

# **“Einfluss des Reaktordrucks auf die Spraygüte außenmischender Zweistoffdüsen”**

zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)

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

genehmigte  
DISSERTATION

von  
Dipl.-Ing. Tobias Jakobs  
aus Bruchsal

Referent: Prof. Dr.-Ing. Thomas Kolb

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis

Tag der mündlichen Prüfung: 13.03.2015

DOI: 10.5445/IR/1000048862

## Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für technische Chemie am Karlsruher Institut für Technologie (KIT), in den Jahren 2007 bis 2015. Bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, möchte ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken.

Bei meinem Doktorvater Prof. Dr.-Ing. Thomas Kolb bedanke ich mich für sein mir entgegengebrachtes Vertrauen. Bei den Diskussionen meiner Messergebnisse, verstand er es mir stets noch einen weiteren Blickwinkel auf die Dinge zu vermitteln und so wichtige Zusammenhänge richtig einzuordnen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Nikolaos Zarzalis danke ich für die bereitwillige Übernahme des Korreferats und die vielen interessanten Diskussionen, für die er sich immer Zeit nahm.

Es war für mich ein besonderes Privileg als Ingenieur ohne Berufserfahrung direkt nach dem Universitätsabschluss eine Versuchsanlage im halbtechnischen Maßstab planen und aufbauen zu dürfen. Dies hätte ich ohne die Mithilfe vieler Kollegen nicht geschafft.

Den Herren Walther, Dillmann, Zeidler, Kaden und Reis danke ich für die technische Unterstützung während des Anlagenauf- und Umbaus.

Für die große Hilfe bei der Programmierung des Prozessleitsystems möchte ich Hr. Depta vom Institut für angewandte Informatik danken.

Ohne kompetente EDV-Unterstützung wäre der Betrieb der gesamten Messtechnik nicht möglich gewesen, hierfür danke ich Hr. Reichert und Fr. Winzer.

Auch viele Studenten haben in Form von Projektberichten, Studien-, Bachelor- und Diplomarbeiten zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen, namentlich möchte ich hier die Herren Griesbaum, Bergdolt und Schwarzer sowie Frau Bär und Frau Schmid nennen.

Meinen Kollegen Herrn Gehrman, Frau Fleck, Frau Santo und den Herren Sänger, Stösser, Hotz und Böning danke ich für viele aufbauende Worte und interessante Diskussionen.

Ein großer Dank geht an Frau Dr.-Ing. Neda Djordjevic. Sie hat durch unzählige fruchtbare Diskussionen und das Korrekturlesen meiner Arbeit maßgeblich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Besonders bedanken möchte ich mich bei meiner Frau, meinen Eltern und meinem Bruder. Sie verstanden es mich in dieser für mich teilweise sehr schwierigen und anstrengenden Zeit so zu unterstützen, dass ich nie den Mut verlor und meine Ziele nicht aus den Augen verlor. Vielen Dank!

Tobias Jakobs

Bruchsal, April 2015

## Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss des Reaktordrucks auf die Spraygüte außenmischender Zweistoffdüsen untersucht. Aus der Literatur sind dazu nur wenige Studien bekannt, darüber hinaus wird der Einfluss unterschiedlich beschrieben.

Zur Durchführung systematischer Sprayuntersuchungen bei variierendem Reaktordruck wurde das neue Pressurized Atomization Test Rig – PAT geplant, aufgebaut und in Betrieb genommen. Alle Sprayversuche wurden mit derselben außenmischenden Zweistoffdüse bei variierenden Drücken bis 21 bar durchgeführt. Hierbei wurden radiale SMD-Profilen mit einem Phasen Doppler Anemometer (PDA) aufgenommen. Zusätzlich wurde der Primärzerfall mit einer Hochgeschwindigkeits-Kamera untersucht. Zur qualitativen Bestätigung der PDA Messungen wurde ein Shadowsizer eingesetzt.

In der Literatur wird übereinstimmend die aerodynamische We-Zahl als wichtigste Kennzahl der Zerstäubung beschrieben. Aus diesem Grund wurde in einer ersten Versuchsreihe  $We_{aero}$  bei variierendem Reaktordruck und konstantem Flüssigmassenstrom konstant gehalten. Hierbei wurde eine Zunahme der Tropfengröße mit steigendem Reaktordruck festgestellt. Ebenso wurde eine Änderung des Primärzerfallsmodus festgestellt. Liegt dieser bei  $We_{aero} = 500$  und einem Druck von 1 bar noch im Superpulsating-Bereich, wechselt dieser bei  $We_{aero} = 500$  und einem Druck von 21 bar in den Fiber-type Bereich.

Die Verwendung derselben Düse bei konstanter We-Zahl und variierendem Reaktordruck führt zu einer Abnahme der Gas- und damit Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase bei steigendem Druck. Aus diesem Grund wurde in einer zweiten Versuchsreihe die Gasgeschwindigkeit bei variierendem Reaktordruck konstant gehalten. Dies führte zu druckunabhängig konstant großen Tropfen im Spray.

Abschließend wurden eine vereinfachte energetische Betrachtung der Zerstäubung, unter Verwendung der experimentellen Daten, zur Aufstellung eines semiempirischen Modells zur Vorhersage des SMD genutzt.

## Abstract

The present work is focused on the detailed investigation of the influence of ambient pressure on spray quality using external mixing twin fluid atomizers. The influence of ambient pressure on spray quality is reported inconsistent in literature, nevertheless detailed investigations are scarce.

To do systematic investigations at various ambient pressure the new Pressurized Atomization Test Rig – PAT was designed and put into operation. All atomization experiments were performed using the same external-mixing twin-fluid atomizer and varying reactor pressure up to 21 bar. Radial SMD-Profiles were measured using a Phase Doppler Anemometer (PDA). Additionally, primary jet breakup was investigated using a high speed camera. To qualitatively prove the PDA results a photo optical Shadowsizer was used to estimate the size range of the droplets.

As aerodynamic We-number is reported as the most relevant characteristic number for the description of atomization in literature, the first set of experiments was performed for constant We-number, constant liquid mass flow and varying ambient pressure. Keeping the We-number constant and increasing reactor pressure an increase in drop size was detected. Furthermore the mode of primary breakup changes for constant We-number and increasing reactor pressure. For  $We_{aero} = 500$  and pressure of 1 bar primary breakup is in the so called Superpulsating regime, whereas it shifts for 21 bar and  $We_{aero} = 500$  to fiber type breakup regime.

Knowing about the fact that keeping We-number constant and increasing reactor pressure leads to a decrease of gas and thus relative velocity between gas and liquid phase, a second set of experiments was performed keeping the gas velocity constant. Those experiments resulted in constant drop size independent from ambient pressure.

Finally the results were used to generate a semi-empirical model for prediction of SMD, based on a simplified theoretical energy consideration.

# Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation .....	1
1.1	Forschungsziele .....	3
2	Grundlagen und Literaturübersicht .....	6
2.1	Allgemeine Grundlagen .....	6
2.1.1	Wirkende Kräfte und resultierende Kennzahlen .....	6
2.1.2	Stoffgrößen .....	9
2.1.2.1	Viskosität .....	10
2.1.2.2	Dichte .....	11
2.1.2.3	Oberflächenspannung .....	11
2.1.3	Modelle des Strahlerfalls newtonischer Fluide .....	12
2.1.3.1	Strahlerfall in ruhender Umgebung .....	12
2.1.3.2	Strahlerfall in bewegter Umgebung .....	13
2.1.4	Tropfenzerfall .....	15
2.1.5	Tropfenverdampfung .....	18
2.1.6	Grundlagen der Vergasung .....	22
2.1.7	Bauarten von Zweistoffzerstäubern .....	25
2.1.8	Kompressible Gasströmung .....	27
2.1.9	Charakteristische Durchmesser und Verteilungen .....	29
2.1.10	Wichtungsverfahren für den SMD .....	31
2.2	Modelle der Zerstäubung – Literaturübersicht .....	34
2.2.1	Gasgeschwindigkeitseinfluss auf die Spraygüte bei atmosphärischem Druck .....	35
2.2.2	Viskositätseinfluss auf die Spraygüte bei atmosphärischem Druck .....	39
2.2.3	Zerstäubung von Suspensionen bei atmosphärischem Druck .....	45
2.2.4	Zerstäubung bei erhöhtem Umgebungsdruck .....	48
2.2.5	Prompt Atomization Mode .....	59
2.2.6	Zusammenfassung der Einflussparameter .....	61
3	Anlagen, Messtechnik und Versuchsdurchführung .....	64
3.1	Atmospheric Spray Test Rig ATMO .....	64
3.1.1	Technische Daten ATMO .....	65
3.2	Pressurized Atomization Test Rig – PAT .....	66
3.2.1	Druckreaktor und Flüssigkeitskreislauf .....	67
3.2.2	Druckluftversorgung .....	70
3.2.3	Druckregelung und Abluftsystem .....	71
3.2.4	Reinigungs- und Revisionskonzept .....	72
3.2.5	Prozessleitsystem .....	72

3.2.6	Sicherheitskonzept.....	74
3.2.7	Technische Daten .....	75
3.3	Messgeräte zur Bestimmung von Tropfengröße und Geschwindigkeit.....	76
3.3.1	Shadowgraphie .....	76
3.3.2	LDA – Laser Doppler Anemometrie .....	79
3.3.3	PDA – Phasen Doppler Anemometrie.....	81
3.3.4	Laserbeugungsspektroskopie .....	84
3.3.5	Hochgeschwindigkeitskamera.....	86
4	Ergebnisse und Diskussion .....	87
4.1	Verwendete Düsen und Nomenklatur.....	87
4.2	Versuche bei atmosphärischem Druck – ATMO.....	89
4.2.1	Versuchsdurchführung.....	89
4.2.2	Einfluss von $We_{aero}$ auf die Spraygüte .....	91
4.2.3	Einfluss der Primärstrahldicke auf die Spraygüte.....	93
4.2.4	Einfluss der Partikelbeladung auf die Spraygüte.....	96
4.2.5	Korrelation zur Berechnung des SMD.....	100
4.2.6	Anwendung der Düsen im Flugstromvergaser REGA.....	102
4.2.7	Fazit der bei atmosphärischem Druck durchgeführten Versuche.....	103
4.3	Einfluss des Reaktordrucks auf die Spraygüte – PAT .....	105
4.3.1	Druckeinfluss bei konstanter $We_{aero}$ .....	110
4.3.2	Druckeinfluss bei konstanter Gasgeschwindigkeit .....	115
4.3.3	Druckeinfluss als Funktion dimensionsloser Kennzahlen .....	121
4.3.4	Vergleich mit Literatur .....	123
4.3.5	Energetische Betrachtung.....	126
5	Zusammenfassung und Ausblick.....	132
6	Literaturverzeichnis .....	135
7	Abbildungsverzeichnis.....	142
8	Anhang.....	145
8.1	Messung der Fluideigenschaften.....	145
8.1.1	Viskositätsmessung .....	145
8.1.2	Dichtemessung .....	147
8.1.3	Messung der Oberflächenspannung .....	147
8.2	Tropfenverdampfung .....	148
8.3	Überdruckversuche .....	148
8.3.1	Reproduzierbarkeit der PDA-Versuche.....	149
8.3.2	An den Druck angepasste Düsen .....	150
8.3.3	Sekundärzerfall bei steigender Flüssigkeitsviskosität .....	151
8.3.4	$SMD_{weighted}$ als Funktion von $Re_{Gas}$ in isobarer Auftragung .....	153



# Formelzeichen und Abkürzungen

## Lateinische Symbole

a	[m/s <sup>2</sup> ]	Beschleunigung
A	[m <sup>2</sup> ]	Fläche
b	[-]	Span (Tropfengrößenverteilungsbreite im Spray)
B	[m]	Impact Parameter (Tropfenmittelpunktversatz)
c	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
c <sub>p</sub>	[J/(kg·K)]	spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck
C	[kg/m <sup>3</sup> ]	Konzentration
C'	[-]	düsenabhängige Konstante
C <sub>w</sub>	[-]	Widerstandsbeiwert
d	[m]	Durchmesser
d <sub>0</sub>	[m]	Primärstrahldurchmesser
D	[m]	charakteristischer Tropfendurchmesser
E	[J]	Energie
f	[s <sup>-1</sup> ]	Frequenz
F	[N]	Kraft
g	[m/s <sup>2</sup> ]	Erdbeschleunigung
h	[J/kg]	spezifische Enthalpie
h <sub>vap</sub>	[J/kg]	spezifische Verdampfungsenthalpie
h <sub>u</sub>	[J/kg]	spezifischer Heizwert
H	[m]	Höhe
k	[-]	Anzahlvariable
K	[s <sup>-1</sup> ]	Verdampfungskonstante
K	[-]	Viskositätsparameter
l	[m]	Länge
L	[m]	charakteristische Länge
m	[-]	Parameter
$\dot{M}$	[kg/s]	Massenstrom
n	[-]	Anzahl
n	[-]	Brechungsindex

n	[-]	Laufvariable
n	[mol]	Molzahl
N	[-]	Anzahl
p	[bar]	Druck
q	[-]	relative Häufigkeit
Q	[-]	kumulierte Häufigkeit
r	[m]	radiale Koordinate Rohr
R	[m]	Radius
R	[J/(kg·K)]	spezifische Gaskonstante
t	[s]	Zeit
t*	[s]	dimensionslose Zerfallszeit
T	[K]	Temperatur
u	[m/s]	Geschwindigkeit
U	[m]	Umfang
$\dot{V}$	[m <sup>3</sup> /s]	Volumenstrom
x	[-]	Massenanteil
x	[m]	radiale Koordinate Spraykegel
y	[-]	Volumenanteil
z	[m]	axiale Koordinate

## Griechische Symbole

$\alpha$	[°]	Anstellwinkel zwischen Gas- und Flüssigphase
$\dot{\gamma}$	[s <sup>-1</sup> ]	Scherrate
$\Delta$	[-]	Differenz
$\eta$	[Pa·s]	dynamische Viskosität
$\theta$	[°]	Schnittwinkel der Laserstrahlen
$\kappa$	[-]	Isentropenexponent
$\kappa$	[-]	Viskositätskonstante
$\lambda$	[-]	Luftzahl
$\lambda$	[m]	Wellenlänge
$\lambda$	[W/(m·K)]	Wärmeleitfähigkeit
$\Lambda$	[m]	mittlere freie Weglänge

$v$	[-]	stöchiometrisches Massenstromverhältnis
$\pi$	[-]	Kreiszahl
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\sigma$	[N/m]	Oberflächenspannung
$\tau$	[N/m <sup>2</sup> ]	Schubspannung
$\varphi$	[-]	Geschwindigkeitsbeiwert
$\Phi$	[-]	Phasenverschiebung
$\psi$	[-]	Kontraktionszahl
$\Psi_s$	[-]	Ausflussfunktion
$\Psi$	[°]	Halbwinkel der Laserdetektoren

## Abkürzungen

aero	aerodynamisch
AMD	außenmischende Zweistoffdüse
ATMO	Atmospheric Spray Test Rig
bil.	Billion
BMU	Bundesministerium für Umwelt- und Naturschutz
CFD	Computational Fluid Dynamics
CWS	Coal Water Slurry
$d_{3,2}$	Sauterdurchmesser
DNS	Direkte numerische Simulation
EE	Erneuerbare Energien
GHKS	Glykol Holzkoks Slurry
GSKS	Glykol Strohkokslurry
GUD	Gas und Dampf Kombikraftwerk
IEA	International Energy Agency
KGW	Kaltgaswirkungsgrad
KIT	Karlsruher Institut für Technologie
KWU	Kohlenwasserstoffumsatz [%]
LDA	Laser Doppler Anemometer
MMD	Mass Mean Diameter
OLR	Oxygen to Liquid Ratio

PAA	Polyacrylamid
PAT	Pressurized Atomization Test Rig
PC	Primärstrahl
PDA	Phasen Doppler Anemometer
REGA	Research Entrained Flow Gasifier
RMS	Root Mean Square
SMD	Sauter Mean Diameter [ $\mu\text{m}$ ]
Synfuel	Synthesekraftstoff
Syngas	Synthesegas
Vol.-%	Volumenprozent
XG	Xanthan Gum

## Indizes

a	ambient
A	Air
aero	aerodynamisch
aus	Austritt
C	Kohlenstoff
char	charakteristisch
droplet	Tropfen
ein	Eintritt
Gas	Gasphase
ges	gesamt
hydr	hydraulisch
i	i-ter Wert
i	Komponente
kin	kinetisch
krit	kritisch
korr	korrigiert
Liq	Liquid-Phase
mean	Mittelwert
mess	Messung
n	anzahlbezogen

O	Oberfläche
opt	optimal
P	Partikel
rel	relative
RMS	Root Mean Square
s	siede
v	volumenbezogen
vap	vapor
W	Widerstand
weighted	mit lokalem Massenstrom und Fläche gewichtet
0	Startwert
$\infty$	unendlich

## Dimensionslose Kennzahlen

AFR	$AFR = \frac{\dot{M}_{Air}}{\dot{M}_{liq}}$	Air to Fuel Ratio
Bo	$Bo = \frac{\rho_{Liq} \cdot a \cdot d^2}{\sigma_{Liq}}$	Bond-Zahl
GLR	$GLR = \frac{\dot{M}_{Gas}}{\dot{M}_{liq}}$	Gas to Liquid Ratio
J	$J = \frac{\rho_{Gas} \cdot u_{Gas}^2}{\rho_{liq} \cdot u_{Liq}^2}$	Impulsverhältnis
La	$La = \frac{\rho_{liq} \cdot d \cdot \sigma_{liq}}{\eta_{liq}^2}$	Laplace-Zahl
m	$m = \frac{\dot{M}_{liq}}{\dot{M}_{Gas}}$	Massenverhältnis Flüssig- zu Gasphase
Ma	$Ma = \frac{u}{c}$	Mach-Zahl
Oh	$Oh = \frac{\eta_{liq}}{\sqrt{d \cdot \rho_{liq} \cdot \sigma_{liq}}}$	Ohnesorge-Zahl
Re	$Re = \frac{u_{liq} \cdot d \cdot \rho_{liq}}{\eta_{liq}}$	Reynolds-Zahl
We <sub>aero</sub>	$We_{aero} = \frac{\rho_{gas} \cdot u_{rel}^2 \cdot d_{Liq}}{\sigma_{liq}}$	Weber-Zahl (mit u <sub>rel</sub> )
We <sub>Tropfen</sub>	$We_{Tropfen} = \frac{\rho_{Gas} \cdot u_{rel}^2 \cdot d_{Tr}}{\sigma_{liq}}$	Weber-Zahl für Tropfenzerfall
We <sub>Gas</sub>	$We_{Gas} = \frac{\rho_{gas} \cdot u_{Gas}^2 \cdot d_{Liq}}{\sigma_{liq}}$	Weber-Zahl (mit u <sub>Gas</sub> )
We <sub>Liq</sub>	$We_{Liq} = \frac{\rho_{Liq} \cdot u_{rel}^2 \cdot d_{Liq}}{\sigma_{liq}}$	Weber-Zahl (mit u <sub>rel</sub> und ρ <sub>Liq</sub> )
We <sub>Liq, Gas</sub>	$We_{Liq, Gas} = \frac{\rho_{liq} \cdot u_{gas}^2 \cdot d_{Liq}}{\sigma_{liq}}$	Weber-Zahl aus Energiebilanz

# 1 Einleitung und Motivation

Zerstäuberdüsen kommen bei allen Prozessen zum Einsatz, bei denen es gilt, eine kompakte Flüssigphase in ein Spray zu überführen.

Durch die Zerteilung der Flüssigkeit in feine Tropfen steigt die freie Oberfläche um mehrere Größenordnungen an, was zu intensiveren Wechselwirkungen zwischen umgebender Gas- und Flüssigphase führt. Ziel hierbei ist es, den Einsatzstoff in ein Spray zu überführen, das den jeweiligen Anforderungen von Tropfengrößenspektrum und Tropfengeschwindigkeit entsprechend angepasst ist. Insbesondere die Verdampfung der Flüssigphase, z.B. als geschwindigkeitsbestimmender Schritt vor der Vergasung oder Verbrennung, lässt sich durch gezieltes Einstellen der Tropfengröße steuern. So konnten z.B. durch eine Optimierung des Einspritzvorgangs in Automotoren in den letzten Jahren deutlich schadstoffärmere Motoren mit geringerem Kraftstoffverbrauch realisiert werden, s. Schneider [1]. In Verbrennungsmotoren kommen sogenannte Einstoffdruckdüsen zum Einsatz. Bei diesem Düsentyp strömt die Flüssigkeit mit hohem Vordruck durch eine Öffnung und wird außerhalb der Düse auf Grund von Scherkräften zwischen schnell strömender Flüssigkeit und ruhender umgebender Gasphase zerteilt. Die für die Zerstäubung benötigte Energie wird hierbei über den Vordruck der Flüssigphase zur Verfügung gestellt.

Bei der Anwendung von Düsen in Kraftwerken und Flugstromvergasern werden andere Düsenbauarten verwendet. Typisch ist hier die Anwendung von Zweistoffdüsen. Hierbei strömt die Flüssigkeit sehr langsam und wird durch eine schnell strömende Gasphase, ebenfalls auf Grund von Scherkräften, zerteilt. Die für die Zerstäubung benötigte Energie wird dabei einzig über die schnell strömende Gasphase zugeführt. Die Zerstäubungsenergie kann in diesem Fall sowohl über die Variation der Gasgeschwindigkeit, als auch des Gasmassenstroms variiert werden. Allerdings ist die Variation des Gasmassenstroms bei Vergasungsprozessen nur innerhalb enger Grenzen möglich, da in diesem Fall die Gasphase gleichzeitig auch das Oxidationsmedium ist, weswegen eine Änderung des Gasmassenstroms mit einer Änderung der Stöchiometrie einhergeht.

Erfolgt die Zerstäubung des Einsatzstoffes in Kraftwerken in der Regel bei atmosphärischem Druck, so werden bei der Flugstromvergasung oft druckaufgeladene Reaktoren verwendet, z.B. Texaco-Vergaser, s. Higman und van der Burgt [2]. Die Erhöhung des Reaktordrucks ermöglicht zum einen eine Erhöhung des Brennstoffdurchsatzes. Andererseits benötigen viele der Vergasung nachgeschaltete Prozesse, z.B. die Fischer Tropsch Synthese zur Herstellung von Kraftstoffen, einen erhöhten Druck. Die Anhebung des Drucks bereits im Vergasungsreaktor ist technisch gut umsetzbar und spart so eine energieaufwändige nachträgliche Kompression des Synthesegases. Die Energieeffizienz des gesamten Prozesses kann so deutlich gesteigert werden.

Vor dem Hintergrund zunehmender Rohstoffknappheit wurde am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) ein dreistufiges Verfahren zur energieeffizienten, wirtschaftlichen Nutzung von Biomasse entwickelt. Im sogenannte bioliq<sup>®</sup>-Verfahren (bioliq<sup>®</sup> = biomass to liquid) wird Rest-Biomasse, vorwiegend Lignocellulose in Form von Stroh, Heu oder Restholz, über die Verfahrensstufen Pyrolyse, Vergasung und

Synthese zu Grundchemikalien, wie z.B. Methanol oder Dimethylether umgewandelt s. Abbildung 1-1 und kann anschließend z.B. als Kraftstoff eingesetzt werden.

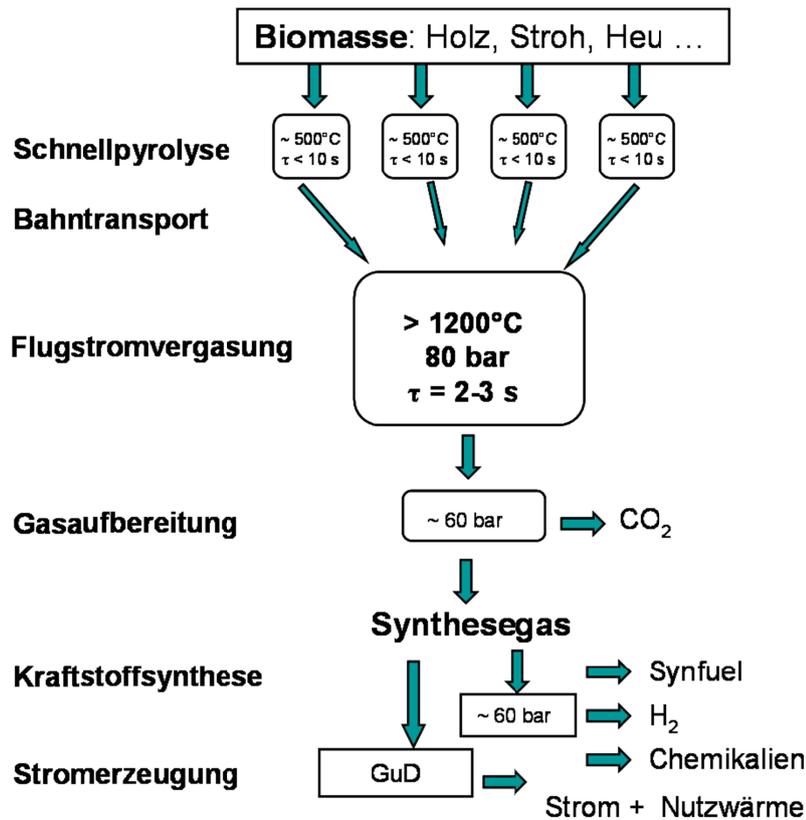


Abbildung 1-1: Schematisches Fließbild des bioliq® Prozesses, Henrich et al. [3]

Das bioliq®-Verfahren basiert auf mehreren dezentralen Schnellpyrolyseeinheiten. In diesen wird die Biomasse für ca. 10 s unter Sauerstoffausschluss mit Hilfe des Wärmeträgermediums Sand bis auf 500 °C erhitzt. Hierbei entstehen die vier Zwischenprodukte Pyrolysegas, Pyrolysekoks, ölige & wässrige Kondensatphase. Die Pyrolysegase werden zur Erwärmung des Wärmeträgermaterials genutzt. Aus dem Pyrolysekoks und den Kondensaten wird ein sogenannter Slurry (biosyncrude®), eine hochviskose Suspension, hergestellt. Der Slurry hat eine um den Faktor 10 – 15 höhere Energiedichte als die eingesetzte Biomasse und macht somit einen Bahntransport wirtschaftlich.

Im zweiten Schritt wird der Slurry zu einem zentralen Hochdruck-Flugstromvergaser transportiert, wo er bei Drücken bis 80 bar und Temperaturen > 1200 °C zu Synthesegas (hauptsächlich CO und H<sub>2</sub>) umgesetzt wird. Die darauf folgende Synthesegasreinigung erfolgt bei 65 bar und hohen Temperaturen. Diese Hochdruck-Hochtemperatur-Gasreinigung reduziert die Energieverluste gegenüber einer konventionellen Niederdruck-Niedertemperatur-Gasreinigung erheblich. Darüber hinaus wird keine Energie zur Komprimierung des Gases vor der Synthesestufe benötigt, was die Energieeffizienz nochmals erhöht.

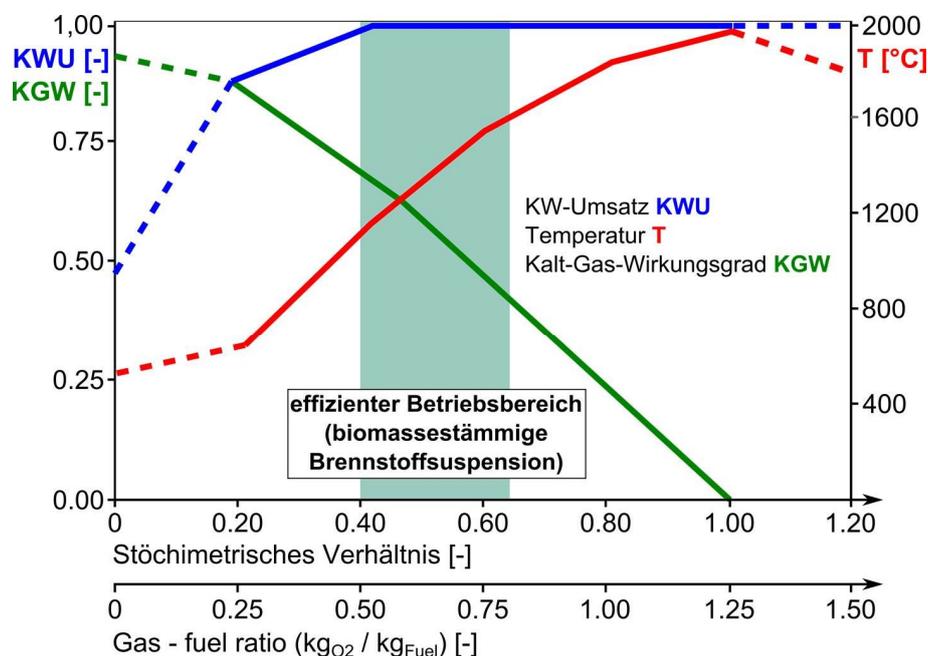
Nach der Hochdruck-Hochtemperatur-Gasreinigung liegen somit optimale Reaktionsbedingungen für die nachfolgende Synthesestufe hinsichtlich Druck und Temperatur vor.

Die Umwandlung der Biomasse in Synthesegas ist flexibler, effizienter und umweltverträglicher als die direkte Verbrennung, da so über Polygeneration (stoffliche und energetische Nutzung des Einsatzstoffs) nicht nur direkt Energie

gewonnen werden kann, sondern darüber hinaus auch organische Grundchemikalien und Kraftstoffe z.B. über eine Fischer-Tropsch-Synthese generiert werden können. Somit bieten sich Alternativen zu Erdöl als Grundchemikalie.

## 1.1 Forschungsziele

Die kontinuierlich feine Zerstäubung des Brennstoffs im Flugstromvergaser bei Drücken bis 80 bar ist maßgebend für die Qualität des erzeugten Synthesegases. Systematisch durchgeführte orts aufgelöste Messungen zur detaillierten Klärung des Reaktordruckeinflusses auf die Spraygüte beim Einsatz von außenmischenden Zweistoffdüsen sind in der Literatur bisher nur sehr eingeschränkt beschrieben. So lässt sich bei den wenigen vorhandenen Studien der Einfluss des Reaktordrucks meist nicht von weiteren gleichzeitig variierten Parametern isoliert betrachten. Im Hochdruck-Flugstrom-Vergaser kommen zudem gleich zwei, für die Zerstäubung limitierend wirkende Randbedingungen zusammen. Dies ist einerseits die beim Slurry sehr hohe Viskosität von bis zu 1 Pa·s. Hochviskose Medien dieser Größenordnung sind nach Mansour und Chigier [4] generell nur schwer bis gar nicht zu zerstäuben. Andererseits fungiert im Fall der Flugstromvergasung mit reinem Sauerstoff ( $O_2$ ) das Zerstäubungsmedium gleichzeitig auch als Oxidationsmedium. Auf Grund der unterstöchiometrischen Betriebsweise  $\lambda < 1$  (s. Abbildung 1-2), steht deswegen nur ein begrenzter GLR (Gas to Liquid Ratio = Massenstrom der Gasphase im Verhältnis zum Massenstrom der Flüssigphase) Bereich für den Betrieb der Düse zur Verfügung.



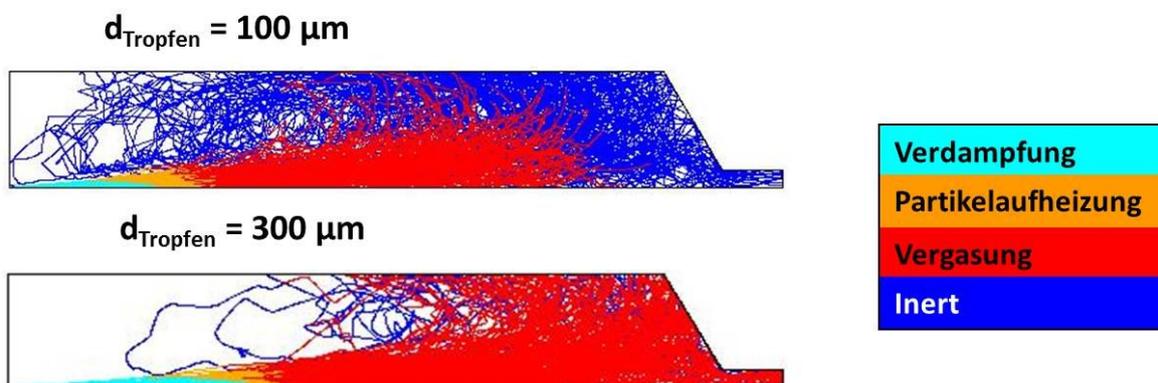
**Abbildung 1-2: Schematische Darstellung der Abhängigkeit von Temperatur und Brennstoffumsatz als Funktion der Stöchiometrie, Kolb et al. [5]**

In Abbildung 1-2 sind der Kaltgaswirkungsgrad (KGW = Energieinhalt der Gasphase bezogen auf den Energieinhalt des Brennstoffs), der Kohlenwasserstoff-Umsatz (KWU) und die Reaktionstemperatur schematisch als Funktion des stöchiometrischen Verhältnisses ( $\lambda$ ), bzw. der GLR (für den idealisierten Fall der

Verwendung von reinem  $O_2$  als Oxidationsmedium) für den bioliq<sup>®</sup>-Slurry aufgetragen. Ab  $\lambda > 0,4$  sind die KWs zu 100 % in die Gasphase umgesetzt worden, gleichzeitig ist zu erkennen, dass der KGW mit steigender Luftzahl stark abnimmt, bis er bei  $\lambda = 1$ , also vollständiger Verbrennung auf einen Wert von Null fällt. Die Temperatur steigt mit zunehmender Luftzahl kontinuierlich bis zu einem Wert von  $\lambda = 1$  an.

Um möglichst viel Energie des Einsatzstoffes im weiteren Prozessverlauf über das Synthesegas nutzen zu können ist es wichtig den KGW bei gleichzeitig möglichst hohen Temperaturen hoch zu halten. Nur bei hohen Reaktionstemperaturen kann, auf Grund der dann schnell ablaufenden Reaktionen und der Vermeidung von Ruß, bei den für die Flugstromvergasung typischen kurzen Verweilzeiten im Bereich weniger Sekunden ein vollständiger Umsatz des Einsatzstoffes garantiert werden. Dieser Bereich eines hohen KGW bei gleichzeitig hoher Reaktionstemperatur tritt bei der Flugstromvergasung nur in dem schmalen Korridor zwischen  $0,4 < \lambda < 0,6$  auf, s. Abbildung 1-2. Dies entspricht einem Bereich von  $0,5 < GLR < 0,75$ . Die für die Zerstäubung zur Verfügung stehende Menge an Gas ist also durch die Stöchiometrie auf kleine GLR-Werte begrenzt. In den meisten Anwendungsfällen, z.B. bei der Verbrennung, werden Zweistoffdüsen bei deutlich höheren GLR Werten betrieben, was die Zerstäubung erleichtert.

Nachfolgend soll der Einfluss der Tropfengröße auf die Brennstoffumsetzung in einem Flugstromvergaser dargestellt werden. Abbildung 1-3 zeigt die in einem Flugstromvergaser ablaufenden Prozesse (Verdampfung, Partikelauflösung, Vergasung, Inertzustand) bei der Vergasung von Suspensionstropfen unterschiedlicher Größe. Die Abbildungen stammen aus einer vereinfachten RANS-CFD Simulation.



**Abbildung 1-3: CFD-Simulation Flugstromvergaser mit variierender Tropfengröße, Trajektorien nach Jakobs et al. [6]**

Dargestellt ist jeweils eine Hälfte eines rotationssymmetrischen Reaktors bei einer Wandtemperatur von 1500 K, einem Druck von 40 bar und einem Flüssigkeitsmassenstrom von 900 kg/h. Links befindet sich jeweils der Brenner und rechts der Ausgang des Reaktors nach einer Einschnürung. Im Fall der  $100 \mu\text{m}$  Tropfen verlassen nur inerte (blaue Trajektorien) – also vollständig abreagierte – Teilchen den Reaktor. Anders sieht dies bei einer Tropfengröße von  $300 \mu\text{m}$  aus, hier ist deutlich zu erkennen, dass die Vergasung des Brennstoffs noch nicht abgeschlossen ist und nicht abreagierte Einsatzstoff (rote Trajektorien) den Vergaser verlässt. Der Wirkungsgrad verringert sich somit deutlich, da es nicht möglich ist, den gesamten Brennstoff innerhalb des Reaktors umzusetzen. Dies zeigt

deutlich die essentielle Abhängigkeit des Vergaserwirkungsgrades von der bei der Zerstäubung erzeugten Tropfengröße.

Brennerdüsen mit einem an die Betriebsbedingungen angepassten Tropfengrößenspektrum liefern somit die Möglichkeit, die Effizienz des Prozesses maßgeblich zu steigern.

Mit dem Wissen um den großen Einfluss der Tropfengröße auf die Effizienz des Vergasungsprozesses ist es Ziel dieser Arbeit, die Grundlagen für die Entwicklung eines optimierten Brenners für den Hochdruck-Flugstromvergaser im bioliq<sup>®</sup> Prozess zu legen. Hierbei soll insbesondere der Einfluss des Reaktordrucks auf die Spraygüte außenmischender Zweistoffdüsen untersucht werden. Weitere, auf dieser Arbeit aufbauende Untersuchungen, sollen dann den Einfluss der rheologischen Eigenschaften der Flüssigphase, und den der Düsengeometrie auf die Spraygüte bei Überdruckbedingungen klären.

Außenmischende Zweistoffdüsen werden häufig als Brennerdüsen beim Einsatz hochviskoser Medien genutzt. Beim Einsatz hochviskoser Suspensionen als Brennstoff bieten sie unter anderem den Vorteil, dass die Flüssigphase innerhalb der Düse sehr langsam strömt und so Verschleiß durch Abrasion weitgehend vermieden werden kann. Darüber hinaus kommen Brennstoff und Oxidationsmedium erst am Düsenmund in Kontakt. Verkokungen und Reaktionen des Brennstoffs mit dem Oxidationsmedium innerhalb der Düse, die im Extremfall zur Verstopfung oder Zerstörung derselben führen können, sind somit ebenfalls ausgeschlossen.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche sollen zur Klärung des Einflusses des Reaktordrucks auf die Spraygüte beitragen.

Hierfür wurden die Versuchsanlagen ATMO (Atmospheric Spray Test Rig) und PAT (Pressurized Atomization Test Rig) geplant, aufgebaut und in Betrieb genommen. Bei ATMO handelt es sich um einen offenen Zerstäubungsprüfstand für Zweistoffdüsen, an dem über einen Druckbehälter unterschiedliche Medien zur Düse dosiert werden können. Die Versuchsanlage PAT basiert auf einem Druckreaktor mit gerührter Flüssigkeitsvorlage, in dem sowohl die Zerstäubung nieder- und hochviskoser Fluide, als auch die von Suspensionen bei variierenden Reaktordrücken, sowie Flüssig- und Gasströmen untersucht werden kann.

