et al. [54] nicht getroffen werden. Die Aussage der Autoren, dass sich die Grenze zwischen dem Regime II und den Separationsregimen IV und V mit steigender Flüssigkeitsviskosität zu größeren  $We_{kol}$  verschiebt, deutet jedoch auf die Ausdehnung des Regimes II mit steigender Viskosität hin.

Um den Einfluss der Viskosität und des Systemdrucks auf die Tropfengrößen des gesamten Sprayquerschnitts aufzuzeigen, wurden aus den lokal gemessenen Werten integrale Sauterdurchmesser berechnet. Dargestellt ist die Abhängigkeit des  $Id_{32}$  vom Systemdruck in Abbildung 6.18 (a) und der Oh-Zahl in Abbildung 6.18 (b). Zur Berücksichtigung des gesamten experimentell untersuchten Bereichs, werden an dieser Stelle Betriebspunkte mit einer konstanten Gasaustrittsgeschwindigkeit von  $v_g = 95 \text{ m s}^{-1}$  betrachtet. Die nachfolgend beschriebenen Abhängigkeiten gelten jedoch analog für die Gasaustrittsgeschwindigkeiten  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  und  $v_g = 76 \text{ m s}^{-1}$ .



(a) Integraler Sauterdurchmesser als Funktion des Systemdrucks bei variabler Viskosität

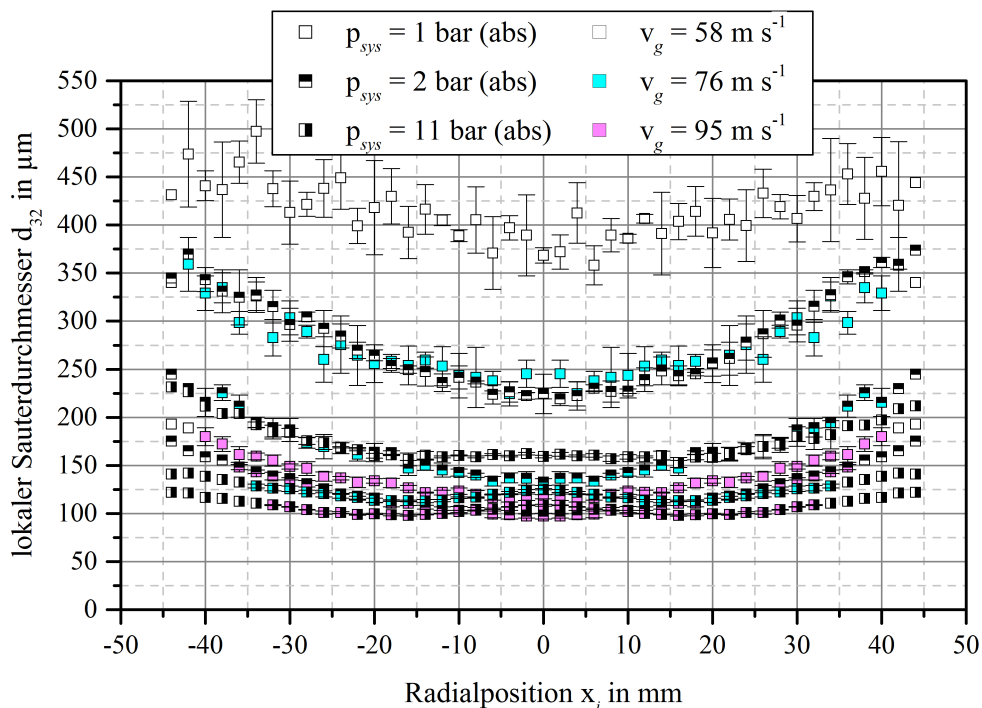
(b) Integraler Sauterdurchmesser als Funktion der Viskosität bei variablem Systemdruck

**Abbildung 6.18:** Einfluss des Systemdrucks und der Viskosität auf den integralen Sauterdurchmesser  $Id_{32}$   
 Betriebsbedingungen: PDA |  $v_g = 95 \text{ m s}^{-1}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  |  $z = 200 \text{ mm}$

Unabhängig von der Viskosität führt eine Erhöhung des Systemdrucks bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit zu einem feineren Spray. Bei konstantem Systemdruck führt eine Steigerung der Viskosität zu einem gröberen Spray. Betont sei, dass der Einfluss der Viskosität auf die resultierenden Tropfengrößen ab einem Systemdruck von circa  $p_{\text{sys}} = 7 \text{ bar (abs)}$ , im Vergleich zum Druckbereich  $p_{\text{sys}} < 7 \text{ bar (abs)}$ , deutlich geringer ist.

Auf Basis der atmosphärischen durchgeführten Sprayuntersuchungen wurde festgestellt, dass die Gasaustrittsgeschwindigkeit den Zerstäubungsvorgang beeinflusst. Mit steigender  $v_g$  wird der düsennahe Strahlzerfall intensiviert und die Tropfengrößen im Spray reduziert. Auch bei erhöhtem Systemdruck wurde festgestellt, dass eine Steigerung der Gasaustrittsgeschwindigkeit den Primärzerfall hinsichtlich der resultierenden Objektgrößen, Ligamente, Fragmente und Tropfen, verstärkt, siehe Kapitel 6.3. Inwieweit

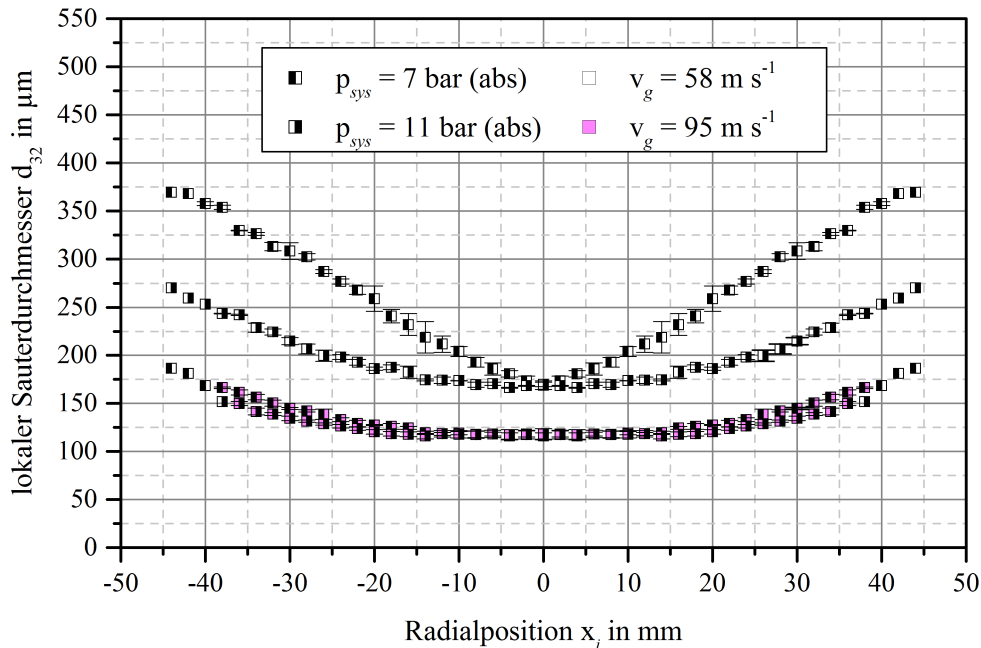
sich eine Erhöhung der Gasaustrittsgeschwindigkeit auf die Tropfengrößen im Spray auswirkt, wird nachfolgend beschrieben. Ortsaufgelöst betrachtet werden zwei Newtonsche Flüssigkeiten mit deutlich unterschiedlicher Viskosität. In Abbildung 6.19 sind die lokalen Sauterdurchmesser  $d_{32} = f(x_i)$  der Zerstäubung einer Glycerin/Wasser-Mischung mit  $\eta_l = 100$  mPa s aufgetragen. Erfasst wurden die Messdaten bei einer axialen Position von  $z = 200$  mm für  $v_g = 58$  m s<sup>-1</sup>,  $v_g = 76$  m s<sup>-1</sup> und  $v_g = 95$  m s<sup>-1</sup> bei je einem konstanten Systemdruck von  $p_{sys} = 1$  bar (abs),  $p_{sys} = 2$  bar (abs) und  $p_{sys} = 11$  bar (abs). Bezüglich der Nomenklatur des Diagramms sei darauf hingewiesen, dass die Symbolfarbe der Gasaustrittsgeschwindigkeit und die Symbolart dem Systemdruck zugeordnet werden muss. Unabhängig vom Systemdruck führt eine Erhöhung der Gasaustrittsgeschwindigkeit zu einer Abnahme des lokalen Sauterdurchmessers und somit zu einem feineren Spray. Betont sei allerdings, dass der Einfluss der Gasaustrittsgeschwindigkeit auf die Tropfengröße bei geringem Systemdruck stärker ausgeprägt ist, als bei hohem Systemdruck. Unabhängig vom jeweiligen Druck flacht das Radialprofil, ausgehend von einer ausgeprägten U-Form, mit steigender Gasaustrittsgeschwindigkeit ab. Ursache hierfür ist ebenfalls der zuvor beschriebene Einfluss der Membranbildung auf den Tropfenfeinanteil im Sprayzentrum. Die Abflachung des Profils erfolgt durch den Übergang vom Membranzerfalls- in das Fadenzerfallsregime. Zu berücksichtigen ist, dass sich dieser Übergang mit steigendem Systemdruck zu niedrigeren Gasaustrittsgeschwindigkeiten verschiebt. Der zu beobachtende lokale Anstieg des  $d_{32}$  im Sprayzentrum wird verursacht durch eine erhöhte Koaleszenzrate infolge der mit steigender Gasaustrittsgeschwindigkeit verbundenen Zunahme der Tropfenanzahldichte ( $v_g \uparrow$  ( $p_{sys} = \text{konstant}$ )  $\rightarrow d_{Tr} \downarrow \rightarrow n_{Tr} \uparrow$ ).



**Abbildung 6.19:** Einfluss der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  bei konstantem Systemdruck auf den lokalen  $d_{32}$ .  
 Betriebsbedingungen: PDA |  $\eta_l = 100$  mPa s |  $\dot{M}_l = 12$  kg h<sup>-1</sup> |  $z = 200$  mm | AMD-0°

In Abbildung 6.20 sind die lokalen Sauterdurchmesser  $d_{32} = f(x_i)$  der Zerstäubung einer Glycerin/Wasser-Mischung mit  $\eta_l = 400$  mPa s aufgetragen. Angemerkt sei, dass bei geringem Systemdruck, insbesondere bei niedrigster betrachteter Gasaustrittsgeschwindigkeit, aufgrund der Existenz asphärischer Tropfen, keine PDA-Messungen möglich waren. Aus diesem Grund wird der Einfluss der Gasaustrittsgeschwindigkeit auf die Tropfengröße bei dieser Viskosität erst ab einem Systemdruck von  $p_{sys} = 7$  bar (abs) betrachtet. Die festgestellten Erkenntnisse entsprechen im

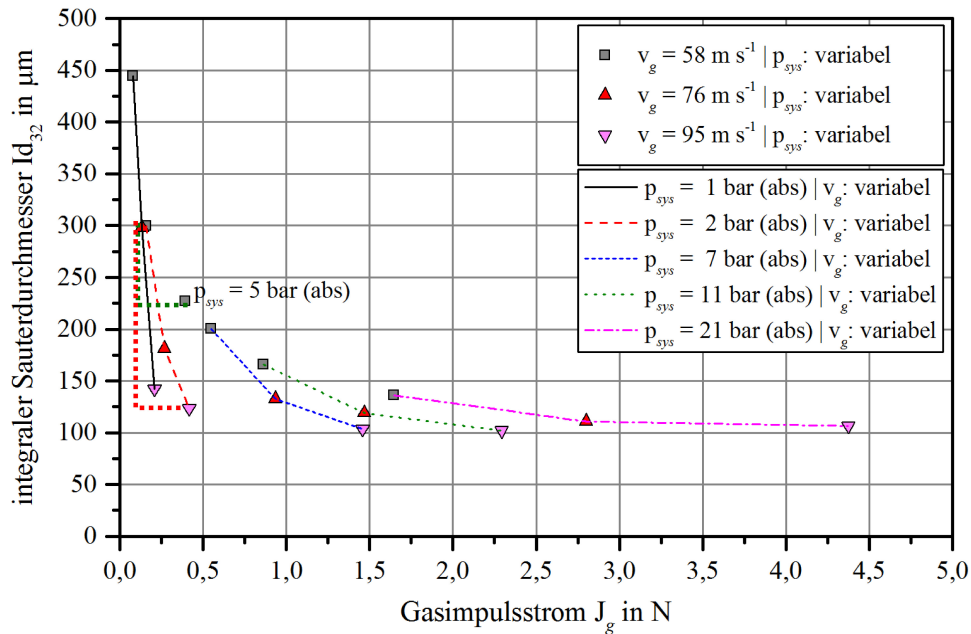
Allgemeinen den zuvor beschriebenen Abhängigkeiten. Hervorgehoben sei allerdings, dass durch die dämpfende Eigenschaft der Viskosität die relevanten Effekte erst bei höheren Gasgeschwindigkeiten eintreten. Beispielsweise ist der Unterschied im Niveau der lokalen  $d_{32}$ -Werte zwischen  $v_g = 58 \text{ m s}^{-1}$  und  $v_g = 95 \text{ m s}^{-1}$  bei  $p_{sys} = 7 \text{ bar (abs)}$  und  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  größer als bei  $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$  und einem deutlich geringeren Druck von  $2 \text{ bar (abs)}$ . Der zuvor beschriebene, hemmende Einfluss der Viskosität auf das Koaleszenzverhalten wird ebenfalls bestätigt. Bei der in Abbildung 6.20 relevanten Viskosität von  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  ist selbst bei einem hohem Systemdruck von  $p_{sys} = 11 \text{ bar (abs)}$  mit steigender Gasaustrittsgeschwindigkeit kein Anstieg des  $d_{32}$ -Profils im Sprayzentrum zu erkennen.



**Abbildung 6.20:** Einfluss der Gasaustrittsgeschwindigkeit  $v_g$  bei konstantem Systemdruck auf den lokalen  $d_{32}$ .  
 Betriebsbedingungen: PDA |  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  |  $\dot{M}_l = 12 \text{ kg h}^{-1}$  |  $z = 200 \text{ mm}$  | AMD-0°

Auf Basis der in Kapitel 6.5.3 dargestellten Ergebnisse lässt sich die Aussage treffen, dass sowohl eine Steigerung des Systemdrucks bei konstanter  $v_g$ , als auch eine Erhöhung der Gasaustrittsgeschwindigkeit bei konstantem  $p_{sys}$ , zu einer Abnahme der Tropfengrößen im Spray führt. Welcher der beiden Parameter hinsichtlich des Einflusses auf die resultierende Tropfengröße dominiert, wird nachfolgend mittels der Messdaten der zerstäubten Glycerin/Wasser-Mischung mit  $\eta_l = 100 \text{ mPa s}$  geklärt. Zur Berücksichtigung des gesamten Sprayquerschnitts wurden aus den lokalen Sauterdurchmessern  $d_{32} = f(x_i)$  integrale Sauterdurchmesser  $Id_{32}$  berechnet. Diese sind in Abbildung 6.21 als Funktion des Gasimpulsstroms  $J_g = \rho_g v_g^2 A_g$  aufgetragen. Der Gasimpulsstrom beschreibt die bei der Zerstäubung wirkende aerodynamische Kraft als Funktion der hier betrachteten Einflussgrößen  $v_g$  und  $p_{sys}$ . Die Daten stammen von PDA-Messungen, welche bei einer konstanten axialen Position von  $z = 200 \text{ mm}$  durchgeführt wurden. Innerhalb der Grafik sind Betriebspunkte mit gleichem Systemdruck und variabler Gasaustrittsgeschwindigkeit über eine Verbindung der Symbole mit einer farbcodierten, unterschiedlich gestrichelten Linie gekennzeichnet. Eine konstante Gasaustrittsgeschwindigkeit bei variablem Systemdruck wird über die Symbolart kenntlich gemacht.





**Abbildung 6.21:** Einfluss des Gasimpulsstroms auf den integralen Sauterdurchmesser unter Berücksichtigung konstanter Betriebsgrößen.

Betriebsbedingungen: PDA |  $\eta_l = 100$  mPa s |  $\dot{M}_l = 12$  kg h<sup>-1</sup> |  $z = 200$  mm | AMD-0°

Auf der Grundlage dieser Auftragung in Abbildung 6.21 werden folgende Effekte ersichtlich. Eine Steigerung des Gasimpulsstroms  $J_g$  führt zu einer Abnahme des integralen Sauterdurchmessers. Abhängig davon, ob die Erhöhung des Gasimpulsstroms über eine Steigerung der Gasaustrittsgeschwindigkeit ( $p_{sys} = \text{konstant}$ ) oder über eine Steigerung des Systemdrucks ( $v_g = \text{konstant}$ ) realisiert wird, ist der Einfluss auf die resultierende Tropfengrößen im Spray ( $Id_{32}$ ) unterschiedlich. Zur Veranschaulichung dieses Phänomens sind in Abbildung 6.21 zwei offene, rechtwinklige Dreiecke eingezeichnet. Die horizontalen Schenkel entsprechen einer Steigerung des Impulsstroms um  $\Delta J_g \approx 0,26$  N. Die vertikalen Schenkel kennzeichnen die Änderung des integralen Sauterdurchmessers um  $\Delta Id_{32}$ . Bei Betrachtung beider Dreiecke wird deutlich, dass die Abnahme des integralen Sauterdurchmessers durch Steigerung der Gasaustrittsgeschwindigkeit bei konstantem Systemdruck von  $p_{sys} = 2$  bar (abs) (rotes Dreieck:  $\Delta Id_{32} = 174$  µm) größer ist, als im Vergleich zur Steigerung des Gasimpulsstroms um  $\Delta J_g$  durch eine Erhöhung des Systemdrucks bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit von  $v_g = 58$  m s<sup>-1</sup> (grünes Dreieck:  $\Delta Id_{32} = 73$  µm). Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt im Bereich von  $J_g < 2,5$  N. Mit steigendem Gasimpulsstrom nimmt der positive Einfluss der Gasgeschwindigkeit ab. Dies ist in Abbildung 6.21 daran zu erkennen, dass sich die Messwerte bei konstantem Systemdruck ( $v_g$ : variabel  $\rightarrow$  gestrichelte Linie) denen mit konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit ( $p_{sys}$ : variabel  $\rightarrow$  Symbol) annähern. Ursache für diesen Effekt ist der unterschiedliche Einfluss von  $v_g$  und  $\rho_g$  auf die vorherrschenden hydrodynamischen Instabilitäten, welche den Zerfall des Flüssigkeitsstrahls in Ligamente und Fragmente und deren weiteren Zerfall in Tropfen kontrollieren. Innerhalb des Membranzerfallsregimes und auch im Übergangsbereich zum Fadenzerfallsregime, desintegriert ein Großteil der Flüssigmasse in Form von Ligamenten und Fragmenten über den RP-Instabilitätsmechanismus in Tropfen, siehe z. B. Abbildung 6.1 (a-2) in Kapitel 6.3. Voraussetzung hierfür ist eine lokale Deformation des Ligaments, verursacht durch eine ungleichmäßige Verteilung des Staudrucks der Gasphase auf der Ligamentoberfläche. Der Staudruck ist proportional zu  $\rho_g v_g^2$  und erklärt somit, weshalb der Einfluss der Gasgeschwindigkeit im Betriebsbereich geringer Gasimpulsströme dominiert. Im Fadenzerfallsregime wird die Tropfengröße im Spray durch die Bildung fadenartiger Ligamente, welche sich entlang des Strahlumfangs durch eine RT-Instabilität aus dem Flüssigkeitsstrahl ablösen, bestimmt. Nach Marmottant und Villermaux [18] ist die mittlere Größe der entstehenden

Tropfen proportional zur Wellenlänge  $\lambda_{RT}$  der RT-Instabilität. Deren Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit und dem Systemdruck ist, entsprechend Formel (2.20) und (2.23), proportional zu  $v_g^{-1} \rho_g^{-1}$ . Dies wiederum erklärt den nahezu gleichwertigen Einfluss von  $v_g$  und  $\rho_g$  auf die Tropfengröße im Betriebsbereich hoher Gasimpulsströme.

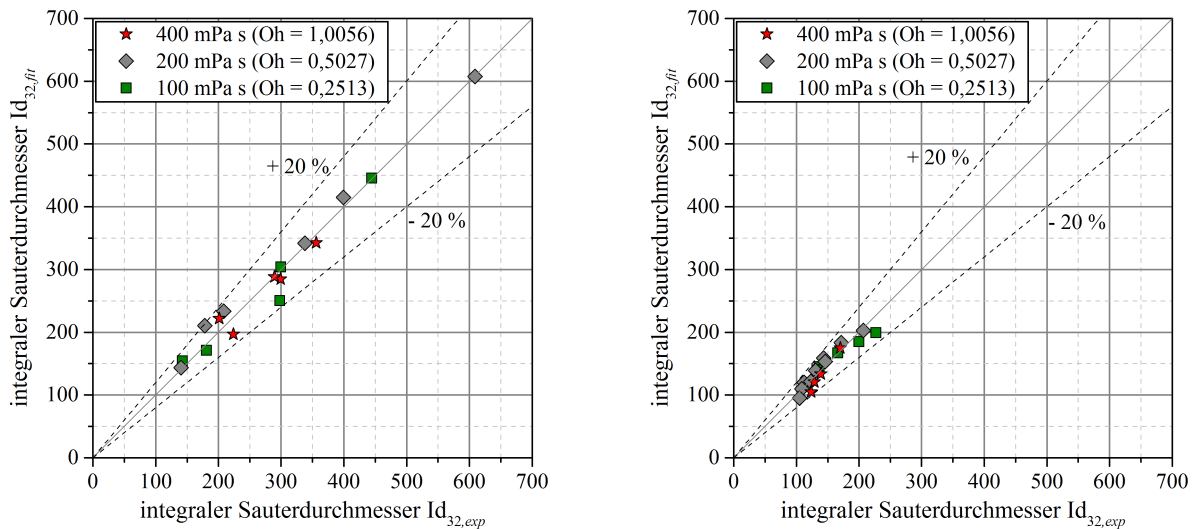
Eine Auftragung der Messdaten als Funktion des Impulsstromverhältnisses oder der aerodynamischen Weber-Zahl wäre zur Klärung der Fragestellung ebenfalls geeignet. Für die direkte Beschreibung der destabilisierenden aerodynamischen Kraft, als Funktion von  $v_g$  und  $p_{sys}$ , wurde der Impulsstrom der Gasphase jedoch als geeignet betrachtet. Für die im anschließenden Kapitel 6.5.4 folgende modelltechnische Beschreibung des integralen Sauterdurchmessers werden dagegen Kennzahlen eingesetzt.

#### 6.5.4 Modell der Tropfengröße hochviskoser Sprays in druckbeaufschlagten Systemen

Motiviert ist die vorliegende Arbeit unter anderem durch das Vorhaben, einen technischen Hochdruck-Flugstromvergaser zu modellieren, siehe Kolb et al. [4]. Für diesen Zweck stellen die hier generierten experimentellen Daten zur Zerstäubung hochviskoser Fluide bei variierendem Systemdruck eine wichtige Datengrundlage dar. Ziel ist es, das Tropfengrößenspektrum, ausgedrückt durch den integralen Sauterdurchmesser, als Funktion relevanter Kennzahlen modelltechnisch zu beschreiben. Als Basis für die modellbasierte Vorhersage der Tropfengrößen im Spray dient, analog zu Kapitel 5.1.5, das bestehende Modell von Mulhem et al. [43, 105]. Zur Berücksichtigung des unterschiedlichen Einflusses der Gasaustrittsgeschwindigkeit und des Systemdrucks bzw. der Gasdichte auf die resultierenden Tropfengrößen, wurde die ursprüngliche Gleichung (5.2) um einen mit der Flüssigkeitsdichte entdimensionierten Druckterm  $(\rho_g \rho_l^{-1})^o$  angepasst. Die erweiterte Modellgleichung, entwickelt unter Variation der angegebenen Betriebsbedingungen und Stoffeigenschaft, ist wie folgt definiert:

$$\frac{Id_{32}}{D_l} = C_{HP} Oh^m (GLR We_{aero})^n \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^o \quad \begin{array}{l} p_{sys}: \quad 1 \text{ bar (abs) bis } 21 \text{ (abs)} \\ v_g: \quad 58 \text{ m s}^{-1} \text{ bis } 95 \text{ m s}^{-1} \\ \eta_l: \quad 100 \text{ mPa s bis } 400 \text{ mPa s} \end{array} \quad (6.6)$$

In der Modellgleichung (6.6) ist die physikalische Einheit des Flüssigkeitsaustrittsdurchmessers  $D_l$  in Mikrometer anzugeben. Zur Berücksichtigung des vorherrschenden Strahlerfallsregimes auf die resultierende Tropfengröße, wurde die Regressionsanalyse der Messdaten unter Beachtung der hier relevanten Zerfallsregime, siehe Kapitel 6.3, durchgeführt. Die Trennung der Messdaten in das Membran- und Fadenzerfallsregime erfolgt in Abhängigkeit der  $We_{aero}$ -Zahl und der Oh-Zahl nach Gleichung (6.1). Für einen Vergleich zwischen Messdaten und berechneten Daten sei auf die Paritätsdiagramme in Abbildung 6.22 (a) und (b) verwiesen. Die Proportionalitätskonstante  $C_{HP}$  sowie die Regressionskoeffizienten  $m$ ,  $n$  und  $o$  sind in der jeweiligen Bildunterschrift von Abbildung 6.22 (a) und (b) angegeben. Die Genauigkeit beider Modelle ist mit einem Bestimmtheitsmaß von  $R^2 = 0,97$  im Membranzerfallsregime und  $R^2 = 0,88$  im Fadenzerfallsregime akzeptabel.



(a) Geltungsbereich: Membranzerfallsregime

$$C_{HP} = 3196,9 \mid m = 0,47 \mid n = -0,72 \mid o = -0,88$$

(b) Geltungsbereich: Fadenzerfallsregime

$$C_{HP} = 18,01 \mid m = 0,15 \mid n = -0,35 \mid o = -0,47$$

**Abbildung 6.22:** Modelltechnische Beschreibung der PDA-Messdaten ( $Id_{32}$ ) zur Zerstäubung hochviskoser Flüssigkeiten bei variierendem Systemdruck nach der erweiterten Modellgleichung (6.6).

## 6.6 Fazit

Gegenstand von Kapitel 6 ist eine experimentelle Untersuchung zum Einfluss des Systemdrucks auf den Zerstäubungsvorgang einer außenmischenden Zweistoffdüse (AMD-0°). Zerstäubt wurde Wasser als niederviskose Flüssigkeit ( $\eta_l = 1$  mPa s) und drei weitere hochviskose Glycerin/Wasser-Mischungen ( $\eta_l = 100$  mPa s bis  $\eta_l = 400$  mPa s) am Hochdruck-Zerstäuberteststand PAT, bei einem Systemdruck von bis zu  $p_{sys} = 21$  bar (abs). Zur systematischen Klärung des Systemdruckeinflusses erfolgte dessen Variation bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit und konstantem Flüssigmassenstrom.

Durch den Einsatz einer Hochgeschwindigkeitskamera konnten zwei unterschiedliche Strahlzerfallsregime festgestellt werden. Für Wasser wurde im gesamten Betriebsbereich der Fadenzerfall beobachtet. Bei der Zerstäubung hochviskoser Flüssigkeiten dominiert bei geringer aerodynamischer Kraft der Membranzerfall. Mit steigendem Systemdruck und/oder steigender Gasaustrittsgeschwindigkeit geht der Membranzerfall in den Fadenzerfall über. Der Übergang zwischen beiden Regimen lässt sich durch eine, im Rahmen dieser Arbeit angepasste Modellgleichung als Funktion der  $We_{aero}$ -Zahl und der Oh-Zahl beschreiben. Darüber hinaus konnte anhand der Hochgeschwindigkeitsaufnahmen eine Abnahme des Spraywinkels mit steigendem Systemdruck bestimmt werden. Der Einfluss des Drucks auf den Spraywinkel wird mit steigender Viskosität geringer.

Neben der Betrachtung des Strahlzerfalls und der Dispersion im düsen nahen Bereich wurde das Spray mit einem PDA-System hinsichtlich Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit orts aufgelöst vermessen. Zur Vermeidung von Messungenauigkeiten wurde das PDA-System vor den Messungen, unter Berücksichtigung der erschwerten Messbedingungen, durch geeignete Hard- und Softwareparametrisierung optimiert und mit einem SG-System validiert. Unabhängig der vorherrschenden Viskosität wurde festgestellt, dass die Tropfengröße ( $d_{32}$ ) im Spray mit steigendem Systemdruck ( $v_g = \text{konstant}$ ) geringer wird. Die Abnahme der Tropfengröße ist dabei im Druckbereich von  $p_{sys} = 1$  bar (abs) bis  $p_{sys} = 7$  bar (abs) besonders ausgeprägt. Bei konstantem Systemdruck und konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit führt ein Anstieg der Flüssigkeitsviskosität zur Zunahme der Tropfengrößen im Spray. Betont sei allerdings, dass der Einfluss der Viskosität auf die resultierende

Tropfengrößenverteilung mit steigendem Systemdruck geringer wird. Dieser Effekt ist hinsichtlich der Zerstäubung hochviskoser Fluide in Hochdruckprozessen vorteilhaft. Durch lokale PDA-Messungen wurde ersichtlich, dass die radiale Verteilung der Tropfengrößen ( $d_{32} = f(x_i)$ ) im Spray signifikant vom Systemdruck und der Flüssigkeitsviskosität abhängt. Ausgehend von einem U-förmigen  $d_{32}$ -Profil sinkt die Differenz zwischen den  $d_{32}$ -Werten im Zentrum zum Sprayrand mit steigendem Systemdruck ab. Steigende Flüssigkeitsviskosität wirkt sich gegenteilig auf die Form des Radialprofils aus. Zurückzuführen ist dies auf die Bildung feiner Tropfen durch den Zerfall von Flüssigkeitsmembranen, welche im viskositätsdominierten Membranzerfallsregime auftreten. Eine deutliche Abflachung der Profilform erfolgt beim Übergang vom Membranzerfall- in das Fadenzerfallsregime. Abhängig vom Systemdruck, der Gasaustrittsgeschwindigkeit, der Flüssigkeitsviskosität und der axialen Messposition ( $z = 100 \text{ mm} \mid z = 200 \text{ mm}$ ), wurde außerdem die Ausbildung eines W-förmigen Radialprofils beobachtet. Anhand von hochauflösenden SG-Aufnahmen, durchgeführt im Sprayzentrum, konnte dieser Effekt der Koaleszenz von Tropfen zugeordnet werden. Darüber hinaus konnte durch Messdaten (PDA, SG) und einer analytischen Betrachtung zur Koaleszenz gezeigt werden, dass Tropfenkoaleszenz durch steigenden Systemdruck und/oder steigende Gasaustrittsgeschwindigkeit begünstigt wird. Die Fluideigenschaft Viskosität hemmt dagegen die Koaleszenz von Tropfen. Hervorgehoben sei, dass Informationen hinsichtlich lokaler Sauterdurchmesser in der Literatur selten sind. Insbesondere bei der Weiterentwicklung von Brennersystemen sind solch detaillierte Daten von großer Relevanz. Beispielsweise kann die Existenz von kleinen Tropfen, gebildet durch den Membranzerfall bei der Zerstäubung hochviskoser Brennstoffe, die Ausbildung einer stationären Flammenfront beeinflussen. Auf Basis der generierten PDA-Messdaten konnte eine vom Zerstäubungsregime abhängige Modellgleichung zur Beschreibung der Tropfengröße hochviskoser Sprays in druckbeaufschlagten Systemen entwickelt werden.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Motiviert durch die Weiterentwicklung thermo-chemischer Energiewandlungsverfahren zur Umsetzung von fließfähigen Brennstoffen minderer Qualität, wie bei der Flugstromvergasung, befasst sich diese Arbeit mit der gasgestützten Zerstäubung hochviskoser Fluide bei variierendem Systemdruck. Der Brennstoffumsatz und somit die Effizienz der Verfahren wird durch die Charakteristik des am Brenner erzeugten Sprays maßgeblich beeinflusst. Insbesondere sind Kenntnisse über den Strahlzerfall, die räumliche Verteilung des Brennstoffs und die Tropfengrößen im Spray als Funktion von Betriebsparametern und Brennstoffeigenschaften für die Weiterentwicklung von anwendungsspezifischen Brennern erforderlich.

Unter Berücksichtigung prozessrelevanter Bedingungen und durch den Einsatz geeigneter Modellfluide, wurde der Einfluss der Viskosität sowie des Systemdrucks auf die genannten Sprayeigenschaften für außenmischende Zweistoffdüsen aufgezeigt. Als Maß für die Verteilung des zerstäubten Fluids wurde der Spraywinkel  $\alpha_{sp}$  eingesetzt. Die modelltechnische Beschreibung des Sprays hinsichtlich der erzeugten Tropfengrößen erfolgte mittels lokal und/oder integral bestimmter Sauterdurchmesser  $(D)_{d_{32}}$ . Die Charakterisierung des Sprays erfolgte durch den kombinierten Einsatz optischer und laserbasierter Messtechniken. Systembedingte, statistische und laseroptische Einflussfaktoren auf die generierten Daten der eingesetzten Messsysteme wurden untersucht und, falls erforderlich, zur Vermeidung potentieller Messungenauigkeiten durch geeignete Maßnahmen optimiert, siehe Kapitel 4.2.3.

Der Einfluss der Viskosität auf den Strahlzerfall, den Spraywinkel und die Tropfengrößen wurde isoliert untersucht, zunächst für Newtonsche und anschließend für nicht-Newtonsche Fluide. Die wesentlichen Erkenntnisse zur Zerstäubung hochviskoser Newtonscher Flüssigkeiten aus Kapitel 5.1 sind nachfolgend aufgeführt:

- Erhöhte Viskosität dämpft die Bildung von hydrodynamischen Instabilitäten und führt zu einem verzögerten Zerfall des düsenahen Flüssigkeitsstrahls sowie von Ligamenten und Tropfen.
- Bei der Zerstäubung hochviskoser Fluide wird der düsenaher Strahlzerfall von zwei unterschiedlichen Primärinstabilitäten initiiert:
  - dem Pulsating-Modus (achsensymmetrische, longitudinale Welle)
  - sowie dem Flapping-Modus (nicht-achsensymmetrische, periodisch schwingende Welle).
  - Im Vergleich zum Pulsating-Modus ist der Strahlzerfall des Flapping-Modus intensiver, fördert die Bildung kleinerer Tropfen und resultiert in einem größeren Spraywinkel.
- Dominiert ein Primärinstabilitätsmodus, gilt hinsichtlich der Spraycharakteristik folgendes:
  - Eine Erhöhung der Viskosität führt bei konstanten aerodynamischen Bedingungen zur Zunahme der Tropfengrößen im Spray (Pulsating-Modus:  $Id_{32} \propto Oh^{0,13}$ ).
  - Bei geringer aerodynamischer Kraft ( $GLR < 0,8$  |  $We_{aero} \lesssim 450$ ) ist der Einfluss der Viskosität auf die resultierenden Tropfengrößen stärker ausgeprägt.
  - Bei konstanter Viskosität führt eine Steigerung der aerodynamischen Kraft zur Abnahme der Tropfengröße (Pulsating-Modus:  $Id_{32} \propto (GLR We_{aero})^{-0,81}$ ).
  - Eine Steigerung des Massenstromverhältnisses  $GLR$  führt zur Zunahme des Spraywinkels  $\alpha_{sp}$  und nach Überschreiten eines Maximums bei  $GLR_0$  zur Abnahme von  $\alpha_{sp}$ . Es gilt:  $\eta_l \uparrow \rightarrow GLR_0 \uparrow$ .

Neben der hohen Viskosität weisen komplexe Brennstoffe häufig auch ein nicht-Newtonsches Fließverhalten auf. Aufgrund der Abhängigkeit der Viskosität von der Scherströmung, muss bei der

Beschreibung des Zerstäubungsvorgangs solcher Fluide, im Gegensatz zu Newtonschen Fluiden, ein Freiheitsgrad mehr berücksichtigt werden. Kapitel 5.2 fokussiert einen experimentellen Ansatz zur Bestimmung eines effektiven Viskositätswertes  $\eta_l^*$  zur modellbasierten Beschreibung der Spraycharakteristik bei der gasgestützten Zerstäubung strukturviskoser Fluide. Genutzt wurde hierfür die Viskositätsabhängigkeit der Frequenz des düsenahen Pulsating-Modus. Durch einen Vergleich experimenteller Daten mit den Ergebnissen zweier numerischer Simulationen konnte gezeigt werden, dass die aus einem experimentellen Ansatz abgeleitete Methodik den Zerstäubungsvorgang einer strukturviskosen Flüssigkeit korrekt beschreibt. Nachstehende Erkenntnisse wurden mit dieser neuen Methodik herausgearbeitet:

- Der Einfluss des strukturviskosen Fließverhaltens auf den Zerstäubungsprozess wurde qualitativ bestätigt und quantifiziert. Insbesondere wurde beobachtet:
  - Bezogen auf die Null-Viskosität  $\eta_{l,0}$  wird die Viskosität des zu zerstäubenden Fluids durch die von der Gasphase verursachte Scherung im düsenahen Bereich herabgesetzt, was den Strahlzerfall sowie die Bildung von Tropfen begünstigt.
  - Eine Steigerung der Gasaustrittsgeschwindigkeit führt zur Zunahme der Scherwirkung und somit zur Abnahme der effektiven Viskosität.
  - Mit steigender Gasaustrittsgeschwindigkeit nimmt der Einfluss der Scherwirkung auf die Strukturviskosität der untersuchten Fluide ab.
- Gegenüber den häufig in der Literatur genannten relevanten Viskositätswerte, der Null-  $\eta_{l,0}$  und der Unendlich-Viskosität  $\eta_{l,\infty}$ , zur modelltechnischen Beschreibung des Zerstäubungsvorgangs, liegen die hier bestimmten effektiven Viskositätswerte im scherratenabhängigen Bereich der Fließkurve. Es gilt:  $\eta_{l,0} < \eta_l^* < \eta_{l,\infty}$ .
- Auf Basis der ermittelten effektiven Viskositätswerte  $\eta_l^*$ , konnte die modelltechnische Beschreibung des Tropfengrößenspektrums mittels Sauterdurchmesser  $Id_{32}$  einer zerstäubten CMC/Wasser-Lösung mit strukturviskosem Fließverhalten, im Vergleich zur Nutzung der Null-  $\eta_{l,0}$  oder Unendlich-Viskosität  $\eta_{l,\infty}$  im Modell, verbessert werden.
- Neben dem Einfluss der Scherviskosität muss bei der modellbasierten Vorhersage des Zerstäubungsvorgangs von nicht-Newtonschen Fluiden der Einfluss der Dehnviskosität berücksichtigt werden.

Zur Klärung des Druckeinflusses auf die Spraycharakteristik wurde zu den bereits genannten atmosphärischen Untersuchungen der Systemdruck gezielt bei konstanter Austrittsgeschwindigkeit von Gas und Flüssigkeit variiert. Zerstäubt wurden Newtonsche Flüssigkeiten in einem weiten Viskositätsbereich. Im Einzelnen lassen sich folgende Feststellungen aus Kapitel 6 zum Einfluss des Systemdrucks auf die Spraycharakteristiken einer außenmischenden Zweistoffdüse hervorheben:

- Bei Variation des Systemdrucks wurden zwei Strahlzerfallsregime diagnostiziert:
  - Der Fadenzerfall dominiert bei niedriger Viskosität und/oder hohem Systemdruck.
  - Der Membranzerfall dominiert bei hoher Viskosität und geringem Systemdruck.
  - Der Regimeübergang ist eine Funktion der Viskosität und der vorherrschenden aerodynamischen Kraft. Es gilt  $We_{aero,M \rightarrow F} = 70(1 + 25,06 Oh^{0,9})$ .
- Eine Steigerung des Systemdrucks führt zur Abnahme des Spraywinkels und damit zur Zunahme der Tropfenanzahldichte.
- Bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit führt eine Erhöhung des Systemdrucks, unabhängig von der Viskosität, zur Abnahme der Tropfengröße im Spray. Es gilt:  $Id_{32} \propto p_{sys}^{-0,43}$  ( $H_2O$ ).
- Der Einfluss der Viskosität auf die Tropfengrößen im Spray ist im Druckbereich 1 bar (abs)  $\leq p_{sys} \leq 7$  bar (abs) deutlicher ausgeprägt als bei einem Systemdruck von  $p_{sys} > 7$  bar (abs).

- Die radiale Verteilung der Tropfengrößen im Spray wird vom Systemdruck und der Flüssigkeitsviskosität beeinflusst.
- Eine Steigerung des Systemdrucks resultiert ab einem kritischen Druck ( $\text{H}_2\text{O}$ :  $p_{\text{sys},\text{krit}} \approx 7 \text{ bar (abs)}$ ) in einem Anstieg der Tropfengrößen im Sprayzentrum stromab des Düsenaustritts aufgrund von Koaleszenzereignissen. Es gilt:  $\eta_l \uparrow \rightarrow p_{\text{sys},\text{krit}} \uparrow$ .
- Die Erhöhung der für die Zerfallsprozesse verantwortlichen Kraft durch Steigerung der Gasgeschwindigkeit bei konstantem Systemdruck, führt zu einem feineren Spray, verglichen mit der Erhöhung durch Steigerung des Systemdrucks bei konstanter Gasgeschwindigkeit
- Zur modelltechnischen Beschreibung der Tropfengrößen mittels Sauterdurchmesser wird eine vom vorherrschenden Zerstäubungsregime abhängige Betrachtung empfohlen.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit werden zur Optimierung und Weiterentwicklung von gasgestützten Zerstäubungsprozessen genutzt. Beispielsweise wurden die Erkenntnisse aus Kapitel 5 zur Interpretation des Zerstäubungsvorgangs eines technischen Brennstoffs eingesetzt, siehe Jampolski et al. [152]. Darüber hinaus dienen die generierten Ergebnisse dem gemeinschaftlichen Forschungsvorhabens des Helmholtz Virtuellen Instituts HVIGasTech als Eingangsdaten für die numerische Simulation eines technischen Flugstromvergasers, siehe Kolb et al. [4], Fleck et al. [74] und Eckel et al. [153]. Hervorgehoben seien an dieser Stelle auch die parallel durchgeführten Grundlagenuntersuchungen zur simulationsgestützten Auslegung von Brennersystemen von Müller et al. [120, 154] und Chaussonnet et al. [131–133]. Die Simulationsergebnisse dieser Publikationen wurden mit den im Rahmen dieser Arbeit generierten Messdaten validiert.