Zur orts aufgelösten Untersuchung des Sprays hinsichtlich Tropfengrößen- und Geschwindigkeitsverteilung kommen unterschiedliche Spraymesstechniken zum Einsatz. Die Versuche bei Überdruck werden mit einem sogenannten Shadowsizer und einem PDA-Messgerät durchgeführt, wohingegen die Versuche an der atmosphärischen Anlage mit einem Laserbeugungsmessgerät durchgeführt werden. Der Primärzerfall wird mit einer Hochgeschwindigkeitskamera dokumentiert.

Zunächst soll der Einfluss dimensionsloser Kennzahlen auf die Spraygüte – für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten außenmischenden Zweistoffdüsen – untersucht werden. Mit diesem Wissen soll anschließend der Einfluss des Umgebungsdrucks, sowohl auf den Primärzerfall, als auch die lokale Tropfengrößenverteilung im Spray untersucht werden.

## 2 Grundlagen und Literaturübersicht

Bei der Zerstäubung wird ein kompakter Flüssigkeitsstrahl in kleine Tropfen zerteilt. Dieser Vorgang dient der Schaffung neuer Oberfläche. Je kleiner die bei der Zerstäubung generierten Tropfen sind, desto mehr Energie wird für diesen Vorgang benötigt. Bei feuerungstechnischen Anwendungen werden für die Zerstäubung meist Zweistoffdüsen verwendet. Hierbei wird die für die Zerteilung der Flüssigphase notwendige Energie über eine schnellströmende Gasphase zugeführt. Der Wirkungsgrad solcher Zweistoffdüsen (Verhältnis der eingebrachten kinetischen Energie über die Gasphase zur Energie die für die Schaffung neuer Oberfläche benötigt wird) liegt typischerweise bei Werten  $< 1 \%$ , s. Richter [7].

### 2.1 Allgemeine Grundlagen

Die Zerstäubung von Flüssigkeiten mit Zweistoffzerstäubern erfolgt auf Grund von Scherkräften zwischen Gas- und Flüssigphase, die bedingt durch die hohen Relativgeschwindigkeiten zwischen beiden Phasen entstehen, Varga et al. [8].

Die für die Erzeugung der hohen Relativgeschwindigkeiten benötigte Energie kann der Flüssigkeit entweder direkt, über einen hohen Vordruck, oder über ein Hilfsmedium, z.B. ein schnell strömendes Gas, zugeführt werden.

Beeinflusst wird dieser Prozess von den Stoffeigenschaften der Flüssigphase wie Viskosität, Oberflächenspannung und Dichte und den verfahrenstechnischen Randbedingungen Relativgeschwindigkeit, GLR, Turbulenz und Umgebungsdruck, s. hierzu Richter [7], Wozniak [9], Lefebvre [10] und Bayvel und Orzechowski [11]. Die Zerstäubung wird mittels dimensionsloser Kennzahlen beschrieben, die eine Einteilung in verschiedene Zerstäubungsregime ermöglichen.

Auf Grund der in Kapitel 1.1 beschriebenen Vorteile für die gegebene Anwendung von außenmischenden Zweistoffdüsen gegenüber anderen Düsentypen, insbesondere in Bezug auf Abrasion und Verkokung wurden alle Versuche im Rahmen dieser Arbeit mit außenmischenden Zweistoffdüsen durchgeführt.

Das Auslegen und Dimensionieren von außenmischenden Zweistoffdüsen erfolgt in den meisten Fällen entweder empirisch auf Basis von Erfahrungswerten oder an Hand von Berechnungen unter Vorgabe von Randbedingungen für Gas- und Flüssigphase.

In den folgenden Kapiteln werden die für die Zerstäubung wichtigen Vorgänge, Kräfte, Kennzahlen und Stoffdaten erklärt und die aus der Literatur bekannten Zerstäubungsregime dargestellt. Nachfolgend wird eine kurze Literaturübersicht der gängigsten Bauarten von Zweistoffzerstäubern und der zur Auslegung außenmischender Zweistoffdüsen benötigten Berechnungsformeln gegeben.

Basierend auf diesen Formeln wurden die in der hier vorliegenden Arbeit verwendeten außenmischenden Zweistoffdüsen für spezielle Betriebspunkte ausgelegt und berechnet.

#### 2.1.1 Wirkende Kräfte und resultierende Kennzahlen

Der Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen und Tropfen lässt sich mit Hilfe von dimensionslosen Kennzahlen in die unterschiedlichen Zerfalls- und Zerstäubungsregime unterteilen, s. Miesse [12], Ranz [13] und Faeth [14]. Diese

Kennzahlen basieren zum einen auf den für die Zerstäubung maßgeblichen Stoffeigenschaften Viskosität  $\eta$ , Dichte  $\rho$  und Oberflächenspannung  $\sigma$ , und zum anderen auf den verfahrenstechnischen Betriebsbedingungen der Düse, wie Geschwindigkeit  $u$  und Strahldurchmesser  $d$ , s. Bayvel und Orzechowski [11]. Aus diesen fünf Größen lassen sich drei für die Zerstäubung maßgebliche flächenspezifische Kräfte bilden.

$$\text{Trägheitskraft: } \frac{F_\rho}{A} = \rho \cdot u^2 \quad (2-1)$$

$$\text{Viskositätskraft: } \frac{F_\eta}{A} = \eta \cdot \frac{u}{d} \quad (2-2)$$

$$\text{Oberflächenkraft: } \frac{F_\sigma}{A} = \frac{\sigma}{d} \quad (2-3)$$

Aus (2-1) und (2-2) lässt sich die Reynoldszahl bilden, die das Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Zähigkeitskräften darstellt und ein Maß für den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahls durch seine Eigenturbulenz darstellt.

$$\text{Re} = \frac{u_{\text{Liq}} \cdot d \cdot \rho_{\text{Liq}}}{\eta_{\text{Liq}}} \quad (2-4)$$

Bei der in dieser Arbeit im Fokus stehenden Optimierung von Zweistoffdüsen zur Suspensionszerstäubung ist der Flüssigkeitsstrom in fast allen Fällen laminar ( $\text{Re} < 2300$ ), um Abrasionsvorgänge innerhalb der flüssigkeitsführenden Leitungen zu vermeiden.

Für die Berechnung der Reynoldszahl bei Strömungen in konzentrischen Rohrkanälen wird nach Hanks [15] der sogenannte hydraulische Durchmesser  $d_{\text{hydr.}}$  s. Gl. (2-5), als charakteristisches Längenmaß verwendet.

$$d_{\text{hydr.}} = \frac{4 \cdot A}{U} \quad (2-5)$$

Hierbei ist  $A$  die Querschnittsfläche des durchströmten Ringspalts und  $U$  der vom Fluid benetzte Umfang des Rohrkanals.

Mittels Kombination von (2-1) mit (2-3) bildet sich die Weberzahl, die das Verhältnis der destabilisierenden aerodynamischen Kräfte zu den stabilisierenden Oberflächenkräften darstellt.

$$\text{We} = \frac{\rho_{\text{Gas}} \cdot u_{\text{rel}}^2 \cdot l_{\text{char}}}{\sigma_{\text{Liq}}} \quad (2-6)$$

Die Weberzahl beschreibt den Zerfall eines Tropfens durch die angreifenden aerodynamischen Kräfte und wird in der Literatur auch zur Beschreibung des Strahlzerfalls verwendet. Für unendlich kleine Oberflächenspannungen würde der

Tropfen / Strahl von selbst zerfallen. In der Literatur ist es gängige Praxis, die Weberzahl für die Beschreibung der Zerfallsbedingungen bei außenmischenden Zweistoffdüsen zu verwenden, s. Lefebvre [10]. In diesem Fall wird für  $l_{char}$  der Durchmesser des Flüssigstrahls eingesetzt. Abweichend von der hier dargestellten Form der We-Zahl, s. (2-6) gebildet mit der Relativgeschwindigkeit am Düsenmund wird die We-Zahl für den Fall  $u_{Gas} \gg u_{rel}$  in der Literatur auch mit der Gasgeschwindigkeit an Stelle der Relativgeschwindigkeit gebildet. Darüber hinaus wird in der Literatur teilweise auch die Flüssigkeitsdichte zur Bildung der We-Zahl genutzt, s. u.a. Elkotb et al. [16].

Nachfolgend gilt für die We-Zahl folgende Nomenklatur:

$$We_{aero} = \frac{\rho_{gas} \cdot u_{rel}^2 \cdot d_{Liq}}{\sigma_{liq}} \quad (2-7)$$

$$We_{Gas} = \frac{\rho_{gas} \cdot u_{Gas}^2 \cdot d_{Liq}}{\sigma_{liq}} \quad (2-8)$$

$$We_{Liq} = \frac{\rho_{Liq} \cdot u_{rel}^2 \cdot d_{Liq}}{\sigma_{liq}} \quad (2-9)$$

Eine Kombination von (2-1) mit (2-2) und (2-3) liefert die Ohnesorgezahl, die das Verhältnis von Zähigkeitskräften zu den Oberflächenkräften darstellt.

$$Oh = \frac{\eta_{Liq}}{\sqrt{d \cdot \rho_{Liq} \cdot \sigma_{Liq}}} \quad (2-10)$$

Die Ohnesorgezahl ermöglicht die Berücksichtigung der Viskosität beim aerodynamisch bedingten Zerfall. Für niederviskose Fluide wie z.B. Wasser ist die Ohnesorgezahl im Bereich  $10^{-3}$  und kann vernachlässigt werden.

In einigen Literaturstellen wird statt der Ohnesorgezahl auch die Laplace-Zahl verwendet, die sich aus dem reziproken Quadrat der Ohnesorgezahl bildet.

$$La = \frac{\rho_{Liq} \cdot d \cdot \sigma_{Liq}}{\eta_{Liq}^2} \quad (2-11)$$

Eine weitere wichtige Kenngröße ist das Impulsstromdichteverhältnis  $J$ , welches einen indirekten Rückschluss auf die Mischungsgüte von Gas und Flüssigphase zulässt.

$$J = \frac{\rho_{Gas} \cdot u_{Gas}^2}{\rho_{Liq} \cdot u_{Liq}^2} \quad (2-12)$$

Sofern die Zerstäubung in einen Verbrennungs- oder Vergasungsprozess eingebunden ist, in dem das Zerstäubungsmedium gleichzeitig auch als Oxidationsmedium fungiert, oder auf Grund von anderen verfahrenstechnischen

Randbedingungen die Menge des Zerstäubungsmediums begrenzt ist, ist die Gas to Liquid Ratio (GLR) von großer Bedeutung.

$$GLR = \frac{\dot{M}_{Gas}}{\dot{M}_{Liq}} \quad (2-13)$$

Die GLR beschreibt die für die Zerstäubung einer Flüssigkeit zur Verfügung stehende Menge an Zerstäubungsmedium (Gas). Bei der Zerstäubung mit reinem Sauerstoff wird auch der Begriff OLR = Oxygen to Liquid Ratio verwendet. Gängig sind auch die Beschreibungen als ALR = Air to Liquid Ratio und AFR = Air to Fuel Ratio.

Zur dimensionslosen Beschreibung der Geschwindigkeit wird in den meisten Fällen die Mach-Zahl (Ma) verwendet.

$$Ma = \frac{u}{c} \quad (2-14)$$

Die Mach-Zahl wird aus dem Verhältnis der Geschwindigkeit  $u$  zur lokalen Schallgeschwindigkeit  $c$  gebildet und gibt an, ob die Berechnung einer Gasströmung inkompressibel ( $Ma < 0,3$ ) oder kompressibel ( $Ma > 0,3$ ), s. Kapitel 2.1.8, durchzuführen ist, s. Bohl und Elmendorf [17].

Die Bond-Zahl  $Bo$  bildet sich aus dem Verhältnis der Trägheitskräfte zu den Oberflächenkräften.

$$Bo = \frac{\rho_{Liq} \cdot a \cdot d^2}{\sigma_{Liq}} \quad (2-15)$$

Über die Bond-Zahl wird der Einfluss der Beschleunigung eines Tropfens,  $a$ , auf dessen Deformation dargestellt.

Nach Shraiber et al. [18] lässt sich die Zerstäubung als Funktion der erläuterten Kennzahlen und Stoffgrößen wie folgt darstellen.

$$\text{Zerstäubung} = f(We, Oh, Re, Ma, Bo, \text{Gasphasenturbulenz}, \rho_{Liq}/\rho_{Gas}, t) \quad (2-16)$$

## 2.1.2 Stoffgrößen

Die in einem Spray auftretenden Tropfengrößen hängen von den Stoffgrößen Dichte, Oberflächenspannung und Viskosität ab. Berechnungs- und Messvorschriften dieser Größen werden in den folgenden Kapiteln kurz erläutert. Eine ausführliche Beschreibung der im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit verwendeten Messverfahren der jeweiligen Stoffgrößen findet sich im Anhang in Kapitel 8.1. Im Weiteren wird kurz auf den tendenziellen Einfluss der jeweiligen Stoffgröße auf die Spraygüte eingegangen. In Kapitel 2.2 wird ein ausführlicher Überblick über die in der Literatur beschriebenen Untersuchungen zum Einfluss der Stoffgrößen auf die Spraygüte bei der Zerstäubung mittels außenmischender Zweistoffdüsen gegeben.

### 2.1.2.1 Viskosität

Die dynamische Viskosität  $\eta$  ist ein Maß für die Widerstandskraft, die eine Flüssigkeit gegen Verformung aufbringt und hat die Einheit  $[\text{kg}(\text{m}\cdot\text{s})^{-1}]$ . In der Literatur wird die Viskosität oft auch in  $[\text{Pa}\cdot\text{s}]$  angegeben.

$$\eta = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (2-17)$$

Hierbei ist  $\eta$  die dynamische Viskosität,  $\tau$  die Schubspannung und  $\dot{\gamma}$  das Schergeschwindigkeitsgefälle, auch Scherrate genannt. Oft wird auch die kinematische Viskosität verwendet, die aus dem Quotienten von dynamischer Viskosität und Dichte gebildet wird.

Bei Flüssigkeiten können unterschiedliche Abhängigkeiten der Viskosität von der Scherrate auftreten. So wird bei strukturviskosen Fluiden eine Abnahme der Viskosität mit steigender Scherrate beobachtet, wohingegen bei dilatanten Fluiden eine Zunahme der Viskosität mit der Scherrate festgestellt wird. Eine konstante Viskosität, unabhängig von der Scherrate, liegt bei newtonische Fluiden vor.

Handelt es sich um ein Gemisch aus mindestens zwei Fluiden die vollständig miteinander mischbar sind, kann die Viskosität der Mischung unter Kenntnis der jeweiligen Viskosität der Reinstoffe nach Grundberg und Nissan [19], wie folgt berechnet werden.

$$\ln(\eta_{\text{Mischung}}) = x_1 \cdot \ln(\eta_1) + x_2 \cdot \ln(\eta_2) + \kappa \quad (2-18)$$

Hierbei sind  $x_i$  die Massenanteile der jeweiligen Komponente der Mischung und  $\kappa$  eine Mischungskonstante, die experimentell zu bestimmen ist.

Neben den viskosen Eigenschaften weisen manche Fluide zusätzlich elastische Eigenschaften auf, in diesem Fall wird von viskoelastischem Verhalten gesprochen. Dieses lässt sich einfach an Hand des Maxwell-Modells, einer Reihenschaltung von Feder und Dämpfer, erklären, s. hierzu Pahl et al. [20]. Der Dämpfer bildet dabei die oben beschriebenen viskosen, die Feder die elastischen Eigenschaften des Fluids ab. Bei Schereinwirkung können viskoelastische Fluide lange fadenartige Strukturen ausbilden, die nach Beendigung der Schereinwirkung auf Grund der elastischen Eigenschaften wieder vollständig in den Ausgangszustand zurück verformt werden.

Der Einfluss des Umgebungsdrucks auf die dynamische Viskosität von Gas- und Flüssigphase kann für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Betriebszustände vernachlässigt werden, s. VDI-Wärmeatlas [21].

Eine Steigerung der Viskosität wirkt sich dämpfend auf den Zerfall von Tropfen und Strahlen aus. Dies hat zur Folgen, dass eine Erhöhung der Viskosität bei gleichbleibenden Betriebsbedingungen der Düse zu größeren Tropfen im Spray führt, s. hierzu Kapitel 2.2.2.

Da es sich bei der Viskosität um eine stark temperaturabhängige Größe handelt, wobei diese mit steigender Temperatur sinkt, wurde die Temperatur bei allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen konstant gehalten.

### 2.1.2.2 Dichte

Die Dichte  $\rho$  einer Flüssigkeit errechnet sich aus dem Quotienten von Masse und Volumen und besitzt die Einheit  $[\text{kg}/\text{m}^3]$ . Bei einem Multikomponentengemisch errechnet sich die Dichte der Mischung für eine bestimmte Temperatur wie folgt:

$$\rho_{\text{Mischung}} = \sum_{i=1}^n y_i \cdot \rho_i \quad (2-19)$$

Hierbei ist  $\rho_i$  die Dichte der jeweiligen Komponente und  $y_i$  der Volumenanteil der Komponente. Für die Berechnung der Dichte von Suspensionen gilt folgende Formel:

$$\rho_{\text{Suspension}} = (1 - C_V) \cdot \rho_{\text{Liq}} + C_V \cdot \rho_{\text{Solid}} \quad (2-20)$$

Hierbei ist  $C_V$  der volumetrische Anteil der Feststoffphase. Die Dichte der Gasphase ist stark von Temperatur und Druck abhängig, so steigt diese proportional zum Umgebungsdruck an und fällt mit steigender Temperatur ab. Bei inkompressiblen Flüssigkeiten ist die Dichte vom Druck unabhängig und lediglich eine Funktion der Temperatur. Analog zur Dichte der Gasphase ist auch bei Flüssigkeiten eine Abnahme der Dichte mit steigender Temperatur festzustellen.

### 2.1.2.3 Oberflächenspannung

Die freie Oberfläche einer Flüssigkeit zeigt das Bestreben sich zu verkleinern, da jedes an der Oberfläche befindliche Molekül durch die intermolekularen Kräfte in das Innere der Flüssigkeit gezogen wird. Die Spannung, die die Oberfläche im Gleichgewicht hält wird Oberflächenspannung genannt, s. Prandtl [22]. Die Oberflächenspannung  $\sigma$  wird in der Einheit  $[\text{N}/\text{m}]$  angegeben. Die Berechnung der Oberflächenspannung von Stoffgemischen erfolgt z.B. nach der Berechnungsvorschrift von Tamura et al. [23].

Wie durch die We-Zahl beschrieben, stabilisiert die Oberflächenspannung einen Strahl / Tropfen und wirkt so der Verformung durch angreifende aerodynamische Kräfte entgegen. Bei konstanter Relativgeschwindigkeit am Düsenmund und gleichzeitig steigender Oberflächenspannung wird die We-Zahl, s. Gleichung (2-6), kleiner. Dies führt, mit zunehmender Oberflächenspannung, zu einer schlechteren Zerstäubungsgüte und größeren Tropfen.

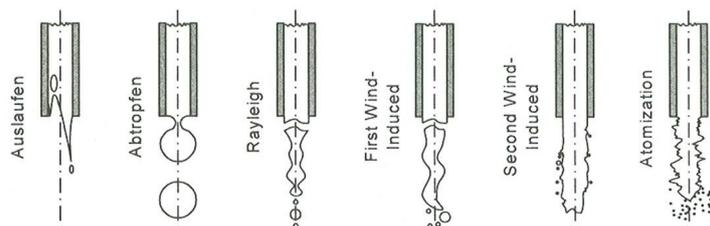
Die Oberflächenspannung sinkt mit steigender Temperatur ab. Da die Flüssigkeit bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen mit einer Genauigkeit von 0,5 K temperiert wurde, kann der Temperatureinfluss vernachlässigt werden, s. VDI-Wärmeatlas [21].

## 2.1.3 Modelle des Strahlerfalls newtonischer Fluide

### 2.1.3.1 Strahlerfall in ruhender Umgebung

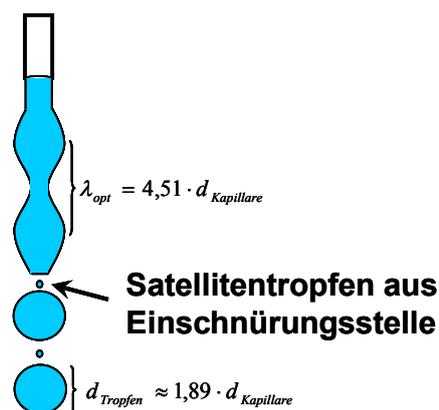
Zunächst soll nachfolgend der Strahlerfall in ruhender Umgebung betrachtet werden. Hierbei wird der Flüssigkeitsstrahl durch Scherkräfte zerteilt, die auf Grund der Relativgeschwindigkeit zwischen ruhender Gasphase und strömender Flüssigphase erzeugt werden. Zusätzlich treten bei großen Reynoldszahlen Turbulenzen innerhalb des Strahls auf, die zum Zerfall beitragen.

Die in Abbildung 2-1 dargestellten Mechanismen unterscheiden sich durch die steigende Geschwindigkeit der Flüssigphase (zunehmend von links nach rechts) vom Auslaufen hin zum Atomization Modus.



**Abbildung 2-1: Strahlerfallsmechanismen in ruhender Umgebung – steigende Austrittsgeschwindigkeit von links nach rechts, Kufferath [24]**

Die Bereiche Auslaufen und Abtropfen sind für die Zerstäubung ohne Bedeutung und sollen nicht weiter erläutert werden. Im sogenannten Rayleigh Bereich [25] wird der Primärstrahl durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten aufgewellt. Die Vorzugswellenlänge ergibt sich zu  $4,51 \cdot d_{\text{Kapillare}}$ , s. Lefebvre [10]. Zwischen den Einschnürungsstellen bilden sich nach Lefebvre [10] Primärtropfen mit einem Durchmesser von  $1,89 \cdot d_{\text{Kapillare}}$ , aus den Einschnürungsstellen selber bilden sich sehr kleine sogenannte Satellitentropfen, s. Abbildung 2-2.



**Abbildung 2-2: Primärstrahlerfall im Rayleigh Modus nach Lefebvre [10]**

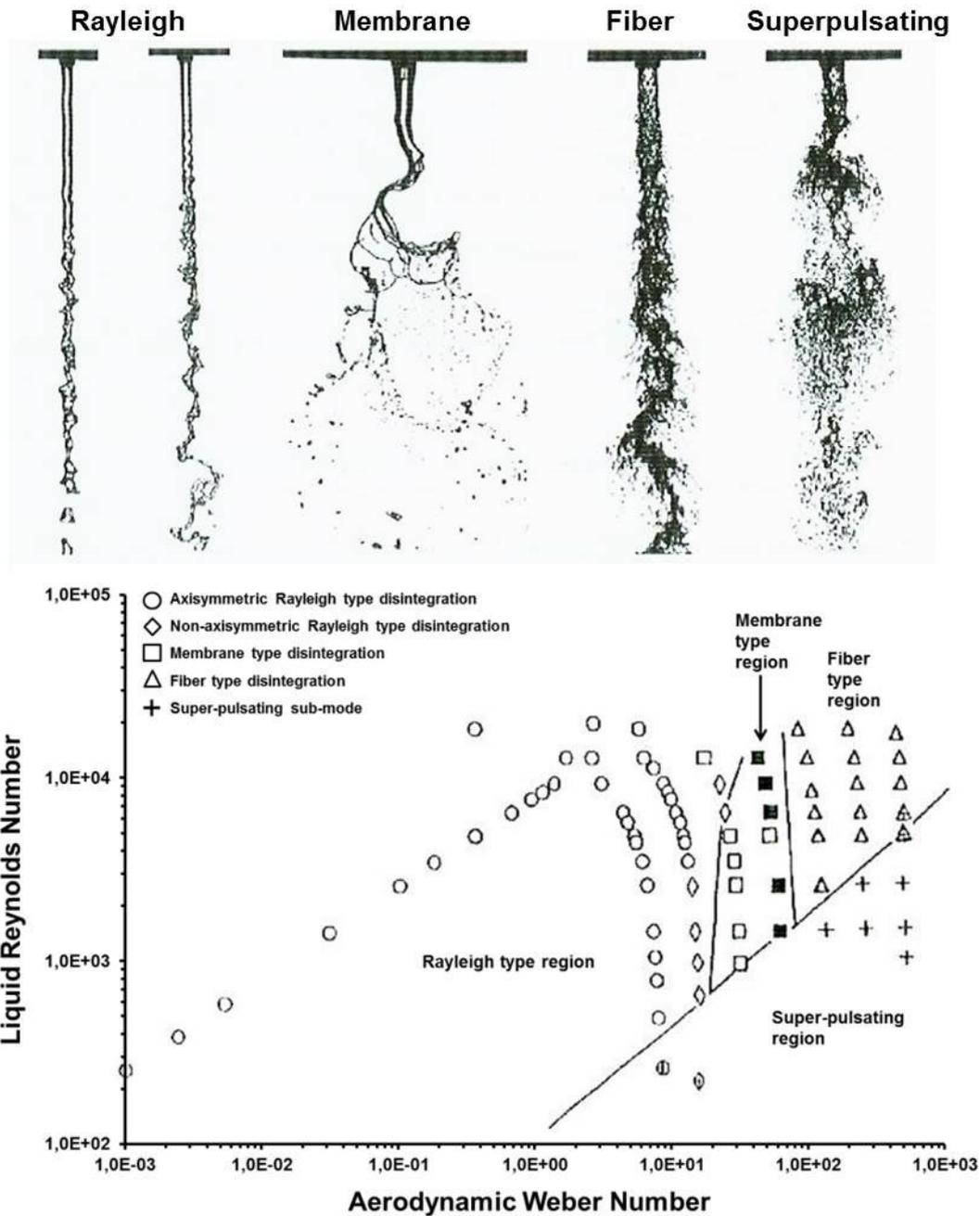
Weber [26] erweiterte den Rayleigh Modus um den Einfluss der Viskosität und eine durch Steigerung der Viskosität hervorgerufene größere Wellenlänge. Diese größere Wellenlänge führt zur Ausbildung größerer Tropfen.

Die Bereiche First und Second Wind Induced sind nach Haenlein [27] aerodynamische Zerfallsbereiche, bei denen das Zerwellen durch Scherkräfte auf

Grund von Relativgeschwindigkeiten zwischen Gas- und Flüssigphase unterstützt wird. Im Atomization Modus erfolgt der Strahlaufschluss auf Grund von aerodynamischen Kräften und Strahlurbulenz, der Strahl zerfällt direkt nach dem Düsenaustritt. Steigender Umgebungsdruck führt zu stärkeren aerodynamischen Wechselwirkungen und somit zu einem schnelleren Zerfall des Primärstrahls, s. Giffen und Muraszew [28]. Eine ausführliche Betrachtung des Primärstrahlzerfalls in ruhender Umgebung ist in der Literatur bei Kufferath [24] und Reitz [29] zu finden. Da im Rahmen dieser Arbeit jedoch ausschließlich die Zerstäubung mit Zweistoffdüsen untersucht wurde, wird auf eine detailliertere Betrachtung im Folgenden verzichtet.

### **2.1.3.2 Strahlzerfall in bewegter Umgebung**

Anders als beim Zerfall in ruhender Umgebung, resultieren die zum Zerfall des Strahls führenden Kräfte aus der den Flüssigkeitsstrahl umgebenden und im Vergleich zur Flüssigkeit schnell strömenden Gasströmung. Dombrowski und Johns [30], Fraser et al. [31] und Rizk und Lefebvre [32] untersuchten detailliert den Einfluss einer schnell strömenden Gasströmung auf eine langsam strömende Flüssigkeit. Aerodynamische Kräfte führen nach Lasheras et al. [33], [34], Mayer [35] und Hardalupas et al. [36] zu Instabilitäten des Flüssigstrahls und schließlich zum Zerfall des Strahls. Ähnlich wie bei der Unterteilung der Zerfallsmodi in ruhender Umgebung erfolgt auch eine Unterteilung der Zerfallsmodi beim Strahlzerfall in bewegter Umgebung. In der Literatur wird meist die für das Modellfluid Wasser ermittelte Unterteilung nach Farago und Chigier [37] zur Darstellung der verschiedenen Modi verwendet, s. Abbildung 2-3.



**Abbildung 2-3: Strahlzerfallsmodi in bewegter Umgebung für Wasser nach Farago und Chigier [37]**

Farago und Chigier [37] nutzen für die Darstellung der Zerfallsbereiche die aerodynamische  $We$ -Zahl ( $We_{aero}$ )- und die Reynoldszahl. In Abbildung 2-3 kann der Rayleigh Bereich in einen achsensymmetrischen ( $We_{aero} < 15$ ) und einen nicht-achsensymmetrischen ( $15 < We_{aero} < 25$ ) unterteilt werden. Daran schließt sich der Membrane Mode an, der für  $25 < We_{aero} < 75$  auftritt. Hierbei bilden sich Kelvin-Helmholtz Schwingungen in der Flüssigphase, aus denen Membranen hervorgehen, die dann letzten Endes durch die Luftströmung in Tropfen aufgeschlossen werden. Eine weitere Erhöhung der Relativgeschwindigkeit führt zum Fiber Type Mode, der für  $100 < We_{aero} < 500$  vorliegt. In diesem Mode werden Ligamente aus dem Primärstrahl abgetrennt, die dann auf Grund der aerodynamischen Kräfte in Tropfen zerfallen. Eine weitere Steigerung der Relativgeschwindigkeit überführt den Fiber

Type in den Superpulsating Mode, wobei die Flüssigkeit bereits kurz nach dem Düsenaustritt in Tropfen überführt wird. Die gängigen Betriebsbereiche für Zweistoffdüsen liegen im Membrane-, Fiber- bzw. Superpulsating-Bereich.

Der Einfluss des Umgebungsdrucks auf den Strahlerfall wurde unter anderem von Giffen und Muraszew [28] untersucht. Die Autoren stellten fest, dass bei höherem Umgebungsdruck ein schnellerer Aufschluss des Primärstrahls eintritt. Dies führten die Autoren auf intensivere Wechselwirkungen zwischen Gas- und Flüssigphase bei erhöhtem Druck zurück.

Bei der Betrachtung des Primärstrahlerfalls bei der Suspensionszerstäubung sind weitere Effekte, bedingt durch den Feststoffanteil der Suspension, zu berücksichtigen. Weiterführende Untersuchungen dazu finden sich unter anderem bei Pantouflas [38] und Mulhem [39]. Auf diesen Fall soll hier nicht weiter eingegangen werden, da im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit keine Untersuchungen des Primärstrahlerfalls von Suspensionen durchgeführt wurden.

#### 2.1.4 Tropfenzerfall

Die durch den Strahlerfall gebildeten Ligamente und Tropfen werden, abhängig von Größe und aerodynamischen Bedingungen, weiter zerteilt. Hierbei wird in der Literatur von sogenannter Sekundärzerstäubung oder Sekundärzerfall gesprochen. Die Stabilitätskriterien für einen sphärischen Einzeltropfen, bei dem gerade noch kein weiterer Zerfall des Tropfens auftritt, lassen sich unter Annahme kleiner Viskositäten für  $Oh \ll 1$  aus einer Kräftebilanz herleiten. Hierbei wirken zwei Kräfte, einerseits die den Tropfen stabilisierende Oberflächenkraft  $F_O$  und andererseits die Widerstandskraft  $F_W$  die auf einen angeströmten Tropfen wirkt.

$$F_W = C_W \cdot \left( A_{Tr} \cdot \frac{\rho_{Gas} \cdot u_{rel}^2}{2} \right) \quad (2-21)$$

$$F_O = \pi \cdot d_{Tr} \cdot \sigma_{Liq} \quad (2-22)$$

$C_W$  ist hierbei der Widerstandsbeiwert des Tropfens, s. Prandtl [22],  $A_{Tr}$  die angeströmte Querschnittsfläche des Tropfens und  $d_{Tr}$  der Tropfendurchmesser. Gleichsetzen von (2-21) mit (2-22) liefert die bereits in Kapitel 2.1.1 hergeleitete We-Zahl s. Gl. (2-6) für die kritischen Bedingungen.

$$\frac{\rho_{Gas} \cdot u_{rel}^2 \cdot d_{Tr}}{\sigma_{Liq}} = \frac{8}{C_W} = We_{krit, Tropfen} \quad (2-23)$$

Ab Überschreiten der kritischen  $We_{Tropfen}$  zerfällt der Tropfen in kleinere Tropfen. Die Bestimmung der kritischen We-Zahl bis zu der ein Einzeltropfen noch stabil ist, setzt voraus, dass der Tropfen bis zum eigentlichen Zerfall nicht deformiert wird, da es nicht ohne weiteres möglich ist, den Widerstandsbeiwert für einen deformierten Tropfen zu bestimmen, s. Bayvel und Orzechowski [11].

Zusätzlich zur Bedingung der kritischen We-Zahl für den Tropfenzerfall gibt es nach Berthomieu et al. [40] die Bedingung der Mindestzerfallszeit  $t_{\text{zerfall}}$ , wonach der Tropfenzerfall nur abläuft, wenn die aerodynamischen Wechselwirkungen zwischen Tropfen und Gasphase eine gewisse Mindestzeit andauern.

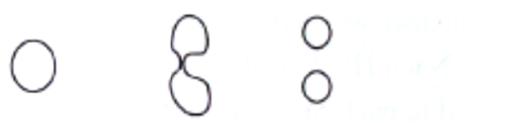
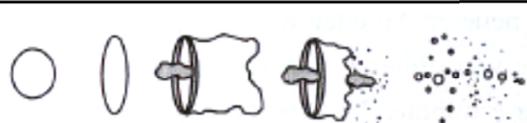
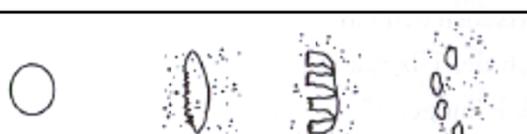
$$\frac{t_{\text{zerfall}}}{t^*} = 6 \cdot (1 + 1,2 \cdot La^{-0,37}) \cdot (\log(We_{\text{Tropfen}}))^{-0,25} \quad (2-24)$$

$t^*$  ist dabei eine dimensionslose Zeit, die von der Größe des Tropfens und den verfahrenstechnischen Randbedingungen wie Dichteverhältnis der Flüssig- zur Gasphase und der Relativgeschwindigkeit zwischen den beiden Phasen abhängt.

$$t^* = \frac{d_{\text{Tropfen}}}{u_{\text{rel}}} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{\text{Liq}}}{\rho_{\text{Gas}}}} \quad (2-25)$$

Die Zerfallszeit ist nach (2-24) direkt proportional zur Viskosität der Flüssigphase. Eine detaillierte Beschreibung zum Einfluss der Viskosität findet sich in der Arbeit von Gelfand [41].

Pilch und Erdmann [42] untersuchten den Zerfall einzelner Tropfen und ermittelten dabei unterschiedliche Mechanismen. Diese lassen sich für newtonische Fluide und  $Oh < 0,1$  nach Pilch und Erdmann [42] in die in Abbildung 2-4 dargestellte Einteilung der Sekundärzerstäubungsmechanismen untergliedern.

Schwingungszerfall	$We_{\text{Tropfen}} < 12$	
Taschenzerfall	$12 < We_{\text{Tropfen}} < 50$	
Keulenzzerfall	$50 < We_{\text{Tropfen}} < 100$	
Lamellenzerfall	$100 < We_{\text{Tropfen}} < 350$	
Wellenkammzerfall	$We_{\text{Tropfen}} > 350$	

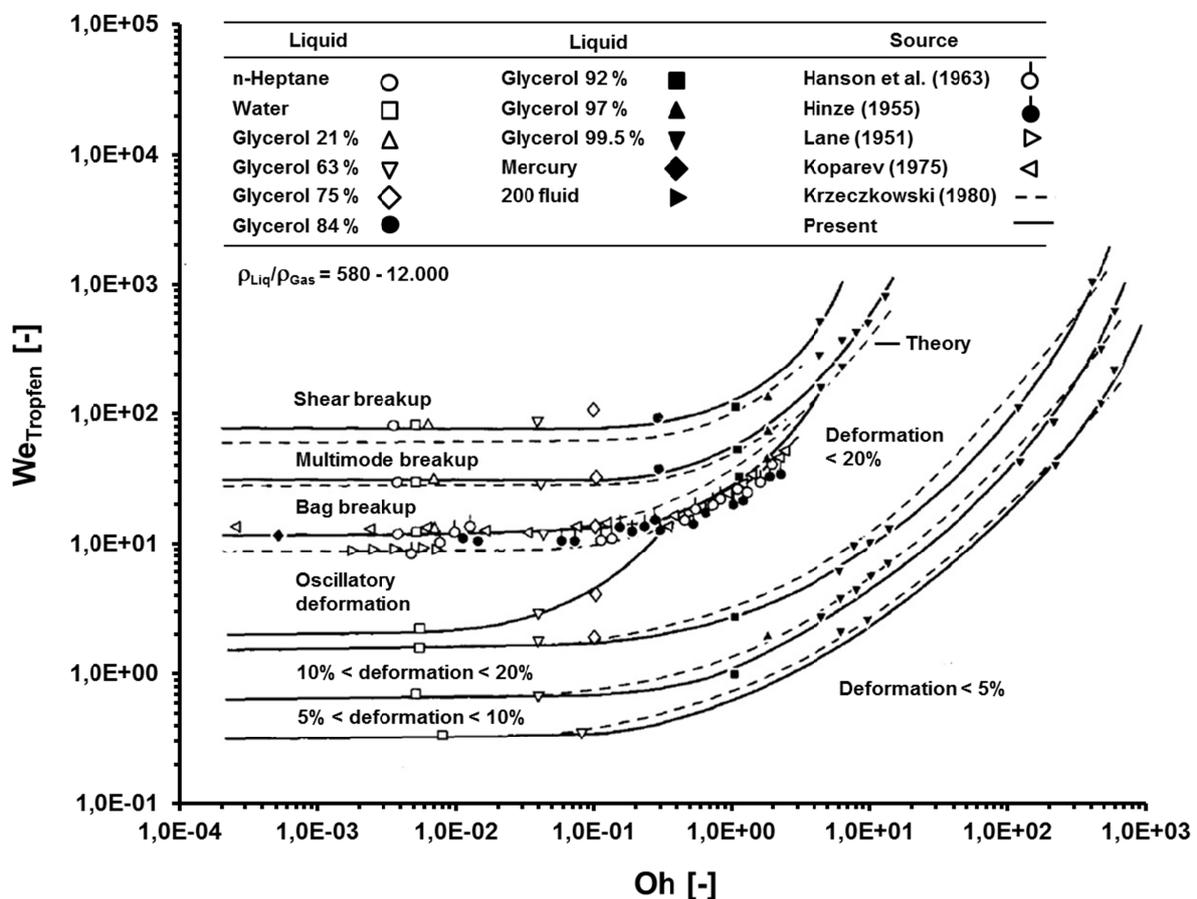
**Abbildung 2-4: Tropfenzerfall nach Pilch und Erdmann [42]**

Der Sekundärzerfall wird abhängig von der We-Zahl in die Bereiche Schwingungszerfall, Taschenzerfall, Keulenzzerfall, Lamellenzerfall und Wellenkammzerfall unterteilt. Für  $We_{\text{Tropfen}} < 12$  wird der Tropfen in nur zwei kleinere Tropfen zerteilt. Eine Steigerung der We-Zahl auf Werte bis 50 führt zu einer

Deformation des Tropfens ähnlich einer Seifenblase mit anschließendem Zerfall. Ähnlich läuft der Zerfall bei einer weiteren Steigerung der We-Zahl bis 100 ab, wobei hier ein zentrales Zurückschwingen eines Teils der Flüssigkeit beobachtet werden kann. Wird die We-Zahl bis auf Werte von 350 erhöht, erfolgt eine kontinuierliche Abscherung von Flüssigkeit am Rand des Tropfens und ein Zerfall in sehr feine Sekundärtropfen. Bei We-Zahlen oberhalb von 350 bilden sich Wellenkämme und der Tropfen zerfällt spontan. Vereinzelt wird in der Literatur für sehr große We-Zahlen noch der sogenannte explosionsartige Zerfall beschrieben, bei dem der Tropfen spontan in kleinste Tröpfchen zerfällt, s. Shraiber et al. [18].

Die Einteilung nach Abbildung 2-4 wurde von Hsiang und Faeth [43] und Faeth et al. [44] bestätigt, wobei hier jedoch der Keulenzерfall als Multimode- bzw. Taschen- und Stamm-Zerfall bezeichnet wurde.

Der Einfluss der Viskosität, bzw. der Oh-Zahl auf den Zerfallsmodus eines Einzeltropfens wurde ebenfalls von Hsiang und Faeth [45] untersucht. Dieser lässt sich wie in Abbildung 2-5 darstellen.



**Abbildung 2-5: Tropfenzerfall als Funktion von  $We_{Tropfen}$  und  $Oh$  nach Hsiang und Faeth [45]**

Die Versuche wurden an Einzeltropfen in einem Stoßrohr durchgeführt, in dem die Tropfen über eine stoßförmige Druckbelastung spontanen aerodynamischen Kräften ausgesetzt wurden. Aufgetragen sind die Tropfenzerfalls- und Deformationsbereiche als Funktion von We-Zahl und Oh-Zahl. Im Bereich kleiner Oh-Zahlen ( $<0,1$ ) ist kein Einfluss der Viskosität zu erkennen, die Grenzlinien der einzelnen Deformations- und Zerstäubungsbereiche verlaufen horizontal. Im Bereich größerer Oh-Zahlen ist ein

starker Anstieg der Grenzlinien der einzelnen Bereiche hin zu höheren  $We$ -Zahlen zu erkennen. Beginnt der Bereich des Taschenzerfalls bei einem  $100\ \mu\text{m}$  Tropfen einer niederviskosen Flüssigkeit noch bei  $We_{\text{Tropfen}} < 12$ , so verschiebt sich dies bei einer hochviskosen Flüssigkeiten ( $\eta_{\text{Liq}} = 750\ \text{mPa}\cdot\text{s}$ ) in den Bereich  $We_{\text{Tropfen}} > 350$ . Hohe Viskositäten wirken somit dämpfend auf die durch äußere aerodynamische Kräfte dem Tropfen aufgeprägten Störungen. Dieser dämpfende Einfluss höherer Viskositäten ist auch in Gl. (2-24) zu erkennen. Auf Grund dieser Tatsache ist der Energieaufwand zum Generieren kleiner Tropfen bei hochviskosen Fluiden deutlich höher als bei niederviskosen.

### 2.1.5 Tropfenverdampfung

Bei Vergasungs- und Feuerungsprozessen liegt das Hauptaugenmerk darauf einen definierten Brennstoffmassenstrom möglichst vollständig umzusetzen, so dass wenig Ruß und höhere Kohlenwasserstoffe entstehen. Bei der Verbrennung wird dies durch eine breite Tropfengrößenverteilung im Spray erreicht, so dass innerhalb der Flamme kontinuierlich Brennstoff verdampft und eine relativ konstante Wärmefreisetzung garantiert werden kann. Bei Brennerdüsen ist besonders darauf zu achten, dass ein gewisser Feinanteil im Spray vorhanden ist, da dieser die Flamme am Brennermund stabilisiert und vor Abheben und Erlöschen schützt. Nach oben ist der Durchmesserbereich begrenzt, so dass kein Schlupf von Brennstoff durch den Brennraum hindurch entsteht.

Die theoretisch maximale Tropfengröße (reine Flüssigkeitstropfen) lässt sich durch Aufstellen einer Energiebilanz um einen verdampfenden Tropfen und Gleichsetzen der Verdampfungszeit mit der maximalen Verweilzeit des Tropfens im Reaktor bestimmen. Zur exakten Berechnung der Tropfenverdampfungszeit ist neben dem Wärmeübergang durch Strahlung und Konvektion auch der abschirmende Einfluss der um den Tropfen herum entstehenden Dampfschicht auf den Wärmeaustausch mit der Umgebung zu berücksichtigen. Auf eine ausführliche Herleitung unter Berücksichtigung aller Vorgänge wird an dieser Stelle verzichtet. Diese kann bei Krämer [46] und im VDI-Wärmeatlas [21] nachgelesen werden. Der Einfluss der Tropfengröße auf die Vergasung wurde bereits in Abbildung 1-3 diskutiert.

Meist findet sich in der Literatur eine vereinfachte Herleitung der Tropfenverdampfung unter der Voraussetzung, dass die nachfolgend aufgelisteten Vereinfachungen gelten:

- Stationärer Prozess
- Schnelle Gasphasenreaktionen (verdampft = umgesetzt)
- Gleiche Diffusivität für alle Spezies und Wärme
- Temperaturunabhängige, konstante Stoffeigenschaften

Nachfolgend wird das in der Literatur, u.a. Warnatz et al. [47] und Günther [48], oft verwendete d-Quadrat-Gesetz zur Berechnung der Tropfenverdampfung auf Basis einer Energiebilanz hergeleitet. Vereinfachend wird dabei angenommen, dass der gesamte an den Tropfen übertragene Wärmestrom  $\dot{Q}_{zu}$  verlustfrei für die Verdampfung  $\dot{Q}_{evap}$  zur Verfügung steht. Damit gilt:

$$\dot{Q}_{evap} = \dot{M}_{evap} \cdot h_{BS,g} \quad (2-26)$$

$$\dot{Q}_{zu} = 4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot \lambda \cdot \frac{dT}{dr} \quad (2-27)$$

Gleichsetzen von (2-26) und (2-27) mit nachfolgender Integration liefert:

$$\dot{M}_{evap} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \lambda_{Gas} \cdot r_{Tr}}{c_{p,Gas}} \cdot \ln \left[ \frac{c_{p,Gas} \cdot (T_{\infty} - T_S)}{h_{BS,Gas}} + 1 \right] \quad (2-28)$$

mit 
$$B = \frac{c_{p,Gas} \cdot (T_{\infty} - T_S)}{h_{BS,Gas}} \quad (2-29)$$

Hierbei ist  $\dot{M}_{evap}$  der Massenstrom der verdampften Flüssigkeit,  $\lambda_{Gas}$  die Wärmeleitfähigkeit der umgebenden Gasphase,  $r_{Tr}$  der Tropfenradius,  $h_{BS,Gas}$  die Enthalpie des gasförmigen Brennstoffs,  $c_{p,Gas}$  die Wärmekapazität der Gasphase,  $T_{\infty}$  die Umgebungstemperatur und  $T_S$  die Siedetemperatur des Tropfens. B ist die sogenannte Spalding Transfer Number.

Ebenso lässt sich der verdampfte Massenstrom der Flüssigkeit auch über die Änderung der Tropfengröße wie folgt beschreiben:

$$\dot{M}_{evap} = -\rho_{Liq} \cdot \frac{\pi \cdot d_{Tr}^2}{2} \cdot \frac{dd}{dt} \quad (2-30)$$

Dabei ist  $d_{Tr}$  der Tropfendurchmesser und  $\rho_{Liq}$  die Dichte der Flüssigphase. Gleichsetzen von (2-28) mit (2-30) liefert:

$$dd^2 = -\frac{8 \cdot \lambda_{Gas}}{c_{p,Gas} \cdot \rho_{Liq}} \cdot \ln[B+1] \cdot dt \quad (2-31)$$

Integration von (2-31) liefert das d-Quadrat-Gesetz:

$$d^2(t) = d_0^2 - K \cdot t \quad (2-32)$$

mit 
$$K = \frac{8 \cdot \lambda_{Gas}}{c_{p,Gas} \cdot \rho_{Liq}} \cdot \ln[B+1] \quad (2-33)$$

Hierbei ist  $d_0$  der Tropfendurchmesser zum Zeitpunkt  $t = 0$ , K die stoffgrößenabhängige Verdampfungskonstante und t die Zeit. Wird die Gleichung nun nach  $d_0$  aufgelöst, für t die Verweilzeit des Tropfens im Reaktor eingesetzt und  $d(t)$  gleich Null gesetzt, so ergibt sich die maximal verdampfende Tropfengröße für den jeweiligen Verbrennungsprozess.

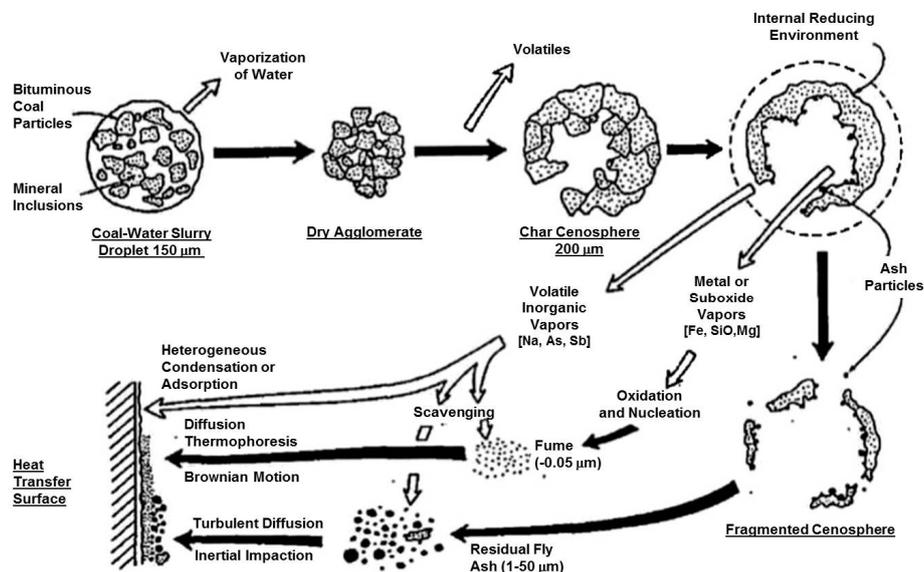
In der Literatur finden sich für die Berechnung von K weitere Gleichungen, unter anderem bei Warnatz et al. [47] und in Studien von Godsava [49] und Spalding [50].

Auf die Unterschiede in der Berechnung der Verdampfungskonstante soll hier jedoch nicht weiter eingegangen werden.

Bei Chiu et al. [51] werden vier, von der Anzahldichte der Tropfen im Spray abhängige, Abbrandszenarien beschrieben, diese werden im Anhang in Kapitel 8.2 beschrieben.

Bei Verbrennung und Vergasung ist es besonders wichtig, ein Spray mit kleinen Tropfen zu generieren, da die Verweilzeit der Tropfen im Reaktionsraum sehr kurz ist. Nur wenn die bei der Zerstäubung erzeugten Tropfen klein genug sind, um in der Verweilzeit vollständig zu verdampfen, kann der Brennstoff vollständig umgesetzt und genutzt werden.

Beim Einsatz von Suspensionsbrennstoffen ist die bei der Zerstäubung generierte Tropfengröße von noch größerer Bedeutung, wie der von Yu und Beer [52] untersuchte Abbrand von Coal-Water-Slurry zeigt, s. dazu Abbrand-Schema eines Suspensionstropfens in Abbildung 2-6.



**Abbildung 2-6: Abbrand eines Kohle-Wasser-Suspensionstropfens, Yu und Beer [52]**

Abbildung 2-6 geht von einem Tropfen mit mehreren kleinen Kohlepartikeln aus. Zunächst verdampft die gesamte Flüssigphase und es bildet sich ein trockenes Agglomerat. Dieses wird erhitzt und die flüchtigen Bestandteile entweichen, es bildet sich eine sogenannte Char Cenosphere. Diese wird weiter oxidiert, während in ihrem Inneren reduzierende Bedingungen vorliegen. Übrig bleiben kleinere Cenospheren und verschiedene in der Kohle vorhandene Metalle und Metalloxide. Die kleinen Cenospheren werden weiter oxidiert bis letztlich nur noch Asche übrig bleibt.

Dieses Abbrandschema unterstreicht die Bedeutung der Zerstäubung bei der Verbrennung und Vergasung von Suspensionsbrennstoffen. Reagiert die Flüssigphase sehr schnell ab, so verläuft die Oxidation der Feststoffphase hingegen über mehrere Stufen und dauert länger. Eine möglichst feine Zerstäubung mit im Optimalfall nur einem Feststoffpartikel je Tropfen verkürzt die Abbrandzeit auf Grund der größeren freien Oberfläche erheblich. Dementsprechend sinkt auch die

Mindestverweilzeit des Brennstoffs im Reaktor. Eine feine Zerstäubung trägt somit maßgeblich zum schnellen Umsatz des Brennstoffes bei.

Gerade im Hinblick auf den in Kapitel 1 vorgestellten bioliq<sup>®</sup>-Prozess und den im Hochdruck Flugstrom Vergaser eingesetzten Brenner ist es von großer Bedeutung, dass die Zerstäubung ein möglichst feines Spray liefert, in dem sich keine größeren Agglomerate aus mehreren Partikeln in einem Tropfen bilden können. Nur so ist ein möglichst schneller Umsatz des Brennstoffes gewährleistet.

## 2.1.6 Grundlagen der Vergasung

Da sich die hier vorliegende Arbeit hauptsächlich mit Grundlagenuntersuchungen zur Zerstäubung beschäftigt und der Einsatz der dabei entwickelten Brennerdüsen im Flugstromvergaser REGA nur kurz erwähnt wird, soll hier lediglich ein kurzer Überblick über die wichtigsten Grundlagen der Vergasung gegeben werden. Eine ausführliche Beschreibung aller bei der Vergasung ablaufenden Teilprozesse findet sich unter anderem bei Higman und van der Burgt [2].

Die thermische Umsetzung von Brennstoffen gliedert sich abhängig von der zur Verfügung stehenden Sauerstoffmengen in die Prozesse Pyrolyse ( $\lambda = 0$ ), Vergasung ( $\lambda < 1$ ) und Verbrennung ( $\lambda \geq 1$ ). Die Maximale Temperatur liegt für  $\lambda = 1$  vor, s. Abbildung 2-7.

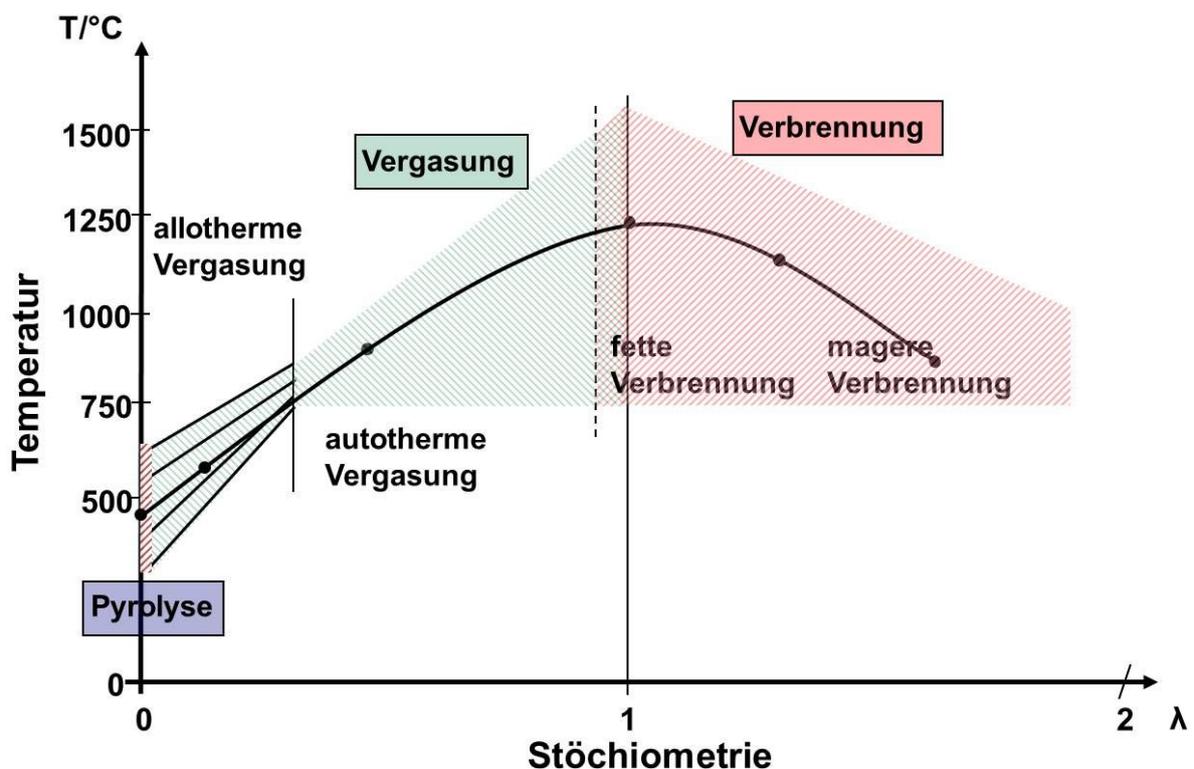
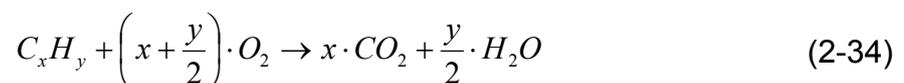
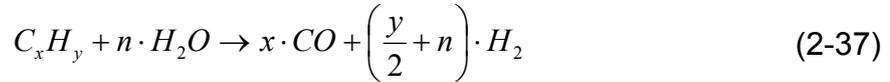
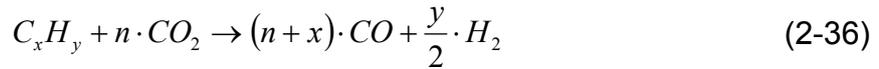
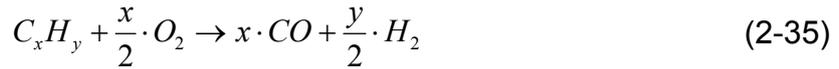


Abbildung 2-7: Prozesstemperatur als Funktion der Luftzahl  $\lambda$ , Seifert [53]

Bei der Vergasung ist zwischen allothermer und autothermer Vergasung zu unterscheiden. Die allotherme Vergasung ist auf die Energiezufuhr von außen angewiesen, da durch die ablaufenden Reaktionen nicht genug Energie frei wird um den Prozess voranzutreiben. Bei der autothermen Vergasung wird durch die Vergasungsreaktionen genug Energie in Form von Wärme erzeugt, dass der Prozess auch ohne äußere Energiezufuhr abläuft.

Bei der Vergasung wird der Brennstoff durch Oxidation mit dem Vergasungsmedium zu  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  umgesetzt. Hierzu sind nachfolgend die wichtigsten Reaktionsgleichungen aufgelistet.





Das Gleichgewicht der Wassergas-Shift-Reaktion (2-38) liegt bei hohen Temperaturen auf Seiten der Edukte, s. Chhiti et al. [54] und Carlsson et al. [55]. Die Vergasung von Suspensionsbrennstoffen wird im Detail bei Higman und van der Burgt [2] beschrieben.

Wichtige, die Vergasung beschreibende Kenngrößen, sind der Kohlenwasserstoffumsatz (KWU) und der Kaltgaswirkungsgrad (KGW). Diese sind wie folgt definiert:

$$KWU = 1 - \frac{n_{C,aus}}{n_{C,ein}} \quad (2-39)$$

$$KGW = \frac{\dot{M}_{Syngas} \cdot H_{u,Syngas}}{\dot{M}_{Brennstoff} \cdot H_{u,Brennstoff}} \quad (2-40)$$

Hierbei ist  $n_{C,aus}$  der nach Ablauf der Reaktion weiterhin organisch im Brennstoff gebundene Kohlenstoff und  $n_{C,ein}$  die Menge an Kohlenstoff, die in den Reaktor eintritt.  $\dot{M}_i$  sind die jeweiligen Massenströme an Synthesegas (Syngas) und Brennstoff,  $H_{u,i}$  die zugehörigen Heizwerte.

Abhängig von Brennstoffspezifikation, Durchsatz und der Verwendung des entstehenden Synthesegases erfolgt die Umsetzung des Brennstoffes in den in Abbildung 2-8 dargestellten Vergaserbauformen.

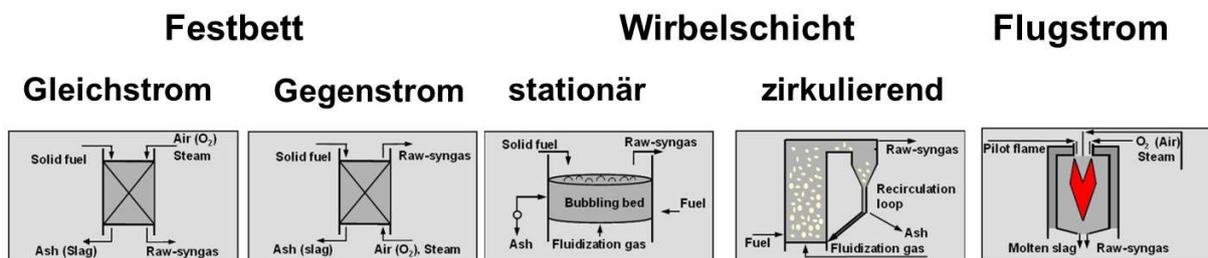


Abbildung 2-8: Vergaserbauformen nach Higman und van der Burgt [2]

Festbettvergaser zeichnen sich durch eine große Brennstoffflexibilität, geringe Gasaustrittstemperaturen ( $< 1200 \text{ }^\circ\text{C}$ , abhängig vom Schlackeschmelzpunkt und der Fahrweise) und ihre einfache Konstruktionsweise aus. Nachteilig hierbei sind die hohen Verweilzeiten des Brennstoffes im Vergaser und die schlechte Qualität des Synthesegases zu nennen. Festbettvergaser werden typischerweise bei einer

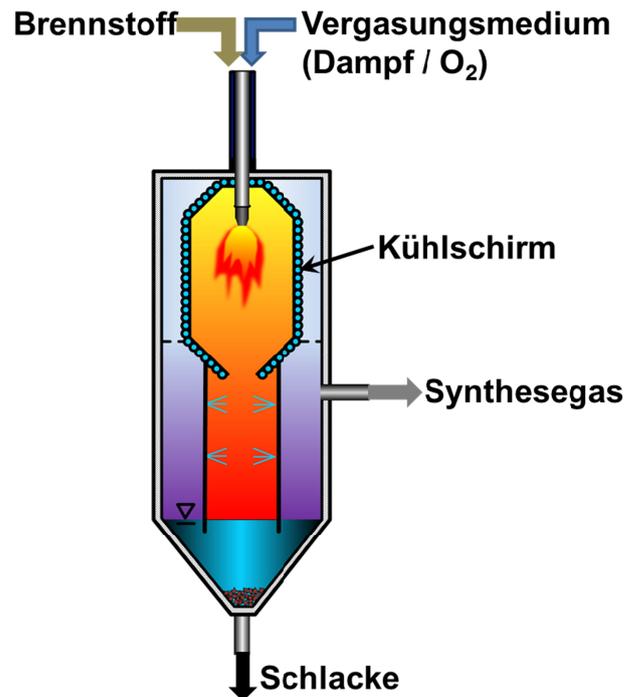
Brennstoffkörnung zwischen 3 – 50 mm betrieben, s. Eberhard und Kolb [56]. Die Verweilzeit des Brennstoffs im Reaktor liegt im Bereich von Stunden.

Wirbelschichtvergaser werden typischerweise bei Temperaturen  $< 1000\text{ °C}$  betrieben, so dass es nicht zu Verschlackungen innerhalb des Vergasers kommt. Die Temperatur ist hierbei im gesamten Brennraum nahezu konstant. Dieser Vergasertyp zeichnet sich ebenfalls durch eine hohe Brennstoffflexibilität aus, und wird mit einer Brennstoffkörnung  $< 5\text{ mm}$  betrieben, s. Eberhard und Kolb [56]. Im Vergleich zum Festbettvergaser ist hier die Verweilzeit wesentlich kürzer und liegt im Bereich einiger Minuten.

Flugstromvergaser werden auf Grund der hohen Betriebstemperaturen von  $> 1200\text{ °C}$  im Gegensatz zu den bereits vorgestellten Vergasertypen immer in verschlackender Fahrweise betrieben. Die Verweilzeit liegt im Bereich weniger Sekunden. Wegen der hohen Betriebstemperatur von Flugstromvergäsern werden hier höhere Kohlenwasserstoffe besonders gut gespalten und es entsteht ein hochwertiges Teer und Methan armes Synthesegas. Durch eine Druckaufladung des Reaktors können Leistungen von mehreren hundert Megawatt erreicht werden. Die Betriebsweise bei Überdruck bietet zudem den Vorteil, dass das Synthesegas für die bei Überdruck betriebenen Synthesen, z.B. Fischer-Tropsch, nicht in einem weiteren Prozessschritt extra komprimiert werden muss. Die typische Brennstoffkörnung liegt im Bereich  $< 0,2\text{ mm}$ , s. Eberhard und Kolb [56].

Bei den beiden am Institut für technische Chemie am KIT vorhandenen Vergasern (REGA – atmosphärischer Druck / bioliq<sup>®</sup> – Druck bis 80 bar) handelt es sich um Flugstromvergaser. Diese werden bei sehr hohen Temperaturen  $\geq 1200\text{ °C}$  betrieben, wobei die Verweilzeit des Brennstoffes im Reaktor im Bereich weniger Sekunden liegt. Der Brennstoff muss deswegen möglichst fein dispergiert in Staub- oder Tropfenform eingebracht werden, um vollständig umgesetzt zu werden. Als Vergasungsmedium wird neben Luft auch mit Sauerstoff angereicherte Luft, bzw. im Fall des bioliq<sup>®</sup>-Vergasers auch Sauerstoff und Heißdampf verwendet.

Der Einsatz von Dampf dient einerseits der gezielten Einstellung des  $\text{CO} / \text{H}_2$  – Verhältnisses im Synthesegas und bietet gleichzeitig den Vorteil, mehr Energie für die Zerstäubung zur Verfügung zu haben. Beim Einsatz biogener Brennstoffe ist die Dampfmenge möglichst gering zu halten, da in Biomasse bereits Sauerstoff enthalten ist.



**Abbildung 2-9: Schematische Darstellung des bioliq<sup>®</sup> Flugstromvergasers, nach Sänger et al. [57]**

Abbildung 2-9 zeigt den schematischen Aufbau des Hochdruck-Flugstromvergasers im bioliq<sup>®</sup> Prozess. Hierbei wird der Brennstoff über einen Mehrstoffbrenner im Kopf des Reaktors zugeführt und zerstäubt. Der Brennraum verfügt über einen Khlschirm, auf dem sich ein Schlackepelz aus Inertmaterialien bildet, der die Ausmauerung schützt. Das Synthesegas wird über eine Tauchquenche gekühlt und verlässt anschließend den Reaktor. Der Reaktor kann wahlweise mit einem 40 oder 80 bar Khlschirm betrieben werden und verfügt über eine thermische Leistung von 5 MW.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Zerstaubungsuntersuchungen dienen der Weiterentwicklung und Optimierung der unter anderem in Flugstromvergasern verwendeten Brennerdüsen vom Typ außenmischender Zweistoffdüsen. Hierzu wird in Kapitel 4.2.6 der Einfluss der von zwei unterschiedlichen Düsen generierten Tropfengröße auf die Synthesegaszusammensetzung dargestellt.

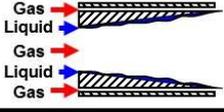
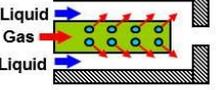
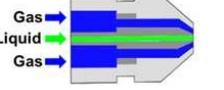
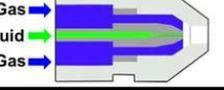
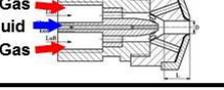
### 2.1.7 Bauarten von Zweistoffzerstäubern

Je nach dem in welchem Prozess eine Düse Verwendung findet, sind die Anforderungen an die Spraygüte unterschiedlich. Zur Zerstäubung von Flüssigkeiten finden mehrere Bauarten von Zweistoffzerstäubern Verwendung. Eine Auswahl findet sich in Abbildung 2-10.

Bei allen Bauarten von Zweistoffzerstäubern beruht das Zerstaubungsprinzip auf der Interaktion zwischen schnell strömender Gasphase und langsam strömender Flüssigphase. Auf Grund des Geschwindigkeitsgradienten kommt es zu Scherkräften, die die Flüssigphase zerteilen, s Kapitel 2.1.3 und 2.1.4.

Die in Abbildung 2-10 dargestellte Prefilming-Düse gibt es in mehreren Bauformen, gemeinsam ist allen, dass die zu zerstäubende Flüssigphase über einen sogenannten Filmleger dünn ausgebreitet wird. Die schnellströmende Gasphase treibt den Flüssigkeitsfilm bis zur Düsenlippe, an der dieser dann von beiden Seiten durch die Gasströmung zerteilt wird. Die Luft kann zusätzlich noch verdrallt werden, um die Form des Spraykegels zu beeinflussen und die Wechselwirkungen zwischen Flüssigkeit und Gasphase zu intensivieren.

Effervescent-Düsen stellen eine spezielle Form innenmischender Zweistoffdüsen dar. Bei der in Abbildung 2-10 dargestellten Bauform wird die Gasphase über eine zentrale Lanze, die am Ende mit Bohrungen versehen ist, mittels Überdruck in die außen strömende Flüssigphase eingeblasen. Am Düsenaustritt entspannt sich dann die unter Druck stehende Gasphase spontan und zerteilt so die Flüssigkeit in Tropfen. Beste Zerstäubungsergebnisse werden hierbei erzielt, wenn die Zweiphasenströmung im Düsenmund im sogenannten Bubble-Flow-Regime liegt.

Düsentyp	Skizze	Zerstäubungs-Prinzip	Anwendung
Prefilming-Düse		Scherkräfte durch schnell strömendes Gas	Turbinen
Effervescent-Düse		Scherkräfte durch Gasausdehnung	Feuerungen Lebensmittelindustrie
Außenmischende Zweistoffdüse		Scherkräfte durch schnell strömendes Gas	Kraftwerke Feuerungen
Innenmischende Zweistoffdüse		Scherkräfte durch schnell strömendes Gas	Kraftwerke Feuerungen
Kombinationsdüse Aussen/Innen Mischend		Scherkräfte durch schnell strömendes Gas	Kraftwerke Feuerungen

**Abbildung 2-10: Bauarten von Zweistoffzerstäubern**

Bei außenmischenden Zweistoffdüsen strömt die Flüssigkeit langsam zum Düsenmund, wo sie mit der schnell strömenden Gasphase außerhalb der Düse in Wechselwirkung tritt und dabei in Tropfen zerteilt wird.

Die innenmischende Zweistoffdüse zeichnet sich durch einen Mischungskanal innerhalb der Düse aus. Die langsam strömende zentral zugeführte Flüssigkeit wird hier mit der schnell strömenden Gasphase in Kontakt gebracht. Da sich die Gasphase nicht beliebig zu allen Seiten ausbreiten kann, sondern nur innerhalb des Mischungskanals, ist die Wechselwirkung zwischen Gas und Flüssigphase effektiver als bei der außenmischenden Zweistoffdüse. Allerdings kann es innerhalb des Kanals zu Wandfilmbildung kommen, was diese Düsenbauform gerade bei Verbrennungsvorgängen anfällig für Verstopfungen durch Verkokung und Zuwachsen des Düsenmundes macht.

Eine Sonderbauform stellt die Kombination einer innenmischenden mit einer außenmischenden Zweistoffdüse dar, wie sie von Pantouflas [38] untersucht wurde. Hierbei wird der innerhalb des Mischungskanals entstehende Wandfilm durch eine

am Düsenmund zugegebene sekundäre Gasströmung zerteilt. Diese Bauart unterbindet die teilweise durch Wandfilmbildung entstehenden sehr großen Ligamente im Spray innenmischender Zweistoffdüsen.

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente wurden ausschließlich außenmischende Zweistoffdüsen s. Abbildung 2-10 eingesetzt. Diese haben den Vorteil, unempfindlich gegenüber Abrasion und Verkoken zu sein, was sie auch für den Einsatz in Flugstromvergasern qualifiziert.

### 2.1.8 Kompressible Gasströmung

Bei der Auslegung von gasgestützten Zweistoffzerstäubern für einen bestimmten Betriebspunkt, ist in Abhängigkeit der Strömungsrandbedingungen Druck, Temperatur und Gasgeschwindigkeit, entweder ein inkompressibler oder ein kompressibler Berechnungsansatz zu wählen. Das Kriterium hierfür bildet die Mach-Zahl s. (2-14).

Überschreitet die Mach-Zahl Werte von 0,3 muss die Austrittsöffnung für die Gasströmung kompressibel berechnet werden, s. Bohl und Elmendorf [17].

Für den inkompressiblen Bereich, erfolgt die Berechnung der Gasaustrittsfläche an Hand der Vorgaben für  $\dot{M}_{Gas}$  und  $u_{Gas}$  über die Kontinuitätsgleichung wie in (2-41) dargestellt.

$$A_{Gas} = \frac{\dot{M}_{Gas}}{\rho_{Gas} \cdot u_{Gas}} \quad (2-41)$$

In Abbildung 2-11 ist die Expansion einer kompressiblen Gasströmung im h-s-Diagramm graphisch dargestellt. Die Isobaren und Isothermen sind dabei mit Indizes gekennzeichnet, wobei der Index t1 für den Zustand vor, der Index a für den Zustand nach der Entspannung steht.

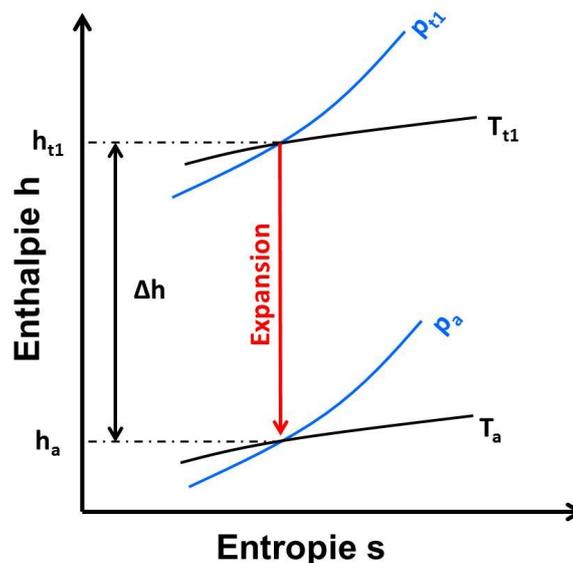


Abbildung 2-11: h-s-Diagramm

Bei kompressiblen Strömungen kommt es zu einer Expansion wobei die Enthalpiedifferenz  $\Delta h$  in Geschwindigkeit umgewandelt wird. Die Ausflussgeschwindigkeit lässt sich mittels der folgenden Gleichungen bestimmen.

$$u_{gas} = \sqrt{2 \cdot \Delta h} \quad (2-42)$$

$$\Delta h = c_{p, gas} (T_{t1} - T_a) \quad (2-43)$$

$$T_a = T_{t1} \cdot \left( \frac{p_a}{p_{t1}} \right)^{\left( \frac{\kappa-1}{\kappa} \right)} \quad (2-44)$$

Durch Einsetzen von (2-44) in (2-43) ergibt sich die nachfolgende Gleichung.

$$\Delta h = c_{p, Gas} \cdot T_{t1} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p_a}{p_{t1}} \right)^{\left( \frac{\kappa-1}{\kappa} \right)} \right] \quad (2-45)$$

Mit der Annahme eines idealen Gases gilt:

$$c_{p, Gas} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot R \quad (2-46)$$

Einsetzen von (2-46) in (2-45) und dies wiederum in (2-42) liefert folgende Gleichung zur Berechnung der Gasgeschwindigkeit.

$$u_{Gas} = \sqrt{2 \cdot \frac{\kappa}{\kappa - 1} \cdot R \cdot T_{t1} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p_a}{p_{t1}} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]} \quad (2-47)$$

Zunächst wird unter Vorgabe der Gasgeschwindigkeit  $u_{Gas}$  und Kenntnis des Umgebungsdrucks  $p_a$  der für die jeweilige Austrittsgeschwindigkeit benötigte Gasvordruck  $p_{t1}$  durch Umstellen von (2-47) berechnet.

Über die Vorgabe des Gasmassenstroms und nach Bestimmung der für den jeweiligen Strömungsfall individuell zu ermittelnden Größen  $\varphi$  (Geschwindigkeitsbeiwert) und  $\psi$  (Kontraktionszahl) kann die Gasaustrittsfläche durch Einsetzen von (2-47) in (2-41) analog zum inkompressiblen Fall berechnet werden.

$$A_{gas} = \frac{\dot{M}_{Gas}}{\sqrt{2 \cdot \rho_{t1} \cdot p_{t1} \cdot \Psi_S \cdot \varphi \cdot \psi}} \quad (2-48)$$

$$\Psi_s = \sqrt{\frac{\kappa}{\kappa-1} \cdot \left[ \left( \frac{p_a}{p_{t1}} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left( \frac{p_a}{p_{t1}} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \quad (2-49)$$

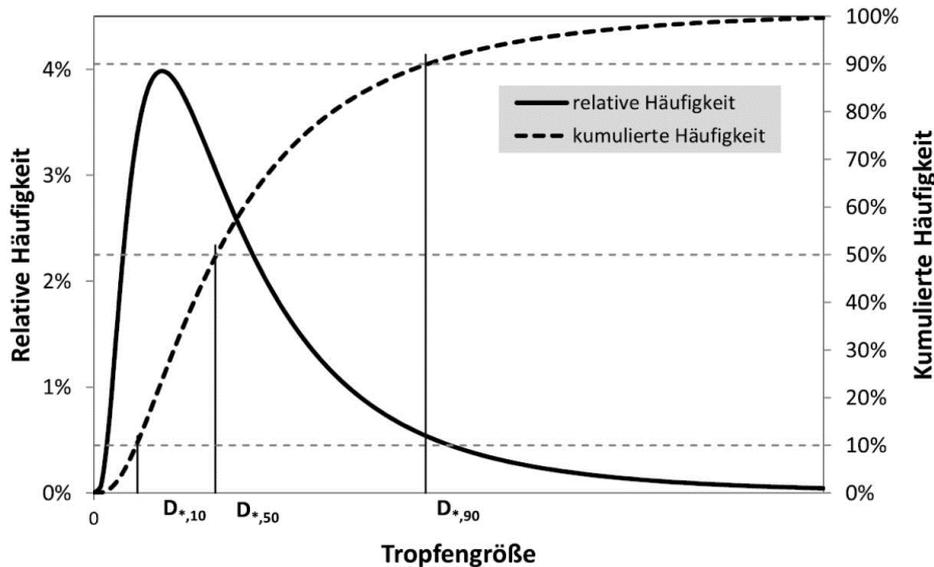
Die Bestimmung von  $\varphi$  und  $\psi$  erfolgt entweder auf Basis von Messwerten oder aus der Literatur.