Die vorliegende Arbeit leistet einen Beitrag zum Verständnis und zur quantitativen Beschreibung der gasgestützten Zerstäubung hochviskoser Fluide in druckbeaufschlagten Systemen und bildet darüber hinaus die Basis für zukünftige Forschungsvorhaben. Insbesondere gibt es hinsichtlich der Zerstäubung rheologisch komplexer Fluide in industriellen Prozessen zahlreiche weitere Fragestellungen. Die Integration dehnviskoser Fluideigenschaften in die modellbasierte Beschreibung des Zerstäubungsvorgangs gilt beispielsweise als wesentlicher Anknüpfungspunkt. Der Einfluss der Oberflächenspannung auf den Zerstäubungsvorgang wurde nicht betrachtet. Es gilt daher zu klären, inwieweit diese Stoffeigenschaft den Zerstäubungsprozess bei der Zerstäubung hochviskoser Fluide beeinflusst. Des Weiteren sind detaillierte Untersuchungen zur Zerstäubung partikelbeladener Fluide von hoher Relevanz. Als weiterführende Untersuchungen zum Einfluss des Systemdrucks auf den Zerstäubungsvorgang wird eine experimentelle Vorgehensweise vorgeschlagen, bei der weitestgehend alle für die Zerstäubung relevanten Prozessbedingungen konstant gehalten werden. Denkbar wäre eine Variation des Systemdrucks bei konstanter Gasaustrittsgeschwindigkeit und konstantem Massenstromverhältnis durch den Einsatz von Düsen, mit an den Systemdruck angepasster Gasaustrittsfläche. Darüber hinaus wird für nachfolgende Arbeiten eine erweiterte, modelltechnische Beschreibung der Tropfengrößen im Spray mittels Häufigkeitsverteilungen empfohlen. Zu dem bereits in dieser Arbeit eingesetzten lokalen und integralen Sauterdurchmesser stellt die zusätzliche mathematische Beschreibung der Tropfengrößenspektren mittels Verteilungsfunktionen, insbesondere bei der Validierung von numerischen Simulationen, einen wesentlichen Vorteil dar.

## Literaturverzeichnis

- [1] HIGMAN, C. und M. VAN DER BURGT, 2008. *Gasification*. 2nd ed. Amsterdam: Gulf Professional Pub./Elsevier Science. ISBN 978-0750685283.
- [2] HIGMAN, C., 2014. *State of the Gasification Industry*: Worldwide Gasification Database 2014 Update. In: *Gasification Technologies Conference*. Washington, D.C., 29. Oktober 2014.
- [3] DAHMEN, N., J. ABELN, M. EBERHARD, T. KOLB, H. LEIBOLD, J. SAUER, D. STAPF und B. ZIMMERLIN, 2017. The Bioliq Process for Producing Synthetic Transportation Fuels. In: *Wiley Interdisciplinary Reviews: Energy and Environment* [online]. **6**(3), e236--n/a. ISSN 2041-840X. Verfügbar unter: doi:10.1002/wene.236.
- [4] KOLB, T., M. AIGNER, R. KNEER, M. MÜLLER, R. WEBER und N. DJORDJEVIC, 2016. Tackling the Challenges in Modelling Entrained-Flow Gasification of Low-Grade Feedstock. In: *Journal of the Energy Institute* [online]. **89**(4), 485-503. ISSN 17439671. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.joei.2015.07.007.
- [5] WOZNIAK, G., 2003. *Zerstäubungstechnik: Prinzipien, Verfahren, Geräte*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. ISBN 978-3-642-55835-1.
- [6] BRENN, G., F. DURST und C. TROPEA, 1996. Monodisperse Sprays for Various Purposes - Their production and characteristics. In: *Particle & Particle Systems Characterization* [online]. **13**(3), 179-185. ISSN 09340866. Verfügbar unter: doi:10.1002/ppsc.19960130303.
- [7] LEFEBVRE, A.H., 1989. *Atomization and Sprays*. New York: Hemisphere Pub. Corp. ISBN 0891166033.
- [8] RICHTER, T., 2012. *Zerstäubung von Flüssigkeiten: Düsen und Zerstäuber in Theorie und Praxis*. 3. Auflage. Renningen: expert verlag. ISBN 978-3-8169-3122-5.
- [9] SALMAN, A.D., M. GHADIRI und M.J. HOUNSLOW, 2007. *Particle Breakage*. v. 12. Amsterdam: Elsevier. ISBN 978-0-444-53080-6.
- [10] HEDE, P.D., P. BACH und A.D. JENSEN, 2008. Two-Fluid Spray Atomisation and Pneumatic Nozzles for Fluid Bed Coating/Agglomeration Purposes: A Review. In: *Chemical Engineering Science* [online]. **63**(14), 3821-3842. ISSN 00092509. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.ces.2008.04.014.
- [11] WAHONO, S., D. HONNERY, J. SORIA und J. GHOJEL, 2008. High-speed Visualisation of Primary Break-up of an Annular Liquid Sheet. In: *Experiments in Fluids* [online]. **44**(3), 451-459. ISSN 0723-4864. Verfügbar unter: doi:10.1007/s00348-007-0361-8.
- [12] LEFEBVRE, A.H. und D.R. BALLAL, 2010. *Gas Turbine Combustion: Alternative Fuels and Emissions*. 3rd ed. Boca Raton: Taylor & Francis. ISBN 9781420086041.
- [13] SOVANI, S., P. SOJKA und A. LEFEBVRE, 2001. Effervescent Atomization. In: *Progress in Energy and Combustion Science* [online]. **27**(4), 483-521. ISSN 03601285. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0360-1285(00)00029-0.
- [14] MEZGER, T.G., 2006. *The Rheology Handbook: For Users of Rotational and Oscillatory Rheometers*. 2nd rev. ed. Hannover: Vincentz Network. ISBN 3878701748.
- [15] LORENZETTO, G.E. und A.H. LEFEBVRE, 1977. Measurements of Drop Size on a Plain-Jet Airblast Atomizer. In: *AIAA Journal* [online]. **15**(7), 1006-1010.
- [16] LIU, H., 1999. *Science and Engineering of Droplets: Fundamentals and Applications*. Norwich, New York: Noyes Publications. ISBN 978-0-8155-1436-7.



- [17] VARGA, C.M., J.C. LASHERAS und E.J. HOPFINGER, 2003. Initial Breakup of a Small-Diameter Liquid Jet by a High-Speed Gas Stream. In: *Journal of Fluid Mechanics* [online]. (497), 405-434. ISSN 0022-1120. Verfügbar unter: doi:10.1017/S0022112003006724.
- [18] MARMOTTANT, P. und E. VILLERMAUX, 2004. On Spray Formation. In: *Journal of Fluid Mechanics* [online]. (498), 73-111. ISSN 0022-1120. Verfügbar unter: doi:10.1017/S0022112003006529.
- [19] HELMHOLTZ, H.v., 1868. XLIII. On Discontinuous Movements of Fluids. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* [online]. **36**(244), 337-346. ISSN 1478-6435. Verfügbar unter: doi:10.1080/14786446808640073.
- [20] THOMSON, W., 1871. XLVI. Hydrokinetic Solutions and Observations. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* [online]. **42**(281), 362-377. ISSN 1478-6435. Verfügbar unter: doi:10.1080/14786447108640585.
- [21] FOSTER BENJAMIN, 2004. *Kelvin-Helmholtz Cloud* [online]. Boulder, Colorado: University Corporation for Atmospheric Research (UCAR), [Zugriff am: 4. März 2018]. Verfügbar unter: <http://n2t.net/ark:/85065/d7kd1vzt>.
- [22] STRUTT, J.W., 2009. *Scientific Papers*. Cambridge: Cambridge University Press. ISBN 9780511703997.
- [23] TAYLOR, G., 1950. The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. I. In: *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* [online]. **201**(1065), 192-196. ISSN 1364-5021. Verfügbar unter: doi:10.1098/rspa.1950.0052.
- [24] SHARP, D.H., 1984. An Overview of Rayleigh-Taylor Instability. In: *Physica D: Nonlinear Phenomena* [online]. **12**(1-3), 3-18. ISSN 01672789. Verfügbar unter: doi:10.1016/0167-2789(84)90510-4.
- [25] STRUTT, J.W., 1879. On the Stability, or Instability, of Certain Fluid Motions. In: *Proceedings of the London Mathematical Society* [online]. **s1-11**(1), 57-72. ISSN 0024-6115. Verfügbar unter: doi:10.1112/plms/s1-11.1.57.
- [26] REITZ, R.D., 1978. *Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet* [Dissertation]. Princeton: Princeton University.
- [27] DUMOUCHEL, C., 2008. On the Experimental Investigation on Primary Atomization of Liquid Streams. In: *Experiments in Fluids* [online]. **45**(3), 371-422. ISSN 0723-4864. Verfügbar unter: doi:10.1007/s00348-008-0526-0.
- [28] EGGERS, J. und E. VILLERMAUX, 2008. Physics of Liquid Jets. In: *Reports on Progress in Physics* [online]. **71**(3), 036601. ISSN 0034-4885. Verfügbar unter: doi:10.1088/0034-4885/71/3/036601.
- [29] MANSOUR, N.N. und T.S. LUNDGREN, 1990. Satellite Formation in Capillary Jet Breakup. In: *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* [online]. **2**(7), 1141. ISSN 08998213. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.857613.
- [30] WEBER, C., 1931. Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. In: *ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* [online]. **11**(2), 136-154. ISSN 00442267. Verfügbar unter: doi:10.1002/zamm.19310110207.
- [31] KUFFERATH, A., 2002. *Über den Zusammenhang von Düseninnenströmung und Spraycharakteristik bei innenmischenden Zweistoffzerstäuber* [Dissertation]. Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie.
- [32] HAENLEIN, A., 1931. Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. In: *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesen A* [online]. **2**(4), 1-19. ISSN 1434-0860. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF02584624.

- [33] OHNESORGE W. V., 1936. Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen. In: *ZAMM - Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik* [online]. **16**(6), 355-358. ISSN 00442267. Verfügbar unter: doi:10.1002/zamm.19360160611.
- [34] FARAGÓ, Z. und N. CHIGIER, 1992. Morphological Classification of Disintegration of Round Liquid Jets in a Coaxial Air Stream. In: *Atomization and Sprays* [online]. **2**(2), 137-153. ISSN 1044-5110. Verfügbar unter: doi:10.1615/AtomizSpr.v2.i2.50.
- [35] HOPFINGER, E.J. und J.C. LASHERAS, 1994. *Breakup of a Water Jet in High Velocity Co-Flowing Air*. In: *4th ICLASS - International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Rouen, France, 18 bis 22 Juli. ISBN 1567000193 9781567000191.
- [36] LASHERAS, C.J. und E.J. HOPFINGER, 2000. Liquid Jet Instability and Atomization in a Coaxial Gas Stream. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* [online]. **32**(1), 275-308. ISSN 0066-4189. Verfügbar unter: doi:10.1146/annurev.fluid.32.1.275.
- [37] LASHERAS, J.C., E. VILLERMAUX und E.J. HOPFINGER, 1998. Break-up and Atomization of a Round Water Jet by High-Speed Annular Air Jet. In: *Journal of Fluid Mechanics* [online]. **357**, 351-379. ISSN 0022-1120. Verfügbar unter: doi:10.1017/S0022112097008070.
- [38] VILLERMAUX, E., 1998. Mixing and Spray Formation in Coaxial Jets. In: *Journal of Propulsion and Power* [online]. **14**(5), 807-817. ISSN 0748-4658. Verfügbar unter: doi:10.2514/2.5344.
- [39] RAYNAL, L., E. VILLERMAUX, J.C. LASHERAS und E.J. HOPFINGER, 1997. *Primary Instability in Liquid-Gas Shear Layers*. In: *11th Symposium on Turbulent Shear Flows*. Grenoble, France, 8 bis 11 September.
- [40] BERNAL, L.P. und A. ROSHKO, 1986. Streamwise Vortex Structure in Plane Mixing Layers. In: *Journal of Fluid Mechanics* [online]. **170**(1), 499. ISSN 0022-1120. Verfügbar unter: doi:10.1017/S002211208600099X.
- [41] DIMOTAKIS, P.E., 1986. Two-Dimensional Shear-Layer Entrainment. In: *AIAA Journal* [online]. **24**(11), 1791-1796. ISSN 0001-1452. Verfügbar unter: doi:10.2514/3.9525.
- [42] ALISEDA, A., E.J. HOPFINGER, J.C. LASHERAS, D.M. KREMER, A. BERCHIELLI und E.K. CONNOLLY, 2008. Atomization of Viscous and Non-Newtonian Liquids by a Coaxial, High-Speed Gas Jet: Experiments and Droplet Size Modeling. In: *International Journal of Multiphase Flow* [online]. **34**(2), 161-175. ISSN 03019322. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2007.09.003.
- [43] MULHEM, B., 2004. *Einfluss der Feststoffbelastung (Größe und Konzentration) auf die Zerstäubung von Suspensionen mittels einer extern mischenden Zweistoffdüse* [Dissertation]. Bremen: Universität Bremen.
- [44] ZHAO, H., H.-F. LIU, J.-L. XU, W.-F. LI und W. CHENG, 2012. Breakup and Atomization of a Round Coal Water Slurry Jet by an Annular Air Jet. In: *Chemical Engineering Science* [online]. **78**, 63-74. ISSN 00092509. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.ces.2012.05.007.
- [45] PILCH, M. und C.A. ERDMAN, 1987. Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop. In: *International Journal of Multiphase Flow* [online]. **13**(6), 741-757. ISSN 03019322. Verfügbar unter: doi:10.1016/0301-9322(87)90063-2.
- [46] HINZE, J.O., 1955. Fundamentals of the Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Dispersion Processes. In: *AIChE Journal* [online]. **1**(3), 289-295. ISSN 0001-1541. Verfügbar unter: doi:10.1002/aic.690010303.
- [47] GUILDENBECHER, D.R., C. LÓPEZ-RIVERA und P.E. SOJKA, 2009. Secondary Atomization. In: *Experiments in Fluids* [online]. **46**(3), 371-402. ISSN 0723-4864. Verfügbar unter: doi:10.1007/s00348-008-0593-2.

- [48] CHOU, W.-H. und G.M. FAETH, 1998. Temporal Properties of Secondary Drop Breakup in the Bag Breakup Regime. In: *International Journal of Multiphase Flow* [online]. **24**(6), 889-912. ISSN 03019322. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0301-9322(98)00015-9.
- [49] GEL'FAND, B.E., S.A. GUBIN, S.M. KOGARKO und S.P. KOMAR, 1973. Singularities of the Breakup of Viscous Liquid Droplets in Shock Waves. In: *Journal of Engineering Physics* [online]. **25**(3), 1140-1142. ISSN 0022-0841. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF00838143.
- [50] BARTZ, F.-O., R. SCHMEHL, R. KOCH und H.-J. BAUER, 2010. *An Extension of Dynamic Droplet Deformation Models to Secondary Atomization*. In: *23rd ILASS - Europe 2010. European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Brno, Czech Republic, 6 bis 8 September. ISBN 978-80-7399-997-1.
- [51] LEE, C. und R.D. REITZ, 2000. An Experimental Study of the Effect of Gas Density on the Distortion and Breakup Mechanism of Drops in High Speed Gas Stream. In: *International Journal of Multiphase Flow* [online]. **26**(2), 229-244. ISSN 03019322. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0301-9322(99)00020-8.
- [52] BACHALO, W.D., G.A. PAYNE, C.M. SIPPERLEY und K.M. IBRAHIM, 2015. *Advances in the Phase Doppler Method for Dense Spray Measurements*. In: *ICLASS 2015, 13th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Tainan, Taiwan, 23 bis 27 August.
- [53] QIAN, J. und C.K. LAW, 1997. Regimes of Coalescence and Separation in Droplet Collision. In: *Journal of Fluid Mechanics* [online]. **331**(1), 59-80. ISSN 0022-1120. Verfügbar unter: doi:10.1017/S0022112096003722.
- [54] GOTAAS, C., P. HAVELKA, H.A. JAKOBSEN, H.F. SVENDSEN, M. HASE, N. ROTH und B. WEIGAND, 2007. Effect of Viscosity on Droplet-Droplet Collision Outcome: Experimental Study and Numerical Comparison. In: *Physics of Fluids* [online]. **19**(10), 102106. ISSN 00319171. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.2781603.
- [55] TSOURIS, C. und L.L. TAVLARIDES, 1994. Breakage and Coalescence Models for Drops in Turbulent Dispersions. In: *AIChE Journal* [online]. **40**(3), 395-406. ISSN 0001-1541. Verfügbar unter: doi:10.1002/aic.690400303.
- [56] MACKAY, G. D. M. und S.G. MASON, 1963. The Gravity Approach and Coalescence of Fluid Drops at Liquid Interfaces. In: *The Canadian Journal of Chemical Engineering* [online]. **41**(5), 203-212. ISSN 00084034. Verfügbar unter: doi:10.1002/cjce.5450410504.
- [57] OTSU, N., 1979. A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms. In: *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics* [online]. **9**(1), 62-66. ISSN 0018-9472. Verfügbar unter: doi:10.1109/TSMC.1979.4310076.
- [58] CHATTERJEE, A., 20004. *An Introduction to the Proper Orthogonal Decomposition*. In: *Current Science* [online]. **78**(7), 808-817.
- [59] ARIENTI, M. und M.C. SOTERIOU, 2009. Time-Resolved Proper Orthogonal Decomposition of Liquid Jet Dynamics. In: *Physics of Fluids* [online]. **21**(11), 112104. ISSN 00319171. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.3263165.
- [60] MUGELE, R.A. und H.D. EVANS, 1951. Droplet Size Distribution in Sprays. In: *Industrial and Engineering Chemistry* [online]. **43**(6), 1317-1324. ISSN 1226-086X. Verfügbar unter: doi:10.1021/ie50498a023.
- [61] WIDMANN, J.F., C. PRESSER und S.D. LEIGH, 2001. Improving Phase Doppler Volume Flux Measurements in Low Data Rate Applications. In: *Measurement Science and Technology* [online]. **12**(8), 1180-1190. ISSN 0957-0233. Verfügbar unter: doi:10.1088/0957-0233/12/8/327.

- [62] ZHANG, Z. und S. ZIADA, 2000. PDA Measurements of Droplet Size and Mass Flux in the Three-Dimensional Atomisation Region of Water Jet in Air Cross-Flow. In: *Experiments in Fluids* [online]. **28**(1), 29-35. ISSN 0723-4864. Verfügbar unter: doi:10.1007/s003480050004.
- [63] ALBRECHT, H.-E., M. BORYS, N. DAMASCHKE und C. TROPEA, 2003. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Berlin, New York: Springer. ISBN 3540678387.
- [64] SCHLICK, R.J., 2006. *Spray Technology Reference Guide: Understanding Drop Size*: Spray Drying Systems Co.
- [65] BAYVEL, L.P. und Z. ORZECOWSKI, 1993. *Liquid Atomization*. Washington, DC: Taylor & Francis. ISBN 9780891169598.
- [66] GONZALES, R., R.E. WOODS und S.L. EDDINS, 2003. *Digital Image Processing Using Matlab*. Hallbergmoos: Pearson Prentice Hall. ISBN 978-0130085191.
- [67] OERTEL JR., H., 2012. *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre: Grundlagen und Phänomene*. 13., überarb. Aufl. 2012. Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden. ISBN 978-3-8348-2315-1.
- [68] HANKS, R.W., 1963. The Laminar-Turbulent Transition for Flow in Pipes, Concentric Annuli, and Parallel Plates. In: *AICHE Journal* [online]. **9**(1), 45-48. ISSN 0001-1541. Verfügbar unter: doi:10.1002/aic.690090110.
- [69] SCHLICHTING, H. und K. GERSTEN, 2006. *Grenzschicht-Theorie*. 10. Auflage. Berlin: Springer. ISBN 3540230041.
- [70] WHITE, F.M. *Fluid Mechanics*. 4. Auflage. New York: McGraw-Hill Series in Mechanical Engineering. ISBN 978-0-07-339827-3.
- [71] WHITE, F.M., 2006. *Viscous Fluid Flow*. 3rd ed. New York, NY: McGraw-Hill Higher Education. ISBN 0072402318.
- [72] POPE, S.B., 2000. *Turbulent Flows*. Cambridge: Cambridge University Press. ISBN 978-0-521-59125-6.
- [73] JAKOBS, T., 2015. *Einfluss des Reaktordrucks auf die Spraygüte außenmischer Zweistoffdüsen* [Dissertation]. Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie.
- [74] FLECK, S., U. SANTO, C. HOTZ, T. JAKOBS, G. ECKEL, M. MANCINI, R. WEBER und T. KOLB, 2018. Entrained Flow Gasification Part 1: Gasification of Glycol in an Atmospheric-Pressure Experimental Rig. In: *Fuel* [online]. **217**, 306-319. ISSN 00162361. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.fuel.2017.12.077.
- [75] LAVEN, P., 2016. MiePlot [Software]. Version 4.6, [Zugriff am: 13. Dezember 2016]. Verfügbar unter: <http://www.philiplaven.com/mieplot.htm>.
- [76] VOM STEIN, H.D., H.J. PFEIFER und B. KOCH, 1969. Geschwindigkeitsmessungen an kurzzeitigen Strömungsvorgängen mittels Laserstrahlung. In: *Optics Communications* [online]. **1**(5), 207-210. ISSN 00304018. Verfügbar unter: doi:10.1016/0030-4018(69)90036-4.
- [77] BACHALO, W.D. Anmeldung: 1991. *Method for Measuring the Size and Velocity of Spherical Particles using Phase and Intensity of Scattered Light*. Erfinder: W. BACHALO. United States. 4,986,659.
- [78] BACHALO, W.D. und M.J. HOUSER, 1984. Phase/Doppler Spray Analyzer For Simultaneous Measurements Of Drop Size And Velocity Distributions. In: *Optical Engineering* [online]. **23**(5). ISSN 0091-3286. Verfügbar unter: doi:10.1117/12.7973341.
- [79] TROPEA, C., T.-H. XU, F. ONOFRI, G. GREHAN, P. HAUGEN und M. STIEGLMEIER, 1996. Dual-Mode Phase-Doppler Anemometer. In: *Part. Part. Syst. Charact.* [online]. **13**(2), 165-170. ISSN 1521-4117. Verfügbar unter: doi:10.1002/ppsc.19960130216.
- [80] SAFFMAN, M., 1987. Automatic Calibration of LDA Measurement Volume Size. In: *Applied Optics* [online]. **26**(13), 2592. ISSN 0003-6935. Verfügbar unter: doi:10.1364/AO.26.002592.