Werden die Verlustbeiwerte  $\varphi$  und  $\psi$  für das Design der Düse aus der Literatur entnommen, so müssen anschließend die realen Verlustbeiwerte  $\varphi$  und  $\psi$  durch eine Messung der effektiven Gasaustrittsfläche experimentell bestimmt werden. Dies ist zwingend notwendig, da nur über deren exakte Kenntnis die tatsächlich am Düsenmund auftretende Gasgeschwindigkeit errechnet werden kann.

Zur Bestimmung der effektiven Gasaustrittsfläche wird die Düse bei verschiedenen Druckverhältnissen (Gasvordruck zu Umgebungsdruck) bis kurz vor Erreichen der Schallgeschwindigkeit betrieben. Dabei wird der tatsächlich durch die Düse strömende Gasmassenstrom gemessen. Unter Kenntnis des gemessenen realen Gasmassenstromes, der berechneten Gasaustrittsfläche und des gemessenen Druckverhältnisses kann über Gleichung (2-48) der reale Verlustbeiwert berechnet werden. Für die in dieser Arbeit verwendeten Düsen lag das Produkt aus  $\varphi$  und  $\psi$  bei 0,90 mit einer Reproduktionsgenauigkeit von  $\pm 0,02$ . Was sich sehr gut mit den Werten aus der Literatur deckt, die im Bereich 0,87 – 0,91 liegen, s. Bohl und Elmendorf [17].

### 2.1.9 Charakteristische Durchmesser und Verteilungen

Die Beschreibung eines Sprays erfolgt in der Literatur bei Bayvel und Orzechowski [11] und Lefebvre [10] in der Regel über Kenngrößen aus der mechanischen Verfahrenstechnik. Die Qualität des Sprays hängt von der Größenverteilung der Tropfen im Spray ab. Üblich ist es, die Tropfen bei Messungen in Größenklassen zusammenzufassen und als Histogramm aufzutragen. Hierbei wird in erster Näherung angenommen, dass alle Tropfen sphärisch sind und durch ihren Durchmesser  $d$  beschrieben werden können. Aus dem Histogramm lassen sich dann Häufigkeitsverteilungen ableiten. Es wird dabei zwischen kumulierter Häufigkeit (Verteilungssumme  $Q$ ) und relativer Häufigkeit (Verteilungsdichte  $q$ ) unterschieden. Aus der kumulierten Häufigkeit können charakteristische Durchmesser  $D_{\star,xx}$  gebildet werden, s. Abbildung 2-12.



**Abbildung 2-12: Beispielhafte Größenverteilung für ein Spray, Schwarzer [58]**

Häufig werden zur Spray-Charakterisierung Durchmesser verwendet, die direkt aus den Verteilungskurven abgelesen werden können, s. Abbildung 2-12, wo die charakteristischen Durchmesser  $D_{\star,10}$ ,  $D_{\star,50}$  und  $D_{\star,90}$  eingezeichnet sind. Hierbei steht die jeweilige Zahl im Index (10, 50, 90) jeweils dafür, wie viel Prozent der Tropfen im Spray kleiner oder gleich groß wie der jeweilige charakteristische Durchmesser sind. Der Index  $\star$  gibt an, ob es sich um eine volumenbezogene Kenngröße (Index V) oder eine anzahlbezogene Kenngröße (Index n) handelt. Der Wert  $D_{V,50}$  gibt also an, dass 50 Vol.-% des Sprays in Tropfen kleiner dem  $D_{V,50}$  vorliegen. Bei Reinstoffen und idealen Stoffgemischen kann die Dichte der Flüssigphase als konstant angenommen werden, weswegen der volumenbezogene Mediandurchmesser  $D_{V,50}$  in diesem Fall auch als Mass Median Diameter (MMD) bezeichnet wird.

Bei Verbrennungsanwendungen ist der  $D_{V,90}$  die technisch verwendete Größe für die Auslegung von Düsen und Brennkammern. Da die großen Tropfen die längste Zeit für die Verdampfung und Verbrennung benötigen, wird dieser Wert in erster Näherung oft zur Bestimmung der Mindestverweilzeit des Brennstoffs in der Brennkammer herangezogen. Dadurch kann die Brennkammer entsprechend dimensioniert werden und somit etwaiger Schlupf von Brennstoff durch den Reaktor hindurch vermieden werden.

Aus den in Abbildung 2-12 dargestellten charakteristischen Durchmessern lässt sich ein Maß für die Verteilungsbreite ableiten, der sogenannte Span (b).

$$b = \frac{D_{\star,90} - D_{\star,10}}{D_{\star,50}} \quad (2-50)$$

Je kleiner b ist, desto mehr entspricht die Tropfenverteilung der eines monodispersen Sprays.

Die am häufigsten verwendete Größe zur Beschreibung der Spraygüte ist der Sauterdurchmesser (SMD). Der SMD beschreibt unter Annahme eines monodispersen Sprays den Durchmesser eines Tropfens, der das gleiche Volumen-

zu Oberflächenverhältnis hat wie das polydisperse reale Spray. Die Berechnung erfolgt wie in (2-51) beschrieben.

$$SMD = \frac{\sum_{i=0}^k n_i \cdot d_i^3}{\sum_{i=0}^k n_i \cdot d_i^2} \quad (2-51)$$

Das Volumen zu Oberflächenverhältnis ist für alle Sprühvorgänge mit Verdampfung und Reaktion von besonderer Bedeutung, da diese Vorgänge durch die freie Oberfläche bestimmt sind.

### 2.1.10 Wichtungsverfahren für den SMD

Der SMD ist wie andere charakteristische Durchmesser auch entweder eine lokale oder eine integrale Größe, die das Spray nur in dem untersuchten Messvolumen beschreibt.

Zur Beschreibung des gesamten Sprays mit nur einem einzigen SMD-Wert ist es erforderlich, mehrere Messungen an verschiedenen Punkten im Spray durchzuführen und die daraus gewonnenen SMD Werte anschließend entsprechend zu gewichten. Hierfür werden in der Literatur unterschiedliche Ansätze beschrieben.

Qiu und Sommerfeld [59] und [60] bilanzieren ein Spray über den sogenannten Flux, eine flächenbezogene Massenstromdichte mit der Einheit  $[\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})]$ . Der Flux lässt sich mittels eines PDA-Messgerätes (s. Kapitel 3.3.3) lokal im Spray messen. Durch Messung dieser Größe an möglichst vielen Punkten kann so die Massenstromdichte im gesamten Spraykegel bestimmt werden.

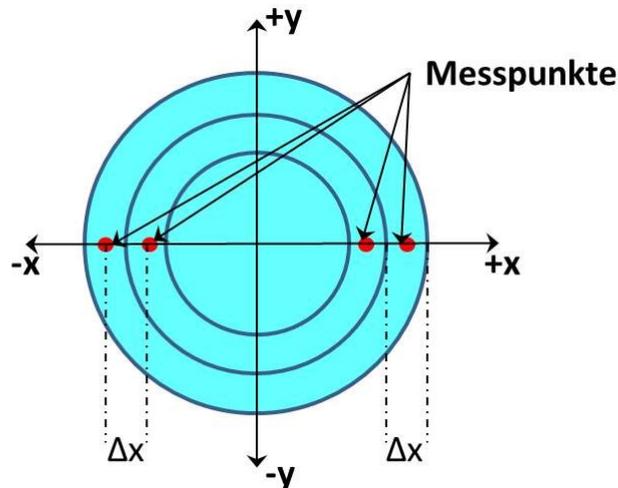
Die Bestimmung der Massenstromverteilung im Spray mittels PDA wird in der Literatur in den meisten Fällen als extrem schwierig und relativ ungenau beschrieben, s. Widmann et al. [61], Roisman und Tropea [62] und Araneo et al. [63]. Allerdings konnten Dullenkopf et al. [64], eine sehr gute Übereinstimmung der mittels Dual-PDA gemessenen Flux-Werten mit der Messung eines Patternators erzielen. Bei dem Patternator handelt es sich um eine Auffangvorrichtung für Tropfen, bestehend aus mehreren Kollektorröhrchen, die zu einer wabenartigen Struktur zusammengefügt sind. Jedes Kollektorrohr wird nahezu isokinetisch abgesaugt, so dass die Tropfen störungsfrei in das jeweilige Rohr eintreten können. Die wabenartige Struktur ermöglicht eine orts aufgelöste Messung des Massenstroms.

Brenn und Tratnig [65] und Zhang und Ziada [66] nutzen den Flux zur Wichtung der lokalen SMD Werte. Das Ergebnis bildet ein einziger SMD-Wert, der das gesamte Spray in einer Ebene beschreibt.

Pantouflas [38] nutzte zur Wichtung seiner SMD Werte einen Patternator ähnlich dem von Dullenkopf et al. [64] beschriebenen.

Für die im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit durchgeführten Versuche wurde die nachfolgend dargestellte lokale Massenstrommessung zur Wichtung des SMD verwendet, da der Einsatz eines isokinetisch abgesaugten Patternators im Druckreaktor nicht möglich war.

Für diese Wichtung wird die zu untersuchende Sprayebene in konzentrische Kreisringe eingeteilt, s. Abbildung 2-13.



**Abbildung 2-13: Unterteilung der Sprayebene in konzentrische Kreisringe**

Die Breite der Kreisringscheiben entspricht hierbei dem Abstand der Messpunkte  $\Delta x$ . Vereinfachend wird angenommen, dass der Massenstrom im Halbkreisring überall gleich ist.

Im ersten Schritt wird jetzt der lokale Massenstrom für jeden Halbkreisring mit nachfolgender Formel berechnet.

$$\dot{M}_{\text{lokal},i} = \frac{\sum V_{\text{Tr},i}}{t_{\text{mess}}} \cdot \rho_{\text{Liq}} \quad (2-52)$$

Hierbei ist  $\sum V_{\text{Tr},i}$  das Volumen des Tropfenkollektivs, das in dem jeweiligen i-ten Halbkreisring gemessen wurde und  $t_{\text{mess}}$  die Messzeit. Unter Kenntnis der Fläche aller Halbkreisringe erfolgt nun ein flächengewichtetes Aufsummieren der lokalen Massenströme um den Gesamtmassenstrom  $\dot{M}_{\text{ges}}$  zu berechnen.

$$\dot{M}_{\text{ges}} = \sum \left( \dot{M}_{\text{lokal},i} \cdot \frac{A_i}{A_{\text{ges}}} \right) \quad (2-53)$$

Der gewichtete SMD berechnet sich jetzt aus der Summe der lokalen SMD-Werte, die entsprechend der Fläche und des lokalen Massenstroms in Bezug auf die Gesamtfläche und den Gesamtmassenstrom gewichtet werden.

$$SMD_{\text{weighted}} = \sum \left( \frac{\dot{M}_{\text{lokal},i} \cdot A_i}{\dot{M}_{\text{ges}} \cdot A_{\text{ges}}} \cdot SMD_{\text{lokal},i} \right) \quad (2-54)$$

Die in Abbildung 2-13 dargestellte Unterteilung der Sprayebene in konzentrische Kreisringe kann noch für eine weitere Wichtung des SMD genutzt werden. Bei diesem Verfahren werden die an jedem Punkt der Traversierung in x-Richtung

gemessenen Tropfen aller Größenklassen aufsummiert und mit dem Flächenanteil des Halbkreisrings gewichtet, s. Gleichung (2-55).

$$N_{d_x} = \sum \left( n_{i,d_x} \cdot \frac{A_i}{A_{ges}} \right) \quad (2-55)$$

Unter Kenntnis der flächengewichteten Gesamtzahl aller Tropfen der jeweiligen Größenklassen in der Sprayebene lässt sich über Gleichung (2-56) ein Größenklassen-gewichteter SMD bilden.

$$SMD_{Spray,size} = \frac{\sum (N_{d_x} \cdot d_x^3)}{\sum (N_{d_x} \cdot d_x^2)} \quad (2-56)$$

Bei der Verwendung eines gewichteten SMD ist zu beachten, dass lokale Variationen des SMD nicht mehr nachzuvollziehen sind. Hierfür sind die jeweiligen lokalen SMD Werte zu untersuchen.

## 2.2 Modelle der Zerstäubung – Literaturübersicht

In der Literatur findet sich eine große Zahl von Veröffentlichungen, die die Zerstäubung von Flüssigkeiten mittels verschiedener Einstoff- und Zweistoff-Düsen beschreiben. Hierbei wird die Spraygüte meist durch einen einzelnen Parameter beschrieben. In den meisten Fällen sind dies der Sauterdurchmesser (SMD) oder der volumetrische Mediandurchmesser  $D_{v,50}$ .

Trotz einer Vielzahl an systematischen Sprayuntersuchungen werden teils widersprüchliche Ergebnisse berichtet. Dies liegt unter anderem am Vergleich von Ergebnissen, die mit unterschiedlichen Messgeräten generiert wurden. So lassen sich lokal gemessene SMD-Werte aus PDA-Messungen z.B. nur schwer mit line of sight gemessenen Werten von Laserbeugungsmessungen vergleichen. Besonders bei älteren Messungen die unter Verwendung von Laserbeugungsmessgeräten durchgeführt wurden, besteht darüber hinaus die Möglichkeit, dass die Ergebnisse durch Mehrfachstreuung – die besonders bei dichten Sprays auftritt – zu kleineren Tropfengrößen hin verschoben sind. Neuere Laserbeugungsmessgeräte verfügen über Post-Processing-Algorithmen, die diese Fehlerquelle ausschließen können, s. Kapitel 3.3.4. Ebenso ist bei älteren Bildauswertungsverfahren die Detektion sehr kleiner Tropfen nur bedingt möglich, was einen Vergleich mit Tropfengrößenverteilungen anderer Messgeräte generell schwierig macht.

Eine gute Übersicht über die Beschreibung der grundlegenden Vorgänge und Einflussfaktoren bei der Zerstäubung findet sich bei Hede et al. [67], Bayvel und Orzechowski [11] und Lefebvre [10]. Übereinstimmend wird hier beschrieben, dass eine Erhöhung der Viskosität der Flüssigphase  $\eta_{Liq}$ , der Oberflächenspannung  $\sigma_{Liq}$ , oder des Massenstroms der Flüssigphase  $\dot{M}_{Liq}$  in einer Zunahme der Tropfengröße resultieren. Bei der Verwendung von gasgestützten Zweistoffdüsen wird der Haupteinfluss der Gasphase auf die Spraygüte in der Gasgeschwindigkeit  $u_{Gas}$ , bzw. der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase  $u_{rel}$  gesehen. Hierbei führt eine Steigerung der Relativgeschwindigkeit zu kleineren Tropfen. Im Weiteren wird der Umgebungsdruck  $p$ , bzw. die Gasdichte  $\rho_{Gas}$ , das dimensionslose Massenstromverhältnis GLR und eine charakteristische Länge  $L$ , die die Düsengeometrie beschreibt, als Einflussfaktoren beschrieben.

Im Großteil der Korrelationen zur Beschreibung der Spraygüte, meist auf Basis des SMD, sind diese Einflussfaktoren in Form von dimensionslosen Kennzahlen enthalten. Diese sind typischerweise die We-Zahl, die Ohnesorge-Zahl und das dimensionslose Massenstromverhältnis GLR.

Der direkte Vergleich verschiedener SMD-Korrelationen aus unterschiedlichen Literaturquellen ist nur begrenzt möglich. Hierfür gibt es mehrere Gründe. Die Verwendung unterschiedlicher Spraymesstechniken kann dabei zu messtechnisch bedingten Abweichungen der jeweiligen Absolutwerte führen. Ebenso werden bei einigen Autoren lokale und bei anderen Autoren integrale Spray-Messwerte der Tropfengröße zur Bildung von Korrelationen verwendet. Darüber hinaus wird nur von einem Teil der Autoren der exakte Messort angegeben – etwaig nicht abgeschlossener Sekundärzerfall oder Agglomerationsphänomene können so nicht bewertet werden. Einen weiteren Einflussfaktor stellt die von Autor zu Autor unterschiedliche Düsengeometrie dar, die nur von wenigen Autoren detailliert beschrieben wird. Nur wenn all diese Faktoren für unterschiedliche Studien übereinstimmen, ist der direkte Vergleich unterschiedlicher Modellansätze sinnvoll.

Aufgrund dieser Vielzahl an Einflussfaktoren und Unwägbarkeiten findet sich derzeit trotz der fundamentalen Bedeutung der Spraygüte für den jeweilig nachfolgenden Prozessschritt keine universell verwendbare Vorgabe oder Formel, um eine Düse für einen spezifischen Anwendungsfall bzgl. der Tropfengröße optimal auszulegen. Zwar ist es mittlerweile über direkte numerische Simulation (DNS) möglich, Zerstäubungsprozesse in gewissem Maß zu modellieren, z.B. Gorokhovski et al. [68], doch müssen diese Modelle an Hand von experimentellen Daten validiert werden. Die Auswahl der geeigneten Düse erfolgt deswegen nach wie vor meist auf Basis von Erfahrungswerten und eigenen, individuell für den jeweiligen Prozess- und Düsentyp durchgeführten Untersuchungen.

Zur besseren Vergleichbarkeit der Literaturstellen untereinander, als auch aus Gründen der besseren Interpretation der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen, werden in der folgenden Literaturübersicht bevorzugt Arbeiten vorgestellt, die mit außenmischenden Zweistoffdüsen durchgeführt worden sind.

Die für die Interpretation der Messdaten wichtigsten Rahmenbedingungen ( $u_{Gas}$ ,  $u_{Liq}$ ,  $\dot{M}_{Gas}$ ,  $\dot{M}_{Liq}$ ,  $p_{Umgebung}$ ,  $\eta_{Liq}$ ,  $\sigma_{Liq}$ ,  $\rho_{Liq}$ , GLR, Messtechnik, Messebene, Düsentyp und  $d_{Liq}$ ) sind jeweils tabellarisch dargestellt und ermöglichen so einen besseren Vergleich unterschiedlicher Literaturquellen miteinander. Meistens sind nicht alle Rahmenbedingungen bekannt, oder auf Basis der gemachten Angaben berechenbar. In diesen Fällen bleibt das jeweilige Feld in der Tabelle leer. Insbesondere die tabellarische Darstellung der jeweiligen Betriebsbedingungen zeigt auf, dass im Bereich der Untersuchungen der Spraygüte außenmischender Zweistoffdüsen bei Überdruckbedingungen nur sehr wenig gut dokumentierte Literaturquellen vorhanden sind. Dies verdeutlicht den großen Bedarf an Forschungsarbeiten auf diesem Gebiet.

### 2.2.1 Gasgeschwindigkeitseinfluss auf die Spraygüte bei atmosphärischem Druck

Erste systematische Untersuchungen zur Bestimmung der Zerstäubungsgüte in Abhängigkeit der Düsenbetriebsbedingungen und Düsengeometrie wurden bereits in den 30er Jahren des letzten Jahrhunderts durchgeführt. Hierbei untersuchten **Nukiyama und Tanasawa** [69] die Abhängigkeit des Sauterdurchmessers von den Betriebsbedingungen einfacher innenmischender Zweistoffdüsen s. Abbildung 2-14.

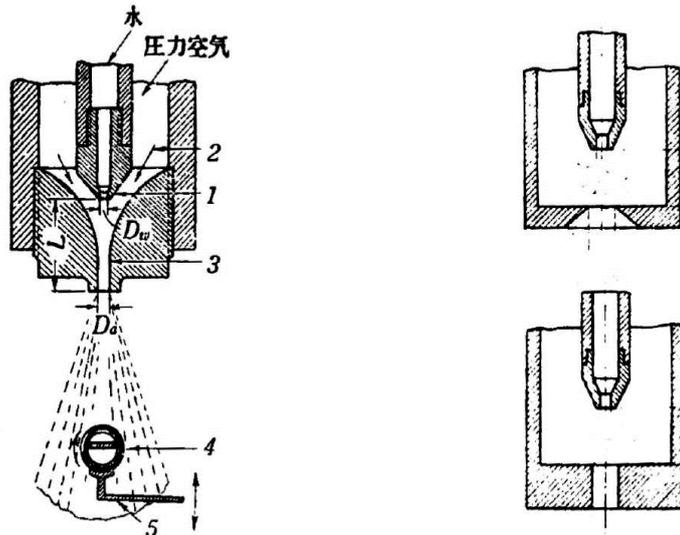


Abbildung 2-14: Innenmischende Zweistoffdüse, Nukiyama und Tanasawa [69]

Zur Bestimmung der Tropfengröße wurden mit Öl benetzte Glasplatten in das Spray gehalten und so die Tropfen gesammelt. Die so abgebildeten Tropfen wurden anschließend von Hand vermessen. Die Betriebsbedingungen stellen sich wie folgt dar:

Tabelle 2-1: Betriebsbedingungen Nukiyama und Tanasawa [69]

$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	$\dot{M}_{Liq}$ [kg/h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
-	-	-	-	1
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
1	72,5	1000	-	
Messtechnik		Messebene [mm]	Düsentyp	$d_{Liq}$ [mm]
Mikroskop (lokal)		-	IMD	-

Auf Basis der experimentellen Ergebnisse wurde die nachfolgend dargestellte Korrelation zur Berechnung des Sauterdurchmessers abgeleitet.

$$\frac{SMD}{[\mu m]} = 585 \cdot \left( \frac{\sigma_{Liq}}{\rho_{Liq} \cdot u_{rel}^2} \right)^{0,5} + 597 \cdot \left( \frac{\eta_{Liq}^2}{\sigma_{Liq} \cdot \rho_{Liq}} \right)^{0,225} \cdot \left( 1000 \cdot \frac{\dot{V}_{Liq}}{\dot{V}_{Gas}} \right)^{1,5} \quad (2-57)$$

Wie später von Lefebvre [10] beschrieben, zeigt auch die Korrelation von Nukiyama und Tanasawa [69] zwei unterschiedliche Einflusstern. Der erste Term beschreibt die aerodynamischen Kräfte bei der Zerstäubung, der zweite Term den volumenstromgewichteten Einfluss der Flüssigviskosität. So lässt sich der Kehrwert des ersten Terms auch als  $(L \cdot We_{Liq}^{-1})^{0,5}$  und der des zweiten Terms als  $(L \cdot Oh^2)^{0,225} \cdot (1000 \cdot V_{Liq} \cdot V_{Gas}^{-1})^{1,5}$  darstellen. Der SMD ist somit direkt proportional zur Viskosität der Flüssigphase und invers proportional zur Relativgeschwindigkeit.

**Lorenzetto und Lefebvre** [70] untersuchten Zweistoffdüsen mit konzentrischer Strahlvorlage mit Hinblick auf den Einsatz dieser Düsenbauform in Gasturbinen. Hierbei kamen mehrere geometrisch ähnliche Düsen zum Einsatz, die sich nur

schwer an Hand des Schemas innen- / außenmischend einordnen lassen. Die Flüssigkeit wird zentral zugeführt und von der umgebend strömenden Gasströmung zerteilt, s. Abbildung 2-15.

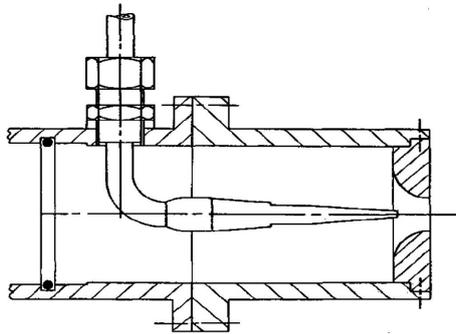


Abbildung 2-15: Plain-Jet Düse, Lorenzetto und Lefebvre [70]

Bei den Untersuchungen wurden verschiedene Fluide bei unterschiedlichen Düsengeometrien und Betriebszuständen untersucht. Die Tropfengröße wurde mit einem Laserbeugungsmessgerät vermessen und in Form des SMD ausgegeben.

Tabelle 2-2: Betriebsbedingungen Lorenzetto und Lefebvre [70]

$u_{\text{Gas}}$ [m/s]	$u_{\text{Liq}}$ [m/s]	$\dot{M}_{\text{Gas}}$ [kg/h]	$\dot{M}_{\text{Liq}}$ [kg/h]	$p_{\text{Umgebung}}$ [bar]
70-180	-	-	-	1
$\eta_{\text{Liq}}$ [mPa·s]	$\sigma_{\text{Liq}}$ [mN/m]	$\rho_{\text{Liq}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
1,13-76	24-73,5	784-2180	1-16	
<b>Messtechnik</b>		<b>Messebene [mm]</b>	<b>Düsentyp</b>	<b><math>d_{\text{Liq}}</math> [mm]</b>
Laserbeugung (integral)		-	AMD/IMD	0,397-1,588

Lorenzetto und Lefebvre [70] beschreiben den Einfluss des Primärstrahldurchmessers als gering, so lange es sich um niederviskose Fluide handelt. Allerdings ist bei einer Erhöhung der Viskosität ein deutlicher Einfluss der Primärstrahldicke auf den SMD zu erkennen, dieser steigt mit steigendem  $d_{\text{Liq}}$  an. Im Weiteren wurde eine Zunahme des SMD mit steigender Viskosität der Flüssigphase und steigender Dichte der Flüssigphase detektiert.

Eine kontinuierliche Abnahme des SMD wurde bei gleichzeitiger Steigerung der GLR bis zu Werten von  $GLR = 5$  festgestellt. Bei weiterer Steigerung der GLR blieb der SMD unbeeinflusst. Die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigphase wurde als wichtige Einflussgröße bestimmt, so ließ sich durch eine Steigerung der Gasgeschwindigkeit bei konstanter Flüssigkeitsgeschwindigkeit der SMD deutlich senken. Hierbei ist zu beachten, dass eine Erhöhung der Gasgeschwindigkeit gleichzeitig auch eine Steigerung der GLR bedeutet und sich diese Effekte nicht im Detail trennen lassen. Die folgende Korrelation zur Berechnung des SMD wurde auf Basis dieser Versuchsergebnisse entwickelt:

$$SMD = 0,95 \cdot \frac{(\sigma_{\text{Liq}} \cdot \dot{M}_{\text{Liq}})^{0,33}}{u_{\text{rel}} \cdot \rho_{\text{Liq}}^{0,37} \cdot \rho_{\text{Gas}}^{0,3}} \cdot \left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^{1,7} + 0,13 \cdot \left(\frac{\eta_{\text{Liq}}^2 \cdot d_{\text{Liq}}}{\sigma_{\text{Liq}} \rho_{\text{Liq}}}\right)^{0,5} \cdot \left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^{1,7} \quad (2-58)$$

Ähnlich der Gleichung von Nukiyama und Tanasawa [69] setzt sich auch diese Korrelation aus zwei Termen zusammen. Der erste Term beschreibt hierbei die aerodynamischen Kräfte bei der Zerstäubung und der zweite Term berücksichtigt den Einfluss der Viskosität. Beide Terme werden mit dem dimensionslosen Massenstromverhältnis (GLR) gewichtet.

Liu et al. [71] untersuchten intensiv den Einfluss des Primärstrahldurchmessers auf den SMD. Hierbei wurden außenmischende Zweistoffdüsen mit konzentrischer Strahlvorlage verwendet. Für die Versuche wurde das Massenstromverhältnis  $m$  ( $= 1/\text{GLR}$ ) bei variierendem Primärstrahldurchmesser konstant gehalten. Der SMD wurde mit einem Laserbeugungsmessgerät gemessen. Als Einsatzstoffe wurden Wasser und Luft gewählt. Die Versuchsbedingungen stellen sich wie folgt dar:

$u_{\text{Gas}}$ [m/s]	$u_{\text{Liq}}$ [m/s]	$\dot{M}_{\text{Gas}}$ [kg/h]	$\dot{M}_{\text{Liq}}$ [kg/h]	$p_{\text{Umgebung}}$ [bar]
170	1,5-4	-	-	1
$\eta_{\text{Liq}}$ [mPa·s]	$\sigma_{\text{Liq}}$ [mN/m]	$\rho_{\text{Liq}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
1	72	1000	0,18-7,2	
Messtechnik		Messebene [mm]	Düsentyp	$d_{\text{Liq}}$ [mm]
Laserbeugung (integral)		680	AMD	2-16,96

Für konstante Massenstromverhältnisse bei gleichzeitig konstanter Gasgeschwindigkeit detektierten Liu et al. [71] ab  $m > 0,411$  einen jeweils optimalen Strahldurchmesser, bei dem der SMD minimal wird, s. Abbildung 2-16.

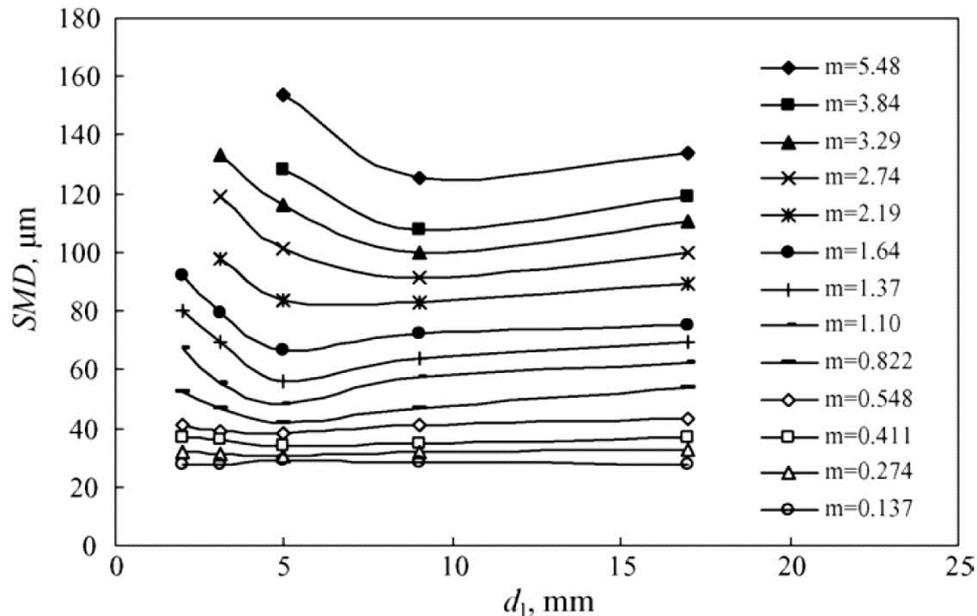


Abbildung 2-16: SMD als Funktion des Primärstrahldurchmessers [71]

Hier ist der Verlauf des SMD über dem Primärstrahldurchmesser des Flüssigstrahls für konstante Massenstromverhältnisse aufgetragen. Für  $m < 0,411$  ist nahezu kein Einfluss des Primärstrahldurchmessers zu erkennen. Ab  $m = 0,411$  ist zunächst ein Absinken des SMD mit steigendem  $d_{\text{Liq}}$  bis zu einem Minimum zu erkennen, eine weitere Steigerung des Primärstrahldurchmessers führt wiederum zu einer

Steigerung des SMD. Ein Ansteigen des SMD mit steigendem  $d_{Liq}$  wurde auch von Lasheras und Hopfinger [34] beschrieben.

In Abbildung 2-16 verschieben sich die Minima des SMD von  $d_{Liq} = 5$  mm bei  $m = 0,411$  bis  $d_{Liq} = 9$  mm bei  $m = 5,48$ .

Die Autoren verweisen jedoch darauf, dass dies nur für die hier vorherrschenden hohen Gasgeschwindigkeiten von 170 m/s so ist. Hierzu sei auch auf die Untersuchungen von Varga et al. [8] verwiesen, die bei ihren Untersuchungen mit einem Primärstrahldurchmesser von 0,32 mm einen größeren SMD gemessen haben als bei einem Primärstrahldurchmesser von 1 mm.

Dieser Effekt wird von beiden Autoren auf den dominierenden Einfluss der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase zurückgeführt. So ist auf Grund des extrem kleinen Primärstrahldurchmessers von Varga et al. [8] von lediglich 0,32 mm die Geschwindigkeit der Flüssigphase sehr hoch, was in einer kleineren Relativgeschwindigkeit resultiert.

Auf Basis Ihrer Versuchsergebnisse stellen Liu et al. [71] die folgende Korrelation zur Berechnung des SMD auf:

$$SMD = 685,8 \cdot (u_{Gas} - 3,297 \cdot u_{Liq})^{-0,4813} + 0,1824 \cdot d_{Liq} \cdot m \quad (2-59)$$

Aus Gleichung (2-59) lässt sich erkennen, dass bei den Untersuchungen von Liu et al. [71] insgesamt eine Zunahme der Tropfengröße mit steigender Primärstrahldicke festgestellt wurde. Wiederum zeigte sich eine Absenkung des SMD mit steigender Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase.

## 2.2.2 Viskositätseinfluss auf die Spraygüte bei atmosphärischem Druck

Nachdem bereits geringe Erhöhungen der Viskosität der Flüssigphase bei den Untersuchungen von Lorenzetto und Lefebvre [70] zu einer Steigerung des SMD geführt haben, wird der Einfluss dieses Stoffparameters im Folgenden genauer betrachtet.

So wurde die Zerstäubung von Brennstoffen unterschiedlicher Viskosität mittels verschiedener Düsenbauformen von Jasuja [72] untersucht. Hierbei kam unter anderem auch ein Plain Jet Airblast Atomizer zum Einsatz. Die untersuchten Betriebsbedingungen und Stoffparameter sind nachfolgend aufgeführt.

**Tabelle 2-3: Betriebsbedingungen Jasuja [72]**

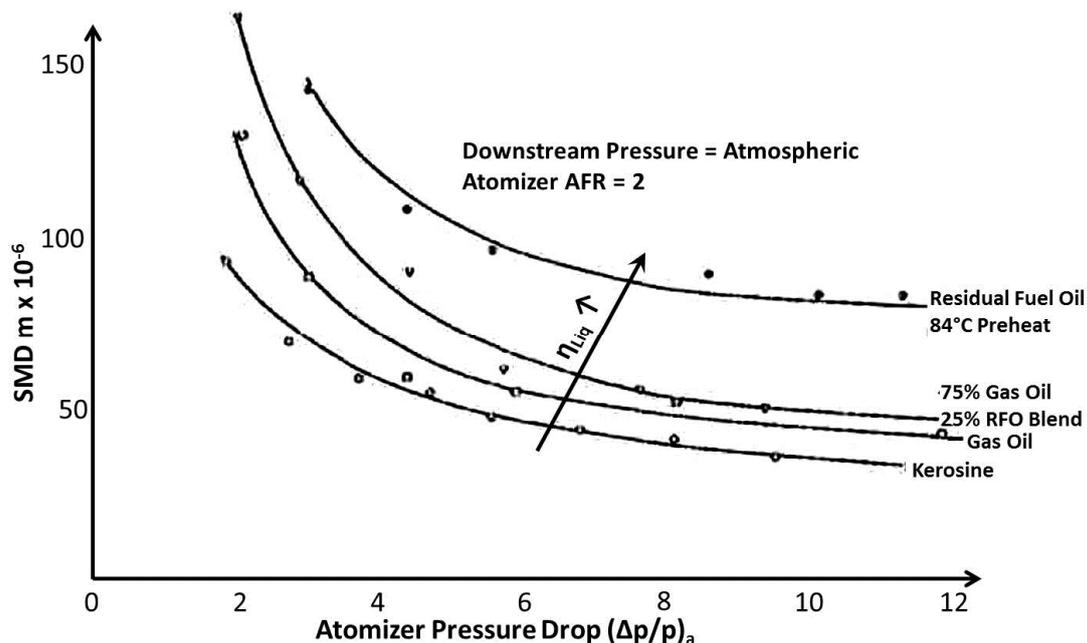
$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	$\dot{M}_{Liq}$ [kg/h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
70-135	-	-	-	1
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
1-53,4	27-74	784-1000	2-8	
<b>Messtechnik</b>		<b>Messebene [mm]</b>	<b>Düsentyp</b>	<b><math>d_{Liq}</math> [mm]</b>
Laserbeugung (integral)		-	AMD	-

Zur Messung der Tropfengrößen im Spray wurde ein Laserbeugungsmessgerät eingesetzt, mit dem der SMD bestimmt wurde. Zunächst wurde versucht, die von

Lorenzetto und Lefebvre [70] entwickelte SMD-Korrelation für Plain Jet Atomizer (2-58) zu reproduzieren. Dies gelang nicht ganz, was wohl auch daran lag, dass es sich nicht um baugleiche sondern nur um ähnliche Düsen handelte. Auf Basis der Versuchsergebnisse wurde von Jasuja [72] eine abgewandelte Version dieser Korrelation aufgestellt.

$$SMD = 0,19 \cdot \left( \frac{\sigma_{Liq}}{\rho_{Gas} \cdot \rho_{Liq}} \right)^{0,35} \cdot \left( \frac{1}{u_{Gas}} \right) \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right)^{0,25} + 0,127 \cdot \left( \frac{\eta_{Liq}^2 \cdot d_{Liq}}{\rho_{Liq} \cdot \sigma_{Liq}} \right)^{0,5} \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right) \quad (2-60)$$

Diese Korrelation unterscheidet sich hauptsächlich von (2-58) durch die Potenz, in der das dimensionslose Massenstromverhältnis GLR in die Berechnung des SMD eingeht. In beiden Korrelationen ist die Gasdichte  $\rho_{Gas}$  als Einflussparameter enthalten, obwohl diese in keiner der beiden Untersuchungen variiert wurde.



**Abbildung 2-17: SMD als Funktion der Gasgeschwindigkeit und der Viskosität, Jasuja [72]**

Wie auch bei den vorherigen Untersuchungen wurde eine Abnahme des SMD mit einer Steigerung der Gasgeschwindigkeit – hier als entdimensionierter Druckverlust der Gasphase über die Düse dargestellt – beobachtet, s. Abbildung 2-17.

Darüber hinaus ist auch der Einfluss der von Kerosin nach Residual Fuel Oil hin steigenden Viskosität deutlich zu erkennen. Die SMD-Verläufe der unterschiedlichen Fluide verlaufen nahezu parallel und verschieben sich mit steigender Viskosität zu höheren SMD Werten. Die SMD Werte für das höherviskose Residual Fuel Oil sind fast doppelt so groß wie die des niederviskosen Kerosin.

**Mansour und Chigier** [4] führten Zerstäubungsuntersuchungen mit Wasser und höherviskosen und teilweise auch elastischen wässrigen Xanthan-Gum- (XG) und Polyacrylamid-Lösungen (PAA) durch. Für die Zerstäubung wurde eine

außenmischende Zweistoffdüse verwendet. Die Tropfengrößen im Spray wurden mit einem Phasen Doppler Anemometer vermessen. Die Versuchsbedingungen sind nachfolgend aufgeführt:

**Tabelle 2-4: Betriebsbedingungen Mansour und Chigier [4]**

$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	$\dot{M}_{Liq}$ [kg/h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
61,66-171,28	0,31-3,72	30-85	8,1-97,9	1
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
2-14761	73,5	-	-	
Messtechnik		Messebene [mm]	Düsentyp	$d_{Liq}$ [mm]
PDA (lokal auf Sprayachse)		254	AMD	3,05

Mansour und Chigier [4] weisen darauf hin, dass für die Untersuchung des Viskositätseinflusses die am Düsenmund vorliegende Viskosität unter Berücksichtigung der Scherung innerhalb der Düse zu verwenden ist.

Ausgehend von theoretischen Überlegungen zum Strahlerfallsmechanismus wurden zwei Korrelationen zur Berechnung des SMD an die Messergebnisse angepasst. Diese sind nachfolgend dargestellt.

$$SMD = d_{Liq} \cdot \left(1 + \frac{1}{GLR}\right) \cdot \left(0,264 \cdot We_{aero}^{-0,616} + 0,125 \cdot Oh^{0,616}\right) \quad (2-61)$$

$$SMD = d_{Liq} \cdot \left(1 + \frac{1}{GLR}\right) \cdot 3,414 \cdot \left(\frac{Oh}{We_{aero}}\right)^{0,496} \quad (2-62)$$

In beiden Gleichungen ist der SMD linear von  $(1+1/GLR)$  abhängig, was von Mansour und Chigier [4] durch eine energetische Betrachtung begründet wird. Hierbei liegt die Annahme zugrunde, dass die akkumulierte Oberflächenenergie des Tropfenkollektivs proportional dem Verlust an kinetischer Energie in Flüssig- und Gasströmung ist. Die Gleichung (2-61) weist hierbei wiederum einen Term auf, der die aerodynamischen Kräfte berücksichtigt und einen, der den Einfluss der Viskosität beinhaltet. Diese bilden additiv den SMD. In Gleichung (2-62) hingegen gehen beide Effekte in nur einen Term ein. Beide Gleichungen wurden an denselben Satz von Messwerten angepasst. Der Einfluss der Viskosität auf den SMD ist in Abbildung 2-18 dargestellt.

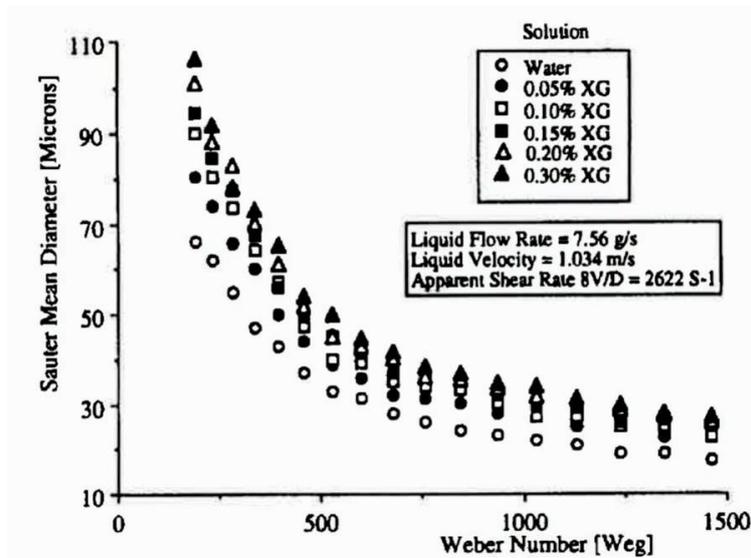


Abbildung 2-18: SMD als Funktion von  $We_{aero}$  und der Viskosität, Mansour und Chigier [4]

Abbildung 2-18 stellt den SMD als Funktion der We-Zahl und der Viskosität dar. Hierbei ist eine Abnahme des SMD mit steigender We-Zahl zu erkennen, was auf die proportional zur We-Zahl steigende Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase zurückzuführen ist. Darüber hinaus sind die SMD Verläufe von fünf Mischungen aus XG/Wasser und reinem Wasser aufgetragen. Mit steigender XG-Konzentration steigt die Viskosität. Dies erklärt den Anstieg des SMD mit steigender XG-Konzentration. Der Verlauf der Kurven deckt sich qualitativ mit dem von Jasuja [72] beschriebenen.

Die Autoren berichten im Weiteren, dass bei den Zerstäubungsversuchen der PAA-Lösungen teilweise keine Spraybildung mehr auftrat. Dies wird auf die stark ausgeprägten viskoelastischen Eigenschaften von PAA zurückgeführt.

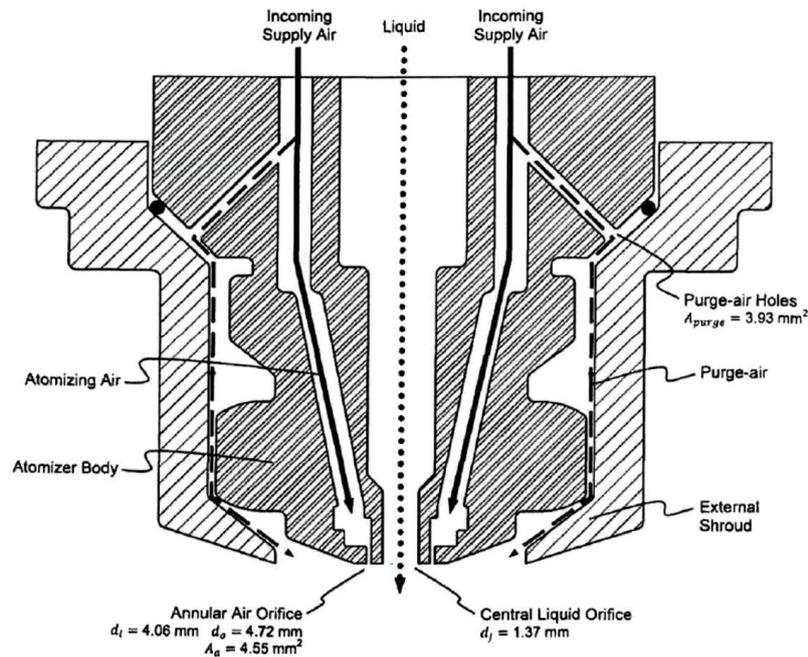
Untersuchungen, bei denen ebenfalls der Einfluss der Viskosität der Flüssigphase, als auch der Einfluss der Elastizität der Flüssigphase untersucht wurde, sind von Li et al. [73] durchgeführt worden. Hierbei kamen Wasser und Glycerin in verschiedenen Mischungsverhältnissen und teilweise unter Zugabe von Additiven als Testfluide zum Einsatz. Die Versuchsbedingungen stellen sich wie folgt dar.

Tabelle 2-5: Betriebsbedingungen Li et al. [73]

$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	$\dot{V}_{Liq}$ [l/h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
226	0,34-0,68	8,316	1,8-,3,6	1
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
1-805	60,4-72,1	1000-1260	1-2,5	
Messtechnik		Messebene [mm]	Düsentyp	$d_{Liq}$ [mm]
Shadowsizer (lokal)		152,4	AMD	1,37

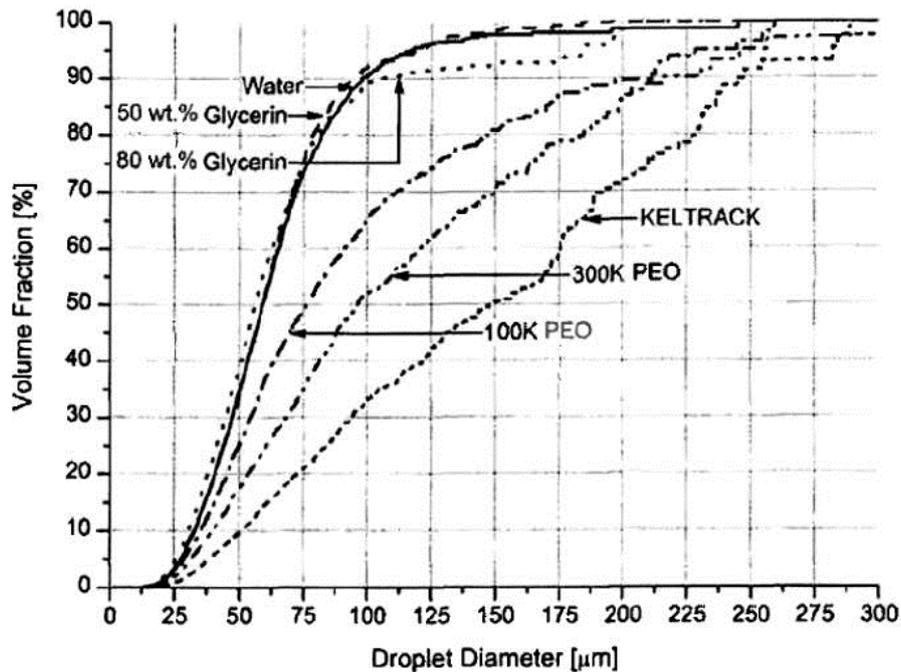
Bei der verwendeten Düse handelt es sich um eine außenmischende Zweistoffdüse mit konzentrischer Strahlvorlage. Ein gewisser Anteil der Gasströmung wird innerhalb der Düse abgezweigt und wird als sog. Purge Air ( $M_{Gas-zerst}/M_{Purge-Air} = 1,16$ ) zum

Düsenmund gefördert, was jedoch keinen Einfluss auf die Zerstäubung hat, s. Abbildung 2-19.



**Abbildung 2-19: Außenmischende Zweistoffdüse, Li et al. [73]**

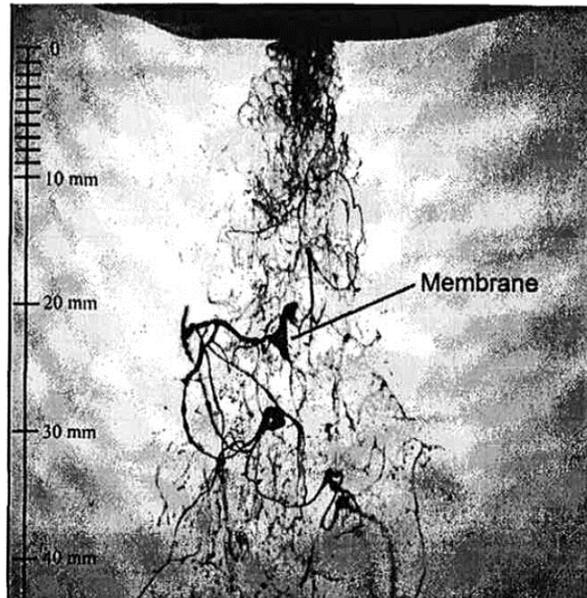
Die Messung der Tropfengröße erfolgte über ein bildgebendes Verfahren, bei dem das Spray fotografiert und die Bilder über eine spezielle Software hinsichtlich der Größe der Tropfen ausgewertet wurden. Diese Messtechnik erfasst laut den Autoren Tropfen ab einer Größe von 10  $\mu\text{m}$ . Li et al [73] geben im Unterschied zu den meisten Veröffentlichungen keine SMD Werte an, sondern lediglich die kumulative Summenverteilung der Tropfen s. Kapitel 2.1.9. Diese ist in Abbildung 2-20 dargestellt.



**Abbildung 2-20: Kumulative Volumenverteilung der Tropfendurchmesser unterschiedlicher Fluide, Li et al. [73]**

Die Kurven für Wasser und die 1:1 Mischung aus Wasser und Glycerin ( $\eta_{\text{Liq}} = 5 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ) verlaufen nahezu deckungsgleich, erst bei einer Erhöhung der Viskosität auf  $46,7 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  (80% Glycerin und 20% Wasser) ist ein Anstieg der Tropfengröße zu erkennen. Die Verteilungen für die Versuchsreihe mit  $\eta_{\text{Liq}} = 154 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  und  $805 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  wurden von den Autoren nicht grafisch aufbereitet. Es wird lediglich beschrieben, dass für  $\eta_{\text{Liq}} = 154 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  die Tropfengröße stark ansteigt. Bei einer Viskosität von  $805 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  zerfällt der Primärstrahl nicht mehr, sondern bildet lediglich noch fadenförmige Strukturen aus, von einer Zerstäubung kann in diesem Fall nicht mehr gesprochen werden.

Bei den Fluiden 100K und 300K PEO handelt es sich um Stoffe mit elastischen Eigenschaften, die Substanz Keltrack wird von den Autoren nicht spezifiziert. Obwohl die Scherviskosität von 100K PEO und 300K PEO lediglich bei  $5 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  liegt, steigt die Tropfengröße im Spray extrem an. Durch die Elastizität bilden sich große Ligamente (Membrane) im Spray aus, und die Flüssigphase kann nur noch bedingt in kleine Tropfen zerteilt werden, s. Abbildung 2-21.



**Abbildung 2-21: Zerfall eines Fluids mit elastischen Eigenschaften, Li et al. [73]**

Der Einfluss der Viskosität auf die Spraygüte wird von allen Autoren einheitlich beschrieben. In jedem Fall kommt es zu einem Anstieg der Tropfengröße mit steigender Viskosität. Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt ab  $\eta_{\text{Liq}} > 65 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ , vorher dominiert der Einfluss der Oberflächenspannung, s. Aliseda et al. [74].

Dies gilt jedoch nur für Fluide ohne elastische Eigenschaften, bei Fluiden mit elastischen Eigenschaften überwiegt der Einfluss der Elastizität den der Viskosität. Hierauf soll jedoch nicht im Detail eingegangen werden, da im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit keinerlei elastische Fluide untersucht wurden.

### 2.2.3 Zerstäubung von Suspensionen bei atmosphärischem Druck

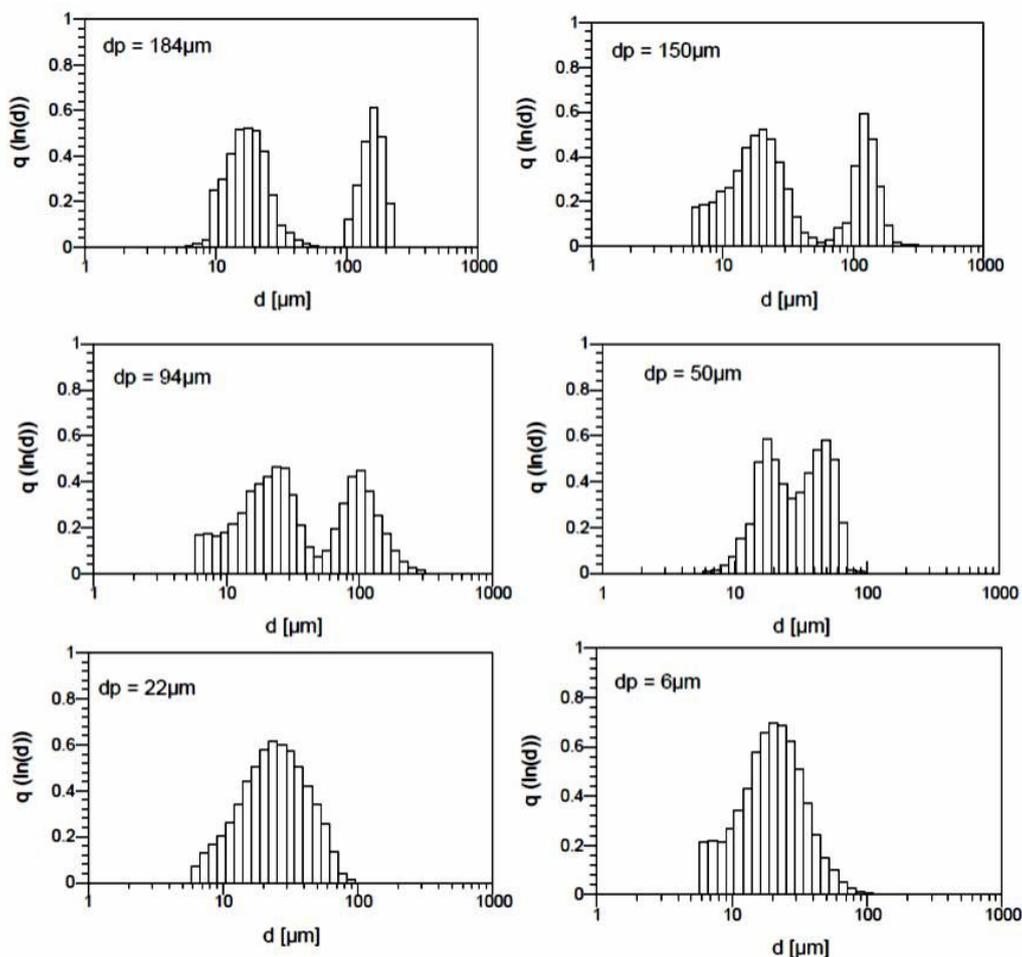
Im Hinblick auf die Zerstäubung hochviskoser Pyrolyseöl-Suspensionen im Flugstromvergaser des bioliq<sup>®</sup> Prozesses s. Abbildung 1-1 wird nicht nur die Viskosität der Flüssigphase, sondern auch der Feststoffanteil der Suspension die Zerstäubung beeinflussen. Deswegen wird im folgenden Kapitel der Einfluss des Feststoffanteils einer Suspension auf die Zerstäubungsgüte an Hand ausgewählter Publikationen dargestellt.

Ausführliche Untersuchungen zur Zerstäubung von Suspensionen mit außenmischenden Zweistoffdüsen wurden von Mulhem [39] und **Mulhem et al.** [75], [76], [77], [78], [79] durchgeführt. Als Trägerflüssigkeit dienten Wasser, Glycerin/Wasser-Gemische und Carboxymethyl Cellulose (CMC) Wasser-Gemische. Diese wurden mit kugeligen Glaspartikeln, abgerundeten Polymerpartikeln und kantigen China-Clay-Partikeln unterschiedlicher Größe ( $d_{50,3} = 5 - 184 \mu\text{m}$ ) zu Suspensionen unterschiedlicher Feststoffkonzentration (20, 30, 40 und 50 Gewichtsprozent) angemischt. Bei den Versuchen wurde der SMD mit einem Laserbeugungsmessgerät bestimmt. Die untersuchten Betriebsbedingungen waren wie folgt:

**Tabelle 2-6: Betriebsbedingungen Mulhem [39]**

$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	$\dot{M}_{Liq}$ [kg/h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
14-250	0,35-1,17	-	-	1
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
1,1-80	58-72	1000-1100	-	
Messtechnik		Messebene [mm]	Düsentyp	$d_{Liq}$ [mm]
Laserbeugung (integral)		500	AMD	3

Bei den Untersuchungen zeigte sich ein deutlicher Einfluss der Feststoffpartikelgröße ( $d_p$ ) auf die Tropfengrößenverteilung des Sprays. In Abbildung 2-22 ist die Tropfengrößenverteilung des Sprays für konstante Betriebsbedingungen der Düse ( $u_{Gas} = 195$  m/s;  $u_{Liq} = 1,17$  m/s) und konstante Feststoffkonzentration (50-Gewichtsprozent) als Funktion der Feststoffpartikelgröße dargestellt.



**Abbildung 2-22: Einfluss der Partikelgröße auf die Tropfengrößenverteilung (Glaspartikel in Wasser), Mulhem [39]**

Aufgetragen ist jeweils die relative Häufigkeit über dem Tropfendurchmesser. Mulhem teilt die Zerstäubung von Suspensionen in zwei Gruppen ein, s. Mulhem [39]:

1. Für kleinere Partikel ( $d_p < 50$   $\mu\text{m}$ ) liegt eine monomodale Tropfengrößenverteilung vor. Bei steigender We-Zahl und steigendem ALR

verschiebt sich das Maximum der Verteilung hin zu kleineren Tropfendurchmessern, analog dem Verhalten einer reinen Flüssigkeit. Für Partikelgrößen  $< 50 \mu\text{m}$  zeigt sich eine Zunahme der Tropfengröße mit steigender Feststoffkonzentration. Dies lässt sich über eine Zunahme der Suspensionsviskosität bei steigender Feststoffkonzentration erklären.

- Bei der Verwendung größerer Partikel ( $d_p \geq 50 \mu\text{m}$ ) liegt eine sogenannte bimodale Tropfengrößenverteilung mit zwei Maxima vor. Hierbei entspricht das eine Maximum in etwa der Größe der eingesetzten Feststoffpartikel (Solid-Peak) und das andere der Tropfengröße, die bei der Zerstäubung reiner Flüssigkeit bei den gegebenen Betriebsbedingungen vorliegen würde (Liquid-Peak). Es tritt also eine Separierung von Feststoff und Flüssigkeit auf, die mit steigendem Partikeldurchmesser stärker ausgeprägt ist. Mulhem [39] beweist dies indem er die gleiche Suspension bei unterschiedlichen Gasgeschwindigkeiten zerstäubt. Der Feststoff-Peak bleibt hierbei konstant im Bereich der Größe der Partikel. Der Liquid-Peak hingegen wird mit steigender Gasgeschwindigkeit zu kleineren Werten verschoben.

Ebenso wurde von Mulhem der Einfluss der Partikelform (abgerundet und eckig) auf die Tropfengröße untersucht. Hierbei konnte kein signifikanter Einfluss der Partikelform auf die Tropfengrößenverteilung bestimmt werden.

Auf Basis der gewonnenen Messdaten stellte Mulhem [39] die folgende Korrelation zur Berechnung des SMD auf.

$$SMD = 0,21 \cdot d_{Liq} \cdot \left( \frac{\eta_{Liq}^{0,0622} \cdot \sigma_{Liq}^{0,369}}{\rho_{Gas}^{0,4}} \right) \cdot \left( \frac{1}{\sqrt{\rho_{Liq} \cdot d_{Liq}}} \right)^{0,0622} \cdot \left( \frac{\dot{M}_{Liq}}{\dot{M}_{Gas} \cdot (d_{Liq} \cdot u_{rel}^2)} \right)^{0,4} \quad (2-63)$$

Durch Umformen und Vereinfachen lässt sich die Korrelation mittels der dimensionslosen Kennzahlen  $We_{aero}$ ,  $Oh$  und  $GLR$  nach Mulhem [39] wie folgt darstellen.

$$SMD = 0,21 \cdot d_{Liq} \cdot Oh^{0,0622} \cdot (GLR \cdot We_{aero})^{-0,4} \quad (2-64)$$

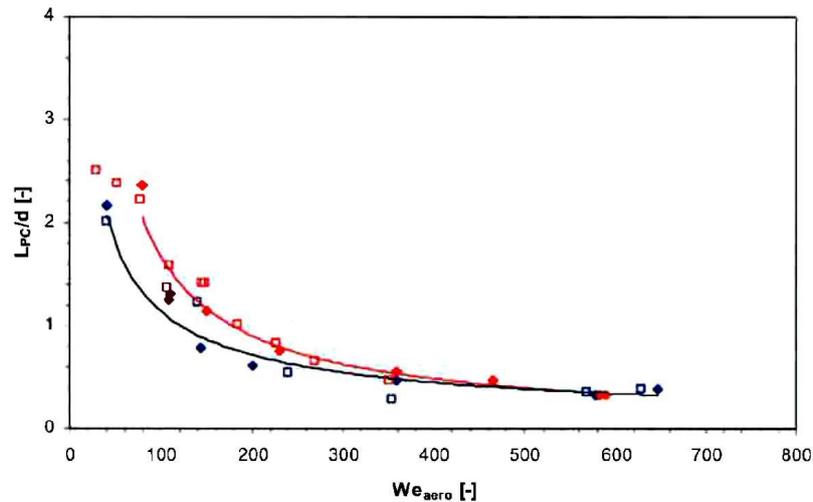
Wie auch bei Mansour und Chigier [4] wird zur Berechnung des SMD nur ein Term verwendet, in dem sowohl die Effekte der aerodynamischen Kräfte, als auch die der Viskosität beinhaltet sind.

Den Einfluss der Feststoffbeladung der Flüssigkeit auf den Primärzerfallsmechanismus untersuchte **Pantouflas** [38] in seiner Arbeit unter Verwendung innenmischender Zweistoffdüsen mit konzentrischer Strahlvorlage.

Dabei stellte er fest, dass beim Primärzerfall von Suspensionsstrahlen die Ausbildung von Membranen und Ligamenten ausgeprägter ist als beim Zerfall reiner Flüssigkeiten. Ebenso wurde eine Verschiebung der Zerfallsregime – ausgehend von der Einteilung nach Farago und Chigier [37], s. Abbildung 2-3 – hin zu größeren  $We$ -Zahlen detektiert.

In Abbildung 2-23 ist die dimensionslose Primärstrahllänge, abgeleitet aus Aufnahmen einer Hochgeschwindigkeitskamera, über der  $We$ -Zahl aufgetragen. Die geschlossenen Symbole stehen hierbei für die reine Flüssigkeit und die offenen Symbole für die Suspension. Die blauen Symbole sind für einen

Flüssigkeitsmassenstrom von 3 kg/h, die roten für einen von 6 kg/h detektiert worden.



**Abbildung 2-23: Normierte Primärstrahlänge als Funktion von  $We_{aero}$  [38]**

Die Zerfallslänge ist bei der Zerstäubung von reinen Flüssigkeiten und Suspensionen nach Pantouflas [38] gleich und somit unbeeinflusst von der Feststoffbeladung. In beiden Fällen sinkt diese mit steigender We-Zahl und sinkendem Flüssigkeitsmassenstrom, s. Abbildung 2-23.

Weitere Untersuchungen zur Zerstäubung von Suspensionen wurden von **Yu und Beer** [52] durchgeführt. Ziel war es, die Eignung von Kohle-Wasser-Suspensionen als Brennstoff für den Einsatz in Gasturbinen zu untersuchen. Hierbei stellten die Autoren fest, dass der SMD mit steigender Gasgeschwindigkeit und steigender GLR abnimmt.

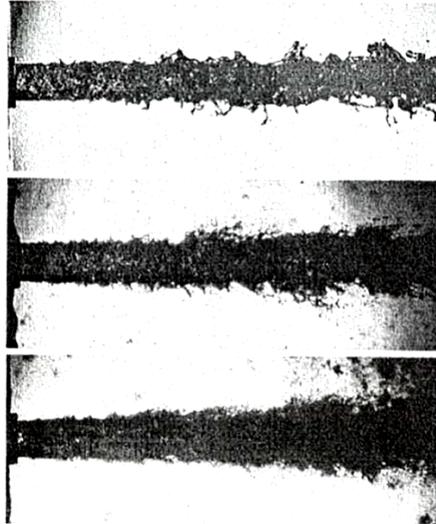
#### **2.2.4 Zerstäubung bei erhöhtem Umgebungsdruck**

Neben dem Einfluss der Partikelfracht und der Viskosität des eingesetzten Brennstoffs kommt bei dem im bioliq<sup>®</sup>-Prozess eingesetzten Flugstrom-Vergaser noch der hohe Reaktordruck von bis zu 80 bar als weiterer Einflussparameter hinzu. Dieser in der Literatur beschriebene Einfluss des Reaktordrucks auf die Spraygüte wird im nachfolgenden Kapitel dargestellt.

Insgesamt finden sich nur sehr wenige experimentelle Untersuchungen zum Einfluss des Reaktordrucks (Umgebungsdruck) auf die Spraygüte in der Literatur. Bei diesen werden oft zusätzlich weitere Parameter gleichzeitig variiert, was eine Trennung der einzelnen Einflussfaktoren erschwert. Aus diesem Grund werden hier teilweise auch Literaturstellen aufgeführt, die nicht den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Düsentyp – außenmischende Zweistoffdüse – behandeln.

**Mayer et al.** untersuchten in mehreren Studien [35], [80], [81], [82] und [83] den Einfluss des Reaktordrucks auf den Primärzerfall und qualitativ auch auf die Tropfengröße. Die Forschungen wurden im Rahmen der Optimierung von

Raketenantrieben durchgeführt, wobei Wasser mit Luft unter Verwendung von Zweistoffdüsen zerstäubt wurde. Hierbei zeigte sich eine deutlich intensivere Interaktion zwischen Gas und Flüssigphase bei einer Steigerung des Umgebungsdrucks. Dies ist in Abbildung 2-24 deutlich an der Oberflächenstruktur des Strahls zu erkennen.



**Abbildung 2-24: Einfluss des Reaktordrucks auf den Primärstrahlzerfall (1, 10, 20 bar von oben nach unten), Mayer et al. [35]**

Der Einfluss des Reaktordrucks auf den SMD wird nur qualitativ beschrieben. So stellten Mayer et al. fest, dass mit steigendem Reaktordruck ein Absinken des SMD zu erkennen ist. Ebenso wurde eine Steigerung der Spraydichte mit steigendem Reaktordruck festgestellt.

Eine der ersten detailliert beschriebenen Untersuchungen des Reaktordruckeinflusses auf die Spraygüte ist die von De Corso [84]. Vorherige Arbeiten von Sass [85], Woltjen [86] und Giffen und Lamb [87] wurden stets bei sehr hohem Flüssigkeitsvordruck durchgeführt. Diese Betriebsbedingungen sind für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen mit Hinblick auf die Zerstäubung im bioliq<sup>®</sup>-Prozess nicht von großer Relevanz, weswegen die Ergebnisse nachfolgend nur sehr kurz beschrieben werden.

Bei den Untersuchungen von Woltjen [86] zeigte sich keinerlei Einfluss des Umgebungsdrucks auf die Spraygüte, wohingegen bei Sass [85] und Giffen und Lamb [87] eine Abnahme der Tropfengröße mit steigendem Reaktordruck nachgewiesen wurde. Dieser Effekt wird von den Autoren durch intensivere Wechselwirkungen zwischen Gas- und Flüssigphase bei erhöhtem Umgebungsdruck zurückgeführt.

Von einem schnelleren Primärstrahlauflösung bei erhöhtem Umgebungsdruck wird von Hiroyasu et al. [88] berichtet. Die Autoren erklären dies durch eine bei erhöhtem Umgebungsdruck verstärkte Wechselwirkung zwischen Gas- und Flüssigphase.

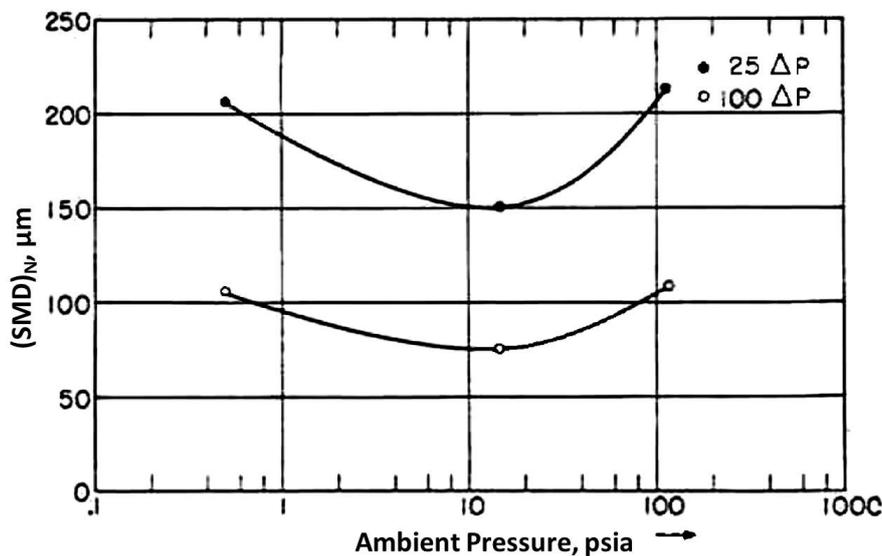
Zur Untersuchung des Druckeinflusses bei gasturbinenähnlichen Betriebsbedingungen verwendete **De Corso** [84] Einstoffdruckdüsen mit einer Drallkammer. Zur Beschreibung des Sprays wurde der Sauterdurchmesser genutzt,

der mit einem fotooptischen, bildgebenden Messverfahren bestimmt wurde. Die Betriebsbedingungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

**Tabelle 2-7: Betriebsbedingungen De Corso [84]**

$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	$\dot{V}_{Liq}$ [l/h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
-	-	-	$\leq 170,55$	0,034-7,89
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
-	-	-	-	
Messtechnik		Messebene [mm]	Düsentyp	$d_{Liq}$ [mm]
Shadowsizer (lokal)		-	Einstoffdüse	-

Untersucht wurde ein Dieselspray, welches in einer Stickstoffumgebung zerstäubt wurde. Die Versuche wurden bei Umgebungstemperatur durchgeführt. Der Verlauf der Tropfengröße als Funktion des Reaktordrucks ist in Abbildung 2-25 dargestellt.



**Abbildung 2-25: SMD als Funktion des Reaktordrucks für zwei Flüssigkeitsvordrücke, De Corso [84]**

Die Abbildung zeigt die Änderung des SMD mit steigendem Reaktordruck für zwei Flüssigkeitsvordrücke. Beide Kurven zeigen zunächst ein Absinken des SMD bei einer Druckerhöhung von 0,5 auf 14,5 psia (= 0,034 – 1 bar). Die weitere Steigerung des Drucks auf 114,5 psia (= 7,9 bar) führt dann wieder zu einer Zunahme des SMD. De Corso [84] erklärt diesen Verlauf durch die Überlagerung zweier gegenläufiger Effekte. Eine Steigerung des Drucks führt zum einen zu einer verbesserten Zerstäubung auf Grund intensiveren Wechselwirkung zwischen Gas- und Flüssigphase, gleichzeitig aber auch zu vermehrt auftretender Koaleszenz, die bei Drücken oberhalb von 14,5 psia (= 1 bar) dominiert.

Wie auch bei den vorherigen Untersuchungen zeigte sich ein Absinken des SMD mit steigender Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase. Hierbei wird die Flüssigkeitsgeschwindigkeit in Abbildung 2-25 als  $\Delta P$  dargestellt.

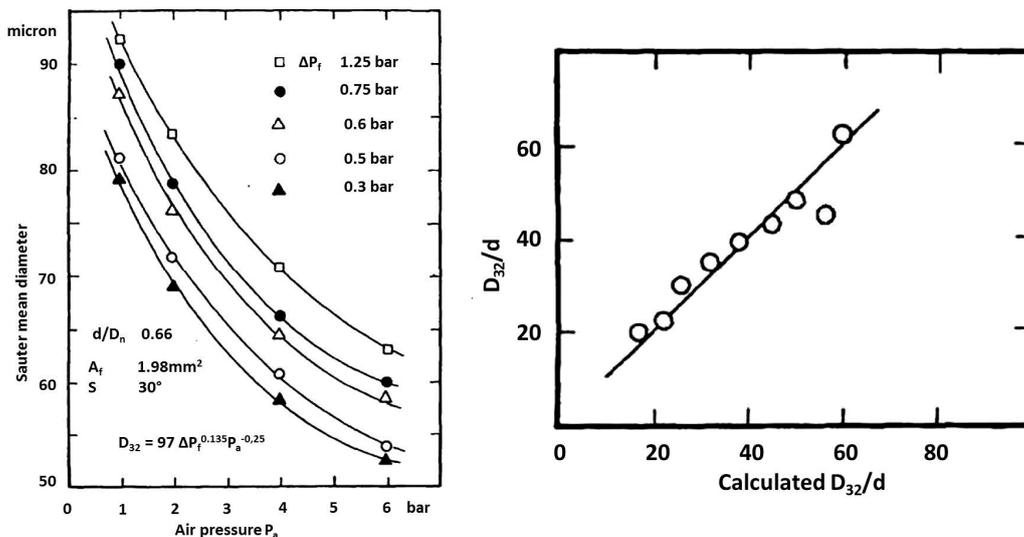
**Elkoth et al. [16]** untersuchten verschiedene außenmischende Zweistoffdüsen zur Zerstäubung von Kerosin in druckaufgeladener Umgebung. Hierbei wurde der Flüssigmassenstrom, die GLR, die Verdrängung der Zerstäubungsluft und der Druck in der Zerstäubungskammer variiert.

**Tabelle 2-8: Betriebsbedingungen Elkoth et al. [16]**

$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	$\dot{M}_{Liq}$ [kg/h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
-	-	10-75	15-70	1-8
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
33,5	30,38	800	0,5-2	
Messtechnik		Messebene [mm]	Düsentyp	$d_{Liq}$ [mm]
Mikroskop (lokal)		-	AMD	1,59-1,67

Zur Beurteilung des Sprays wurde der Sauterdurchmesser bestimmt, hierzu kam eine mit Ruß beschichtete Glasplatte zum Einsatz, auf der sich die Tropfen niederschlugen. Die Glasplatte wurde fotografiert und die Tropfengröße jedes Tropfens bestimmt.

Auf Grund der Darstellungsweise der Versuchsergebnisse lässt sich aus den Ergebnisdiagrammen keine Aussage auf den Einfluss des Reaktor-drucks ziehen, da lediglich der Vordruck des Zerstäubungsgases, nicht aber der Kammerdruck angegeben werden, s. Abbildung 2-26 (links).



**Abbildung 2-26: Sauterdurchmesser als Funktion des Zerstäubungsdrucks, Elkoth et al. [16]**

In Abbildung 2-26 ist  $\Delta p_f$  der Differenzdruck, mit dem die Flüssigkeit zur Düse zugeführt wird, und  $p_a$  der Druck, mit dem das Gas zur Zerstäubung zugeführt wird. Beide Werte sind also direkt proportional zur Geschwindigkeit der jeweiligen Phase. Interessant ist die auf Basis der Versuchsergebnisse aufgestellte Berechnungsvorschrift zur Bestimmung des SMD mittels dimensionsloser Kennzahlen. Diese wird in Abbildung 2-26 rechts mit den experimentell bestimmten Daten verglichen und zeigt eine sehr gute Übereinstimmung. Die Autoren geben die Gleichung wie folgt an:

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = 0,001 \cdot Re_{Liq}^{0,39} \cdot We_{Liq}^{0,18} \cdot \left( \frac{1}{GLR} \right)^{0,29} \quad (2-65)$$

Elkotb et al. [16] verwenden hier nicht wie üblich die mit der Gasdichte gebildete We-Zahl, sondern nutzen eine Variation, die mit der Flüssigkeitsdichte gebildet wird. Die gute Übereinstimmung der Korrelation mit den Messergebnissen lässt darauf schließen, dass wie auch schon bei Mansour und Chigier [4] und Mulhem [39] die Einflüsse des aerodynamischen Effekts und der Viskosität dominierend sind. Diese werden hier durch  $We_{Liq}$  und  $Re_{Liq}$  dargestellt und in einem Term zusammengefasst. Allerdings ist der SMD in der Korrelation mit den von Elkotb et al. [16] angegebenen Exponenten direkt proportional zu  $Re_{Liq}$  und  $We_{Liq}$ , was weder physikalisch einen Sinn ergibt, s. hierzu auch Pilch und Erdmann [42] in Kapitel 2.1.4, noch zu den in Abbildung 2-26 dargestellten Tendenzen passt. Auf Grund dessen ist davon auszugehen, dass die Exponenten in der ursprünglichen Publikation bei Elkotb et al. [16] falsch angegeben wurden. Hierfür spricht auch, dass Lefebvre [10] diese Gleichung in einer abgewandelten Form zitiert, wobei der SMD in Gleichung (2-66) – im Gegensatz zur ursprünglichen Version bei Elkotb et al. [16] – in Gleichung (2-65) invers proportional zu  $Re_{Liq}$  und  $We_{Liq}$  ist und zusätzlich ein anderer Vorfaktor verwendet wird:

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = 51 \cdot Re_{Liq}^{-0,39} \cdot We_{Liq}^{-0,18} \cdot \left( \frac{1}{GLR} \right)^{0,29} \quad (2-66)$$

Hierbei geht Lefebvre [10] nicht weiter auf die Änderungen der Exponenten und des Vorfaktors ein, allerdings erscheint die Auswahl der Exponenten korrekt in Bezug auf die physikalischen Vorgänge beim Zerfall von Tropfen, s. Pilch und Erdmann [42] in Kapitel 2.1.4.