- [81] ARANEO, L., N. DAMASCHKE und C. TROPEA, 2002. Measurement and Prediction of the Gaussian Beam Effect in the PDA. In: *Laser Techniques for Fluid Mechanics* [online], 189-208. *Laser Techniques for Fluid Mechanics*. Verfügbar unter: doi:10.1007/978-3-662-08263-8\_12.
- [82] KAPULLA, R. und S. NAJERA. *Influence of User Adjustable PDA-Parameters on Drop Size Measurements*.
- [83] YOSHIDA, K., K. SUZUKI, K. MATSUURA, Y. KUROSAWA, S. HAYASHI und Y. OHTA, Hg. *Effects of Swirl Combinations and Ambient Pressures on Spray Characteristics of an Airblast Fuel Injector*, 2011.
- [84] DAMASCHKE, N., G. GOUESBET, G. GRÉHAN, H. MIGNON und C. TROPEA, 1998. Response of Phase Doppler Anemometer Systems to Nonspherical Droplets. In: *Applied Optics* [online]. **37**(10), 1752-1761. ISSN 0003-6935. Verfügbar unter: doi:10.1364/AO.37.001752.
- [85] BACHALO, W.D., 1994. The Phase Doppler Method: Analysis, Performance Evaluations, and Applications. In: *Particle & Particle Systems Characterization* [online]. **11**(1), 73-83. ISSN 09340866. Verfügbar unter: doi:10.1002/ppsc.19940110110.
- [86] ALEXANDER, D.R., K.J. WILES, S.A. SCHAUB, M.P. SEEMAN, N. CHIGIER und G.W. STEWART, 1985. *Effects of Non-Spherical Drops on a Phase Doppler Spray Analyzer*. In: *Particle Sizing and Spray Analysis*. San Diego, United States, 11 November, S. 67-72.
- [87] WRIEDT, T., 1993. Einfluss der Parameter eines Phasen-Doppler-Anemometrie-Prozessors auf die gemessenen Größenverteilungen. In: *Technisches Messen* [online]. **60**(7/8), 278-282. ISSN 2196-7113. Verfügbar unter: doi:10.1524/teme.1993.60.78.278.
- [88] PAYRI, R., L. ARANEO, J. SHAKAL und V. SOARE, 2008. Phase Doppler Measurements: System Setup Optimization for Characterization of a Diesel Nozzle. In: *Journal of Mechanical Science and Technology* [online]. **22**(8), 1620-1632. ISSN 1738-494X. Verfügbar unter: doi:10.1007/s12206-008-0432-7.
- [89] GRUBER, M., 2013. *Bewertung verschiedener laseroptischer Spraymesstechniken hinsichtlich der Zerstäubung von Fluiden unterschiedlicher Viskosität mittels einer außenmischenden Zweistoffdüse* [Diplomarbeit]. Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie.
- [90] SWITHENBANK, J., J. BEER, D. TAYLOR, D. ABBOT und G. MCCREATH, 1976. *A Laser Diagnostic Technique for the Measurement of Droplet and Particle Size Distribution*. In: *14th Aerospace Sciences Meeting*. Washington, DC, 26 bis 28 Januar.
- [91] HEUER, M. und K. LESCHONSKI, 1985. Results Obtained with a New Instrument for the Measurement of Particle Size Distributions from Diffraction Patterns. In: *Particle & Particle Systems Characterization* [online]. **2**(1-4), 7-13. ISSN 09340866. Verfügbar unter: doi:10.1002/ppsc.19850020102.
- [92] WANG, Q., X. MA, X.L. ZHU und S.F. ZHANG, 2012. Observation of Atomic-Size Fraunhofer-Type Diffraction for Single Electron Capture in He 2+ + He Collision. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* [online]. **45**(2), 1-6. ISSN 0953-4075. Verfügbar unter: doi:10.1088/0953-4075/45/2/025202.
- [93] LAVEN, P., 2004. Simulation of Rainbows, Coronas and Glories using Mie Theory and the Debye Series. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* [online]. **89**(1-4), 257-269. ISSN 00224073. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.jqsrt.2004.05.026.
- [94] DE BOER, G.B.J., C. WEERD, D. THOENES und H.W.J. GOOSSENS, 1987. Laser Diffraction Spectrometry: Fraunhofer Diffraction Versus Mie Scattering. In: *Part. Part. Syst. Charact.* [online]. **4**(1-4), 14-19. ISSN 1521-4117. Verfügbar unter: doi:10.1002/ppsc.19870040104.
- [95] DODGE, L.G., 1984. Calibration of the Malvern Particle Sizer. In: *Applied Optics* [online]. **23**(14), 2415-2419. ISSN 0003-6935. Verfügbar unter: doi:10.1364/AO.23.002415.

- [96] DUMOUCHEL, C., P. YONGYINGSAKTHAVORN und J. COUSIN, 2009. Light Multiple Scattering Correction of Laser-Diffraction Spray Drop-Size Distribution Measurements. In: *International Journal of Multiphase Flow* [online]. **35**(3), 277-287. ISSN 03019322. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2008.11.001.
- [97] STRAKEY, P., 2003. *Assessment of Multiple Scattering Errors of Laser Diffraction Instruments*. In: *9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Sorrento; Italy, 13-17 Juli.
- [98] GÜLDER, Ö.L., 1990. Multiple Scattering Effects in Dense Spray Sizing by Laser Diffraction. In: *Aerosol Science and Technology* [online]. **12**(3), 570-577. ISSN 0278-6826. Verfügbar unter: doi:10.1080/02786829008959371.
- [99] DODGE, L.G., 1984. Change of Calibration of Diffraction Based Partice Sizer in Dense Spray. In: *Optical Engineering* [online]. **23**(5), 235-626. ISSN 0091-3286. Verfügbar unter: doi:10.1117/12.7973346.
- [100] MESCHER, A. und P. WALZEL, 2010. Störeinfluss durch Schlieren bei der Tropfengrößenmessung an Zweistoffdüsen durch Laserbeugungsspektrometrie. In: *Chemie Ingenieur Technik* [online]. **82**(5), 717-722. ISSN 1522-2640. Verfügbar unter: doi:10.1002/cite.200900166.
- [101] SYMPATEC GMBH, 2017. *Diffraction Patterns of Non-Spherical Particles* [online], [Zugriff am: 13. August 2018]. Verfügbar unter: <https://www.sympatec.com/en/particle-measurement/glossary/laser-diffraction/>.
- [102] BORN, M., 1965. *Optik: Ein Lehrbuch der Elektromagnetischen Lichttheorie*. 2. unveränderte Auflage. Berlin: Springer-Verlag. ISBN 978-3-662-00058-8.
- [103] RIZK, N. und A. LEFEBVRE, 1984. Spray Characteristics of Plain-Jet Airblast Atomizers. In: *ASME. J. Eng. Gas Turbines Power* [online]. **106**(3), 634-638. ISSN 0742-4795. Verfügbar unter: doi:10.1115/1.3239617.
- [104] LI, L., D.M. DRESSLER, S.I. GREEN und M.H. DAVY, 2009. Experiments on Air Blast Atomization of Viscoelastic Liquids, Part 1: Quiescent Conditions. In: *Atomization and Sprays* [online]. **19**(2), 157-190. ISSN 1044-5110. Verfügbar unter: doi:10.1615/AtomizSpr.v19.i2.30.
- [105] MULHEM, B., G. SCHULTE und U. FRITSCHING, 2006. Solid-Liquid Separation in Suspension Atomization. In: *Chemical Engineering Science* [online]. **61**(8), 2582-2589. ISSN 00092509. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.ces.2005.11.035.
- [106] WALZEL, P., 1990. Zerstäuben von Flüssigkeiten. In: *Chemie Ingenieur Technik* [online]. **62**(12), 983-994. ISSN 1522-2640. Verfügbar unter: doi:10.1002/cite.330621203.
- [107] JASUJA, A.K. *Plain-Jet Airblast Atomization of Alternative Liquid Petroleum Fuels Under High Ambient Air Pressure Conditions*. In: *ASME 1982 International Gas Turbine Conference and Exhibit*. London, England, Sunday 18 April 1982.
- [108] BECK, J.E., A.H. LEFEBVRE und T.R. KOBLISH, 1991. Airblast Atomization at Conditions of Low Air Velocity. In: *Journal of Propulsion and Power* [online]. **7**(2), 207-212. ISSN 0748-4658. Verfügbar unter: doi:10.2514/3.23313.
- [109] RIZKALLA, A.A. und A.H. LEFEBVRE, 1975. The Influence of Air and Liquid Properties on Airblast Atomization. In: *Journal of Fluids Engineering* [online]. **97**(3), 316. ISSN 00982202. Verfügbar unter: doi:10.1115/1.3447309.
- [110] JASUJA, A.K., 1979. Atomization of Crude and Residual Fuel Oils. In: *Journal of Engineering for Power* [online]. **101**(2), 250. ISSN 00220825. Verfügbar unter: doi:10.1115/1.3446480.
- [111] BUCKNER, H.N. und P.E. SOJKA, 1991. Effervescent Atomization of High Viscosity Fluids: Part I. Newtonian Liquids. In: *Atomization and Sprays* [online]. **1**(3), 239-252. ISSN 1044-5110. Verfügbar unter: doi:10.1615/AtomizSpr.v1.i3.10.

- [112] LEFEBVRE, A., 1992. Twin-Fluid Atomization: Factors Influencing Mean Drop Size. In: *Atomization and Sprays* [online]. **2**(2), 101-119. ISSN 1044-5110. Verfügbar unter: doi:10.1615/AtomizSpr.v2.i2.30.
- [113] GLYCERINE PRODUCERS' ASSOCIATION, 1963. *Physical Properties of Glycerine and Its Solutions* [online], [Zugriff am: 8. Februar 2017]. Verfügbar unter: [http://www.aciscience.org/docs/physical\\_properties\\_of\\_glycerine\\_and\\_its\\_solutions.pdf](http://www.aciscience.org/docs/physical_properties_of_glycerine_and_its_solutions.pdf).
- [114] FERNANDEZ, V., P. BERTHOUMIE und G. LAVERGNE, 2009. Liquid Sheet Disintegration at High Pressure: An Experimental Approach. In: *Comptes Rendus Mécanique* [online]. **337**(6-7), 481-491. ISSN 16310721. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.crme.2009.06.026.
- [115] ZHAO, H., Y.-B. HOU, H.-F. LIU, X.-S. TIAN, J.-L. XU, W.-F. LI, Y. LIU, F.-Y. WU, J. ZHANG und K.-F. LIN, 2014. Influence of Rheological Properties on Air-Blast Atomization of Coal Water Slurry. In: *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* [online]. **211**, 1-15. ISSN 03770257. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.jnnfm.2014.06.007.
- [116] MATAS, J.-P. und A. CARTELLIER, 2010. *Flapping Instability of a Liquid Jet Instabilities*. In: *7th International Conference on Multiphase Flow - ICMF 2010 Proceedings*. Tampa, Florida, 4 Juni.
- [117] RUO, A.C., M.H. CHANG und F. CHEN, 2008. On the Nonaxisymmetric Instability of Round Liquid Jets. In: *Physics of Fluids* [online]. **20**(6), 062105. ISSN 00319171. Verfügbar unter: doi:10.1063/1.2943287.
- [118] TIAN, X.-S., H. ZHAO, H.-F. LIU, W.-F. LI und J.-L. XU, 2014. Effect of Central Tube Thickness on Wave Frequency of Coaxial Liquid Jet. In: *Fuel Processing Technology* [online]. **119**, 190-197. ISSN 03783820. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.fuproc.2013.11.011.
- [119] COUSIN, J. und C. DUMOUCHEL, 1996. Effect of Viscosity on the Linear Instability of a Flat Liquid Sheet. In: *Atomization and Sprays* [online]. **6**(5), 563-576. ISSN 1044-5110. Verfügbar unter: doi:10.1615/AtomizSpr.v6.i5.30.
- [120] MÜLLER, T., A. SÄNGER, P. HABISREUTHER, T. JAKOBS, D. TRIMIS, T. KOLB und N. ZARZALIS, 2016. Simulation of the Primary Breakup of a High-Viscosity Liquid Jet by a Coaxial Annular Gas Flow. In: *International Journal of Multiphase Flow* [online]. **87**, 212-228. ISSN 03019322. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2016.09.008.
- [121] GÜNTHER, R., 1984. *Verbrennung und Feuerungen*. Unveränd. Nachdr. Berlin u.a.: Springer. ISBN 3540132562.
- [122] VDI GESELLSCHAFT, 2013. *VDI-Wärmeatlas*. 11. bearb. und erw. Aufl. Berlin [u.a.]: Springer Vieweg. ISBN 978-3-642-19980-6.
- [123] BRONIARZ-PRESS, L., M. OCHOWIAK und S. WOZIWODZKI, 2010. Atomization of PEO Aqueous Solutions in Effervescent Atomizers. In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* [online]. **31**(4), 651-658. ISSN 0142-727X. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.ijheatfluidflow.2010.02.005.
- [124] MANSOUR, A. und N. CHIGIER, 1995. Air-Blast Atomization of Non-Newtonian Liquids. In: *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* [online]. **58**(2-3), 161-194. ISSN 03770257. Verfügbar unter: doi:10.1016/0377-0257(95)01356-Z.
- [125] GILLBERG, L., N. LARSSON, M. MATHIESEN, O. NYSTRÖM und J.-E. PERSSON, 1983. *Some Rheological Data and Atomization Behaviour of CWM's Containing 68 to 89 % Coal*. In: *5th Symposium (Int.) on Coal Slurry Combustion and Technology, U.S. Dept. of Energy*. Pittsburgh, PA.
- [126] GHEZELCHI, M.H., M. GARCIA-PEREZ und H. WU, 2015. Bioslurry as a Fuel. 7: Spray Characteristics of Bio-Oil and Bioslurry via Impact and Twin-Fluid Atomizers. In: *Energy &*

- Fuels* [online]. **29**(12), 8058-8065. ISSN 0887-0624. Verfügbar unter: doi:10.1021/acs.energyfuels.5b02089.
- [127] MAURER, A., 2002. *Grundlagen und experimentelle Untersuchungen zum Zerstäuben von Druckfarben zur Farbdosierung bei Offsetfarbwerken* [Dissertation]. Chemnitz: Technische Universität Chemnitz.
- [128] CARREAU, P.J., 1972. Rheological Equations from Molecular Network Theories. In: *Transactions of the Society of Rheology* [online]. **16**(1), 99-127. ISSN 0038-0032. Verfügbar unter: doi:10.1122/1.549276.
- [129] CROSS, M.M., 1979. Relation between Viscoelasticity and Shear-Thinning Behaviour in Liquids. In: *Rheologica Acta* [online]. **18**(5), 609-614. ISSN 0035-4511. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF01520357.
- [130] MAYER, J.L., Dezember 2014. *Experimentelle und analytische Untersuchung zur Zerstäubung viskoser Newtonscher und nicht-Newtonscher Fluide mittels einer außenmischenden Zweistoffdüse* [Bachelorarbeit]. Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie.
- [131] CHAUSSONNET, G., S. BRAUN, L. WIETH, R. KOCH, H.-J. BAUER, A. SÄNGER, T. JAKOBS, N. DJORDJEVIC und T. KOLB, 2015. *SPH Simulation of a Twin-Fluid Atomizer Operating with a High Viscosity Liquid*. In: *ICLASS 2015, 13th Triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Tainan, Taiwan, 23 bis 27 August.
- [132] CHAUSSONNET, G., R. KOCH, H.-J. BAUER, A. SÄNGER, T. JAKOBS und T. KOLB, 2017. *SPH Simulation of an Air-Assisted Atomizer Operating at High Pressure: Influence of Non-Newtonian Effects*. In: *ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*. Charlotte, North Carolina, USA, 26 Juni.
- [133] CHAUSSONNET, G., R. KOCH, H.-J. BAUER, A. SÄNGER, T. JAKOBS und T. KOLB, 2018. Smoothed Particle Hydrodynamics Simulation of an Air-Assisted Atomizer Operating at High Pressure: Influence of Non-Newtonian Effects. In: *Journal of Fluids Engineering* [online]. **140**(6), 061301. ISSN 0098-2202. Verfügbar unter: doi:10.1115/1.4038753.
- [134] MCKINLEY, G.H. und A. TRIPATHI, 2000. How to Extract the Newtonian Viscosity from Capillary Breakup Measurements in a Filament Rheometer. In: *Journal of Rheology* [online]. **44**(3), 653. ISSN 01486055. Verfügbar unter: doi:10.1122/1.551105.
- [135] CHRISTANTI, Y. und L.M. WALKER, 2001. Surface Tension Driven Jet Break Up of Strain-Hardening Polymer Solutions. In: *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* [online]. **100**(1-3), 9-26. ISSN 03770257. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0377-0257(01)00135-5.
- [136] ELKOTB, M., M. EL-SAYED MAHDY und M. MONTASER, 1982. *Investigation of External Mixing Air Blast Atomizers*. In: *14th international conference on liquid atomization & spray systems*. Madison Wisconsin USA, 20 bis 24 Juni.
- [137] SMITH, C.F., P.E. SOJKA und A.H. LEFEBVRE, 1985. *Plain-Jet Airblast Atomization of Coal-Water Slurry Fuels*. In: *SAE International Fall Fuels and Lubricants Meeting and Exhibition*, 21. Oktober.
- [138] MAYER, W. O. H., 1994. Coaxial Atomization of a Round Liquid Jet in a High Speed Gas Stream: A Phenomenological Study. In: *Experiments in Fluids* [online]. **16**(6), 401-410. ISSN 0723-4864. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF00202065.
- [139] RISBERG, M. und M. MARKLUND, 2009. Visualization of Gas Assisted Atomization of Black Liquor and Syrup Water Mixtures at Elevated Ambient Pressures. In: *Atomization and Sprays* [online]. **19**(10), 957-967. ISSN 1044-5110. Verfügbar unter: doi:10.1615/AtomizSpr.v19.i10.40.
- [140] GULLBERG, M. und M. MARKLUND, 2012. Spray Characterization of Twin Fluid External Mix Atomization of Pyrolysis Oil. In: *Atomization and Sprays* [online]. **22**(11), 897-919. ISSN 1044-5110. Verfügbar unter: doi:10.1615/AtomizSpr.2013006240.



- [141] JAKOBS, T., N. DJORDJEVIC, A. SÄNGER, N. ZARZALIS und T. KOLB, 2015. Influence of Reactor Pressure on Twin-Fluid Atomization: Basic Investigations on Burner Design for High-Pressure Entrained Flow Gasifier. In: *Atomization and Sprays* [online]. **25**(12), 1081-1105. ISSN 1044-5110. Verfügbar unter: doi:10.1615/AtomizSpr.2015011558.
- [142] KRUPPA, D., April 2015. *Experimentelle Untersuchung zum Einfluss des Reaktordrucks auf die Zerstäubung Newtonscher Fluide unterschiedlicher Viskosität mittels einer außenmischenden Zweistoffdüse* [Bachelorarbeit]. Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie.
- [143] OEHLER, A. *Untersuchung zum Einfluss des Reaktordrucks auf die Zerstäubung Newtonscher Fluide unterschiedlicher Viskosität mittels einer außenmischenden Zweistoffdüse* [Masterarbeit]. Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie.
- [144] SIMON, M., 2005. *Koaleszenz von Tropfen und Tropfenschwärmen* [Dissertation]. Kaiserslautern: Technische Universität Kaiserslautern.
- [145] COULALOGLOU, C.A. und L.L. TAVLARIDES, 1977. Description of Interaction Processes in Agitated Liquid-Liquid Dispersions. In: *Chemical Engineering Science* [online]. **32**(11), 1289-1297. ISSN 00092509. Verfügbar unter: doi:10.1016/0009-2509(77)85023-9.
- [146] CHIN, J.S., R. DURRETT und A.H. LEFEBVRE, 1983. *The Interdependence of Spray Characteristics and Evaporation History of Fuel Sprays in Stagnant Air*. In: *ASME 1983 International Gas Turbine Conference and Exhibit*. Phoenix, Arizona, USA, 27. März.
- [147] HIRSCHFELDER, J.O., R.B. BIRD und E.L. SPOTZ, 1949. The Transport Properties of Gases and Gaseous Mixtures. II. In: *Chemical Reviews* [online]. **44**(1), 205-231. ISSN 0009-2665. Verfügbar unter: doi:10.1021/cr60137a012.
- [148] KIM, H. und N. SUNG, 2003. The Effect of Ambient Pressure on the Evaporation of a Single Droplet and a Spray. In: *Combustion and Flame* [online]. **135**(3), 261-270. ISSN 00102180. Verfügbar unter: doi:10.1016/S0010-2180(03)00165-2.
- [149] EL-SHANAWANY, M. und A. LEFEBVRE, 1980. Airblast Atomization: Effect of Linear Scale on Mean Drop Size. In: *Journal of Energy* [online]. **4**(4), 184-189. ISSN 0146-0412. Verfügbar unter: doi:10.2514/3.62472.
- [150] DE CORSO, S. M., 1960. Effect of Ambient and Fuel Pressure on Spray Drop Size. In: *Journal of Engineering for Power* [online]. **82**(1), 10-18. ISSN 00220825. Verfügbar unter: doi:10.1115/1.3672710.
- [151] BRENN, G., F. DURST und A. SELBACH, 1998. Experimental Investigations of the Binary Interaction of Polydisperse Sprays. In: *Particle & Particle Systems Characterization* [online]. **15**(6), 263-273. ISSN 1521-4117. Verfügbar unter: doi:10.1002/(SICI)1521-4117(199812)15:6<263::AID-PPSC263>3.0.CO;2-J.
- [152] JAMPOLSKI, L., A. SÄNGER, T. JAKOBS, G. GUTHAUSEN, T. KOLB und N. WILLENBACHER, 2016. Improving the Processability of Coke Water Slurries for Entrained Flow Gasification. In: *Fuel* [online]. **185**, 102-111. ISSN 00162361. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.fuel.2016.07.102.
- [153] ECKEL, G., P. LE CLERCQ, T. KATHROTIA, A. SAENGER, S. FLECK, M. MANCINI, T. KOLB und M. AIGNER, 2018. Entrained Flow Gasification. Part 3: Insight Into the Injector Near-Field by Large Eddy Simulation with Detailed Chemistry. In: *Fuel* [online]. **223**, 164-178. ISSN 00162361. Verfügbar unter: doi:10.1016/j.fuel.2018.02.176.
- [154] MÜLLER, T., A. DULLENKOPF, P. HABISREUTHER, N. ZARZALIS, A. SÄNGER, T. JAKOBS und T. KOLB, 2017. *Influence of Nozzle Design Upon the Primary Jet Breakup of High-Viscosity Fuels for Entrained Flow Gasification*. In: *ASME Turbo Expo 2017: Turbomachinery Technical Conference and Exposition*. Charlotte, North Carolina, USA, 26. Juni.

- [155] NIEDZWIEDZ, K., O. ARNOLDS, N. WILLENBACHER und R. BRUMMER, 2009. Capillary Breakup Extensional Rheometry of Yield Stress Fluids. In: *Applied Rheology* [online]. **19**(4), 41969-1 bis 41969-10. ISSN 1617-8106. Verfügbar unter: doi:10.3933/AppRheol-19-41969.
- [156] SCHÜMMER, P. und K.H. TEBEL, 1983. A New Elongational Rheometer for Polymer Solutions. In: *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* [online]. **12**(3), 331-347. ISSN 03770257. Verfügbar unter: doi:10.1016/0377-0257(83)85006-X.
- [157] ANNA, S.L. und G.H. MCKINLEY, 2001. Elasto-Capillary Thinning and Breakup of Model Elastic Liquids. In: *Journal of Rheology* [online]. **45**(1), 115-138. ISSN 01486055. Verfügbar unter: doi:10.1122/1.1332389.
- [158] CLASEN, C., 2010. *Capillary Breakup Extensional Rheometry of Semi-Dilute Polymer Solutions*. In: *Korea-Australia Rheology Journal* [online]. **22**(4), 331-338.
- [159] DU NOÛY, P. L., 1925. An Interfacial Tensiometer for Universal Use. In: *The Journal of General Physiology* [online]. **7**(5), 625-631. ISSN 0022-1295. Verfügbar unter: doi:10.1085/jgp.7.5.625.
- [160] HARKINS, W.D. und H.F. JORDAN, 1930. A Method for the Determination of Surface and Interfacial Tension from the Maximum Pull on a Ring. In: *Journal of the American Chemical Society* [online]. **52**(5), 1751-1772. ISSN 0002-7863. Verfügbar unter: doi:10.1021/ja01368a004.
- [161] BOHL, W. und W. ELMENDORF, 2014. *Technische Strömungslehre: Stoffeigenschaften von Flüssigkeiten und Gasen, Hydrostatik, Aerostatik, Inkompressible Strömungen, Kompressible Strömungen, Strömungsmesstechnik*. 15., überarb. und erw. Aufl. Würzburg: Vogel. ISBN 978-3-8343-3329-2.
- [162] TROPEA, C., 2011. Optical Particle Characterization in Flows. In: *Annual Review of Fluid Mechanics* [online]. **43**(1), 399-426. ISSN 0066-4189. Verfügbar unter: doi:10.1146/annurev-fluid-122109-160721.
- [163] PANTOUFLAS, E., 2010. *Untersuchung des Strahlzerfalls von Flüssigkeiten und Suspensionen bei hohen Luftgeschwindigkeiten innerhalb einer innenmischenden Zweistoffdüse* [Dissertation]. Karlsruhe: Karlsruher Institut für Technologie.
- [164] QIU, H.-H. und M. SOMMERFELD, 1992. A Reliable Method for Determining the Measurement Volume Size and Particle Mass Fluxes using Phase-Doppler Anemometry. In: *Experiments in Fluids* [online]. **13**(6), 393-404. ISSN 0723-4864. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF00223247.
- [165] SOMMERFELD, M. und H.-H. QIU, 1995. Particle Concentration Measurements by Phase-Doppler Anemometry in Complex Dispersed Two-Phase Flows. In: *Experiments in Fluids* [online]. **18**(3). ISSN 0723-4864. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF00230264.
- [166] TROPEA, C. und I.V. ROISMAN, 2001. Flux Measurements in Sprays using Phase Doppler Techniques. In: *Atomization and Sprays* [online]. **11**(6), 34. ISSN 1044-5110. Verfügbar unter: doi:10.1615/AtomizSpr.v11.i6.50.
- [167] DULLENKOPF, K., M. WILLMANN, S. WITTIG, F. SCHÖNE, M. STIEGLMEIER, C. TROPEA und C. MUNDO, 1998. Comparative Mass Flux Measurements in Sprays using a Patternator and the Phase-Doppler Technique. In: *Particle & Particle Systems Characterization* [online]. **15**(2), 81-89. ISSN 1521-4117. Verfügbar unter: doi:10.1002/(SICI)1521-4117(199804)15:2<81::AID-PPSC81>3.0.CO;2-A.
- [168] ADRIAN, R.J. und C.S. YAO, 1986. Power Spectra of Fluid Velocities Measured by Laser Doppler Velocimetry. In: *Experiments in Fluids* [online]. **5**(1), 17-28. ISSN 0723-4864. Verfügbar unter: doi:10.1007/BF00272419.
- [169] ZHOU, R., S. BALUSAMY und S. HOCHGREB, 2012. *A Tool for the Spectral Analysis of the Laser Doppler Anemometer Data of the Cambridge Stratified Swirl Burner* [online]. Cambridge: Cambridge Combustion Research Centre. 2012, [Zugriff am: 5. Dezember 2016]. Verfügbar unter: <https://www.repository.cam.ac.uk/handle/1810/243258>.

- [170] INGENIEURBÜRO DOLDER. *Mollier-h-x-Diagramm für feuchte Luft (Systemdruck 1 bar (abs))* [online], [Zugriff am: 7. Dezember 2017]. Verfügbar unter: [http://dolder-ing.ch/wissen/Lueftung-Klima/h-x-diagramm/h-x-diagramm-pdf-vorlagen-download/Mollier\\_h,x-Diagramm\\_1bar\\_-20bis100\\_0-50.pdf](http://dolder-ing.ch/wissen/Lueftung-Klima/h-x-diagramm/h-x-diagramm-pdf-vorlagen-download/Mollier_h,x-Diagramm_1bar_-20bis100_0-50.pdf).
- [171] INGENIEURBÜRO DOLDER. *Mollier-h-x-Diagramm für feuchte Luft (Systemdruck 6 bar (abs))* [online], [Zugriff am: 7. Dezember 2017]. Verfügbar unter: [http://dolder-ing.ch/wissen/Lueftung-Klima/h-x-diagramm/h-x-diagramm-pdf-vorlagen-download/Mollier\\_h,x-Diagramm\\_6bar\\_-20bis100\\_0-20.pdf](http://dolder-ing.ch/wissen/Lueftung-Klima/h-x-diagramm/h-x-diagramm-pdf-vorlagen-download/Mollier_h,x-Diagramm_6bar_-20bis100_0-20.pdf).
- [172] WELTY, J.R., C.E. WICKS, G.L. RORRER und R.E. WILSON, 2008. *Fundamentals of Momentum, Heat, and Mass transfer*. 5th ed. Hoboken: Wiley. ISBN 978-0470128688.

## A Anhang

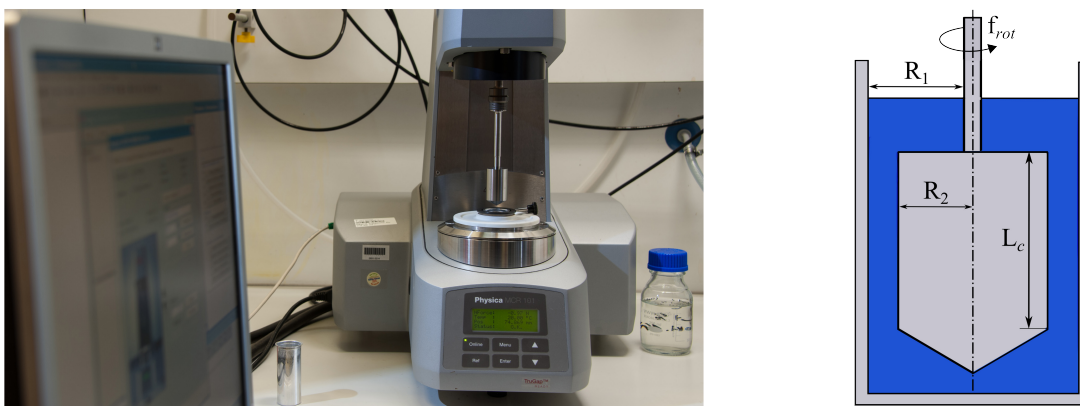
Dem Anhang sind ergänzende Informationen zum Haupttext zu entnehmen.

### A.1 Messung relevanter Stoffgrößen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Messtechniken zur rheologischen und physikalischen Charakterisierung von Flüssigkeiten und Suspensionen eingesetzt. Diese werden in den nachfolgenden Kapiteln hinsichtlich deren Funktionsweise vorgestellt.

#### A.1.1 Scherrheologie

Zur Bestimmung der dynamischen Scherviskosität von Flüssigkeiten und Suspensionen als Funktion der Scherrate, kam ein koaxialer Zylinderrheometer der Firma Anton Paar zum Einsatz, siehe Abbildung A.1 (links). Der messtechnisch relevante Teil des Rheometers besteht aus einem rotierenden Messzylinder und einem statisch fixierten zylindrischen Messbecher. In Abbildung A.1 (rechts) ist die genormte Geometrie (ISO 3219) des Messsystems schematisch dargestellt. Diese Systemkonfiguration wird als Searle-Konfiguration bezeichnet.



**Abbildung A.1:** Reale Darstellung des eingesetzten Zylinderrheometers Physika MCR 101 (links), schematische Darstellung der Messgeometrie nach dem Prinzip von Searle (rechts)

Der Zylinder mit dem Außenradius  $R_2$  und der Messbecher mit dem Innenradius  $R_1$  sind konzentrisch zueinander ausgerichtet. Das zu untersuchende Fluid wird im Spalt, welcher sich aus der Differenz zwischen beiden Radien ergibt, durch die Rotationsbewegung des Zylinders geschert. Dies erfolgt durch die Vorgabe eines Drehmoments oder einer Drehzahl. Die jeweilige andere Größe wird während des Schervorgangs vom Messsystem registriert. Die Schubspannung  $\tau$  ist nach Gleichung (A.1) mit dem Drehmoment  $M$  und der Geometrie des zylindrischen Messkörpers verknüpft.

$$\tau = \frac{M}{2\pi R_2^2 L_c} \quad (\text{A.1})$$

Die Scherrate ist abhängig von der Spaltgeometrie sowie der Drehzahl  $f_{rot}$  und kann nach Gleichung (A.2) bestimmt werden.

$$\dot{\gamma} = \frac{4 \pi f_{rot} R_1^2}{(R_1^2 - R_2^2)} \quad (\text{A.2})$$

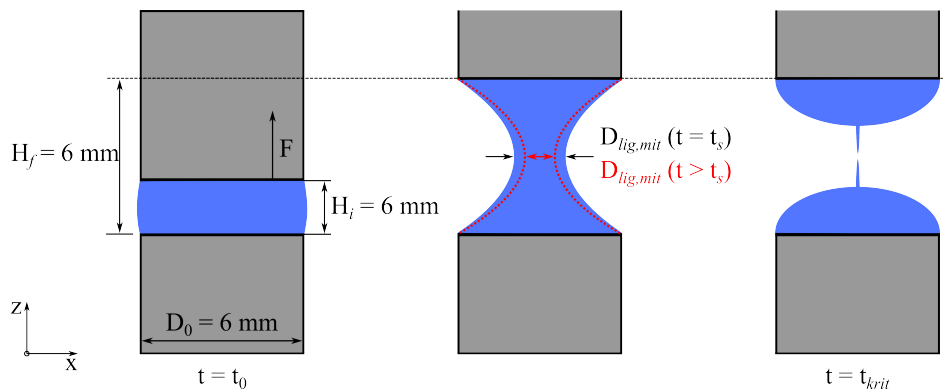
Die Berechnung der Viskosität erfolgt auf Grundlage des Fließgesetzes von Newton, siehe Gleichung (2.2), aus dem Verhältnis von Gleichung (A.1) zu Gleichung (A.2).

Das genutzte Zylinderrheometer ermöglicht bei der Versuchsdurchführung die Vorgabe einer Schubspannung oder einer Schergeschwindigkeit. Letztere Betriebsweise wurde im Rahmen dieser Arbeit gewählt. Beim vorhandenen System ist die maximale Scherrate auf  $\dot{\gamma}_{max} = 4000 \text{ s}^{-1}$  limitiert. Überprüft wurde die Genauigkeit des Messsystems mit geeichten Silikonölen und auf  $\pm 5 \%$  vom Sollwert bestimmt.

Weitere Informationen zum Messsystem können beispielsweise der Literatur von Mezger [14] entnommen werden.

### A.1.2 Dehnrheologie

Zur Quantifizierung dehnviskoser Fluideigenschaften wurde in der vorliegenden Arbeit ein modifiziertes Kapillarbruch-Rheometer der Firma Thermo Fisher Scientific eingesetzt. Das Messgerät basiert auf der sogenannten CaBER-Methode (**Capillary Breakup Extensional Rheometer**) und ist am Institut für Mechanische Verfahrenstechnik und Mechanik (MVM) des KIT situiert. Eine Beschreibung, des vom Standardsystem HAAKE™ CaBER™ abweichende Setup, zur zeitaufgelösten Erfassung des Ligamentdurchmessers ist in der Publikation von Niedzwiedz [155] gegeben. Zur Erläuterung des Messprinzips sind die wesentlichen Elemente des Messaufbaus in Abbildung A.2 schematisch dargestellt.



**Abbildung A.2:** Schematische Darstellung zum Messprinzip des CaBER-Systems

Die Probenflüssigkeit wird zwischen zwei parallelen zylindrischen Metallplatten positioniert. Zu Beginn des Versuchs wird der obere Zylinder, ausgehend von einer initialen Spalthöhe von  $H_i = 2 \text{ mm}$ , mit hoher Geschwindigkeit auf eine finale Spalthöhe von  $H_f = 6 \text{ mm}$  bewegt. Die Dauer dieses Vorgangs entsprach bei denen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente  $t_s = 50 \text{ ms}$ . Die anschließende zeitliche Verjüngung des gebildeten Flüssigkeitsfadens für  $t > t_s$  wird von einer Hochgeschwindigkeitskamera ( $f_{HG} = 1000 \text{ s}^{-1}$ ) mit telezentrischem Objektiv und einer Gegenlichtquelle aufgenommen. Kontrolliert wird die Abnahme der Fadendicke durch die Oberflächenspannung sowie viskose und viskoelastische Kräfte. Folglich ist der zeitliche Verlauf des Durchmessers der Fadenmitte  $D_{lig,mit} = f(t)$  charakteristisch für die dehnrheologische Eigenschaft einer Flüssigkeit. Unter der Annahme einer uniaxialen Dehnung des Flüssigkeitsligaments ist die Dehnaviskosität nach Gleichung (A.3) definiert, siehe Schümmer und Tebel [156].

$$\eta_e = \frac{\sigma_{zz} - \sigma_{xx}}{\dot{\varepsilon}} \quad (\text{A.3})$$

Die Normalspannungsdifferenz zwischen den Normalspannungen in axialer  $\sigma_{zz}$  und in radialer Richtung  $\sigma_{xx}$  ergeben sich aus einer Kräftebilanz in axialer und radialer Richtung, Anna und McKinley [157]. Die Dehnrate  $\dot{\varepsilon}$  berechnet sich aus der Ableitung der Hencky-Dehnung  $\ln(H/H_0)$  nach der Zeit, unter der Annahme einer konstanten Ligamentlänge  $L_{lig} = H_f$  und der Massenerhaltung nach Gleichung (A.4).

$$\dot{\varepsilon} = -\frac{2}{D_{lig}(t)} \frac{dD_{lig}(t)}{dt} \quad (\text{A.4})$$

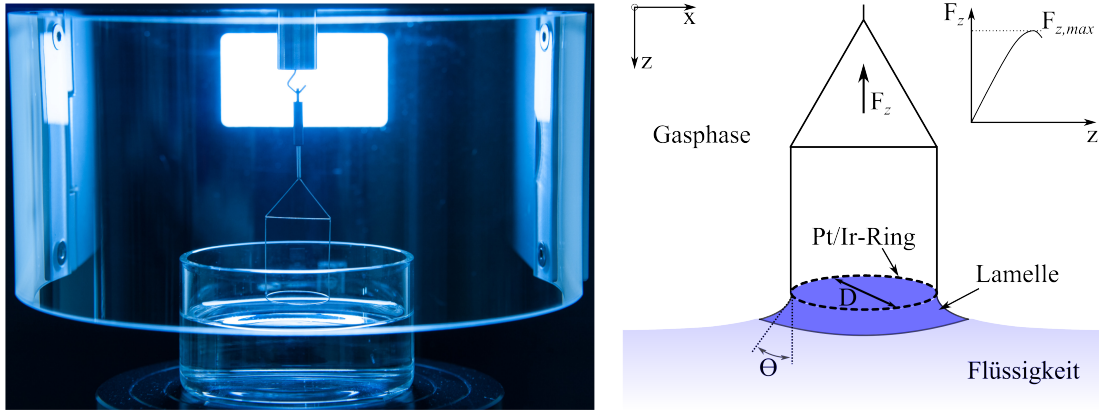
Die Kenntnis der Oberflächenspannung und die aus dem CaBER-Experiment erhältliche Dehnrate sind jedoch nicht ausreichend für die Bestimmung der Dehnviskosität nach Gleichung (A.4). Vielmehr ist die Kraft, welche aus der axialen Normalspannung resultiert ( $\sigma_{zz} D_{lig}^2 \pi 4^{-1}$ ), unbekannt. Deshalb wird bei der Bestimmung der Dehnviskosität nach der CaBER-Methode die Annahme getroffen, dass keine axiale Normalspannung ( $\sigma_{zz} = 0 \text{ N m}^{-2}$ ) im Ligament auftritt und die axiale Kraft somit ausschließlich durch die Oberflächenspannung ( $\pi D_{lig} \sigma$ ) indiziert wird. Die nach Gleichung (A.5) bestimmte Dehnviskosität wird folglich in der Literatur als scheinbare Dehnviskosität  $\eta_{e,app}$  bezeichnet und ist daher eher als Vergleichswert und nicht als absolute Größe zu interpretieren, siehe Anna und McKinley [157].

$$\eta_{e,app} = -\frac{\sigma}{\frac{dD_{lig}(t)}{dt}} \quad (\text{A.5})$$

Im Rahmen dieser Arbeit werden daher zur quantitativen Unterscheidung der dehnviskosen Eigenschaften unterschiedlicher Flüssigkeiten der materialspezifische Verlauf der Kurve  $D_{liq,mit}(t)$  und die Fadenabrisszeit  $t_{krit}$  genutzt. Angemerkt sei, dass bei der Auswertung der Einfluss der Gravitation auf die Verjüngung des Flüssigkeitsligaments vernachlässigt werden konnte. Die hierfür notwendige Bedingung  $\rho_l g D_{liq,mit}^2 / (4\sigma) < 0,2$  ist für jede der untersuchten Flüssigkeiten und alle Ligamentdurchmesser  $D_{liq,mit}(t \geq t_s)$  erfüllt, siehe Clasen [158].