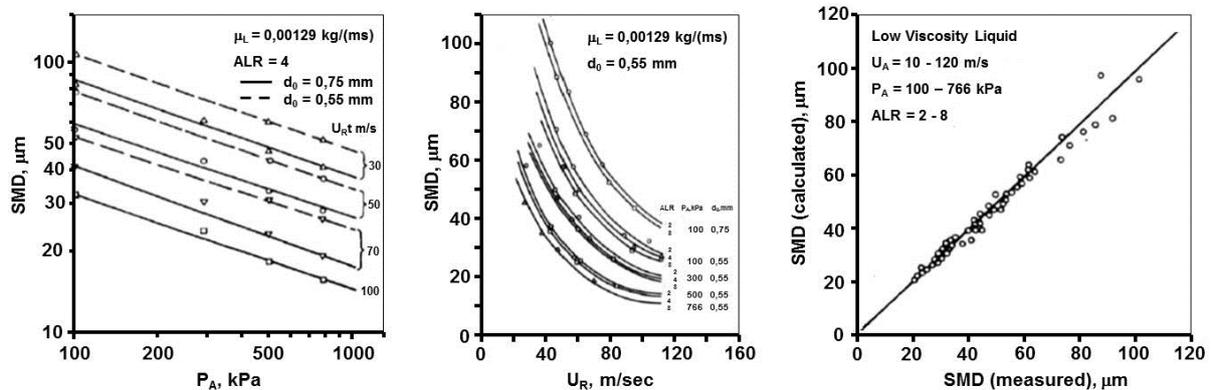
**Rizk und Lefebvre** [89] untersuchten ebenfalls außenmischende Zweistoffdüsen bei Überdruckbedingungen. Hierbei wurden sowohl Tropfengrößenverteilungen, als auch der Sauterdurchmesser gemessen. Zur Bestimmung der Tropfengröße wurde ein Laserbeugungsmessgerät genutzt. Die Betriebsbedingungen für die Versuchsreihen stellen sich wie folgt dar:

**Tabelle 2-9: Betriebsbedingungen Rizk und Lefebvre [89]**

$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	$\dot{M}_{Liq}$ [kg/h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
10-120	-	-	-	1-7,66
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
1,3-18,3	27,5-28,5	780-840	2-8	
Messtechnik		Messebene [mm]	Düsentyp	$d_{Liq}$ [mm]
Lasersbeugung (integral)		-	AMD	0,55-0,75

Als Modellfluide wurden Flugbenzin, Schweröl und Benzin genutzt, als Zerstäubungsgas wurde Stickstoff verwendet. Ausgewählte Ergebnisdiagramme sind in Abbildung 2-27 dargestellt, wobei der SMD über dem Reaktordruck ( $p_A$ ) und der Relativgeschwindigkeit ( $u_R$ ) aufgetragen ist. Hier lässt sich wie auch schon von De Corso [84] beschrieben eine Abnahme des SMD mit steigender

Relativgeschwindigkeit erkennen. Ebenso sinkt der SMD mit steigender GLR, wie auch von Elkotb et al. [16] beschrieben. Mit steigendem Reaktordruck ist ebenfalls eine Abnahme des SMD erkennbar.



**Abbildung 2-27: Abhängigkeit des SMD vom Reaktordruck, Rizk und Lefebvre [89]**

Auf Basis der Messergebnisse entwickelten die Autoren einen empirischen Ansatz zur Berechnung des SMD:

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = 0,48 \cdot \left( \frac{\sigma_{Liq}}{\rho_{Gas} \cdot u_{rel}^2 \cdot d_{Liq}} \right)^{0,4} \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right)^{0,4} + 0,15 \cdot \left( \frac{\eta_{Liq}^2}{\sigma_{Liq} \cdot \rho_{Liq} \cdot d_{Liq}} \right)^{0,5} \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right) \quad (2-67)$$

Im Gegensatz zur Korrelation von Elkotb et al. [16] beinhaltet diese Korrelation wieder zwei Terme. Einen Term, der die Viskosität der Flüssigkeit berücksichtigt, und einen, der die Strömungsbedingungen am Düsenmund charakterisiert. Beide Terme werden wie auch bei Lorenzetto und Lefebvre [70], s. Gleichung (2-58) mit dem dimensionslosen Massenstromverhältnis GLR gewichtet. Durch Einsetzen von  $We_{aero}$  und  $Oh$  lässt sich der Ausdruck wie folgt darstellen:

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = 0,48 \cdot We_{aero}^{-0,4} \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right)^{0,4} + 0,15 \cdot Oh \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right) \quad (2-68)$$

Die gute Übereinstimmung der Gleichung mit den Messergebnissen ist im rechten Diagramm von Abbildung 2-27 zu erkennen. Darüber hinaus wurde im Rahmen der Messungen festgestellt, dass mit sinkendem SMD auch die Verteilungsbreite der Tropfen sinkt.

Hinsichtlich der Auslegung von Brennerdüsen geben Rizk und Lefebvre [89] an, dass darauf zu achten ist, eine möglichst breite Tropfengrößenverteilung mit ausreichend hohem Feinanteil zu bekommen. Dies ist laut Ansicht der Autoren die einzige Möglichkeit, ein Abheben der Flamme bei pulsierender Brennstoffzuführung zu vermeiden.

Mehrere Untersuchungen zum Einfluss des Umgebungsdrucks auf die Spraygüte führte Ingebo [90], [91] und [92] durch. Hierbei wurden unterschiedliche Versuchsaufbauten genutzt, bei denen Wasser sowohl axial, als auch quer in eine Luftströmung eingedüst wurde. Es wurden sowohl einstrahlige, als auch mehrstrahlige Düsen untersucht. Die hierbei wirkenden Zerstäubungsmechanismen ähneln denen einer außenmischenden Zweistoffdüse, weswegen die Ergebnisse für die hier vorliegende Arbeit von Relevanz sind. Die Tropfengröße im Spray wurde mit einem auf Laserbeugung basierenden Messverfahren integral durch das Spray hindurch gemessen. Die verwendeten Versuchsbedingungen sind nachfolgend beschrieben.

**Tabelle 2-10: Betriebsbedingungen Ingebo [90], [91] und [92]**

$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	$\dot{V}_{Liq}$ [m <sup>3</sup> /h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
-	1,58-6,14	-	0,027-0,068	1-21
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
1	72,5	1000	-	
<b>Messtechnik</b>		<b>Messebene [mm]</b>	<b>Düsentyp</b>	<b><math>d_{Liq}</math> [mm]</b>
Laserbeugung (integral)		-	ähnlich AMD	0,33-2,2

Auf Basis seiner Untersuchungen stellt Ingebo [92] die folgende Gleichung zur Berechnung des SMD bei Überdruckbedingungen auf:

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = \frac{1}{1,2} \cdot (We_{aero} \cdot Re_{Liq})^{-0,4} \cdot \left( \frac{g \cdot \Lambda}{u_{RMS}^2} \right)^{-0,15} \quad (2-69)$$

Hierbei ist  $\Lambda$  die mittlere freie Weglänge eines Moleküls und  $u_{RMS}$  dessen quadratisch gemittelte Geschwindigkeit. Die Verwendung der Reynoldszahl der Flüssigkeit in Kombination mit der We-Zahl führt dazu, dass wie auch schon bei der Korrelation von Elkotb et al. [16] die Geschwindigkeit mit der dritten Potenz eingeht, die Dichte der Gasphase jedoch nur zur ersten Potenz. Der Relativgeschwindigkeit wird somit ein deutlich größerer Einfluss auf die Tropfengröße zugeschrieben, als dem Umgebungsdruck. Der Bruch in der zweiten Klammer in Gleichung (2-69) wird vom Autor als molekulares Impulsübertragungsverhältnis bezeichnet und verhält sich proportional zum Umgebungsdruck (=Reaktordruck) in der in (2-70) beschriebenen Weise.

$$\left( \frac{g \cdot \Lambda}{u_{RMS}^2} \right) \sim \frac{1}{p_{Reaktor}} \quad (2-70)$$

Insgesamt postuliert Ingebo [92] die Druckabhängigkeit des SMD vom Umgebungsdruck wie folgt:

$$SMD \sim p_{Reaktor}^{-0,25} \quad (2-71)$$

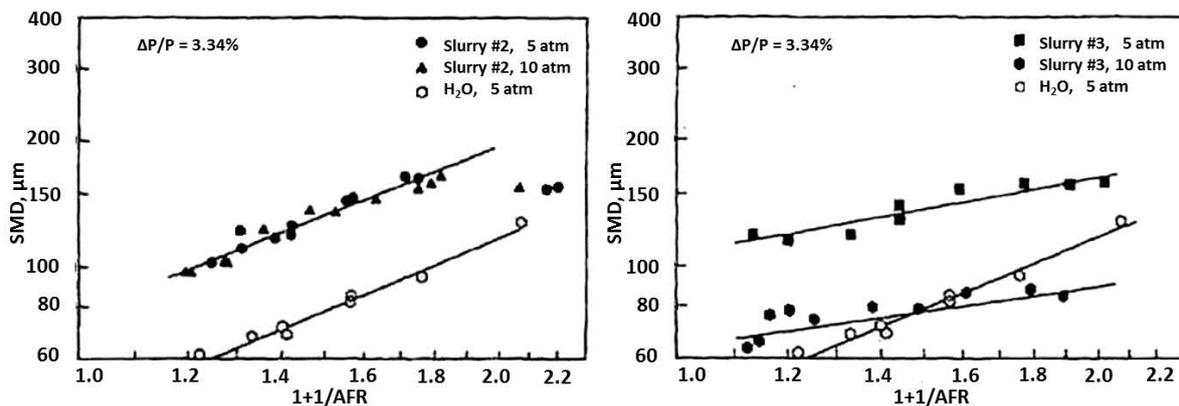
**Smith et al.** [93] untersuchten die Zerstäubung von Kohle-Wasser-Slurries (CWS = Coal Water Slurry) bei Überdruckbedingungen mit dem Ziel, diesen als Brennstoff in

Gasturbinen einsetzen zu können ( $d_{\text{Partikel}} = 9 \text{ \& } 26 \text{ \mu m}$ ,  $x_{\text{solid}} = 57,4 - 70,5$ ). Für die Experimente kamen außenmischende Zweistoffdüsen zum Einsatz, als Zerstäubungsgas wurde Stickstoff verwendet. Die Betriebsbedingungen wurden wie folgt variiert:

**Tabelle 2-11: Betriebsbedingungen Smith et al. [93]**

$u_{\text{Gas}}$ [m/s]	$u_{\text{Liq}}$ [m/s]	$\dot{M}_{\text{Gas}}$ [kg/h]	$\dot{M}_{\text{Liq}}$ [kg/h]	$p_{\text{Umgebung}}$ [bar]
30-120	-	-	-	1-20
$\eta_{\text{Liq}}$ [mPa·s]	$\sigma_{\text{Liq}}$ [mN/m]	$\rho_{\text{Liq}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
1-940	-	-	0,5-6	
Messtechnik		Messebene [mm]	Düsentyp	$d_{\text{Liq}}$ [mm]
Laserbeugung (integral)		-	AMD	2

Zur Beurteilung der Spraygüte wird der SMD genutzt, welcher mit einem Laserbeugungsmessgerät integral durch den Spraykegel hindurch gemessen wurde. In Abbildung 2-28 ist der Verlauf des SMD als Funktion der AFR (Air to Fuel Ratio entspricht der GLR) zweier verschiedener Slurries bei konstanter Gasgeschwindigkeit von 75 m/s und variierendem Reaktordruck dargestellt.



**Abbildung 2-28: SMD als Funktion der GLR und des Reaktordrucks, Smith et al. [93]**

Für die Versuche mit Slurry #2 s. Abbildung 2-28 (links) ist keine Druckabhängigkeit des SMD zu erkennen, wohingegen für Slurry #3 (rechts) eine deutliche Abnahme des SMD bei steigendem Reaktordruck detektiert wurde. Smith et al. [93] führen dies auf die größere maximale Kohlepartikelgröße von Slurry #2 zurück und postulieren, dass diese den SMD dominiert. Weiter geben die Autoren an, dass CWS nur bei  $GLR > 5$  und gleichzeitig hohen Gasgeschwindigkeiten  $> 85 \text{ m/s}$  fein zerstäubt werden kann.

In einer auf diesen Experimenten aufbauenden Studie von **Smith et al. [94]** wurde eine Korrelation zur Berechnung des SMD von Jasuja [95], s. Gleichung (2-72):

$$SMD = 0,022 \cdot \left( \frac{\sigma_{\text{Liq}}}{u_{\text{rel}}^2 \cdot \rho_{\text{Gas}}} \right)^{0,45} \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right)^{0,5} + 14,3 \cdot 10^{-4} \cdot \left( \frac{\eta_{\text{Liq}}}{\sigma_{\text{Liq}} \cdot \rho_{\text{Liq}}} \right)^{0,4} \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right)^{0,8} \quad (2-72)$$

an die von den Autoren untersuchten Betriebsbedingungen angepasst, s. Gleichung (2-73):

$$SMD = 2,12 \cdot 10^6 \cdot \frac{\left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^{0,3}}{u_{rel}^2 \cdot \rho_{Gas}^{0,5}} + 108 \cdot \frac{\left(K \cdot \left(4 \cdot \frac{u_{Liq}}{d_{Liq}}\right)^{n-1}\right)^{2,9}}{u_{Liq}^{0,8}} \cdot \left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^2 \quad (2-73)$$

Hierbei ist n ein Viskositätsfaktor, der die Abweichung von newtonischem Fließverhalten berücksichtigt und Werte zwischen 1,05 und 1,67 annimmt. K ist ein weiterer Viskositätsfaktor, der die Abhängigkeit der Viskosität von der Scherrate berücksichtigt und zwischen 1 und 460 liegt. Die genaue Bestimmung dieser Faktoren ist bei Smith et al. [94] zu entnehmen.

Darüber hinaus untersuchten Smith et al. [94] den Einfluss der GLR auf den Spraywinkel unter Verwendung eines Patternators. Hierbei stellten die Autoren fest, dass für  $GLR < 1,2$  eine Absenkung des GLR eine deutliche Reduzierung des Spraywinkels zur Folge hat. Bei  $GLR > 1,2$  ist der Einfluss vernachlässigbar gering. Eine detaillierte Erklärung zum Einfluss der GLR auf den Spraywinkel wird von den Autoren nicht angegeben.

**Yu et al.** [96] untersuchten ebenfalls den Einsatz von CWS in Gasturbinen. Ziel dieser Arbeiten war es, Sekundärzerfallseffekte im bereits zerstäubten Slurry hervorzurufen, damit den Ausbrand zu verbessern und kleinere Flugaschepartikel zu erhalten. Zur Beschreibung des Sprays wurden die Tropfengrößenverteilung und der Spraywinkel von Slurry- und Wassersprays gemessen. Hierbei wurde gezeigt, dass größere Tropfen auf Grund der geringeren stabilisierenden Oberflächenkräfte bei gleichen äußeren Bedingungen schneller zerfallen als kleine Tropfen, s. Kapitel 2.1.4.

Für die Experimente wurde eine einfache innenmischende Zweistoffdüse genutzt. Die Versuche wurden bei atmosphärischem Druck und bei Überdruck in einem Druckreaktor durchgeführt, hierbei wurde ein Laserbeugungsmessgerät zur Bestimmung der Tropfengröße eingesetzt. Die Autoren gehen davon aus, dass die zum Zerfall führenden Wechselwirkungen zwischen Flüssigkeitsstrahl und umgebender Gasströmung durch  $We_{Gas}$  beschrieben werden können, während der Zerfall eines Strahls ohne Einfluss der Umgebung durch die Ohnesorge-Zahl beschrieben wird. Nachfolgende Betriebsbedingungen wurden untersucht:

**Tabelle 2-12: Betriebsbedingungen Yu et al. [96]**

$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	$\dot{M}_{Liq}$ [kg/h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
100-800	-	-	84	1-6
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
15-500	-	-	0,1-1,4	
<b>Messtechnik</b>		<b>Messebene [mm]</b>	<b>Düsentyp</b>	<b>d<sub>Düse</sub> [mm]</b>
Laserbeugung (integral)		-	IMD	2,79

Bei den Experimenten wurde festgestellt, dass die Tropfengröße mit steigendem Reaktordruck bei konstanter Gasgeschwindigkeit abnimmt. Darüber hinaus wurde detektiert, dass bei konstanter GLR die Tropfengröße mit steigendem Reaktordruck zunimmt. Dabei ist zu beachten, dass die Steigerung des Drucks bei konstanter GLR zu einer Reduzierung der Gasgeschwindigkeit führt. Eine Steigerung der GLR bei konstantem Reaktordruck führt wiederum zu kleineren Tropfen. Hierbei wirkt sich eine Erhöhung der GLR wieder direkt auf die Gasgeschwindigkeit aus, was zu einer Zunahme der Relativgeschwindigkeit führt. Somit wird auch hier der bereits mehrfach beschriebene Effekt einer Absenkung des SMD mit steigender Relativgeschwindigkeit festgestellt.

Zur Berechnung der Tropfengröße geben die Autoren die nachfolgende Gleichung an, die sich wiederum aus einem Viskositätsterm und einem Aerodynamikterm zusammensetzt.

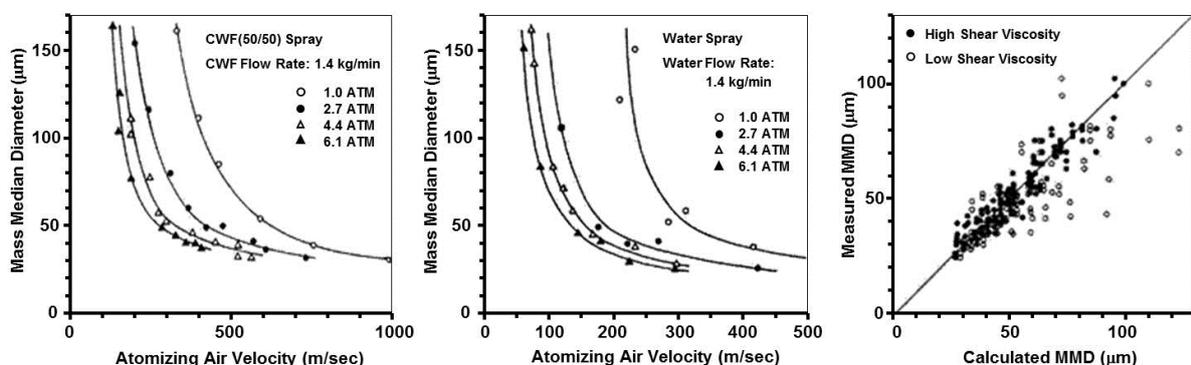
$$\frac{D_{V,50}}{d_0} = a \cdot We_{aero}^b \cdot \left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^c + d \cdot Oh^e \cdot \left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^f \quad (2-74)$$

Hierbei ist  $d_0$  die Öffnungsweite der Düse und die Variablen a bis f sind Anpassungsparameter, die für die jeweilige Düse und Betriebsbedingungen experimentell zu bestimmen sind. Für die von Yu et al. [96] durchgeführten Versuchsreihen werden diese wie folgt angegeben.

$$\frac{D_{V,50}}{d_0} = 0,0263 \cdot We_{aero}^{-0,25} \cdot \left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^{0,5} + 0,005 \cdot Oh \cdot \left(1 + \frac{1}{GLR}\right)^{0,75} \quad (2-75)$$

Die von den Autoren angegebenen Werte für die Gasgeschwindigkeit sind Zahlenwerte, die aus Massenstrom, freier Querschnittsfläche und Gasdichte im Druckreaktor berechnet wurden. Die Geometrie der verwendeten Düse erlaubt allerdings keine Überschallströmungen, die tatsächliche maximale Gasgeschwindigkeit liegt somit deutlich niedriger als die von den Autoren angegebenen 800 m/s.

Ein Auszug der wichtigsten Ergebnisdiagramme ist in Abbildung 2-29 dargestellt.



**Abbildung 2-29: Tropfengröße als Funktion von Gasgeschwindigkeit und Reaktordruck, Yu et al. [96]**

Aufgetragen ist der MMD (Mass Median Diameter) über der Gasgeschwindigkeit für vier verschiedene Reaktordrücke. Sowohl für CWS als auch für Wasser Sprays ist

eine Abnahme des MMD mit steigendem Reaktordruck bei gleichzeitig konstant bleibender Gasgeschwindigkeit zu erkennen. Ebenso ist, wie bereits mehrfach beschrieben, eine Abnahme des MMD bei steigender Gasgeschwindigkeit zu erkennen. Im rechten Diagramm sind die Messwerte gegen die berechneten Werte aufgetragen, wobei sich besonders für hohe Scherviskositäten eine gute Übereinstimmung zeigt.

Bei der Fortführung dieser Versuche bestätigten Yu und Beer [52] die bisherigen Ergebnisse und stellten darüber hinaus fest, dass der Spraywinkel von CWS im Vergleich zu reinen Wasser Sprays bei steigendem Druck weniger stark abnimmt.

**Risberg und Marklund** [97] untersuchten den Einfluss des Umgebungsdrucks auf das Spray außenmischender Zweistoffdüsen mit dem Ziel, Brennerdüsen für die Hochdruck-Flugstromvergasung von Black Liquor (= Rückstand aus der Papierherstellung) zu entwickeln. Zur Untersuchung des Sprays wurde eine Hochgeschwindigkeitskamera verwendet und als Zerstäubungsgas Stickstoff eingesetzt. Die Versuchsbedingungen sind wie folgt:

**Tabelle 2-13: Betriebsbedingungen Risberg und Marklund [97]**

$u_{Gas}$ [m/s]	$u_{Liq}$ [m/s]	$\dot{V}_{Gas}$ [m <sup>3</sup> /h]	$\dot{V}_{Liq}$ [m <sup>3</sup> /h]	$p_{Umgebung}$ [bar]
-	-	26,46-99,12	0,294-0,438	1-15
$\eta_{Liq}$ [mPa·s]	$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	GLR [-]	
1-500	-	1000-1350	0,08-0,22	
Messtechnik		Messebene [mm]	Düsentyp	$d_{Düse}$ [mm]
HG-Kamera (lokal)		200	AMD	9

Bei den Versuchen wurde eine deutliche Steigerung der Spraydichte mit steigendem Umgebungsdruck nachgewiesen. Dieser Effekt wurde auf eine stärkere Rezirkulation im Reaktor bei erhöhtem Reaktordruck zurückgeführt. Bezüglich der Tropfengröße stellten Risberg und Marklund [97] fest, dass diese nicht vom Reaktordruck beeinflusst wird.

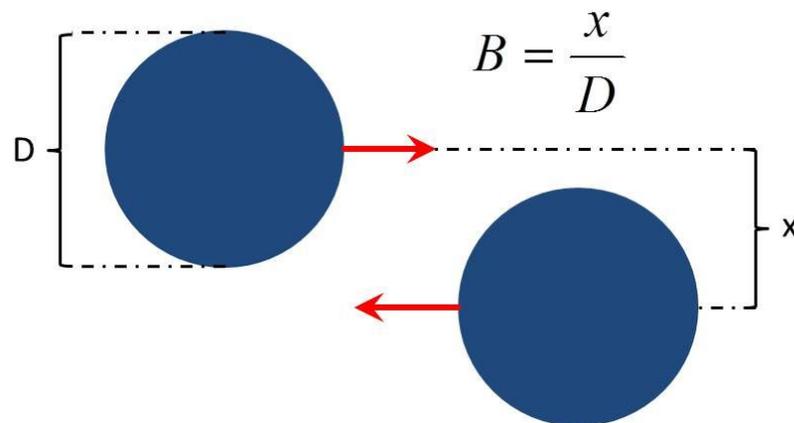
Allerdings ist bei dieser Aussage zu berücksichtigen, dass bei einer Bildauflösung der Messtechnik von 1280x1024 Pixeln und einer Bildgröße von 20x20 mm ein Pixel ungefähr 19,5  $\mu$ m entspricht. Dies bedeutet, dass in der hier vorliegenden Studie nur größere Tropfen und Ligamente (> 100  $\mu$ m) beurteilt werden konnten. Ein etwaig vorhandener Feinanteil wird somit vollständig vernachlässigt. Eine detaillierte Auswertung der Tropfengrößen auf Basis von Messwerten erfolgte nicht.

Viele Autoren berichten zum einen von besonders dichten Sprays bei erhöhtem Umgebungsdruck und zum anderen von verstärkter Rezirkulation, s. z.B. Risberg und Marklund [97]. Bei dichten Sprays mit ausgeprägter Rezirkulation ist die Wahrscheinlichkeit groß, dass es zur Kollision von Tropfen kommt.

**Qian und Law** [98] haben ausführliche Untersuchungen zum Kollisionsverhalten von Tropfen unterschiedlicher Fluide bei variierendem Umgebungsdruck durchgeführt. Hierbei ließen sie Tropfen unterschiedlicher Größen in einem Druckreaktor aufeinander prallen und dokumentierten den Kollisionsvorgang mit einer Hochgeschwindigkeitskamera. Bei den Versuchen wurden jeweils zwei Einzeltropfen zur Kollision gebracht. Die Versuchsparameter stellen sich wie folgt dar:

- $d_{\text{Tropfen}} = 200 - 400 \mu\text{m}$
- $p_{\text{Umgebung}} = 0,6 - 12 \text{ bar}$

Zur besseren Beschreibung der Versuchsergebnisse wird hierbei ein Impact Parameter  $B$  definiert, der sich aus dem Quotienten vom Versatz der Tropfenmittelpunkte und dem Durchmesser der Tropfen bildet. Je größer  $B$ , desto stärker versetzt kollidieren die Tropfen, für  $B = 0$  liegt eine frontale Kollision vor. Die We-Zahl wird in diesem Fall mit dem Durchmesser der Tropfen und der Relativgeschwindigkeit der beiden kollidierenden Tropfen gebildet, s. Abbildung 2-30.



**Abbildung 2-30: Schematische Darstellung Tropfenkollision**

Qian und Law [98] definieren für die Tropfenkollision drei unterschiedliche Szenarien: Abprallen, Zerteilen und Koaleszenz. Diese treten Umgebungsdruckabhängig in unterschiedlichen We-Zahl- und Impact-Parameter-Bereichen auf. Der Reaktordruck wird in den Stufen 1, 2,7 und 8 bar variiert.

Bei 1 bar tritt die Tropfenkoaleszenz ab  $We = 0$  auf. Wird der Umgebungsdruck auf 2,7 bzw. 8 bar gesteigert, verschiebt sich der Koaleszenz-Bereich hin zu größeren We-Zahlen. Für  $We < 13$  liegt nur noch Abprallen (Tropfen kollidieren und gehen danach ohne Erzeugung von Satellitentropfen wieder auseinander) vor. Hierbei ist jedoch zu bedenken, dass die We-Zahl von der Gasdichte abhängt und diese mit steigendem Druck zunimmt.

Unabhängig von den bisher beschriebenen Einflussfaktoren wie Viskosität, Feststoffanteil und Dichte von Gas- und Flüssigphase gibt es in der Literatur Ansätze, bei denen die Beschreibung der Zerstäubung auf eine rein energetische Betrachtung reduziert wird. Diese soll im folgenden Kapitel näher betrachtet werden.

## 2.2.5 Prompt Atomization Mode

Der spontane Zerfall ohne Ausbilden eines Primärstrahls wird in der Literatur auch als Prompt Atomization Mode bezeichnet. Diese Zerfallsform liegt vor, wenn  $u_{\text{Gas}} \gg u_{\text{Liq}}$  und / oder die Gasphase unter einem gewissen Anstellwinkel auf die Flüssigphase trifft, s. Lefebvre [99], [100] und Lightfoot [101].

Der Einfluss der Primärstrahldicke auf den SMD ist nach Beck et al. [102] im Prompt Atomization Mode vernachlässigbar gering. Ebenso sinkt auch der Einfluss der

Viskosität der Flüssigphase auf den SMD im Prompt Atomization Mode, s. Beck et al. [103].

**Nach Lefebvre** [100] lässt sich für den Prompt Atomization Mode – nach Lefebvre [100] für  $u_{Gas} \gg u_{Liq}$  – bei Prefilming Airblast Düsen über eine Energiebilanz, eine Korrelation zur Berechnung des SMD herleiten. Lefebvre [100] geht dabei von einem Sheet aus, das in ein monomodales Spray der Tropfengröße  $D$  überführt wird. Nur ein Teil der kinetischen Energie der Gasphase wird dabei zur Schaffung der neuen Oberfläche genutzt. Hierbei wird ein Energieeffizienzfaktor  $C$  eingeführt, der den Anteil der genutzten kinetischen Energie beschreibt. Abschließend postuliert Lefebvre [100], dass dieser Ansatz auch für außenmischende Zweistoffdüsen gilt und stellt hierfür die nachfolgende Korrelation auf:

$$SMD = \frac{3}{\left( \frac{2}{d_{Liq}} + \frac{C \cdot \rho_{Liq} \cdot u_{Gas}^2}{4 \cdot \sigma_{Liq} \cdot \left(1 + \frac{1}{GLR}\right)} \right)} \quad (2-76)$$

Der SMD ist im Prompt Atomization Mode nach Lefebvre [100] gemäß der postulierten Korrelation also unabhängig vom Umgebungsdruck. Darüber hinaus wird für den Prompt Atomization Mode keinerlei Einfluss der Viskosität der Flüssigphase auf den SMD beschrieben.

## 2.2.6 Zusammenfassung der Einflussparameter

In Tabelle 2-14 und Tabelle 2-15 sind alle in Kapitel 2.2 zitierten SMD-Korrelationen zusammengefasst dargestellt. Zusätzlich ist die  $D_{v,50}$ -Korrelation von Yu et al. [96] aufgeführt. Ziel dieser Darstellung ist es, von den Autoren beschriebene Tendenzen zu verifizieren. Tabelle 2-14 beschreibt dabei die Korrelationen, die als Produkt angegeben werden, s. Gleichung (2-77) und Tabelle 2-15 die Korrelationen, die sich additiv aus mehreren Termen zusammensetzen, s. Gleichung (2-78). Die Tabellen sind jeweils in einen oberen und einen unteren Teil aufgeteilt. Die im oberen Teil stehenden Korrelationen sind eindeutig Gleichung (2-77) / (2-78) zuzuordnen, die im unteren Teil stehenden entsprechen zwar dem Grundtyp der Gleichung weichen jedoch davon ab.

Bei den additiven Korrelationen in Tabelle 2-15 ist zu berücksichtigen, dass die Größen teilweise in mehreren Termen der Gleichung auftauchen. In diesem Fall wurde jeweils die betragsmäßig höhere Potenz angegeben.

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = \left(1 + \frac{1}{GLR}\right) \cdot \left[A \cdot \left(\frac{Oh}{We}\right)^a\right] \quad (2-77)$$

**Tabelle 2-14: Einfluss der Betriebsgrößen auf die Tropfengröße (Produktkorrelationen)**

Autor	Potenz mit der die jeweilige Größe in die Korrelation eingeht							
	$\rho_{Gas}$	$\rho_{Liq}$	$u_{rel}$	$l_{char}$	$\eta_{Liq}$	$\sigma_{Liq}$	GLR	(1+1/GLR)
Mansour und Chigier [4]	-0,496	-0,248	-0,992	-	0,496	0,496	-	1
Mulhem [39]	-0,4	- 0,0311	-0,8	1	0,0622	0,4	-0,4	-
Elkotb et al. [16]	-	-0,39	-0,39	1	0,39	0,18	-0,29	-
Ingebo [91]	-0,4	-0,4	-1,2	1	0,4	0,4	-	-
<b>Nachfolgende Korrelationen mit Gleichung (2-77) bedingt beschreiben</b>								
Liu et al. [71]	-	-	-0,4813	1	-	-	-1	-
Lefebvre [100]	-	-1	-2	1	-	1	-	1

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = \left(1 + \frac{1}{GLR}\right) \cdot [A \cdot We^{-a} + B \cdot Oh^b] \quad (2-78)$$

**Tabelle 2-15: Einfluss der Betriebsgrößen auf die Tropfengröße (additive Korrelationen)**

	Potenz mit der die jeweilige Größe in die Korrelation eingeht							
Autor	$\rho_{Gas}$	$\rho_{Liq}$	$u_{rel}$	$l_{char}$	$\eta_{Liq}$	$\frac{\sigma_{Liq}}{We / Oh}$	GLR	(1+1/GLR)
Yu et al. [96]; ( $D_{v,50}$ )	-0,25	-0,5	-0,5	1	1	0,25 / -0,5	-	0,5 / 0,75
Mansour und Chigier [4]	-0,616	-0,308	-1,232	1	0,616	0,616 / -0,308	-	1
Rizk und Lefebvre [89]	-0,4	-0,5	-1,2	1	1	0,4 / -0,5	-	0,4 / 1
<b>Nachfolgende Korrelationen mit Gleichung (2-78) bedingt beschreibbar</b>								
Smith et al. [94]	-0,5	-	-2	(-2,9 - 2,9)	2,9	-	-	0,3 / 2
Lorenzetto und Lefebvre [70]	-0,3	-0,5 / -0,37	-1	0,5	1	-0,5 / 0,33	-	1,7
Nukiyama und Tanasawa [69]	-	-0,5 / -0,225	-1	-	0,45	0,5 / -0,225	-1,5	-
Jasuja [72]	-0,35	-0,5	-1	0,5	1	-0,5	-	1

Hierbei ist deutlich zu erkennen, dass jeder Autor sowohl die Stoffgrößen, als auch die Betriebsbedingungen der Düse mit unterschiedlichen Exponenten gewichtet und deren Einfluss unterschiedlich beschreibt.

Es sind aber auch einheitliche Tendenzen zu erkennen. So wird der Einfluss der Gas- und Flüssigkeitsdichte, als auch der der Relativgeschwindigkeit und der GLR stets mit einem negativen Exponenten beschrieben. Eine Steigerung dieser Größen führt also – bei gleichzeitig konstant gehaltenen Restbedingungen – tendenziell immer zu einem Absinken des SMD.

Der Einfluss der Viskosität wird in allen Fällen mit einem positiven Exponenten charakterisiert. Eine Steigerung der Viskosität bei gleichzeitig konstanten Restbedingungen führt immer zu einer Erhöhung des SMD.

Trotz der teilweise übereinstimmend beschriebenen Abhängigkeiten unterscheidet sich jede SMD-Korrelation von der anderen. Dieser Umstand ist auch der Tatsache geschuldet, dass die geometrischen Bedingungen der Düse in keiner der Korrelationen – mit Ausnahme der Primärstrahlendicke – berücksichtigt wurden.

Eine allgemeingültige Korrelation zur Berechnung des SMD außenmischer Zweistoffdüsen ist bisher in der Literatur nicht beschrieben. Alle Korrelationen sind stets nur für die bei den jeweiligen Experimenten verwendete Düse anwendbar.

Die Vielzahl unterschiedlicher Modellansätze zur Beschreibung der Spraygüte außenmischender Zweistoffdüsen zeigt, dass derzeit noch nicht alle die Zerstäubung beeinflussenden Vorgänge im Detail verstanden sind. Weitere Forschungsarbeiten sind notwendig, um diese im Detail zu klären. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen sollen dazu beitragen.

### 3 Anlagen, Messtechnik und Versuchsdurchführung

#### 3.1 Atmospheric Spray Test Rig ATMO

Zur Entwicklung und Optimierung von Brennerdüsen bei atmosphärischen Druckbedingungen – unter anderem für den am Institut betriebenen Flugstromvergaser REGA – Beschreibung s. Kolb et al. [104] – und zur Durchführung von Grundlagenuntersuchungen im Spray außenmischender Zweistoffdüsen, wurde im Rahmen dieser Arbeit das **Atmospheric Spray Test Rig – ATMO** aufgebaut und betrieben. Bei ATMO handelt es sich um einen offenen Sprayteststand zur Untersuchung von Zweistoffdüsen, s. Abbildung 3-1.

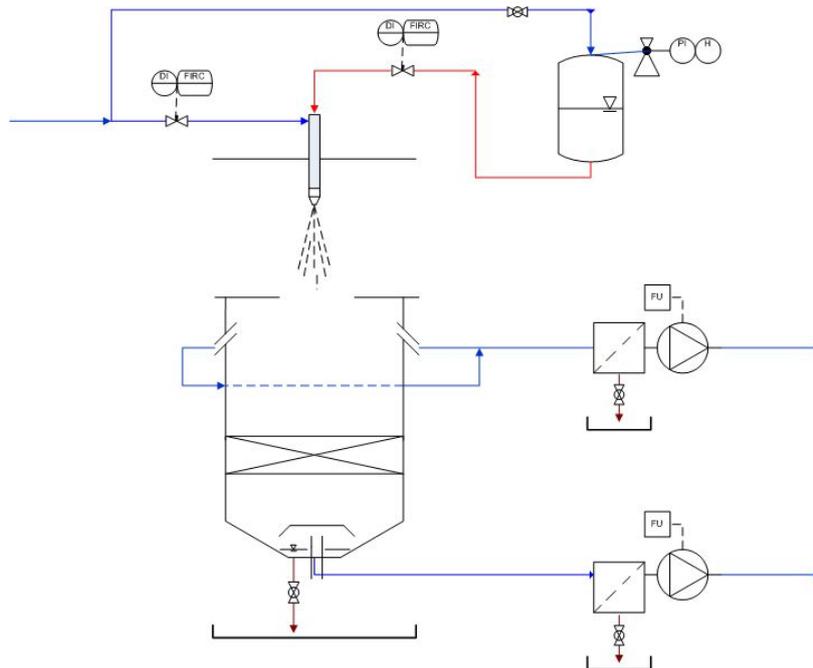


Abbildung 3-1: R&I Fließbild ATMO

Im oberen Teil der Anlage ist eine axial verschiebbare Zweistoffflanze montiert. Die dort verbauten Düsen sprühen frei in die Umgebung, so dass sich das Spray ohne äußere Einflüsse ausbreiten kann. Den unteren Teil der Anlage bildet ein Reaktor mit Schüttung und zweistufiger Absaugung. Die gestufte Absaugung zwingt dem Spray unterhalb der Messebene eine Bewegung in den Reaktor hinein auf, und verhindert die Rezirkulation von Tropfen. Der abgesaugte Tropfennebel wird durch die unten im Reaktor befindliche Schüttung gesaugt, was dazu führt, dass die Tropfen koagulieren und der Großteil der Flüssigkeit in den Sumpf am Reaktorboden abtropft. Der Teil der Tropfen, der über die Absaugung abgezogen wird, wird in Windkesseln abgeschieden.