### A.1.3 Oberflächenspannung

Die Bestimmung der Oberflächenspannung erfolgte durch das Messprinzip der Ringmethode von Du Noüy [159], siehe Abbildung A.3 (links). Eine schematische Darstellung der Methode ist in Abbildung A.3 (rechts) gegeben.



**Abbildung A.3:** Reale Darstellung des eingesetzten Tensiometers EasyDyne (links), schematische Darstellung der Du Noüy-Ringmethode zur Messung der Oberflächenspannung (rechts)

Ein ringförmiger, dünner Draht aus Platin-Iridium (Pt/Ir) wird mit der zu vermessenden Flüssigkeit benetzt und anschließend mit geringer Geschwindigkeit in  $z$ -Richtung angehoben. An der Phasengrenzfläche bildet sich zwischen dem Drahtring und der Flüssigkeitsoberfläche eine Lamelle. Bei weiterer Dehnung der Lamelle wird ein Kraftmaximum  $F_{z,max}$  durchlaufen. Dieses Kraftmaximum korreliert entsprechend Gleichung (A.6), unter Berücksichtigung der benetzten Länge des Rings, mit der Oberflächenspannung  $\sigma$  der betrachteten Flüssigkeit.

$$\sigma = \frac{F_{z,max}}{2\pi D \cos(\theta)} K_{[160]} \quad (A.6)$$

Angemerkt sei, dass die benetzte Länge der Summe aus innerem und äußerem Umfang entspricht. Der Kontaktwinkel  $\theta$  ist abhängig vom eingesetzten Ringmaterial. Bei dem hier verwendeten Material ist der Kontaktwinkel  $\theta \approx 0^\circ$  ( $\cos \theta \approx 1$ ). Durch den Korrekturfaktor  $K_{[160]}$  in Gleichung (A.6) wird berücksichtigt, dass das Kraftmaximum an der Ringinnenseite und Ringaußenseite nicht gleichzeitig erreicht wird und die Gewichtskraft der Flüssigkeitslamelle den Betrag, der durch Oberflächenspannung verursachten Kraft, erhöht. Als Korrekturmethode wurde die Methode nach Harkins und Jordan [160] angewandt.

Zur Kraftmessung und Messdatenanalyse wurde das Tensiometer Easy Dyne der Firma Krüss genutzt, siehe Abbildung A.3 (links). Die Genauigkeit des Systems wurde vor den Messungen mit Wasser geprüft. Es wurde eine maximale Abweichung von  $\pm 2\%$  vom Sollwert festgestellt.

#### A.1.4 Dichte von Flüssigkeiten und Suspensionen

Die Erfassung der Dichte von Flüssigkeiten erfolgte in der vorliegenden Arbeit durch das Prinzip von Archimedes. Mittels des Kraftaufnehmers des Tensiometers, siehe Anhang A.1.3, wurde die Gewichtskraft eines zylindrischen Messkörpers mit bekanntem Volumen in Luft  $F_{MK,g}$  und in der zu vermessenden Flüssigkeit  $F_{MK,l}$  bestimmt. Bei Kenntnis der Dichte des Messkörpers  $\rho_{MK}$  kann die Dichte der Flüssigkeit  $\rho_l$  aus der Differenz der Gewichtskräfte nach Gleichung (A.7) bestimmt werden.

$$\rho_l = \rho_{MK} \frac{F_{MK,g} - F_{MK,l}}{F_{MK,g}} \quad (A.7)$$

Die Dichte der verwendeten Suspension wurde nach dem Coriolis-Prinzip mit einem Promass 83A der Firma Endress+Hauser gemessen. Innerhalb des Coriolis-Messgeräts durchströmt das zu vermessende Fluid eine bogenförmige Rohrstrecke, welche mit einer konstanten Frequenz zu einer Schwingung angeregt wird. Die Amplitude und Phase dieser Schwingung ändert sich als Funktion des Massenstroms und der Fluidichte. Die Umrechnung von Amplitude und Phase in die Dichte erfolgt durch eine im Gerät hinterlegte Routine. Bei Versuchen mit reinen Flüssigkeiten am Versuchsstand PAT wurde die Dichtemessung mittels des Coriolis-Messgeräts zusätzlich zur Viskositätskontrolle genutzt.

## A.2 Nachtrag zu Kapitel 2

### A.2.1 Verdunstung/Verdampfung von Tropfen

In verfahrenstechnischen Prozessen ist die Verdampfung häufig von einer Reaktion überlagert. Kenntnisse zur Tropfenverdampfung sind essentiell zur Auslegung dieser Prozesse. Insbesondere bei der Umsetzung von Brennstoffen in Reaktionsräumen ist die Tropfenverdampfung von Bedeutung. Der verdampfende Tropfen stellt den für die nachfolgende Reaktion benötigten Brennstoffdampf bereit. Dieser reagiert mit dem umgebenden Oxidationsmittel entweder als nicht-vorgemischte Flamme, welche den Tropfen umgibt, oder als Vormischflamme. Das mittels Zerstäuber- oder Brennerdüse erzeugte Spray beeinflusst die Effizienz und Nachhaltigkeit der Reaktionsprozesse signifikant. Neben der Bereitstellung eines gewissen Tropfenfeinanteils zur Flammenstabilisierung, gilt es, in Verbrennungsprozessen die Verdampfungszone möglichst von der Reaktionszone zu entkoppeln. Abhängig vom Strömungszustand (z. B. Rezirkulationszone) der eingesetzten Brennerdüse ergibt sich eine gewisse Tropfenverweilzeit im Bereich vor der Flammenfront. Diese ist dementsprechend mit einer maximalen Tropfenverdampfungszeit gekoppelt. In Flugstromvergasern lässt sich die Verdampfungszone durch düsennahe Rezirkulation von reaktionsfähigem Synthesegas nicht von der Reaktionszone trennen. Hier gilt es, einen vollständigen Brennstoffumsatz zu realisieren. Bei diesem Prozess ist die maximale Verdampfungszeit eines Brennstofftropfens durch die Verweilzeit des Tropfens im Reaktionsraum definiert. Eine Abschätzung des maximal zulässigen Tropfendurchmessers im Spray ist für die Auslegung der Zerstäubung daher zwingend erforderlich. Zur Berechnung der zeitlichen Änderung des Tropfendurchmessers infolge der Verdampfung sind die an der Tropfenoberfläche auftretenden Energie- und Stoffströme zu bilanzieren. Die zeitliche Abnahme des Durchmessers eines Tropfens kann durch folgende Gleichung berechnet werden:

$$\frac{d(d_{Tr})}{dt} = -\frac{2}{\Delta h_v} \frac{1}{\rho_l} \alpha (T_{u,\infty} - T_{Tr,GG}). \quad (A.8)$$

In Gleichung (A.8) entspricht  $\Delta h_v$  der spezifischen Verdampfungsenthalpie,  $\alpha$  dem Wärmeübergangskoeffizient,  $T_{u,\infty}$  der Gasumgebungstemperatur in hinreichender Entfernung zum Tropfen und  $T_{Tr,GG}$  der Gleichgewichtstemperatur des Tropfens. Die unbekannte Temperatur  $T_{Tr,GG}$  kann durch Kopplung von Gleichung (A.8) mit der Stoffbilanz

$$\frac{dM_{Tr}}{dt} = -\beta \rho_l A_{Tr} \ln \left( \frac{1 - c_{H_2O,g,\infty}}{1 - c_{H_2O,g,T_{GG}}} \right) \quad (A.9)$$



iterativ berechnet werden. Folgende Annahmen wurden bei der Herleitung der Gleichungen (A.8) und (A.9) getroffen:

- Vernachlässigung eines Wärmestroms durch Strahlung
- Gleichgewichtstemperatur an der Tropfenoberfläche
- Tropfentemperatur entspricht der Beharrungstemperatur
- Temperatur im Tropfen ist einheitlich
- Turbulenz innerhalb der umgebenden Gasphase wird vernachlässigt

### A.3 Nachtrag zu Kapitel 3

#### A.3.1 Grundlagen zur Auslegung von gasgestützten Zerstäuberdüsen

Innerhalb einer Zerstäuberdüse wird Druckenergie in kinetische Energie gewandelt und somit ein Fluid beschleunigt. Der durch die Düse fließende Massenstrom  $\dot{M}$  ist dabei abhängig von der mittleren Austrittsgeschwindigkeit  $v$ , welche gekoppelt ist mit dem Verhältnis von Vor- zu Gegendruck  $p_0/p_1$ , dem Austrittsquerschnitt  $A$  und der Fluidichte  $\rho$ . Die Beziehungen der genannten Größen können auf Basis der Erhaltungsgleichungen beschrieben werden. Unter Vernachlässigung von Gradienten quer zur Strömungsrichtung kann die mittlere Strömungsgeschwindigkeit, für inkompressible stationäre Strömungsvorgänge ( $\rho = \text{konstant}$ ) entlang eines eindimensionalen Stromfadens durch die Düse, mit der Kontinuitätsgleichung (A.10) als Funktion des Massenstroms berechnet werden.

$$\dot{m} = vA\rho = \text{konstant} \quad (\text{A.10})$$

Die Annahme, ob ein Strömungsvorgang als inkompressibel betrachtet werden kann, hängt von der Kompressibilität eines Fluids ab. Die Kompressibilität beschreibt die Änderung der Dichte eines Fluids mit einhergehender Druckänderung. Flüssigkeiten können in guter Näherung als inkompressibel betrachtet werden. Strömende Gase können bei geringen Strömungsgeschwindigkeiten ebenfalls als inkompressibel betrachtet werden. Bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten müssen Gase jedoch als kompressibel betrachtet werden, da die Änderung der Zustandsgrößen ( $\rho, T$ ) entlang des Stromfadens nicht mehr zu vernachlässigen ist. Ein Maß für die Abgrenzung kompressibler gegenüber inkompressibler Strömungen ist die Mach-Zahl. Diese ist aus dem Verhältnis der Strömungsgeschwindigkeit  $v$  und der lokalen Schallgeschwindigkeit  $c$  im betrachteten Medium definiert. Unter Annahme eines idealen Gases ( $R_i$  spezifische Gaskonstante) und einer isotropen Zustandsänderung ( $\kappa$  Isentropenexponent) ergibt sich folgende Berechnungsvorschrift für die Mach-Zahl:

$$\text{Ma} = \frac{v}{c} = \frac{v}{\sqrt{\kappa R_i T}} \quad (\text{A.11})$$

Nach Bohl und Elmendorf [161] können Gasströmungen mit  $\text{Ma} \leq 0,3$  als inkompressibel betrachtet werden. Für  $\text{Ma} > 0,3$  müssen Kompressibilitätseffekte berücksichtigt werden. Unter Betrachtung eines kompressiblen Strömungszustands bilden die Erhaltungsgleichungen für Energie und Masse die Basis für die Berechnung der mittleren Gasaustrittsgeschwindigkeit. Unter Vernachlässigung von potentieller Energie und der Annahme einer stationären isentropen (reversibel und adiabatisch) Strömung, ist die Berechnungsformel für die theoretisch mögliche Austrittsgeschwindigkeit eines idealen Gases wie folgt definiert:

$$v_{g,s} = \sqrt{2 \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{p_0}{\rho_0} \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (\text{A.12})$$

In Gleichung (A.12) entspricht  $\kappa$  dem Isentropenexponent ( $\kappa = 1,4$  für trockene Luft),  $p_0$  dem Vordruck (z. B. Ruhedruck) und  $p_1$  dem Gegendruck (z. B. Umgebungsdruck). Eine Steigerung des Vordrucks bei konstantem Gegendruck führt zu einer Erhöhung der Austrittsgeschwindigkeit. Begrenzt ist die Zunahme der Austrittsgeschwindigkeit durch das kritische Druckverhältnis  $(p_1/p_0)_{krit}$ . Für trockene Luft gilt  $(p_1/p_0)_{krit} = 0,528$ . Nach Unterschreiten des kritischen Druckverhältnisses bleiben die Austrittsgeschwindigkeit und damit der aus der Düse austretende Massenstrom konstant. Angemerkt sei, dass bei Erreichen und Unterschreiten des kritischen Druckverhältnisses genau Schallgeschwindigkeit ( $Ma = 1$ ) erreicht wird.

Der aus der Düse theoretisch austretende Massenstrom kann mit Gleichung (A.12), der Kontinuitätsgleichung und der Isentropenbeziehung ( $p/\rho^\kappa = \text{konstant}$ ) berechnet werden:

$$\dot{M}_{g,th} = A_g \sqrt{2\rho_0 p_0} \Psi_s \quad \text{mit} \quad \Psi_s = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (\text{A.13})$$

Der Zusammenhang zwischen dem Isentropenexponenten  $\kappa$  und dem Druckverhältnis bildet den Ausdruck der isentropen Ausflussfunktion  $\Psi_s$ . Entgegen der zuvor getroffenen thermodynamisch idealisierten Annahme (isentropen Strömung) sind reale Strömungen reibungsbehaftet. Ein Teil der Energie dissipiert in Wärme (innere Energie). Die Abweichung zwischen der idealisierten und realen Strömungsbetrachtung wird durch den Geschwindigkeitsbeiwert  $\mu = v_g/v_{g,s}$  berücksichtigt. Außerdem kann die tatsächliche Strahlaustrittsfläche  $A_{g,eff}$  von der geometrischen Austrittsfläche  $A_g$  abweichen. Ursache hierfür ist eine turbulenzinduzierte Strahleinschnürung im Bereich des Düsenaustritts. Bei der Berechnung kann eine mögliche Strahleinschnürung durch die Strahlkontraktionszahl  $\zeta = A_{g,eff}/A_g$  berücksichtigt werden, siehe Bohl und Elmendorf [161]. Unter Beachtung beider Korrekturwerte und der Ausflussfunktion gilt für die Berechnung des realen Massenstroms folgende Gleichung:

$$\dot{M}_g = A_g \mu \zeta \sqrt{2\rho_0 p_0} \Psi_s \quad (\text{A.14})$$

Eine mögliche Strahleinschnürung wird bei Berechnung der Ausströmgeschwindigkeit im Rahmen dieser Arbeit vernachlässigt ( $\zeta = 1$ ). Gestützt wird diese Annahme durch Werte aus der Literatur. Für ähnliche Düsengeometrien gilt nach Bohl und Elmendorf [161]  $\zeta \approx 1$ . Ein Vergleich zwischen experimentellen Daten einer Geschwindigkeitsmessung und den Simulationsergebnissen einer Volume-of-Fluid-Simulation (VoF) zeigte zudem eine akzeptable Übereinstimmung, siehe Müller et al. [120].

Die Berechnungsgrundlage zur Gasdynamik inkompressibler und kompressibler Strömungen ist in Bohl und Elmendorf [161] detailliert beschrieben.

## A.4 Nachtrag zu Kapitel 4

### A.4.1 Streuung von Licht an sphärischen Tropfen

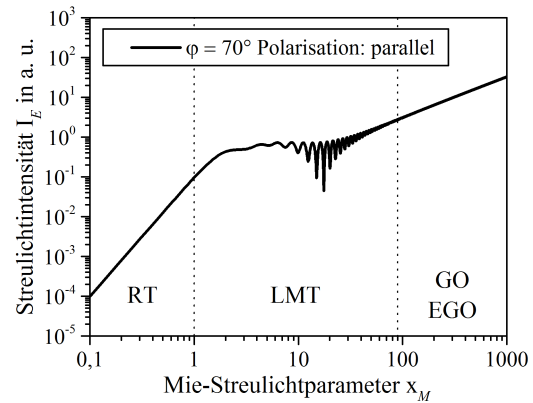
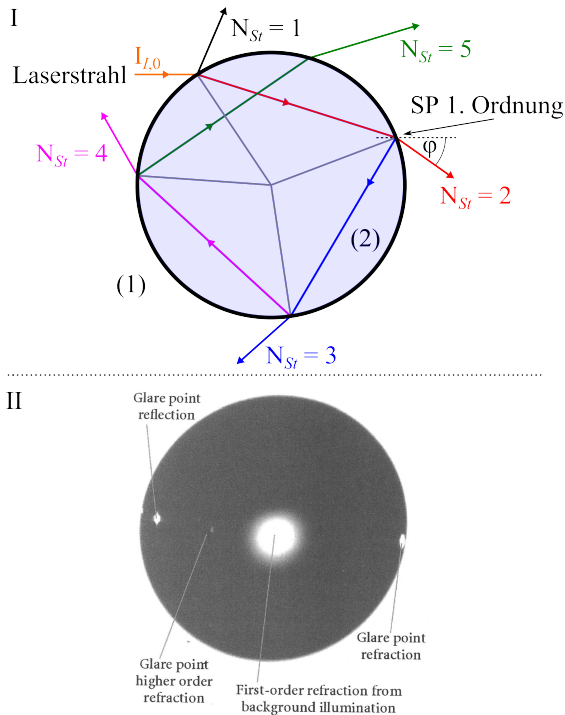
Die Charakterisierung von Zweiphasenströmungen mittels laserbasierter Messtechniken basiert auf der Streuung von Laserlicht an Partikeln. Entsprechend der Elektrodynamik lässt sich das Licht eines Lasers als elektromagnetische Welle beschreiben. Die Ausbreitungsrichtung (Annahme: in Richtung der x-Achse) dieser Welle ist senkrecht zu ihrer Schwingungsebene. Ändert sich die Richtung der Schwingungsebene schnell und ungeordnet, entspricht dieser Zustand unpolarisiertem Licht. Dagegen wird Licht als linear polarisiert bezeichnet, wenn die Schwingungsrichtung konstant ist. Abhängig von der Lage, bzw. dem Winkel der Schwingungsrichtung innerhalb der y/z-Ebene, wird bei linear polarisiertem Licht zwischen einem Anteil an parallel ( $\parallel$ ) und perpendicular ( $\perp$ ) polarisiertem Licht unterschieden. Das Licht einer Glühbirne ist unpolarisiert. Hingegen ist das Licht eines Lasers häufig linear polarisiert.

Trifft linear polarisiertes Licht einer definierten Wellenlänge  $\lambda_L$  (monochromatisches Licht) auf einen sphärischen, transparenten und homogenen Tropfen, streut dieser Licht verschiedener Streulichtmodi  $N_{St} \in \mathbb{N}$  in alle Raumrichtungen. Die Gesamtintensität  $I_E$  des gestreuten Lichts setzt sich zusammen aus Reflexion/Beugung ( $N_{St} = 1$ ) und Brechung  $N_B$ -ter Ordnung ( $N_{St} = N_B$  mit  $N_B > 1$ ). In Abbildung A.4 (a-I) ist der Strahlengang einer solchen Strahlenquelle, z. B. eines Lasers, an einem transparenten, homogenen und sphärischen Tropfen ( $d_{Tr} \gg \lambda_L$ ) für die ersten fünf Streulichtmodi exemplarisch dargestellt. Der Strahl wird teilweise an der Phasengrenzfläche zwischen Gas ( $i = 1$ ) und Flüssigkeit ( $i = 2$ ) reflektiert und tritt in das optisch dichtere ( $n_1 < n_2$ ) Medium ein. Aufgrund unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit ( $c_i = c_0/n_i$ ) der elektromagnetischen Welle innerhalb der Medien ( $c_1 > c_2$ ), kommt es, entsprechend dem Snelliusschen Brechungsgesetz, zu einer Änderung der Ausbreitungsrichtung des Strahls. Beim Austritt des Strahls an der Phasengrenzfläche wird wiederum ein Teil reflektiert und ein Teil gebrochen (Brechung 1-ter Ordnung  $N_{St} = 2$ ). Der nachfolgende Strahlengang des reflektierten Lichts führt zur Lichtbrechung höherer Ordnungen ( $N_{St} > 2$ ).

Nach Albrecht et al. [63] wird der Eintrittsort der hier angenommenen punktförmigen Strahlquelle als Eintrittspunkt (EP) (engl.: incident point) und die Quelle des gestreuten Lichts eines bestimmten Streulichtmodus  $N_{St}$  als Streulichtpunkt (SP) (engl.: glare point) bezeichnet. In Abbildung A.4 (a-II) sind die Streulichtpunkte verschiedener Streulichtmodi für einen Wassertropfen in Luft bei einem Streulichtwinkel (Beobachtungswinkel einer Kamera) von  $\varphi = 30^\circ$  abgebildet. Abbildung A.4 (a-II) ist Albrecht et al. [63] entnommen. Hervorgehoben sei, dass die Streulichtintensität  $I_E^{N_{St}}$  der einzelnen Modi mit steigender Ordnung geringer wird. Albrecht et al. [63] berichten, dass die Position der Streulichtpunkte auf der Oberfläche des Tropfens abhängig ist von der Lage des Detektors, von der Größe des Tropfens und dessen relativem Brechungsindex  $n_{rel} = n_2/n_1$ . Außerdem nimmt der Abstand zwischen Streulichtpunkten unterschiedlicher Modi mit sinkender Tropfengröße ab.