Den für die Absaugung nötigen Unterdruck generieren zwei Seitenkanalverdichter, die die Luft anschließend in die Umgebung abblasen.

Die Steuerung der Anlage erfolgt auf Grund der vergleichsweise einfachen Bauweise manuell vor Ort. Zur Regelung des Flüssigkeitsdurchsatzes wurde ein auf dem Prinzip der Induktion basierender Durchflussregler der Firma Endress und Hauser verbaut. Für die Regelung der Zerstäubungsluft ist ein auf dem Prinzip des Hitzdrahtanemometers basierender Regler, ebenfalls von Wagner, montiert. Die

Intensität der Absaugung ist über einen Frequenzumformer an die jeweiligen Spraybedingungen anpassbar.

Für die Dosierung höherviskoser Medien verfügt die Anlage über einen separaten Druckbehälter, in dem diese vorgelegt und mit konstantem Druck beaufschlagt werden können. Das Druckpolster fördert das Fluid durch den Durchflussregler bis zur Düse. Dies ermöglicht ein breites Einsatzspektrum an Fluiden für die Sprühversuche.

Die gesamte Anlagenkonstruktion ist in ein Gestell aus Boschprofilen eingehängt, was eine einfache Demontage und gute Mobilität der Anlage garantiert. So wurde die Versuchsanlage zwischenzeitlich in den Betriebsräumen des Vergasers REGA aufgebaut und über das Prozessleitsystem des Vergasers betrieben.

### 3.1.1 Technische Daten ATMO

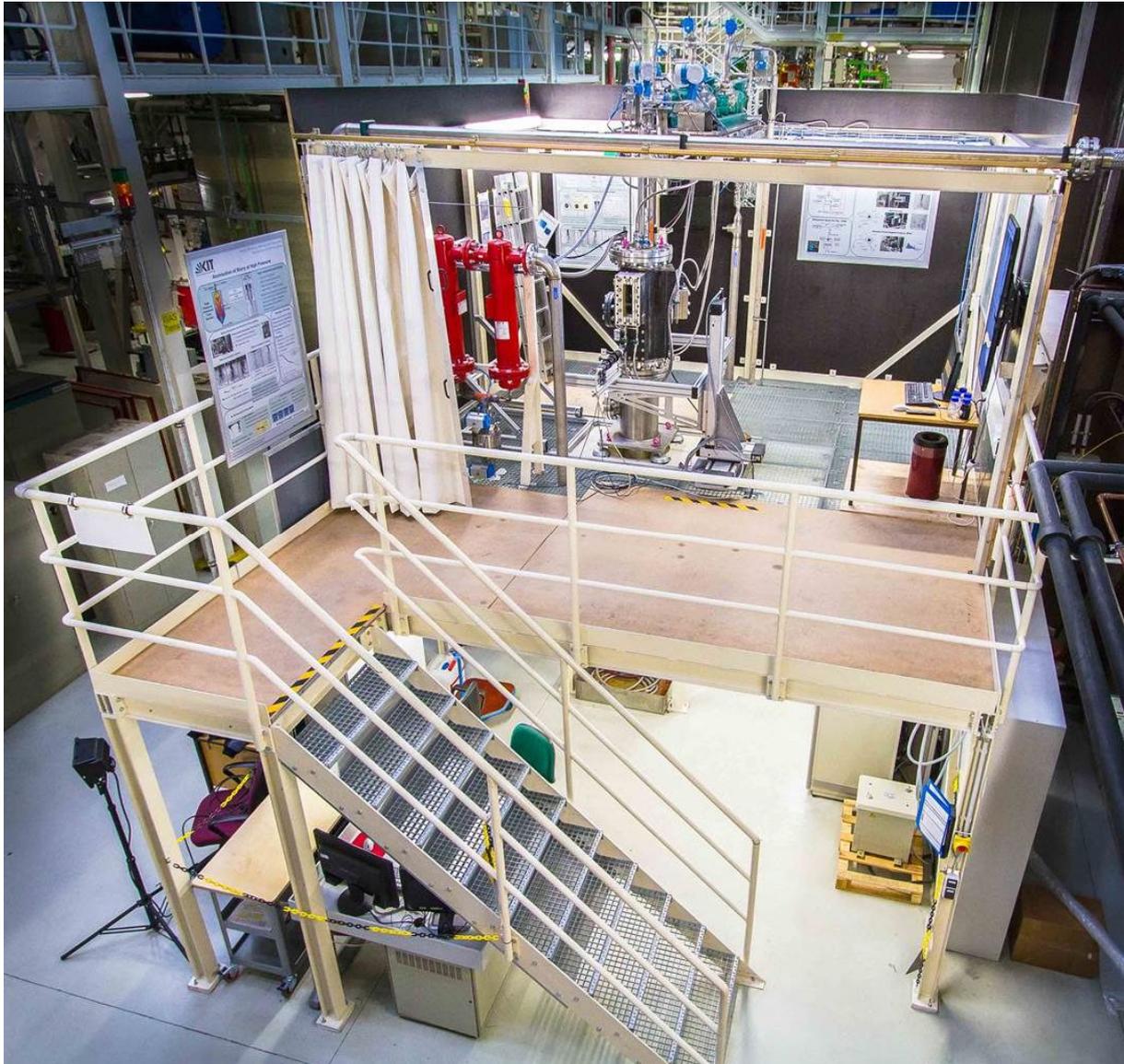
Die Versuchsanlage ATMO verfügt über die im Folgenden aufgeführten technischen Daten und ist somit für den Einsatz der gängigen Zweistoffzerstäuber (s. Abbildung 2-10) optimal geeignet.

- $\dot{M}_{Liq} = 1 - 20 \text{ kg/h}$
- $\dot{M}_{Gas} = 1 - 20 \text{ kg/h}$
- $p_{Reaktor} = 1 \text{ bar (atmosphärisch)}$
- $\eta_{Liq} = 1 - 500 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

Die Betriebsdaten von ATMO wurden gezielt an den am Institut betriebenen Flugstromvergaser REGA angepasst. Der Betrieb der Düsen bei vergaserrelevanten Betriebsbedingungen ist so gewährleistet.

### 3.2 Pressurized Atomization Test Rig – PAT

Zur detaillierten Untersuchung des Reaktordruckeinflusses auf die Spraygüte von Flüssigkeiten und hochviskosen Suspensionen wurde eine zweite Versuchsanlage im Rahmen dieser Arbeit geplant, aufgebaut und betrieben. Das sogenannte **Pressurized Atomization Test Rig – PAT** wurde insbesondere für die Untersuchung von Zweistoffdüsen ausgelegt, s. Abbildung 3-2.



**Abbildung 3-2: Versuchsanlage PAT**

Die Untersuchungen an der Versuchsanlage PAT liefern die Grundlage für eine Optimierung und Neuauslegung von Brennern für Hochdruck-Flugstrom-Vergaser, s. Kapitel 1.

In Abbildung 3-3 ist das R&I-Fließbild von **PAT** nach DIN EN ISO 10628 dargestellt. Die Hauptkomponenten der Versuchsanlage werden in den nachfolgenden Kapiteln im Detail vorgestellt.

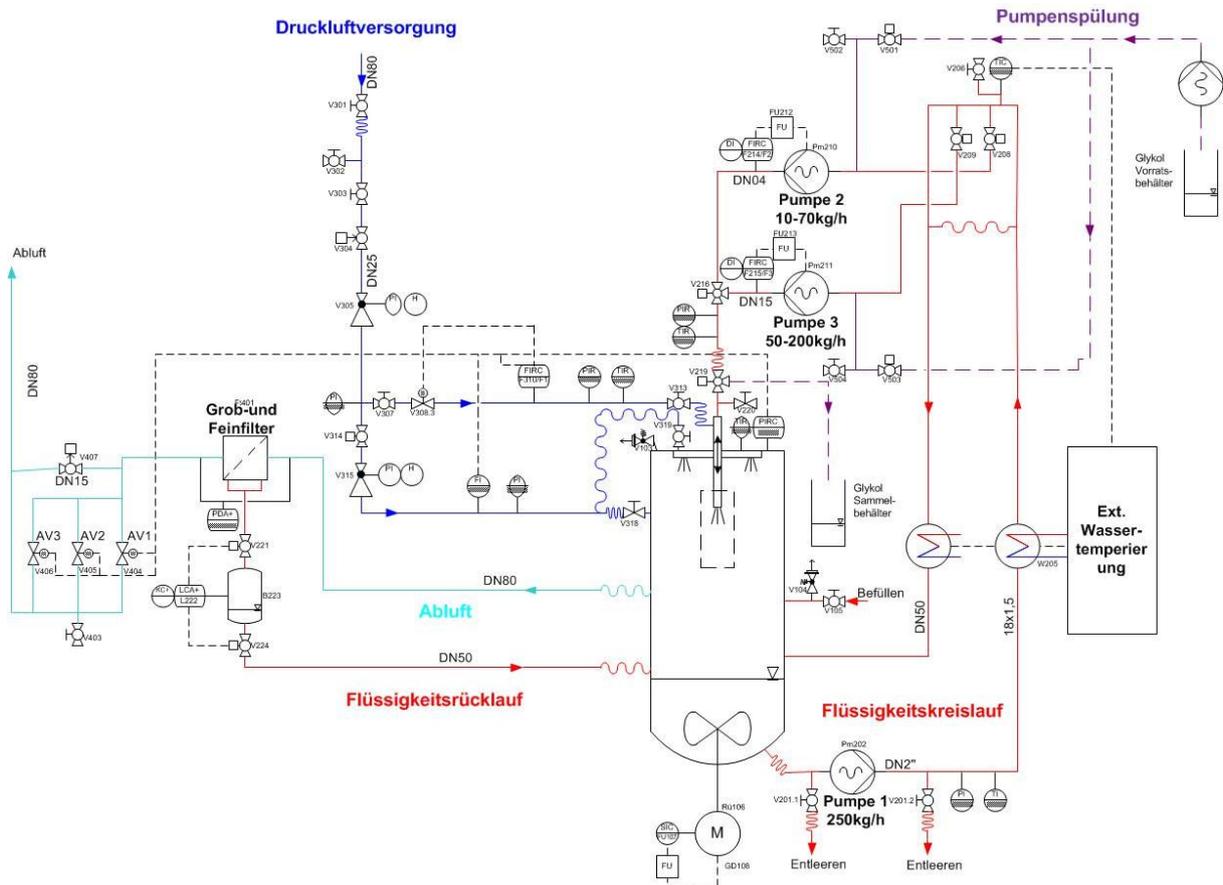
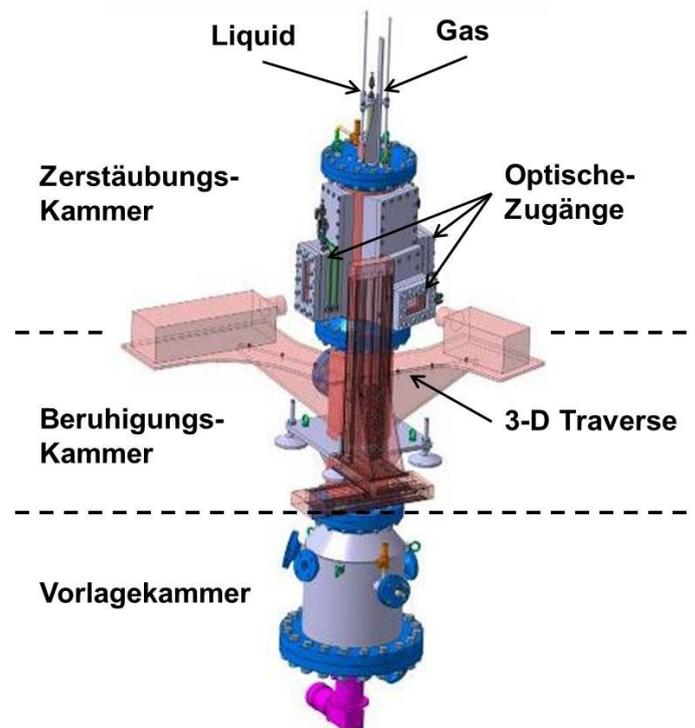


Abbildung 3-3: R&I Fließbild PAT

### 3.2.1 Druckreaktor und Flüssigkeitskreislauf

Kernstück der Anlage ist ein dreigeteilter Druckreaktor, ausgelegt und berechnet nach dem AD 2000 Regelwerk, s. Abbildung 3-4. Dieser setzt sich aus Zerstäubungskammer, Beruhigungskammer und Flüssigkeitsvorlagebehälter zusammen.



**Abbildung 3-4: CAD Bild Druckreaktor PAT**

Die Flüssigkeitsvorlage kann über einen Rührer, der unten im Vorlagebehälter angebracht ist, kontinuierlich gerührt werden. Die Antriebswelle des Rührers ist über eine doppelt wirkende Gleitringdichtung abgedichtet. Dieser spezielle Dichtungstyp erlaubt es, drehende Bauteile gegen eine druckbeaufschlagte Umgebung abzudichten.

Eine Umwälzpumpe pumpt die Flüssigkeit zusätzlich kontinuierlich über eine Bypassleitung um. Auf Grund der Tatsache, dass in nachfolgenden Versuchskampagnen zur Sedimentation neigender Slurry als Fluid eingesetzt werden soll, wurden flüssigkeitsführende Leitungen so dimensioniert, dass die Strömungsgeschwindigkeit mindestens 1 m/s beträgt. Diese Mindestgeschwindigkeit liegt eine Größenordnung oberhalb der Sedimentationsgeschwindigkeit der zukünftig für den Einsatz vorgesehenen Suspensionspartikel. Ein Aussedimentieren der Feststoffphase und die damit einhergehende Verstopfung der Rohrleitungen kann so verhindert werden. Alle flüssigseitig verbauten Kugelhähne sind darüber hinaus mit vollem Durchgang ausgeführt um Ablagerungen zu vermeiden.

Da die Viskosität der Flüssigphase eine stark temperaturabhängige Stoffgröße ist, wurden die Bypassleitungen als doppelwandige Rohrleitungen mit externer Temperierung ausgeführt. Die konstante Temperierung gewährleistet stationäre Versuchsbedingungen, bzgl. der Flüssigviskosität.

Am höchsten Punkt der Bypassleitung befinden sich zwei Abgänge zu den beiden Dosierpumpen, s. Abbildung 3-3. Der Einsatz von zwei parallel geschalteten Pumpen ermöglicht die Abdeckung eines großen Flüssigdosierbereichs.

Auf Grund der bei weiteren Versuchen zu erwartenden hohen Viskosität einerseits, und um andererseits Pulsationen zu vermeiden, wurden alle Pumpen als Exzentrerschneckenpumpen ausgeführt. Dieser Pumpentyp zeichnet sich auch bei hochviskosen Flüssigkeiten durch eine nahezu pulsationsfreie Förderung aus und ist darüber hinaus in der Lage, Suspensionen mit Feststoffpartikeln bis zu 1 mm Größe zu fördern. Die Durchflussmessung erfolgt über zwei Coriolis-Durchflussmessgeräte,

in denen die zur Zweistoffdüse geförderte Flüssigkeitsmenge gemessen wird. Die Regelung der Pumpen erfolgt über zwei mit den Pumpenmotoren verschaltete Frequenzumformer, die ihr Eingangssignal von den Coriolis-Messgeräten erhalten.

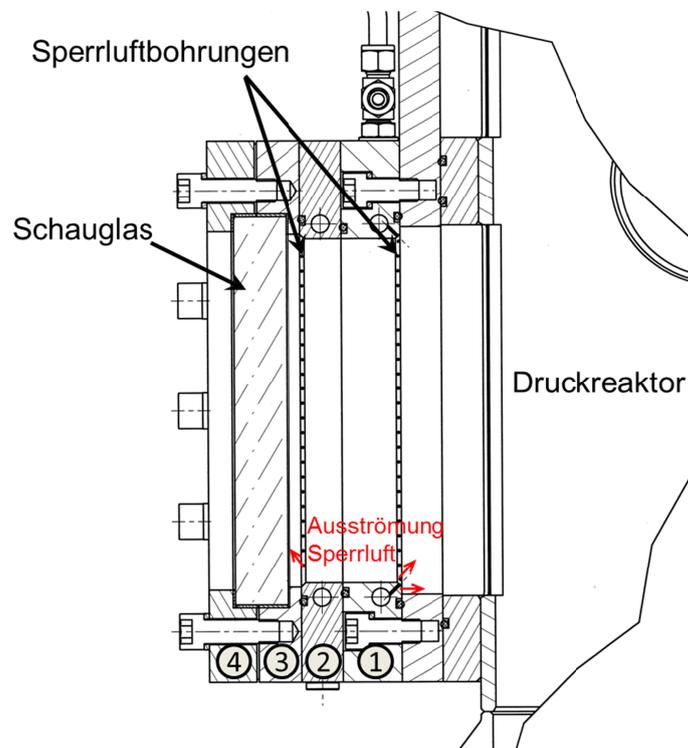
Die Zweistofflanze verfügt über eine Vorrichtung zur Aufnahme verschiedener Zweistoffdüsen und befindet sich zentrisch im Kopf des Reaktors, s. Abbildung 3-3. Eine Stopfbuchse dichtet die Zuführung der Lanze gegen die Umgebung ab. Im Weiteren verfügt die Lanze über eine sternförmige Vorrichtung, die mit drei Gewindestangen am Deckel des Reaktors befestigt ist. Die Lanze wird dadurch axial gesichert und ist über die Gewindestangen beliebig axial reproduzierbar positionierbar.

Eine Messturbine detektiert den Volumenstrom der Druckluft, die als Zerstäubungsgas in die Düse strömt. Die gleichzeitige Messung von Druck und Temperatur des Volumenstroms ermöglicht die Berechnung des Massenstroms. Dieser wird über ein elektronisch angesteuertes Ventil geregelt.

Im Kopf des Reaktors befindet sich direkt oberhalb der Zweistoffdüse eine Entrainmentfritte, die eine Grundströmung vorgeben kann.

Die Zerstäuberchamber verfügt über drei optische Zugänge, die mit druckfestem Spezialglas bestückt sind. Dieses Spezialglas ermöglicht auf Grund seiner optischen Eigenschaften (frei von Schlieren und Einschlüssen) sowohl laserbasierte, als auch visuelle Messungen im Spray.

Die optischen Zugänge verfügen über eine eigene Druckluftversorgung, die ein Freibleasen und Abreinigen der Scheiben für optimale Messbedingungen ermöglicht, s. Abbildung 3-5.



**Abbildung 3-5: Rahmenkonstruktion der Sperrluft**

Die in Abbildung 3-5 dargestellte Sperrluftkonfiguration der Schaugläser wurde auf Basis von Vorversuchsreihen eigens für die Versuchsanlage PAT entwickelt. Das

Schauglas wird hierbei zwischen Rahmen #3 und #4 mit umlaufenden Flachdichtungen eingespannt und fixiert. In Rahmen #1 und #2 befinden sich jeweils Versorgungsbohrungen, aus denen die einzelnen Sperrluftbohrungen mit Druckluft gespeist werden. Die Druckluft wird, wie in Abbildung 3-5 dargestellt, zum einen unter einem Winkel von  $45^\circ$  auf die Scheiben geblasen, was den Zweck hat, niedergeschlagenen Tropfen abzublasen. Zum anderen wird über Rahmen #1 eine Grundströmung in den Reaktor hinein erzeugt, um die Tropfen daran zu hindern, überhaupt in den Bereich der Glasscheibe zu gelangen. Für die Rahmen wurde auf Grund der großen Aussparungen für die Schaugläser besonders hochwertiger Stahl der Güte 3.2 verwendet.

Messungen im Spray bei verschmutzten Scheiben sind je nach eingesetzter Messtechnik unmöglich, somit ist die einwandfreie Funktion der Scheibenspülung von großer Bedeutung. Sollten sich Verunreinigungen auf den Scheiben niederschlagen, die durch die Sperrluft nicht weggeblasen werden können – was bei längeren Versuchszeiten der Fall ist – so verfügt die Zerstäuberkammer über einen Revisionsflansch, der eine mechanische Reinigung der Schaugläser ermöglicht. Die spezielle geometrische Anordnung der Schaugläser mit zwei gegenüberliegenden und einer um  $70^\circ$  versetzt angebrachten Scheibe ermöglicht den Einsatz unterschiedlichster Messverfahren zur Untersuchung des Sprays, s. Kapitel 3.3.

Für die Montage der Spraymessgeräte verfügt die Anlage über eine in alle drei Achsen verfahrbare Traverse. Die drei Stellmotoren ermöglichen eine auf 0,1 mm exakt reproduzierbare Positionierung der Messgeräte. Die Steuerung erfolgt über eine Schrittmotorsteuereinheit der Firma ISEL.

Um besonders bei laserbasierten Messungen Reflektionen und Streustrahlung im Inneren des Reaktors zu vermeiden, wurden die Edelstahloberflächen der Zerstäuberkammer brüniert. Die so entstandene matt schwarze Oberfläche verhindert weitestgehend das Auftreten von Reflektionen, und minimiert so die Störsignale bei laserbasierten Messungen.

Um die Übertragung von Schwingungen auf den Reaktor zu vermeiden, steht der gesamte Druckreaktor auf einem eigenen Stahlgerüst und ist auf diesem mit vier Schwingungsdämpfern befestigt. Zusätzlich erfolgt der Anschluss aller Medienversorgungsleitungen mittels Kompensatoren. Diese verhindern, dass dem Reaktor durch äußere Einflüsse wie Pumpen und Druckleitungen Schwingungen aufgezwungen werden.

### **3.2.2 Druckluftversorgung**

Die Druckluftversorgung für die Versuchsanlage wird durch eine eigens hierfür errichtete zweistufige Hochdruck-Kompressor-Anlage gewährleistet, s. Abbildung 3-6.



**Abbildung 3-6: Schematische Darstellung Hochdruck-Kompressor-Anlage Firma Kaeser [105]**

Diese besteht aus einem Schraubenkompressor, der die Luft auf 11 bar vorverdichtet und in einen 5 m<sup>3</sup> Druckbehälter einspeist. An den Druckbehälter schließt sich ein Vorfilter an, der die vorkomprimierte Luft reinigt, bevor diese in den nachgeschalteten Kolbenkompressor einströmt und auf 45 bar verdichtet wird. Nach dem Kolbenkompressor folgen zwei Druckbehälter mit 3 bzw. 5 m<sup>3</sup> Volumen, um die vom Kompressor erzeugten Pulsationen zu dämpfen und einen für die Versuche ausreichend großen Puffer an Druckluft zu gewährleisten.

Bevor die Luft zur Versuchsanlage strömt durchläuft diese noch einen Hochdruck-Kältetrockner. Dieser kühlt die Luft auf -25 °C und scheidet alle Feuchtigkeit bis zum Taupunkt ab. Die getrocknete Luft wird anschließend in zwei Mikrofiltern von vorhandenen Verunreinigungen gereinigt und zur Anlage geleitet. Die Trocknung der Luft ist zwingend erforderlich, da sämtliche Berechnungsvorschriften für Luftströmungen (s. Kapitel 2.1.8) nur für feuchtigkeitsfreie Luft gelten.

### 3.2.3 Druckregelung und Abluftsystem

Um die mechanische Belastung des Reaktors zu minimieren, erfolgt das Be- und Entspannen des Reaktors in einer Rampenfahrweise. Hierbei wird der Druck mit einer maximalen Geschwindigkeit von 1 bar pro Minute verändert.

Die Regelung des Reaktordrucks erfolgt über einen Siemens Logo Baustein. Dieser wurde so programmiert, dass die kontinuierlich in den Reaktor eintretenden Luftströme gemessen werden und an Hand des aktuellen Reaktordrucks die Stellung der Abluftventile automatisch geregelt wird. Je nach Menge und vorgewähltem Reaktordruck erfolgt die Abluftregelung über eines oder mehrere der drei parallel geschalteten Abluftventile. Stationäre Druckbedingungen im Reaktor sind so realisierbar.

Die Abluft durchläuft zunächst einen Grobfilter mit einer Filterkerze aus Drahtgeflecht, dieser scheidet alle Tropfen und Partikel ab, die größer als 25 µm sind. Anschließend werden in einem Feinfilter aus Keramikgeflecht die restlichen Tropfen und Partikel > 1 µm abgeschieden. Die abgeschiedene Flüssigkeit läuft außen an den Filterkerzen herunter und wird in einem Sammelbehälter aufgefangen, der als Druckschleuse ausgeführt und mit der Flüssigkeitsvorlage im Reaktor verbunden ist. Die Schleuse wird je nach Füllstand oder ab Überschreiten einer für die Sedimentation kritischen Zeit geöffnet, so dass die abgeschiedene Flüssigkeit

zurück in die Flüssigkeitsvorlage fließen kann. Diese Konstruktion ermöglicht einen geschlossenen Flüssigkeitskreislauf, in dem sich auch Feststoffkonzentrationen von Suspensionen bei mehrtägigen Versuchsreihen in hohem Maße konstant halten lassen. Die gereinigte Abluft wird über Dach abgeblasen.

### **3.2.4 Reinigungs- und Revisionskonzept**

Zur Entleerung der Flüssigkeitsvorlage befinden sich vor und nach der Umwälzpumpe zwei Kugelhähne, s. Abbildung 3-3. Diese Konstruktionsweise ermöglicht es, den Reaktor bei Verwendung niederviskosen Vorlageflüssigkeiten leerlaufen zu lassen. Hochviskose Fluide können gezielt über die Umwälzpumpe abgepumpt werden.

Die Bypassleitung verfügt über einen Entlüftungskugelhahn an der höchsten Stelle, so dass der gesamte Flüssigkeitsinhalt des Bypass über den der Umwälzpumpe nachgeschalteten Kugelhahn abgelassen werden kann.

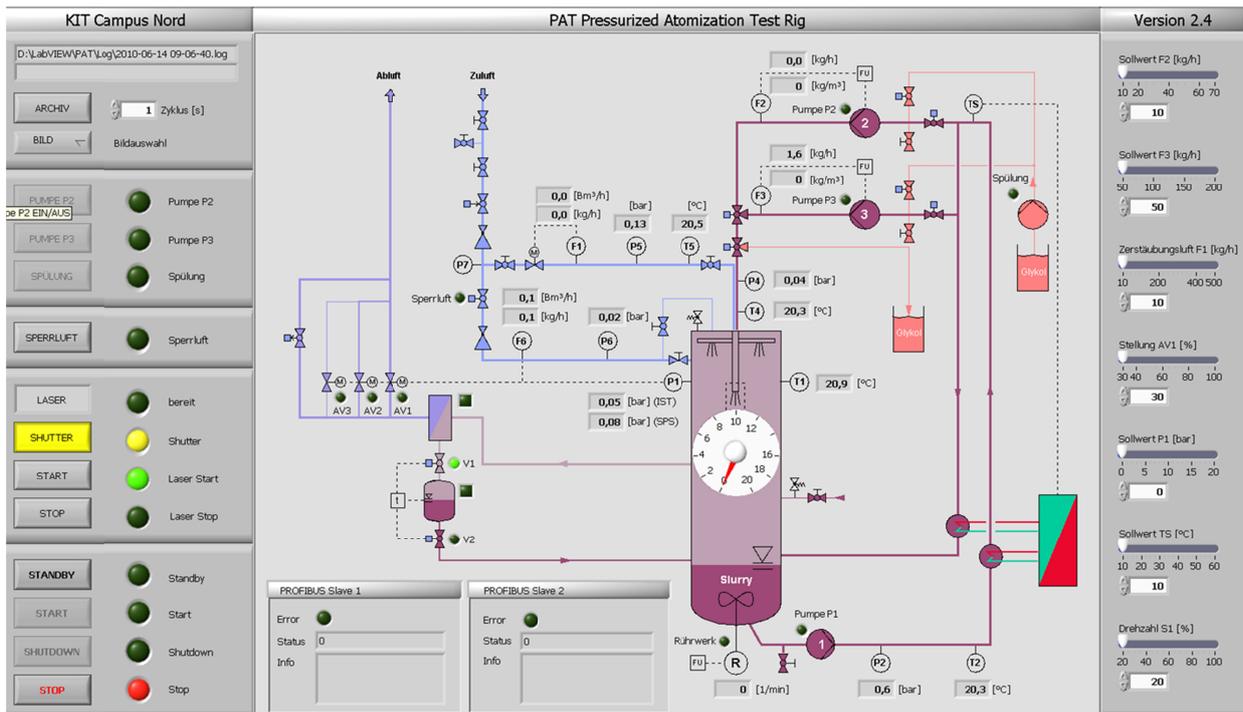
Für den Slurrybetrieb sind beide Dosierpumpen mit einem Spülsystem versehen, welches derzeit jedoch noch nicht vollautomatisiert im Prozessleitsystem integriert ist. Zur Spülung der Pumpen befinden sich zwei Zugänge für Spülflüssigkeit jeweils im Ansaugtrakt der Dosierpumpen. Bei Aktivierung des Spülvorganges kann hier die Reinigungsflüssigkeit zuströmen und die in der Pumpe verbliebenen Feststoffpartikel werden, bevor es zur Sedimentation kommt, über einen der Zweistofflanze vorgeschalteten Drei-Wege-Kugelhahn in einen Slop-Behälter ausgetragen. Ebenso kann vor erneuter Slurryinbetriebnahme die Flüssigkeit solange über den Drei-Wege-Kugelhahn in den Slop-Behälter geleitet werden, bis die Leitung wieder vollständig mit Slurry gefüllt ist.

Alle Rohrleitungen und Pumpen sind über Absperrventile vom Rest der Anlage trennbar. In den Leitungen befindliche Messfühler und Komponenten können so ohne eine Entleerung der Anlage getauscht werden. Alle Teile der Anlage sind einfach demontierbar, um eine Reinigung aller Teilkomponenten zu ermöglichen.

### **3.2.5 Prozessleitsystem**

Auf Grund der Komplexität der Versuchsanlage und der Anzahl der aufzuzeichnenden Messwerte, s. Abbildung 3-3, wurde die Steuerung der Anlage über ein Prozessleitsystem realisiert.

Die Steuerbefehle des Leitsystems werden rechnergesteuert verarbeitet und über ein Wago-Modul, das die Schnittstelle zwischen PC und angesteuerten Komponenten bildet, an die Ventile und Pumpen weitergeleitet. Die Visualisierung der Prozesssteuerung erfolgt mit Hilfe von Labview, s. Abbildung 3-7.



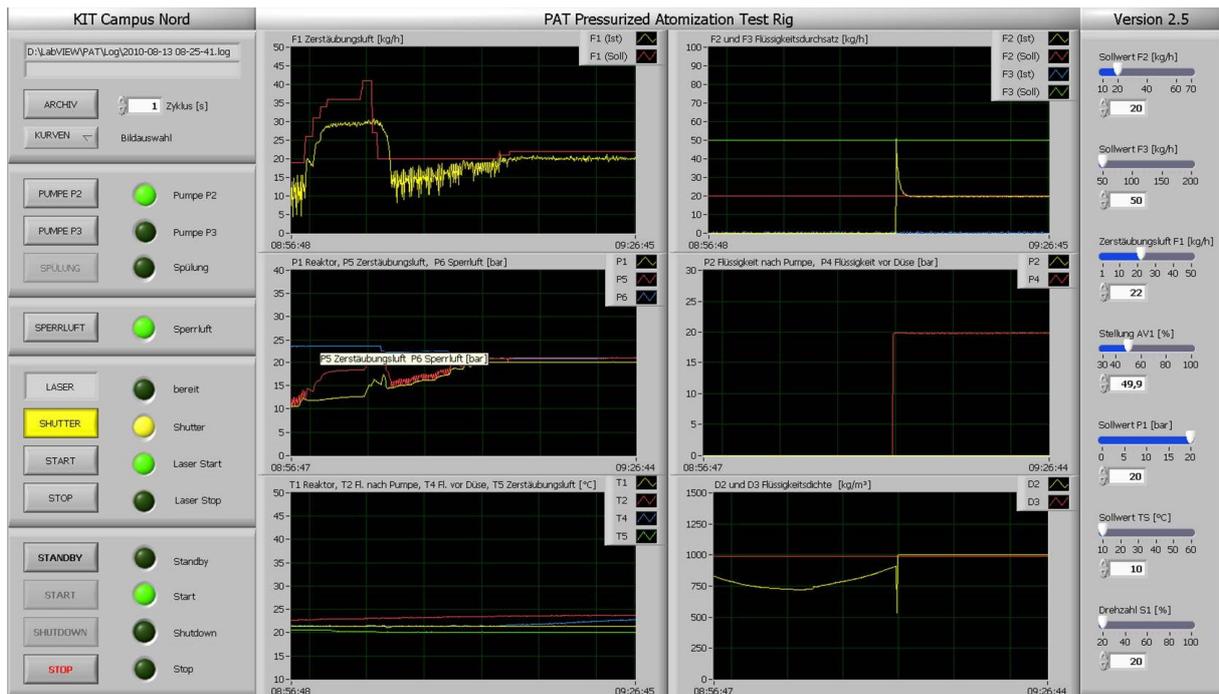
**Abbildung 3-7: Prozessleitsystem PAT**

Auf der rechten Seite der Bedienoberfläche befinden sich die Sollwerte für Druck, Durchfluss (Gas und Liquid), Temperatur (Liquid) und Rührwerksdrehzahl, die als Eingabewerte gestaltet sind.

In der Mitte ist das Fließbild der Anlage mit den entsprechenden Messstellen samt Nummerierung abgebildet. In diesem Bereich werden alle Messwerte an der jeweiligen Stelle ausgegeben, und der Betrieb der pneumatisch Kugelhähne, der Ventile, des Rührers und der Pumpen über optische Signale angezeigt.

Nach Einstellung der Sollwerte wird die Anlage über die Steuertasten auf der linken Seite bedient. Hier lassen sich die einzelnen Anlagenkomponenten wie Pumpen, Sperrluft, Zerstäubungsluft und Laserwarnleuchten ein- und ausschalten.

Die Funktion Bild/Kurven (links oben bei den Steuertasten) ermöglicht die Ausgabe der wichtigsten Betriebsparameter als Trendkurve über der Zeit, s. Abbildung 3-8.



**Abbildung 3-8: Trendkurven der Betriebsparameter im Prozessleitsystem**

Aufgetragen sind hier sämtliche Druckmesspunkte, Gas- und Flüssigdurchsatz, Temperatur und Dichte über der Zeit.

Diese Darstellungsweise ermöglicht es vor Versuchsbeginn die Anlage auf Stationarität hin zu überprüfen.

Über die Funktion Archiv lassen sich darüber hinaus alle Messwerte in einer Textdatei über einen beliebigen Zeitraum hinweg archivieren und über Excel als Trendkurven ausgeben. Eine Überprüfung der Betriebsbedingungen auf Stationarität, bei nachträglich festgestellten nicht plausiblen Messergebnissen, ist so im Post-Processing möglich.

Die roten Linien in Abbildung 3-8 stellen den Sollwert und die gelben Linien den Istwert dar. Im Kurvenverlauf ist zunächst eine Einregelungsphase zu erkennen, in der es noch Abweichungen von Ist- und Sollwert gibt. Im Verlauf der Zeit stellen sich dann stationäre Betriebsbedingungen ein.

### 3.2.6 Sicherheitskonzept

Gemäß den Vorgaben der AD 2000 Regelung zur Auslegung von Druckbehältern wurde für den Druckreaktor eine Druckbehälterberechnung durchgeführt. Hierbei wurde die Mindestwandstärke für alle Bauteile des Reaktors festgelegt. Dies war erforderlich, da auf Grund der optischen Zugänge nicht auf Normteile zurückgegriffen werden konnte, und die Zerstäubungskammer somit abgesehen von den Flanschen (PN 25, DN 300) eine Sonderanfertigung darstellt.

Zur mechanischen Absicherung des Berstfalls wurden zwei Sicherheitsventile am Reaktor montiert. Eines befindet sich am Deckel, das andere an einem Revisionsflansch am unteren Teil des Reaktors.

Beide Ventile blasen aus Sicherheitsgründen über Abblaseleitungen ab, die auf Kniehöhe am Boden enden.

Zusätzlich wird der Reaktordruck elektronisch überwacht. Sobald der Druck über 22 bar steigt, fährt die Anlage automatisiert in den Zustand Notaus. Dabei schließen sich sämtliche Ventile durch die Luft in den Reaktor einströmt. Gleichzeitig öffnet sich ein Bypass, der parallel zu den drei Abluftventilen geschaltet ist. Der Reaktor bläst somit kontrolliert über den Abluftkamin ab und wird entspannt.

Sicherheitsrelevante Kugelhähne wurden mit pneumatischer Steuerung ausgeführt, um die Anlage auch im Fall eines Stromausfalls in einen sicheren, drucklosen Betriebszustand überführen zu können. Diese Kugelhähne sind abluftseitig alle stromlos offen und zuluftseitig stromlos geschlossen.

Die Versuchsanlage verfügt über drei Notaus-Schalter. Ein Notaus befindet sich auf Niveau der Bühne und kann bei Arbeiten an der Zerstäuberammer betätigt werden, die beiden anderen befinden sich am Treppenaufgang und am Hauptschaltschrank unterhalb der Bühne. Die Anlage kann so von allen für den Betrieb relevanten Position aus in einen sicheren Zustand überführt werden.

Der Bühnenbereich ist an drei Seiten durch 20 mm dicke Holzplatten eingehaust, auf der vierten Seite ist ein kevlarverstärkter, schwer entflammbarer Vorhang angebracht. Diese Einhausung dient einerseits als Laserschutz während der Messungen, andererseits auch als Berstschutz im Falle eines Scheibenschadens.

### 3.2.7 Technische Daten

Die Versuchsanlage verfügt über die im Folgenden aufgeführten technischen Daten und ist somit für den Einsatz aller gängigen Zweistoffzerstäuber (s. Abbildung 2-10) geeignet.

- $\dot{M}_{Liq} = 8 - 200 \text{ kg/h}$
- $\dot{M}_{Gas} = 1,5 - 500 \text{ kg/h}$
- $p_{Reaktor} = 1 - 21 \text{ bar}$
- $T_{Liq} = 10 - 50 \text{ °C}$
- $\eta_{Liq} = 1 - 3000 \text{ mPa s}$
- $H_{Reaktor} = 3 \text{ m}$
- $D_{Reaktor} = 0,3 \text{ m}$

Die Betriebsbereich deckt bzgl. des Drucks einen Scale-Up Faktor von 21 bzgl. atmosphärischen Druckbedingungen ab. Zum Betriebsdruck des bioliq<sup>®</sup> Vergasers bleibt lediglich noch ein Scale-Up Faktor von vier.