Die totale Intensität  $I_E$  des emittierten Lichts ist abhängig von der Intensität des einfallenden Lichts  $I_{I,0}$ , dem Mie-Streulichtparameter  $x_M = d_{Tr} \pi / \lambda_L$ , dem relativem Brechungsindex  $n_{rel}$ , der Polarisation des Lichts und dem Detektionswinkel  $\varphi$  in Bezug zur Strahlausbreitungsrichtung. Unter Annahme einer Welle mit ebener Wellenfront lässt sich  $I_E$  abhängig vom Parameter  $x_M$  und den oben genannten Einflussgrößen modelltechnisch beschreiben. Nach Tropea [162] wird zur Berechnung des Streulichtverhaltens für  $x_M < 1$  die Rayleigh-Theorie (RT) und für  $x_M > 90$  die Geometrische Optik (GO) oder auch die Erweiterte Geometrische Optik (EGO) angewandt. Im Bereich zwischen RT und GO/EGO ( $1 \leq x_M \leq 90$ ) wird die Theorie nach Lorenz und Mie (LMT) eingesetzt. Nach Albrecht et al. [63] ist die LM-Theorie auch für  $x_M > 90$  gültig. Aufgrund des geringeren Rechenaufwands wird jedoch bevorzugt die GO/EGO-Theorie angewandt. In Abbildung A.4 (b) ist exemplarisch die totale

Streulichtintensität  $I_E$  einer punktförmigen Laserlichtquelle als Funktion von  $x_M$  für  $\varphi = 70^\circ$  dargestellt. Im Bereich der GO gilt  $I_E \propto d_{Tr}^2$ .



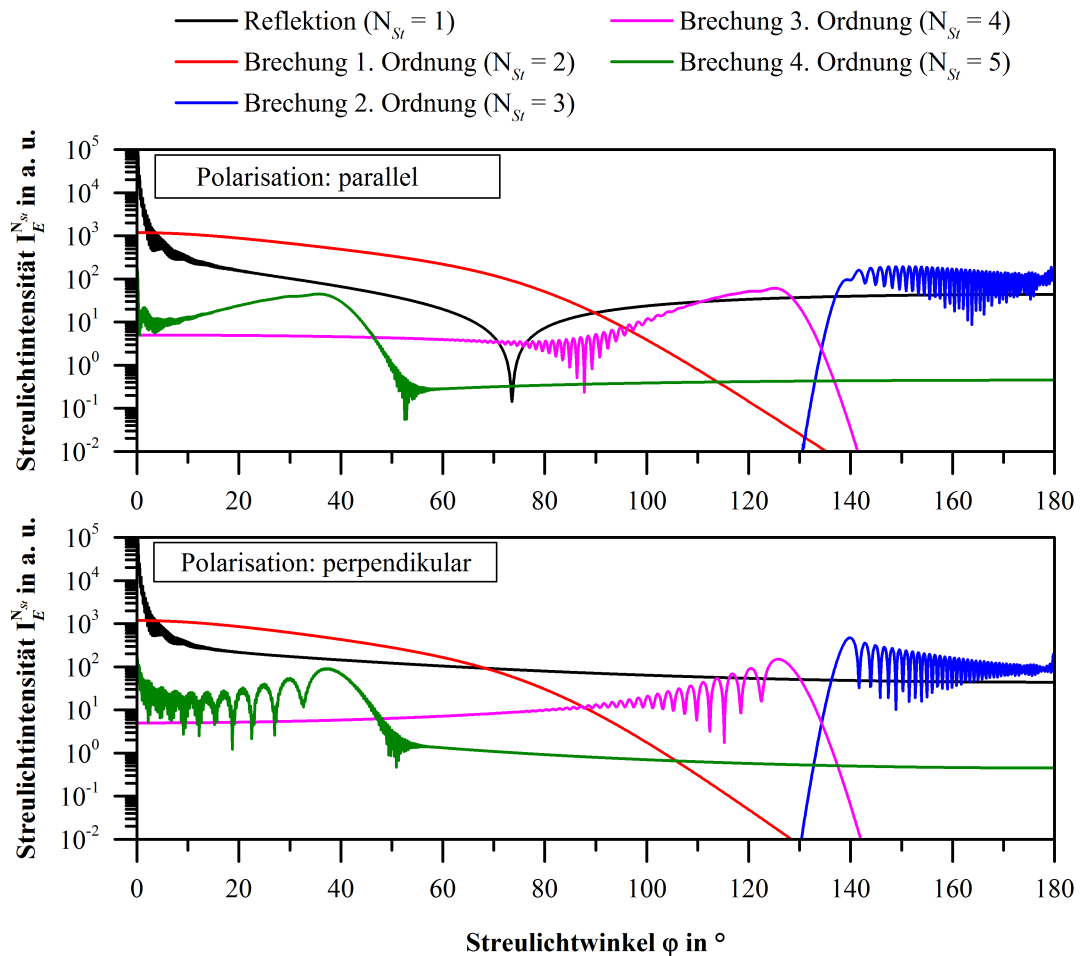
(a) Schematische (I) und reale (II) Darstellung von Reflexion und Brechung an einem kugelförmigen Tropfen. Darstellung (II) ist aus Albrecht et al. [63].

(b) Streulichtintensität als Funktion des Mie-Parameters. Randbedingungen:  $\varphi = 30^\circ$  |  $\lambda_L = 514,5 \text{ nm}$  (II) |  $n_{rel} = 1,333$  | Software: MiePlot 4.6 [75]

**Abbildung A.4:** Streuung einer punktförmigen Lichtquelle an einem sphärischen Wassertropfen

Die anteilige Lichtintensität der jeweiligen Streulichtordnung  $I_E^{N_{St}}$  ist in Abbildung A.5 sowohl für parallel, als auch perpendikular polarisiertes Licht als Funktion des Streulichtwinkels für einen homogenen, transparenten und sphärischen Tropfen mit  $d_{Tr} = 100 \mu\text{m}$  abgebildet.

Die Berechnung der Abbildung A.4 (b) und Abbildung A.5 erfolgte mit der öffentlich zugänglichen Software MiePlot 4.6 von Laven [75, 93] nach der LM-Theorie. Die Zerlegung in die einzelnen Streulichtmodi erfolgt im Softwarecode nach der Theorie von Debye.



**Abbildung A.5:** Streulichtintensität unterschiedlicher Modi ( $N_{St} = 1$  bis  $N_{St} = 5$ ) als Funktion von  $\varphi$ ;  $\lambda_L = 514,5$  nm ( $\parallel$  und  $\perp$ ),  $n_{rel} = 1,333$ ,  $d_{Tr} = 100$   $\mu\text{m}$ ); Simulationssoftware: MiePlot 4.6 von Laven [75]

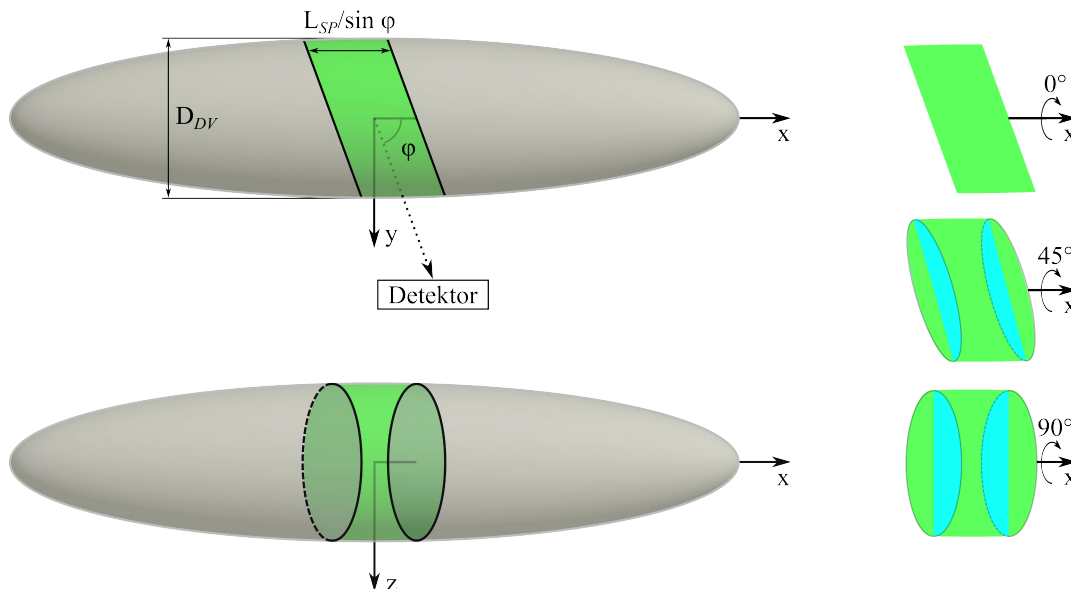
#### A.4.2 Stromdichtemessung mit der PDA-Messtechnik

Mit der Phasen-Doppler-Anemometrie ist es möglich, ein Spray hinsichtlich der lokalen Tropfengrößenverteilung zu vermessen. Häufig ist es jedoch erforderlich, ein Spray durch einen einzigen integralen repräsentativen Durchmesser, wie z. B. dem  $\text{Id}_{32}$ , zu beschreiben, siehe Kapitel 2.6.2. Zur Berechnung integraler repräsentativer Durchmesser nach Gleichung (2.37), sind Informationen über zeitlich gemittelte Transportgrößen, wie die Anzahl- oder Massenstromdichte der Tropfen, an einer lokalen Messposition erforderlich. Die Bestimmung der Massenstromdichte kann mittels eines Patternators gravimetrisch erfolgen, siehe Pantouflas [163]. Der Einsatz eines Patternators zur Messung der Massenstromdichte ist in geschlossenen Systemen, wie dem in dieser Arbeit eingesetzten Druckreaktor, nicht möglich. Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Stromdichte  $j_\Phi$  in Sprays ist die Phasen-Doppler-Anemometrie. Mit dieser Messtechnik ist die Detektion der Anzahl- ( $\Phi = 1$ ), Volumen- ( $\Phi = \pi/6 d_{Tr}^3$ ) und Massenstromdichte ( $\Phi = \pi/6 d_{Tr}^3 \rho_l$ ) durch eine Fläche normal zur Hauptströmungsrichtung  $z$  nach Gleichung (A.15) möglich:

$$j_{\Phi,z} = \frac{1}{t_M} \sum_{i=1}^{N_{Tr}} \frac{\Phi_i}{A_{val,i}(d_{Tr,i}, \mathbf{v}_{Tr,i})} \frac{v_{z,Tr,i}}{|\mathbf{v}_{Tr,i}|} \quad (\text{A.15})$$

Zur Definition der Stromdurchtrittsfläche, der sogenannten Validierungsfläche  $A_{val}$ , in Gleichung (A.15) ist es nach den Autoren Qui und Sommerfeld [164, 165] erforderlich, zwischen geometrischem Messvolumen (GMV) und Detektionsvolumen (DV) zu unterscheiden. Die Definition von  $A_{val}$  mit den Dimensionen des GMV ist nicht zielführend, da der Detektionsbereich eines Tropfens durch die Dimensionen des DV definiert ist und sich somit von den Dimensionen des GMV unterscheidet. Zu erwähnen ist, dass die Validierungsfläche im Detektionsvolumen des PDA-Systems abhängig ist von der Partikelgröße. Ursache ist die Abhängigkeit der Detektionswahrscheinlichkeit eines Tropfens  $d_{Tr,i}$  im Messvolumen. Das DV ist durch das Volumen definiert, innerhalb dessen das gestreute Licht eines Tropfens den Triggerpegel des PDA-Systems überschreitet, siehe Kapitel 4.2.2. Die Dimensionen des DV sind, über deren Abhängigkeit von Tropfendurchmesser hinaus, abhängig von der Streulichtcharakteristik des Tropfens ( $n_{rel}$ ,  $I_E^{(Nst)}$ ) und der Konfiguration des PDA-Systems (Optik und Signalverarbeitung). Nachfolgend wird die Vorgehensweise zur Abschätzung der Validierungsfläche  $A_{val}$  aus PDA-Rohdaten, nach Albrecht et al. [63], beschrieben. Die Beschreibung bezieht sich auf die Verwendung einer Schlitzblende innerhalb der Empfangseinheit, siehe Kapitel 4.2.2 und 4.2.3.

In Abbildung A.6 ist das Detektionsvolumen eines PDA-Systems mit Schlitzblende schematisch dargestellt.



**Abbildung A.6:** Geometrische Darstellung des Detektionsvolumens bei Verwendung einer Schlitzblende

Die Ausdehnung des Rotationsellipsoids ist durch die Verwendung der Schlitzblende in x-Richtung begrenzt. Die Ausdehnung zwischen beiden Schnittflächen ist definiert durch die projizierte Schlitzblendenbreite  $L_{SP}$  und dem Off-Achsenwinkel  $\varphi$  nach  $L_{SP}/\sin\varphi$ . Die geometrische Form des begrenzten DV entspricht einem schräg abgeschnittenen Zylinder mit dem Durchmesser  $D_{DV}$ . Das Volumen dieses Zylinders berechnet sich nach Gleichung

$$V_{DV}(d_{Tr}) = \frac{\pi D_{DV}^2 L_{SP}}{4 \sin\varphi} \quad (\text{A.16})$$

und definiert den Bereich, innerhalb dessen Tropfen detektiert werden. Der Durchmesser  $D_{DV}$  ist daher eine Funktion des Tropfendurchmessers  $d_{Tr}$ . Aufgrund der in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Effekte kann es vorkommen, dass ein Tropfen im DV detektiert wird, aber nicht validiert wird. Dies geschieht insbesondere, wenn die Trajektorie der Tropfen durch die elliptischen Schnittflächen des DV verlaufen,

siehe Abbildung A.6 (hellblau). Das Streulichtsignal dieser Tropfen ist durch die Abschattung abgeschnitten und/oder durch den Trajektorien- und/oder Slit-Effekt beeinflusst. Der Bereich des Volumens, in dem Streulichtsignale detektiert und validiert werden, wird Validierungsvolumen  $V_{val}$  bezeichnet. Nach Albrecht et al. [63] ist dieses Volumen näherungsweise nach folgender Gleichung definiert:

$$V_{val}(d_{Tr}, \mathbf{v}_{Tr}) \approx \frac{\pi L_{SP} D_{DV}^2}{4 \sin \varphi} - \frac{2}{3} \frac{\left| \frac{v_{Tr,x}}{|\mathbf{v}_{Tr}|} + \frac{v_{Tr,y}}{|\mathbf{v}_{Tr}|} \cot \varphi \right|}{\sqrt{1 - \left( \frac{v_{Tr,x}}{|\mathbf{v}_{Tr}|} \right)^2}} D_{DV}^3. \quad (\text{A.17})$$

Im Vergleich zu Gleichung (A.16) ist Gleichung (A.17) somit zusätzlich von der Partikeltrajektorie  $\mathbf{v}_{Tr} = (v_{Tr,x}, v_{Tr,y}, v_{Tr,z})^T$  abhängig. Zur Berechnung der Stromdichte  $j_\Phi$  eines Skalars  $\Phi$  ist eine Referenzfläche (Stromdurchtrittsfläche) erforderlich. Diese Fläche entspricht der projizierten Fläche des Validierungsvolumens normal zur Tropfentrajektorie. In der rechten Hälfte von Abbildung A.6 ist die projizierte Fläche exemplarisch für drei unterschiedliche Tropfentrajektorien dargestellt. Die gedachte Trajektorie liegt parallel zur  $y/z$ -Ebene und variiert von oben nach unten durch den eingezeichneten Drehwinkel im Bereich von  $0^\circ$  (Trajektorie normal zur  $x/y$ -Ebende) und  $90^\circ$  (Trajektorie normal zur  $x/z$ -Ebende). Albrecht et al. [63] definieren auf Basis von Überlegungen von Tropea und Roisman [166] diese Fläche näherungsweise nach folgender Gleichung:

$$A_{val}(d_{Tr}, \mathbf{v}_{Tr}) \approx \frac{D_{DV} L_{SP}}{\sin \varphi} \sqrt{1 - \frac{v_{Tr,x}}{|\mathbf{v}_{Tr}|}} - \frac{\pi D_{DV}^2}{4 \sin \varphi} \left| \frac{v_{Tr,y}}{|\mathbf{v}_{Tr}|} \cos \varphi + \frac{v_{Tr,x}}{|\mathbf{v}_{Tr}|} \sin \varphi \right|. \quad (\text{A.18})$$

Entsprechend dieser Gleichung sind zur Berechnung von  $A_{val}$  alle drei Geschwindigkeitskomponenten des Vektors  $\mathbf{v}_{Tr}$  eines Tropfens erforderlich. Der Einsatz eines 3D-PDA-Systems war im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht möglich. Um die Exaktheit der Abschätzung zu maximieren, erfolgte die Ausrichtung des geometrischen Messvolumens und der Schlitzblende so, dass die Hauptgeschwindigkeitskomponente der Tropfen  $v_{Tr,z}$  parallel zu den durch die Schlitzblende herausgeschnittenen Ebenen verläuft. Sind zwei Geschwindigkeitskomponenten (2D-PDA-System) der Tropfentrajektorie verfügbar ( $v_{Tr,y}, v_{Tr,z}$ ), kann Gleichung (A.18) zu folgendem Ausdruck reduziert werden:

$$A_{val}(d_{Tr}, \mathbf{v}_{Tr}) \approx \frac{D_{DV} L_{SP}}{\sin \varphi} - \frac{\pi D_{DV}^2}{4 \tan \varphi} \frac{|\mathbf{v}_{Tr,y}|}{\sqrt{v_{Tr,y}^2 + v_{Tr,z}^2}}. \quad (\text{A.19})$$

Ist nur eine Komponente (1D-PDA-System) vorhanden ( $v_{Tr,z}$ ), kann der zweite Term von Gleichung (A.19), unter der Annahme, dass  $v_{Tr,z} \gg v_{Tr,y}$ , entfallen. Eine Voraussetzung zur Berechnung von  $A_{val}$  mit Messdaten des PDA-Systems ist die koinzidente Messung von Tropfengröße und Tropfengeschwindigkeit. Alle Messungen wurden im Rahmen dieser Arbeit daher im Koinzidenz-Modus durchgeführt. Zur Berechnung von  $A_{val}$  wird der tropfengrößenabhängige Durchmesser des Detektionsvolumens  $D_{DV}$  benötigt. Dieser muss aufgrund der oben genannten Abhängigkeiten (Streulichtcharakteristik, Systemkonfiguration, Systemsensitivität) aus in situ Rohdaten des PDA-Systems bestimmt werden. Entsprechend Albrecht et al. [63] lässt sich der Durchmesser  $D_{DV}$  des Detektionsvolumens mittels der Signallänge  $L_B$  des Tropfenstreulichts bestimmen, siehe Abbildung 4.5.

Die Signallänge berechnet sich aus dem Produkt der Aufenthaltszeit des Tropfens  $t_t$  im Detektionsvolumen und dem Betrag des Tropfengeschwindigkeitsvektors  $\mathbf{v}_{Tr}$ . Um den Einfluss statistischer Schwankungen bei der Berechnung von  $L_B$  zu minimieren, ist es zweckmäßig, eine mittlere Signallänge  $\overline{L_{B,k}}$  pro Tropfengrößeklasse  $k$  zu berechnen.  $\overline{L_{B,k}}$  berechnet sich nach folgender Gleichung

$$\overline{L_{B,k}} = \frac{1}{N_{Tr,k}} \sum_{i=1}^{N_{Tr,k}} L_{B,i} = \frac{1}{N_{Tr,k}} \sum_{i=1}^{N_{Tr,k}} t_{t,i} |\mathbf{v}_{Tr,i}|, \quad (\text{A.20})$$

wobei  $N_{Tr,k}$  der Anzahl aller Tropfen in Größenklasse  $k$  entspricht. Diese Methode ist jedoch dahingehend limitiert, dass für eine belastbare Statistik eine Mindestanzahl  $N_{(Tr,k),min}$  an validierten Tropfen benötigt wird. Unterschreitet die Anzahl Tropfen pro Größenklasse  $k$  einen bestimmten Wert ( $N_{Tr,k} < N_{(Tr,k),min}$ ), ist eine belastbare Aussage mittels Gleichung (A.20) nicht mehr möglich. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ab Unterschreiten einer Mindestanzahl an Tropfen pro Größenklasse  $k$  der Kurvenverlauf von  $\overline{L_{B,k}}$  extrapoliert. Die Mindestanzahl wurde auf Basis einer Sensitivitätsstudie mit  $N_{(Tr,k),min} = 200$  definiert ( $\Delta d_{Tr,k} = 5 \mu\text{m}$ ). Die Berechnung des Detektionsvolumendurchmessers als Funktion des Tropfendurchmessers erfolgt in der vorliegenden Arbeit nach der Berechnungsvorschrift von Albrecht et al. [63]. Unter Vernachlässigung der Geschwindigkeitskomponente  $v_{Tr,x} = 0 \text{ m s}^{-1}$  gilt folgende Gleichung:

$$D_{DV}(\Delta d_{Tr,k}) = \frac{4}{\pi} \frac{L_{SP} \sum_{i=1}^{N_{Tr,k}} L_{B,i}}{N_{Tr,k} L_{SP} - |\cos\varphi| \sum_{i=1}^{N_{Tr,k}} L_{B,i} \left| \frac{v_{Tr,y,i}}{\sqrt{v_{Tr,y,i}^2 + v_{Tr,z,i}^2}} \right|}. \quad (\text{A.21})$$

Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die korrekte Bestimmung der Stromdichte mit einem PDA-System hinsichtlich absoluter Messwerte in komplexen Sprays, mit beispielsweise hoher Spraydichte, limitiert ist, siehe z. B. Dullenkopf et al. [167] und/oder Albrecht et al. [63]. Ursache hierfür sind die in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Grenzen der Messtechnik sowie Einschränkungen bei der Systemkonfiguration des PDA-Messsystems. Die Gewichtung lokaler mittlerer Durchmesser erfolgt bei der Berechnung integraler Durchmesser nach Gleichung (2.37) jedoch mit normalisierten Werten. Dies rechtfertigt den Einsatz eines PDA-Systems trotz der genannten Einschränkungen.

Die zur Berechnung der Stromdichte, siehe Gleichung (A.15), benötigten Größen  $A_{val}$ ,  $D_{DV}$  und  $L_B$  wurden auf Basis der PDA-Rohdaten ( $d_{Tr}$ ,  $\mathbf{v}_{Tr}$ ,  $t_t$ ) und unter Anwendung der Gleichungen (A.19), (A.20) und (A.21) berechnet. Numerisch wurde diese mit einer MATLAB-Routine umgesetzt. Diese Routine ist ein Element des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Auswertewerkzeugs SprayCAT.

#### A.4.3 Messung kohärenter Strömungsstrukturen mittels LDA-Messtechnik

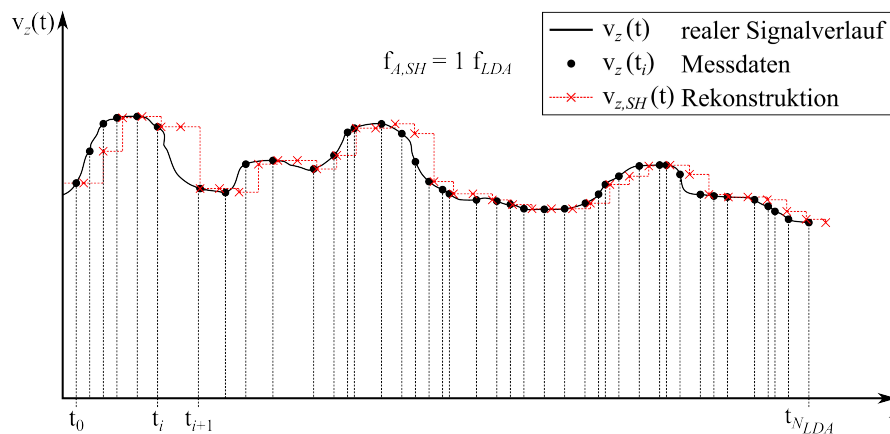
Neben der Charakterisierung der Düsenströmung hinsichtlich Gasgeschwindigkeit, wird die LDA-Messtechnik im Rahmen dieser Arbeit zur experimentellen Bestimmung von Frequenzen kohärenter Strömungsstrukturen eingesetzt. Als kohärente Strukturen werden in dieser Arbeit periodisch auftretende Wirbel, bzw. wirbelartige Strukturen bezeichnet. Ein bekanntes Beispiel für die Bildung kohärenter Strömungsstrukturen ist die Kármánsche Wirbelstraße.

Zur Bestimmung der Frequenzen kohärenter Strukturen werden die Schwankungsgrößen  $\mathbf{v}'(t)$  der gemessenen Geschwindigkeitsvektoren  $\mathbf{v}(t)$  ihrer Häufigkeit (Frequenz) zugeordnet. Dies erfolgt mittels



Spektralanalyse. Das resultierende kontinuierliche Frequenzspektrum skaliert in der Regel nach dem 5/3-Gesetz von Kolmogorow, siehe Kapitel 2.7. Nach diesem Gesetz sinkt die Energie pro Masseneinheit eines Wirbels mit steigender Wellenzahl ( $k = 2\pi/L_t$ ) proportional zu  $k^{-5/3}$ , bzw. steigender Wirbelfrequenz  $f_W^{-5/3}$  ( $k = 2\pi f_W/\bar{v}$ ). Frequenzen kohärenter Strukturen erscheinen innerhalb des Frequenzspektrums als lokales Maximum.

Die Durchführung einer Spektralanalyse von periodisch abgetasteten Messdaten erfolgt grundsätzlich mittels der schnellen Fourier-Transformation. Nach Adrian und Yao [168] ist die Anwendung dieser Methode zur Signalanalyse von LDA-Messdaten jedoch nicht ohne weiteres möglich. Die FFT fordert zeitdiskrete Signale. Die Erfassung von Messdaten mittels digitaler Messtechniken erfolgt somit typischerweise mit konstanter Abtastfrequenz. Die Datenerfassung mit einem LDA-System geschieht aufgrund der zufälligen Ankunft der Tracerpartikeln im Messvolumen nicht bei konstanter Abtastfrequenz. Infolgedessen ist es nötig, das zufällige LDA-Signal zu rekonstruieren, um Messdaten mit konstanter Abtastfrequenz zu generieren. Hierzu stehen verschiedene Methoden zur Verfügung. Im Rahmen dieser Arbeit erfolgt die Signalrekonstruktion auf der von Adrian und Yao [168] vorgeschlagenen Abtast-Halte-Methode. Hierzu wird bei definierter Abtastfrequenz  $f_{A,SH} = 1/\Delta t_{SH}$  ein realer Messwert konstant gehalten, bis ein neues Messsignal detektiert und validiert wird. Das Prinzip dieser Methode ist in Abbildung A.7 am Beispiel der mittels LDA-Messtechnik gemessenen Geschwindigkeitskomponente  $v_z$  dargestellt. Angemerkt sei, dass die durchgezogene Linie einem fiktiv angenommenen Signalverlauf entspricht.



**Abbildung A.7:** Schematische Darstellung der Abtast-Halte-Methode ( $C_{SH} = 1$ )

Nach Adrian und Yao [168] gilt für die resultierende Treppenfunktion der rekonstruierten Geschwindigkeitskomponente  $v_{z,SH}$  folgender Ausdruck:

$$v_{z,SH}(t) = v_z(t_i), \quad t_i \leq t < t_{i+1} \quad i = \{0, 1, 2, \dots, N_{LDA}\} \quad (\text{A.22})$$

Nach Zhou et al. [169] kann es bei Durchführung der Abtast-Halte-Methode zur folgenden Ungenauigkeiten kommen: Bei zu geringer Abtastfrequenz  $f_{A,SH}$ , bzw. zu großem Zeitintervall  $\Delta t_{SH}$ , kommt es zu einem Informationsverlust zwischen den realen Messwerten und den rekonstruierten Daten, siehe Abbildung A.7. Weiterhin ist bei der Wahl von  $f_{A,SH}$  die Nyquist-Grenze zu beachten. Entsprechend diesem Kriterium muss die Abtastfrequenz mindestens doppelt so groß sein wie die Frequenz des beobachteten kohärenten Phänomens. Bei periodisch abgetasteten Messdaten ist die maximale detektierbare Frequenz  $f_{max} < 0,5 f_A$  somit durch die Abtastfrequenz eindeutig definiert. Bei LDA-Messungen ist die Abtastfrequenz durch die Zufälligkeit der Messereignisse jedoch nicht eindeutig definiert. Lediglich eine gemittelte Abtastfrequenz des LDA-Systems lässt sich in Abhängigkeit der

Messdauer  $t_m = \sum_{i=1}^{N_{LDA}} t_{i+1} - t_i$  und der Anzahl detektierter und validierter Messereignisse  $N_{LDA}$  nach folgendem Ausdruck  $f_{LDA} = N_{LDA}/t_m$  berechnen. Nach Adrian und Yao [168] ist die maximal detektierbare Frequenz jedoch nicht zwingend durch  $f_{SH,max} > f_{PDA}/2$  definiert. Aufgrund der Wahrscheinlichkeit, dass die Zeit zwischen zwei realen Messereignissen auch geringer sein kann als die mittlere Zeitdifferenz des LDA-Systems, kann die Abtastfrequenz bei der Rekonstruktion auch größer als die gemittelte Abtastfrequenz des LDA-Systems gewählt werden:

$$f_{A,SH} = C_{SH} f_{LDA} \quad \text{mit } C_{SH} \geq 1 \quad (\text{A.23})$$

Somit kann die maximal detektierbare Frequenz entsprechend dem Ausdruck  $f_{max} = 0,5 C_{SH} f_{LDA}$  erweitert werden. Außerdem wird der zuvor angesprochene Informationsverlust bei geeigneter Wahl von  $C_{SH}$  reduziert. Nach Zhou et al. [169] ist bei der Definition von  $C_{SH}$  zu beachten, dass die Auflösung der Spektralanalyse mit steigendem Faktor sinkt. Zudem steigt der Speicher- und Rechenbedarf. Als weiterer Aspekt ist zu beachten, dass die Abtast-Halte-Methode ähnlich einem Tiefpassfilter wirkt, siehe Adrian und Yao [168]. Dies bewirkt, dass besonders hohe Frequenzen bei der Spektralanalyse nicht korrekt detektiert werden können. Letzteres ist im Rahmen der hier durchgeführten Messungen nicht zu erwarten, da die Frequenz der untersuchten kohärenten Strukturen geringer ist, als die Aufnahmezeit des korrekt parametrisierten LDA-Systems. Zur weiteren Reduzierung von Messungenauigkeiten schlagen die Autoren Zhou et al. [169] eine Unterteilung der Rohdaten in  $N_{SH}$  Intervalle vor. Demnach erfolgt die Spektralanalyse nach vorausgehender Rekonstruktion für jeden Intervallbereich separat. Die einzelnen Spektren werden abschließend arithmetisch gemittelt. Nach Zhou et al. [169] sinkt die Varianz der Spektren mit steigender Anzahl  $N_{SH}$ . Gleichzeitig sinkt mit steigendem  $N_{SH}$  jedoch auch die scheinbare Messdauer, was insbesondere einen Einfluss auf geringe Frequenzen im Spektrum hat. Im Rahmen dieser Arbeit wurde  $N_{SH}$  so gewählt, dass die Qualität der Spektren maximiert und die integralen Zeitskalen der beobachteten kohärenten Strukturen nicht unterschritten wurden.

Die Spektralanalyse wurde mit einer MATLAB Routine auf Basis der zuvor beschriebenen Grundlagen an 2D LDA-Daten durchgeführt.

## A.5 Nachtrag zu Kapitel 5

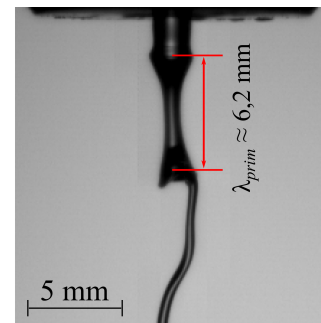
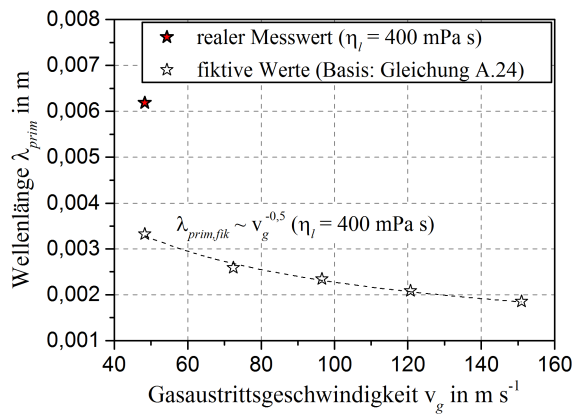
### A.5.1 Abschätzung zum Einfluss der Viskosität auf die Kelvin-Helmholz-Instabilität

Um einen möglichen Messfehler bei der experimentellen Bestimmung von  $u_{c,exp}$  zu überprüfen, wurde folgende Abschätzung durchgeführt: Der Schnittpunkt der linearen Modellgleichung (5.14) zur Beschreibung der Wellengeschwindigkeit als Funktion der Gasaustrittsgeschwindigkeit, muss bei konstantem Flüssigmassenstrom ( $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$ ) eindeutig viskositätsunabhängig sein. Eine mögliche Abhängigkeit der Wellengeschwindigkeit von der dynamischen Viskosität kann sich daher lediglich durch eine Änderung der Steigung äußern. In einem ersten Schritt wurde die Steigung der ursprünglichen Modellgleichung  $u_{c,fit}$  durch einen fiktiven, viskositätsabhängigen Parameter  $C_{u_c,\eta} \in [0 \ 1]$  erweitert:

$$u_{c,fit,fik} = \frac{\sqrt{\rho_l} v_l}{\sqrt{\rho_l} + \sqrt{\rho_g}} + C_{u_c,\eta} \frac{\sqrt{\rho_g} v_g}{\sqrt{\rho_l} + \sqrt{\rho_g}} C_{u_c}. \quad (\text{A.24})$$

Im nächsten Schritt wurde der Parameter  $C_{u_c,\eta}$  iterativ so angepasst, dass die Abhängigkeit  $\lambda_{prim} \propto v_g^\beta$  mit  $\beta = -0,5$  beschrieben werden kann. Für den Viskositätswert  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  mit der größten

Abweichung vom Erwartungswert, sind die fiktiven Werte in Abbildung A.8 (a) dargestellt. Der viskositätsabhängige Parameter beträgt für eine Viskosität von  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$   $C_{u_c, \eta} = 0,32$ . Der Vergleich eines fiktiven Wertes  $\lambda_{prim, fik} \approx 3,3 \text{ mm}$  (GLR = 0,4 |  $v_g = 48 \text{ m s}^{-1}$ ) mit einem realen Messwert  $\lambda_{prim, exp} \approx 6,15 \text{ mm}$ , siehe Abbildung A.8 (b), verdeutlicht, dass die unter Berücksichtigung einer fiktiven, viskositätsabhängigen Wellengeschwindigkeit berechneten Wellenlängen, signifikant zu gering sind. Eine deutliche Abhängigkeit der Wellengeschwindigkeit von der dynamischen Viskosität  $\eta_l$  kann somit ausgeschlossen werden.



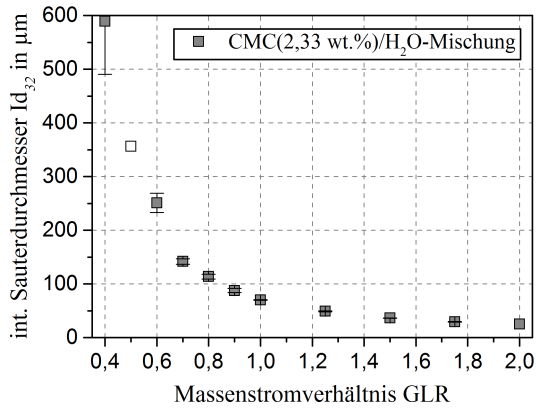
(a) Berechnete Werte der Wellenlänge unter Berücksichtigung eines fiktiv angenommenen Parameters  $C_{u_c, \eta}$  zur Abschätzung eines möglichen Viskositätseinflusses auf die Wellengeschwindigkeit. Betriebsbedingungen: HG-vis | GLR = 0,4 bis GLR = 1,25 |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  |  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  | AMD-0° | N Flüssigkeiten

(b) Experimentell gemessene Wellenlänge einer Kelvin-Helmholtz-Instabilität. Betriebsbedingungen: HG-vis |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | GLR = 0,4 |  $\eta_l = 400 \text{ mPa s}$  | AMD-0° | N Flüssigkeiten

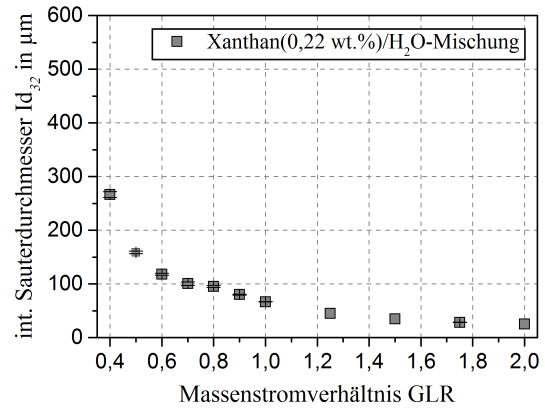
**Abbildung A.8:** Gedankenexperiment zur Klärung des Einflusses der dynamischen Viskosität auf die Wellengeschwindigkeit der achsensymmetrischen Kelvin-Helmholtz-Instabilität

## A.5.2 LBS-Messdaten zur Zerstäubung nicht-Newtonscher Flüssigkeiten

Die Rohdaten der in Kapitel 5.2.4 dargestellten Paritätsdiagramme sind nachfolgend in Abbildung A.9 und Abbildung A.10 dargestellt. Alle Messdaten wurden dreifach reproduziert. Das Streuungsmaß der Messungen entspricht der empirischen Varianz und wird im Diagramm mittels Fehlerbalken visualisiert. Angemerkt sei, dass im Falle der CMC-Lösung ein Wert aus den bestehenden Messdaten interpoliert wurde. Gekennzeichnet ist dieser Wert durch ein offenes Symbol.



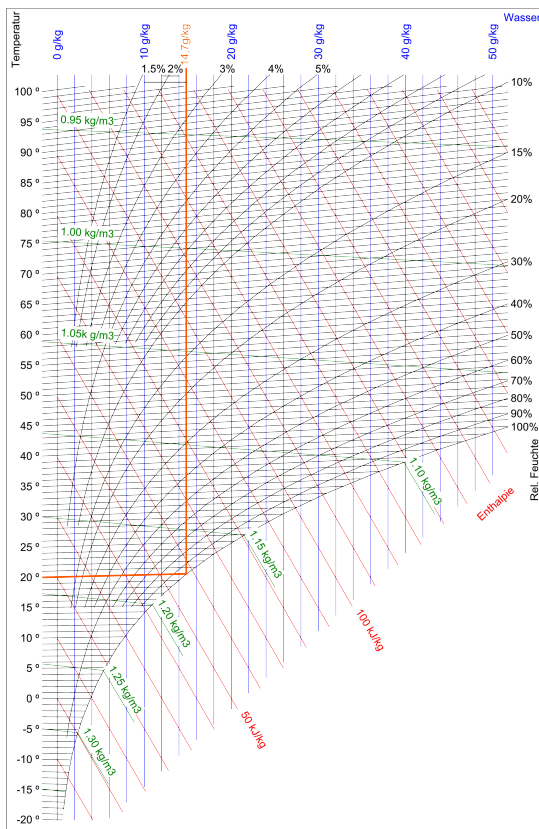
**Abbildung A.9:** Einfluss des Massenstromverhältnisses auf den integralen Sauterdurchmesser bei der Zerstäubung einer CMC(2,33 wt. %)/Wasser-Mischung. Betriebsbedingungen: LBS (integral) | z = 200 mm |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°



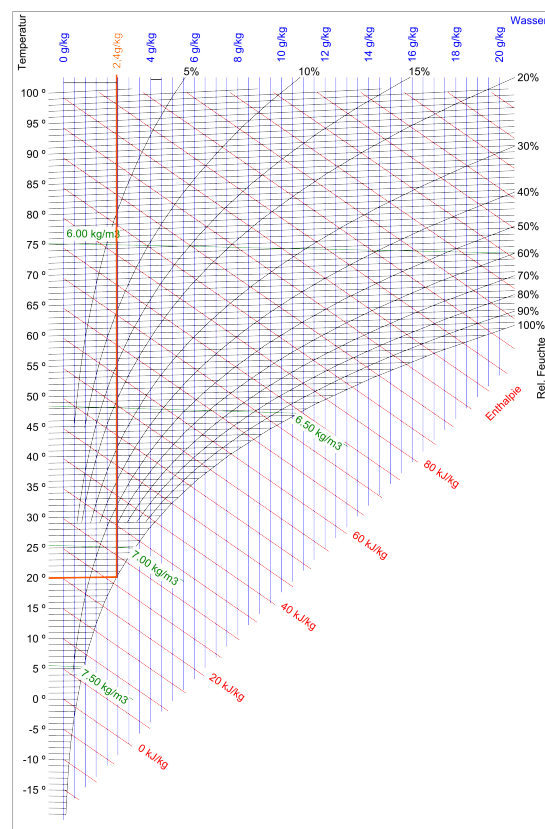
**Abbildung A.10:** Einfluss des Massenstromverhältnisses auf den integralen Sauterdurchmesser bei der Zerstäubung einer Xanthan(0,22 wt. %)/Wasser-Mischung. Betriebsbedingungen: LBS (integral) | z = 200 mm |  $\dot{M}_l = 10 \text{ kg h}^{-1}$  | AMD-0°

## A.6 Nachtrag zu Kapitel 6

### A.6.1 Einfluss des Systemdrucks auf den Zustand feuchter Luft



(a) Systemdruck  $p_{sys} = 1 \text{ bar (abs)}$



(b) Systemdruck  $p_{sys} = 6 \text{ bar (abs)}$

**Abbildung A.11:** Mollier-h-X-Diagramme für Wasser bei variablem Systemdruck, siehe Dolder [170, 171]

### A.6.2 Einfluss des Systemdrucks auf den Diffusionskoeffizienten

$$\delta_{AB} = \frac{C_{[147]} T_u^{3/2} \sqrt{\frac{1}{\tilde{M}_A} + \frac{1}{\tilde{M}_B}}}{p_{sys} \sigma_{AB}^2 \Omega} \quad \text{mit} \quad C_{[147]} = 0,00188262 \frac{\text{bar} \text{ \AA}^2 \text{ cm}^2 \sqrt{\frac{\text{g}}{\text{mol}}}}{\text{K}^{3/2} \text{ s}} \quad (\text{A.25})$$

Die Gleichung (A.25) von Hirschfelder et al. [147] wurde aus Welty et al. [172] entnommen und beschreibt die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von Stoff A in Stoff B als Funktion der Temperatur  $T_u$  und des Systemdrucks  $p_{sys}$ . Die Stoffgröße  $\tilde{M}_i$  entspricht der molaren Masse. Der Parameter  $\sigma_{AB}$  entspricht dem mittleren Kollisionsdurchmesser und  $\Omega$  dem Kollisionsintegral. Beide Größen sind in Werken wie beispielsweise in dem von Welty et al. [172] tabellarisiert.