### 3.3 Messgeräte zur Bestimmung von Tropfengröße und Geschwindigkeit

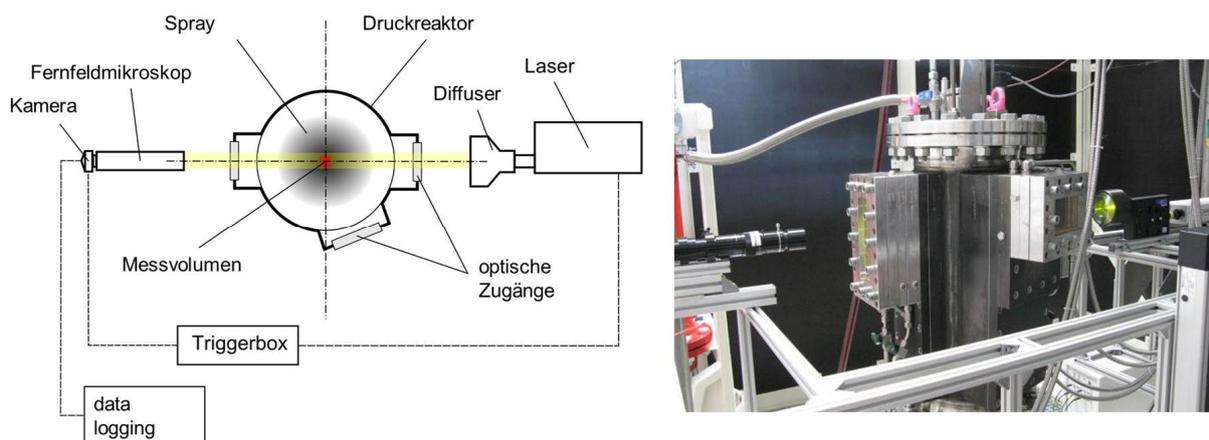
Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Messsysteme zur Vermessung der Sprays hinsichtlich Primärzerfall, Geschwindigkeits- und Tropfengrößenverteilung vorgestellt.

Auf eine detaillierte Beschreibung der physikalischen Grundlagen von LDA und PDA, s. Kapitel 3.3.2 und 3.3.3 wird an dieser Stelle verzichtet. Diese werden unter anderem bei Albrecht et al. [106] ausführlich diskutiert.

#### 3.3.1 Shadowgraphie

Zu Beginn der Arbeiten wurde ein Shadowsizer zur Tropfengrößen- und Geschwindigkeitsmessung im Spray verwendet.

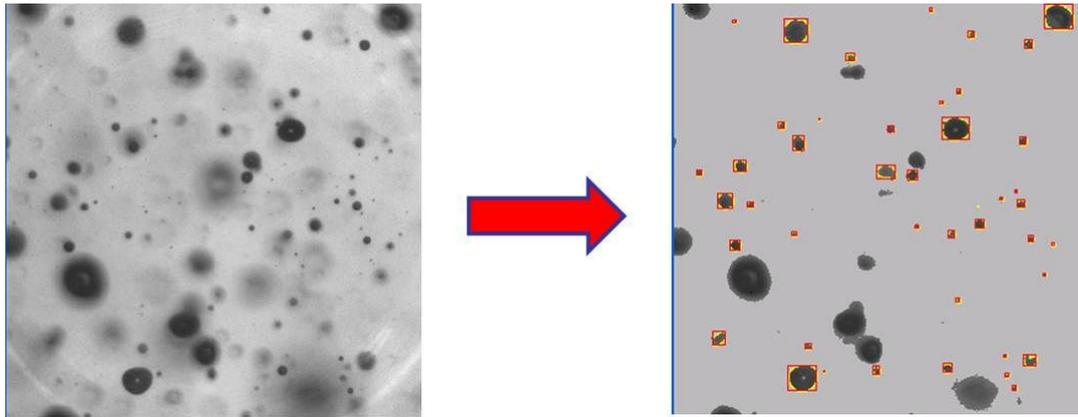
Das Messprinzip beruht auf einer optischen Beurteilung des Sprays über ein Schattenbildverfahren. Hierbei wird eine hochauflösende Hochgeschwindigkeits-Kamera und eine mit dem Kamerashutter getriggerte Laserbeleuchtung im Gegenlichtmodus aufgebaut, s. Abbildung 3-9.



**Abbildung 3-9: Aufbauschema Shadowsizer, Schwarzer [58] / Shadowsizer an PAT**

Um die nötige Vergrößerung zu erzielen und auch kleine Tropfen detektieren zu können, wird ein Fernfeldmikroskop als Objektiv verwendet. Der so erzielte Bildausschnitt hat bei einer Brennweite von 500 mm eine Größe von  $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$  und eine Schärfentiefe von 0,7 mm, s. Griesbaum [107].

Die Größe des Messvolumens erlaubt eine Ortsauflösung der Messung im Bereich einiger Millimeter. Die hohe Kameraauflösung von 4 Megapixeln ermöglicht die zuverlässige Detektion von Tropfen ab einem Durchmesser von  $20 \mu\text{m}$ . Eine Software wertet die Bilder über einen hell/dunkel – Kontrast, sowie einen hell/dunkel – Gradienten aus, s. Abbildung 3-10.



**Abbildung 3-10: Bildauswertung mit Shadowsizer**

Die zugehörige Auswertesoftware markiert die Tropfen mit einer Randlinie. Alle innerhalb dieser Randlinie befindlichen Pixel werden von der Software gezählt. Unter Kenntnis der realen Kantenlänge des Messvolumens von 2,8 mm und der zugehörigen Pixelzahl von 2048 wird der Software ein Skalierungsfaktor vorgegeben, der die reale Länge eines Pixels beschreibt. Aus dem Wert der Summe aller innerhalb der Randlinie befindlichen Pixel berechnet die Software dann, unter Rückrechnung auf einen ideal runden Tropfen, einen Äquivalenzdurchmesser für jeden Tropfen.

Die Geschwindigkeitsbestimmung der Tropfen erfolgt über das Tracken der detektierten Tropfen von einem zum nachfolgenden Bild. Die Aufnahmefrequenz gibt die Zeit zwischen den beiden Bildern vor. Die vom getrackten Tropfen zurückgelegte Strecke wird von der Software über den Skalierungsfaktor berechnet. Mit Kenntnis von Weg und Zeit lässt sich so der Geschwindigkeitsvektor jedes detektierten Tropfens bestimmen.

Dieses Verfahren wurde ausgewählt, weil bei nachfolgenden Arbeiten Suspensionen und opake Modellfluide zerstäubt werden sollen, und dies mit den gängigen Spraymessmethoden, wie z.B. einem PDA-System, s. Kapitel 3.3.3 nur bedingt, bzw. gar nicht möglich ist.

Vorteilhaft bei diesem Messverfahren ist die relative Unempfindlichkeit gegenüber Verunreinigungen auf den Schaugläsern.

Neben der Information über Tropfendurchmesser und Geschwindigkeit werden zusätzlich Informationen über die Form des Tropfens ausgegeben.

Die Auswertung einer Shadowgraphie-Messreihe ist sehr rechenintensiv, da hierbei jeder einzelne Pixel mit all seinen Nachbarn bzgl. deren Graustufe verglichen wird. Dies bedeutet, dass bei einer Kameraauflösung von 4 Megapixeln bereits mehrere Millionen Rechenschritte pro Bild durchzuführen sind. Ebenso stellt die Messtechnik große Anforderungen an die Datenspeicherung, die je nach Messumfang schnell im Bereich vieler Gigabytes liegen kann.

Bei den Messreihen die mit dem Shadowsizer an der Versuchsanlage PAT durchgeführt wurden, konnte festgestellt werden, dass es bei hohem Druck auf Grund der sehr dichten Sprays zur Inhomogenität der Helligkeit innerhalb eines Bildes und innerhalb einer Messreihe kommt, s. auch Abbildung 3-10.

Die Auswertesoftware erlaubte nur die einmalige Einstellung der Auswertekriterien für Helligkeits- und Gradientengrenzwert, weswegen eine zuverlässige Auswertung einer Serie von Aufnahmen nicht durchführbar war. Zusätzlich wurde die Auswertung durch die versuchsbedingt relativ dunklen Bilder erschwert, was zu einer Unterbestimmung kleinerer Tropfen führte.

Auch die Implementierung verschiedener Filter in der Bildauswertung, s. Schwarzer [58], brachte nicht die erhofften Verbesserungen. Dies ist deutlich in Abbildung 3-10 zu erkennen. Trotz der Anwendung verschiedener Filter und Glättungsalgorithmen im rechten Bild werden nicht alle Tropfen von der Software detektiert.

Zur Quantifizierung des Messfehlers wurde ein Target mit definierten Tropfengrößen in das Messvolumen eingebracht und mit dem Shadwosizer vermessen. Hierbei zeigten sich bei Betriebsangepassten Beleuchtungsverhältnissen Abweichungen von bis zu 50 % bzgl. der Tropfengröße des Targets. Besonders stark war die Abweichung bei Tropfen  $< 50 \mu\text{m}$ . Dies hat zur Folge, dass die nachfolgend vorgestellten Tropfengrößenmessungen an PAT mittels eines PDA-Systems durchgeführt wurden.

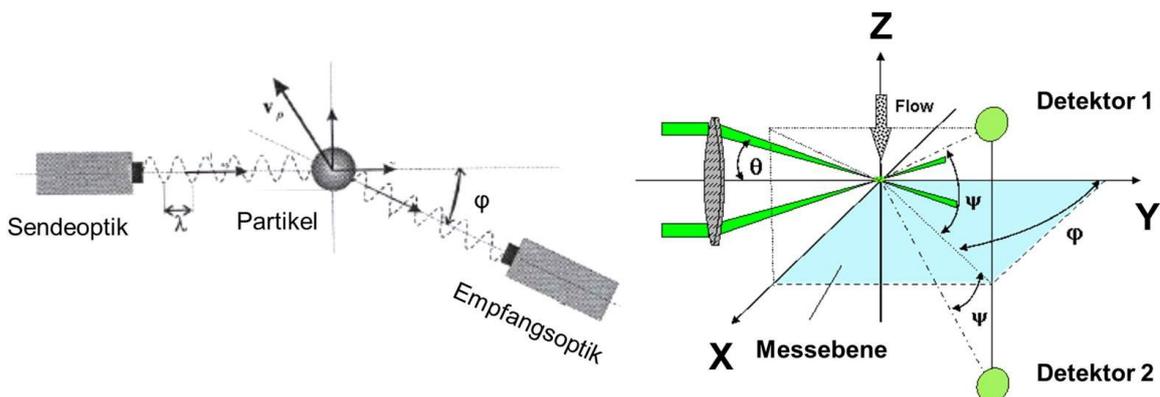
Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen mit dem Shadwosizer wurden lediglich zur qualitativen Validierung der PDA-Versuche genutzt. So wurde die maximal auftretende Tropfengröße und die Sphärizität der Tropfen bestimmt. Auf Basis dieser Erkenntnisse wurden dann die Einstellungen des PDA-Systems vorgenommen, s. Kapitel 3.3.3.

Derzeit befindet sich eine am Institut entwickelte Matlab-basierte Auswertesoftware für Shadwosizer in der Erprobungsphase. Erste Versuchsreihen zeigten jedoch bereits deutliche Verbesserungen bei der Erkennung von Tropfen aller Größenklassen in dichten Sprays.

### 3.3.2 LDA – Laser Doppler Anemometrie

Dieses Verfahren ermöglicht es, die Geschwindigkeit von Tropfen und Partikeln in einem Spray mit hoher Ortsauflösung zu messen.

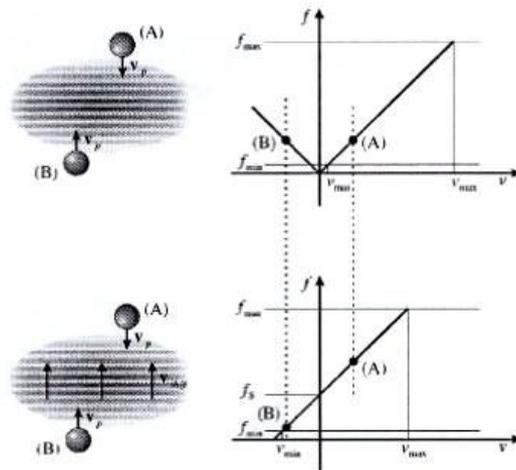
Ausgehend von einer Sendeoptik werden zwei kohärente Laserstrahlen zum Schnitt gebracht und erzeugen so ein definiertes Messvolumen ( $< 1\text{mm}$ ). Dieses besitzt die Form eines Rotationsellipsoids sowie eine Gaußsche-Intensitätsverteilung in allen drei Raumrichtungen. Die Empfangsoptik befindet sich in der gleichen Ebene wie die Sendeoptik und ist unter einem definierten Winkel  $\varphi$ , s. Abbildung 3-11, auf das Messvolumen gerichtet.



**Abbildung 3-11: Prinzipskizze Messvolumen und Aufbau LDA, Dantec Dynamics [108]**

Innerhalb des Messvolumens bilden sich Interferenzstreifen aus, deren Abstand vom Schnittwinkel der Laserstrahlen und deren Wellenlänge abhängt. Durchquert nun ein Teilchen das Messvolumen, so kommt es zur Brechung dieser Interferenzstreifen. Dabei wird am Empfänger eine Frequenz  $f_D$  detektiert, die abhängig von der Geschwindigkeit des Teilchens  $v_x$  ist, s. Abbildung 3-11 und Abbildung 3-12.

Partikelbewegungen in positive und negative Richtung können zunächst nicht unterschieden werden, da die Interferenzstreifen im Messvolumen bei kohärenten Laserstrahlen stationär sind. Aus diesem Grund wird die Frequenz eines der beiden Laserstrahlen um eine sogenannte Shiftfrequenz ( $f_{\text{Shift}} \ll f_{\text{Laser}}$ ) verschoben. Dies bedingt ein Wandern der Interferenzstreifen im Messvolumen in Richtung des ungeschifteten Strahls. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Interferenzstreifen entgegen der Hauptströmungsrichtung wandern. Ein im Messvolumen stehendes Teilchen erzeugt nun ein Signal mit der Frequenz  $f_{\text{Shift}}$ , s. Abbildung 3-12.



**Abbildung 3-12: Prinzipskizze LDA-Messvolumen mit Schiffsfrequenz, Dantec Dynamics [108]**

Die detektierte Frequenz ergibt sich zu:

$$f = f_s + v_x \cdot \frac{2 \cdot \sin \frac{\Theta}{2}}{\lambda} = f_s + f_D \quad (3-1)$$

Hierbei ist  $f_s$  die Schiffsfrequenz,  $\lambda$  die Wellenlänge des Lasers,  $\Theta$  der Schnittwinkel der Laserstrahlen, unter dem das Messvolumen gebildet wird und  $v_x$  die Geschwindigkeit des Tropfens / Partikels.

Auf Basis der am Detektor aufgenommenen Frequenz  $f$  lässt sich mit Kenntnis des geometrischen Abstands der Intensitätsmaxima die Geschwindigkeit berechnen.

LDA Messungen haben eine Ortsauflösung  $< 1$  mm und liefern online Geschwindigkeitsinformationen.

Für die Durchführung einer LDA-Messung ist es wichtig, dass die Laserstrahlen weitestgehend ungestört zum Messvolumen vordringen können. Schaugläser sind deswegen möglichst frei von Verschmutzungen zu halten. Bei der Auswahl der Schaugläser ist deswegen darauf zu achten, dass nur hochreine Spezialgläser ohne optische Einschlüsse und Schlieren eingesetzt werden.

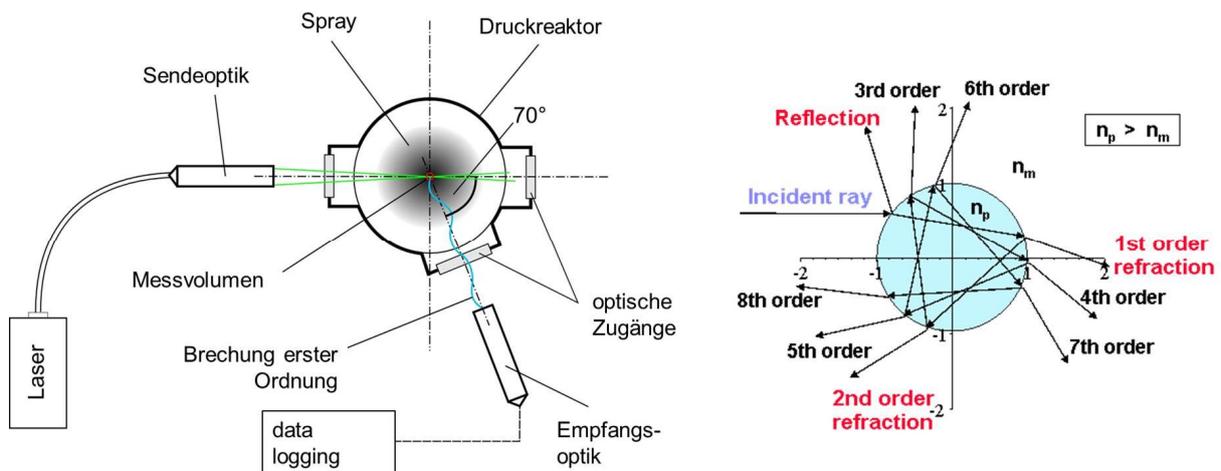
Das LDA-Gerät eignet sich sowohl für die Geschwindigkeitsmessung in reinen Flüssigkeitssprays, als auch für die Anwendung in Suspensionsprays, ist also auch für die weiterführenden Untersuchungen mit Suspensionen geeignet.

Im Rahmen der hier durchgeführten Arbeit wurde ein auf das LDA-System aufbauendes PDA verwendet, welches im nachfolgenden Kapitel beschrieben wird. Hiermit können Geschwindigkeiten bis 120 m/s mit einer Messabweichung von  $< 1$  % gemessen werden.

### 3.3.3 PDA – Phasen Doppler Anemometrie

Für die an der Versuchsanlage PAT durchgeführten Sprayuntersuchungen wurde ein PDA-System zur lokalen Messung von Tropfengrößen- und Geschwindigkeitsverteilung verwendet.

Ausgehend von einer Sendeoptik werden, analog zum LDA-System, s. Kapitel 3.3.2, zwei kohärente Laserstrahlen zum Schnitt gebracht und dadurch ein definiertes Messvolumen erzeugt. Dieses besitzt die Form eines Rotationsellipsoids und eine Gaußsche-Intensitätsverteilung in allen drei Raumrichtungen. Das Messvolumen wird von einer in der gleichen Ebene befindlichen Empfangsoptik unter einem bestimmten Winkel beobachtet, s. Abbildung 3-13.



**Abbildung 3-13: Prinzipskizze Aufbau PDA, Schwarzer [58], mit Strahlverlauf, Dantec Dynamics [108]**

Das Interferenzstreifenmuster des Messvolumens wird von den durch das Messvolumen durchtretenden Tropfen gebrochen s. Abbildung 3-13.

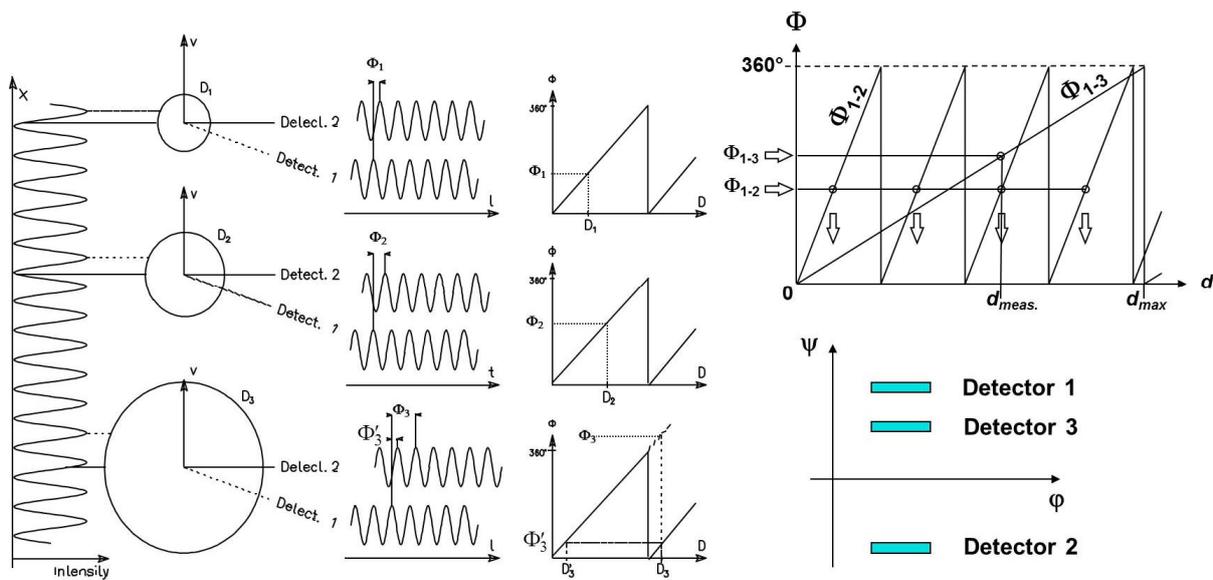
Vereinfacht lässt sich jeder Tropfen als Linse beschreiben, der abhängig von der Krümmung der Oberfläche = f(Tropfengröße) die Interferenzstreifen abbildet.

Dieses vom Tropfen abgebildete Interferenzstreifenmuster weist einen Phasenunterschied zum ungebrochenen Strahl auf, der mit zunehmender Tropfengröße wächst. Dieser wird durch folgende Formel für den Brechungsmodus erster Ordnung beschrieben:

$$\Phi = \frac{-2\pi d_p}{\lambda} \cdot \frac{n_{rel} \cdot \sin \Theta \cdot \sin \Psi}{\sqrt{2(1 + \cos \Theta \cdot \cos \Psi \cdot \cos \phi)} \cdot (1 + n_{rel}^2 - n_{rel} \cdot \sqrt{2(1 + \cos \Theta \cdot \cos \Psi \cdot \cos \phi)})} \quad (3-2)$$

Hierbei ist  $\lambda$  die Wellenlänge des Lasers,  $\Theta$  der Schnittwinkel der Laserstrahlen,  $\Phi$  die Phasenverschiebung zwischen den Detektoren,  $\Psi$  der Halbwinkel zwischen Detektor 1 und 2,  $d_p$  der Tropfendurchmesser und  $n_{rel}$  der Brechungsindex der Flüssigkeit.

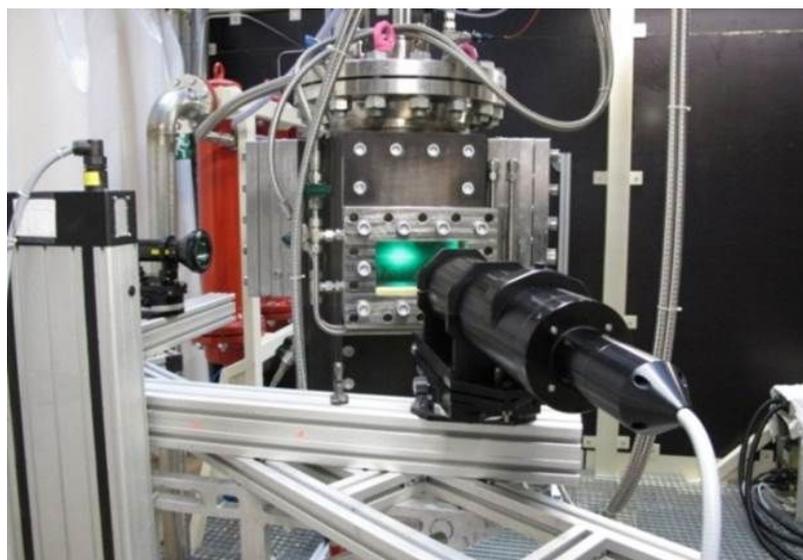
Der Phasenunterschied des abgebildeten Interferenzstreifenmusters wird von drei Detektoren gemessen. Die Anordnung von zwei nah beieinander liegenden und einem dritten, etwas weiter entfernt liegenden Detektor, ermöglicht das Vermessen und das Validieren eines weiten Partikelgrößenbereichs, s. Abbildung 3-14.



**Abbildung 3-14: Auswertung der Phasenverschiebung des Detektorsignals [108]**

Die Überlagerung der Phasenverschiebungen  $\Phi_{1-2}$  und  $\Phi_{1-3}$  liefert eine eindeutige Durchmesserbestimmung im Bereich von  $0,5 \mu\text{m}$  bis  $1000 \mu\text{m}$  (s. Abbildung 3-14), wobei der detektierbare Größenbereich abhängig von der in der Empfangsoptik eingebauten optischen Maske ist. Die Geschwindigkeitsbestimmung erfolgt analog zum LDA-System, s. Kapitel 3.3.2.

Mit einer Messung können so Größe und Geschwindigkeit eines Tropfens lokal bestimmt werden. Bei der PDA Messung ist, wie auch beim LDA, die Ortsauflösung sehr exakt, da die Länge des Messvolumens im Bereich eines Millimeters liegt. Die Ausgabe der Messergebnisse erfolgt online.



**Abbildung 3-15: PDA-Aufbau an Versuchsanlage PAT**

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche an PAT wurde zunächst ein 1-d-Fiber-PDA-System der Firma Dantec bei einer Laserwellenlänge von  $514,5$

nm verwendet, s. Abbildung 3-15. Dieses wurde während der Arbeiten auf ein 2-d-PDA-System (488 und 514,5 nm) erweitert. In beiden Fällen kamen bei Sende- und Empfangsoptik Linsen mit einer Brennweite von 500 mm zum Einsatz. Der Durchmesser der Laserstrahlen vor der Linse beträgt 2,2 mm, und der Abstand zwischen den Laserstrahlen 38 mm. Der mit 2,2 mm große Durchmesser der Laserstrahlen vor der Linse der Sendeoptik verringert die Größe des Messvolumens und eignet sich deswegen besonders gut für die Messung in dichten Sprays.

Bei der Empfangsoptik handelt es sich um eine Hi-Dense-Receiving Optic, die für die Anwendung in dichten Sprays optimiert ist. Diese verfügt über eine Revolverschlitzblende, die es ermöglicht, nur einen Ausschnitt des Messvolumens für die Auswertung zu nutzen, was besonders bei dichten Sprays mit hohen Tropfenanzahlkonzentrationen pro Volumen relevant ist. Störungen durch den Slit-Effekt, bei dem sich zwei Tropfen gleichzeitig im Messvolumen befinden und somit nicht gemessen werden können, lassen sich so reduzieren.

Die richtige Justierung und Einstellung eines PDA-Systems hat sehr großen Einfluss auf die Qualität der Messergebnisse. Ausführliche Studien hierzu wurden unter anderem von Davis und Disimile [109], Payri et al. [110], Tropea et al. [111] und Kapulla und Najera [112] durchgeführt. Darauf aufbauend wurde das hier verwendete PDA-System hinsichtlich der Einstellung von Soft- und Hardware optimiert.

An jedem Messpunkt wurden 30000 Tropfen gemessen. Bereits ab 10000 detektierten Tropfen blieben die Messwerte nahezu konstant, um jedoch eine statistisch belastbarere Datenbasis zu generieren, wurden 30000 Tropfen je Messpunkt aufgenommen.

Auf Basis der Vorversuche mit dem Shadowsizer wurde hierbei eine Asphärität von maximal 10 % zugelassen und die Maske B, die einen Größenmessbereich von 1 – 327  $\mu\text{m}$  abdeckt, in der Empfangsoptik verwendet.

Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche war eine zuverlässige Flux-Messung mit dem verwendeten PDA-System auf Grund des extrem dichten Sprays bei hohen Drücken nur eingeschränkt möglich. Ebenso war es auf Grund des geschlossenen Druckreaktors nicht ohne größere Umbauten möglich, einen Patternator zur Messung des lokalen Massenstroms in die Versuchsanlage einzubringen, weswegen bei den PDA-Messungen das in Kapitel 2.1.10 vorgestellte Wichtungungsverfahren zur Bestimmung des mittleren SMD angewendet wurde.

Insgesamt zeichnet sich das hier verwendete PDA-System durch eine hohe Reproduktionsgenauigkeit bzgl. der Messung von Tropfengröße und Geschwindigkeit aus (< 3 % Abweichung). Auch die hohen Tropfenanzahlkonzentrationen im Spray, besonders bei erhöhtem Reaktordruck, bereiteten bei den Messungen auf Grund der angepassten Hard- und Softwareeinstellungen des Systems keinerlei Probleme. Lediglich die bei langen Versuchszeiten trotz Spülluft verschmutzenden optischen Zugänge führten bei Messzeiten länger als 5 min zu sinkenden Datenraten.

Die für zukünftige Arbeiten geplante Vermessung von Suspensionssprays wird auf Grund der Funktionsweise des PDA-Systems in der derzeit aufgebauten Konfiguration nicht möglich sein. Eventuell ist eine Messung in Rückstreuanordnung möglich, dies ist jedoch noch experimentell zu untersuchen.

### 3.3.4 Laserbeugungsspektroskopie

Für die bei atmosphärischem Druck durchgeführten Sprayuntersuchungen an der Versuchsanlage ATMO wurde ein Malvern Particle Sizer eingesetzt. Dieses Verfahren ermöglicht es, Partikel und Tropfen in einem Spray hinsichtlich ihrer Größe zu vermessen.

Hierbei strahlt ein auf einen Durchmesser von 20 mm aufgeweiteter Laserstrahl (Wellenlänge 632,8 nm) integral durch das gesamte Spray hindurch. Der Laserstrahl bildet das Messvolumen. Die Tropfen / Partikel im Spray, die durch den Laserstrahl hindurch treten streuen diesen, s. Abbildung 3-16. Hierbei verursachen kleine Tropfen auf Grund ihrer straken Oberflächenkrümmung einen größeren Streuwinkel als große Tropfen.

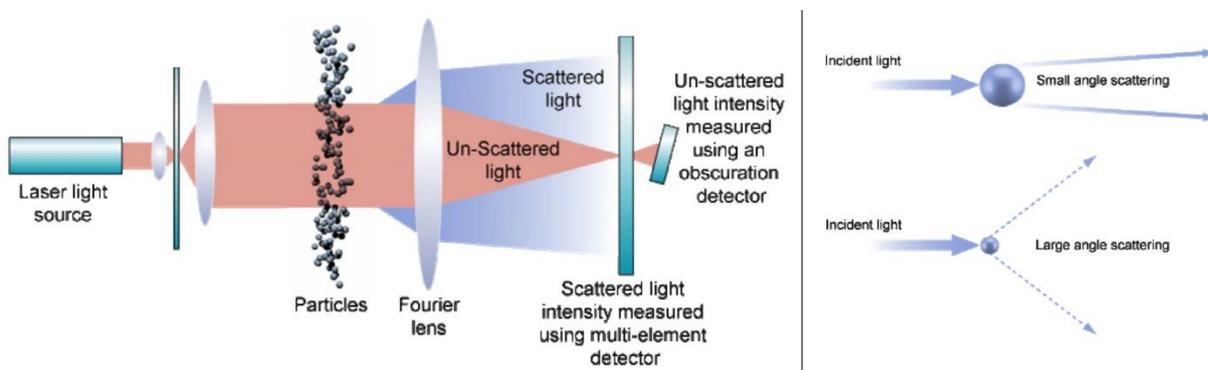


Abbildung 3-16: Messprinzip Laserbeugung [113]

Die Fourierlinse, s. Abbildung 3-17, hat die Eigenschaft alle unter dem gleichen Winkel auftreffenden Strahlen mit dem gleichen Mittelpunktsabstand abzubilden, so werden alle Partikel einer Größe auf dem gleichen Detektorring abgebildet.

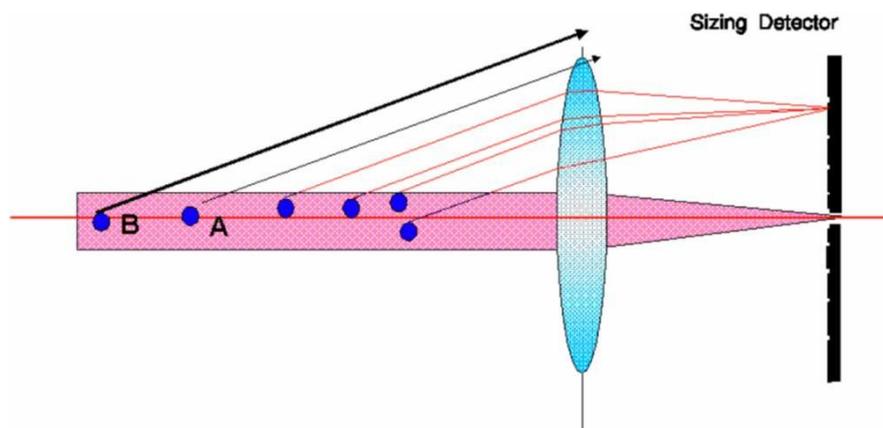


Abbildung 3-17: Beugungsprinzip der Fourierlinse [113]

An Hand der von den Detektoren gemessenen Intensitätsverteilung wird die Anzahl der Tropfen / Partikel einer Größenklasse von der Software berechnet.

Sowohl Onlinemessungen mit einer Messfrequenz von 1 Hz, als auch sog. Rapidmessungen mit bis zu 2 kHz sind möglich. Die hohe Aufnahme Frequenz der Rapidmessungen ermöglicht den Ausschluss hochfrequenter Störsignale z.B. durch Pulsationen in der Gas- oder Flüssigkeitszuführung.

Kleine Partikel die sich am Anfang des Messvolumens befinden können auf Grund der starken Strahlablenkung im Extremfall nicht detektiert werden, da das von ihnen gestreute Licht nicht mehr auf die Linse trifft, s. Abbildung 3-17 (Partikel B). Ebenso kann es bei dichten Sprays zur Mehrfachstreuung des Strahls kommen, wodurch die Messung kleinere Tropfengrößen ausgibt als real vorliegen. In der Software ist für die Korrektur dieses Phänomens ein sogenannter Multiple-Scattering Algorithmus hinterlegt, mit dem auf eine reale Tropfengrößenverteilung zurückgerechnet werden kann. Die Rechenvorschrift ist für den Anwender jedoch nicht zugänglich, weswegen die Korrekturen nicht im Detail nachvollzogen werden können.

Die ausgegebenen Werte der Tropfengrößenverteilung sind stets integrale Mittelwerte durch das ganze Spray hindurch. Eine orts aufgelöste Messung wie mit dem LDA/PDA-System ist nur über die Verwendung eines tomographischen Korrekturverfahrens, s. Hammond [114], möglich. Dieses wurde unter anderem von Dodge et al. [115] und Aigner [116] erfolgreich angewendet.

Für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Sprays bei atmosphärischem Druck können Störeffekte durch Mehrfachstreuung ausgeschlossen werden, da in allen Fällen hohe Transmissionsrate von  $> 60\%$  vorlagen. Bei den Untersuchungen an ATMO wurden für jeden Betriebspunkt der Düse jeweils kontinuierliche Messungen über mehrere Minuten bei einer Aufnahmefrequenz von 1 Hz durchgeführt. Zusätzlich wurden an einzelnen Messpunkten auch Rapidmessungen mit 2 kHz durchgeführt. Beide Messverfahren wiesen keine größeren Schwankungen und / oder Abweichungen voneinander auf, weswegen von einem stationären Versuchsbetrieb ausgegangen werden kann.

Ein Einsatz bei den Überdruckversuchen an der Versuchsanlage PAT war auf Grund der dichten Sprays bei hohem Druck und der damit einhergehenden sehr geringen Transmissionsrate nicht sinnvoll möglich. Ebenso wären bei der Verwendung des Malvern Particle Sizer keine orts aufgelösten Messungen der Tropfengröße möglich gewesen und so keine Aussage über den Einfluss des Reaktordrucks auf die lokale Spraygüte.

Bei Untersuchungen von Mescher und Walzel [117] wird über eine durch Gasschlieren erzeugte Detektion nicht vorhandener großer Tropfen beim Einsatz eines Malvern Particle Sizers berichtet. Dies lässt sich durch gezieltes Abschalten einzelner Detektoren kompensieren. Dieses Phänomen wurde auch bei den hier durchgeführten Versuchen vereinzelt beobachtet. Aus diesem Grund wurde vor jeder Messung ein Nullabgleich von Laser und Detektoren bei maximaler Gasgeschwindigkeit durchgeführt. Traten trotz dieses Abgleichs Störungen auf, wurden gezielt einzelne Detektoren – abhängig von den jeweiligen Betriebsbedingungen der Düse – deaktiviert.

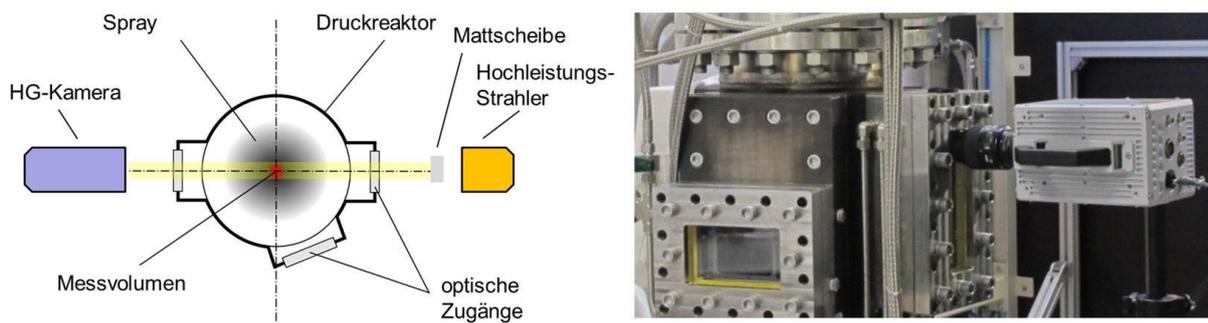
Wittig et al. [118] stellten bei Untersuchungen mit einem Laserbeugungsmessgerät fest, dass im Nahbereich des Düsenmundes kleine Tropfen auf Grund ihrer dort höheren Geschwindigkeit gegenüber größeren Tropfen überproportional stark gewertet werden. Mit wachsendem Düsenabstand relativiert sich dieser Effekt, bis sich bei ca. 200 mm Abstand zum Düsenmund ein Gleichgewicht zwischen großen und kleinen Tropfen einstellt.

### 3.3.5 Hochgeschwindigkeitskamera

Zur Untersuchung des Primärzerfalls wurde eine Hochgeschwindigkeitskamera der Firma Photron eingesetzt. Diese verfügt über eine Auflösung von 1 Megapixel bei einer Aufnahmezeit von 3,6 kHz.

Die Bediensoftware zur Steuerung der Kamera bietet die Möglichkeit, nur Teile des CCD-Sensors zu nutzen und so den für die Messung erforderlichen Bildausschnitt zuzuschneiden.

Je kleiner der Bildausschnitt gewählt wird, desto höher kann die Aufnahmezeit der Kamera eingestellt werden, da die Zahl der auszulesenden Pixel auf dem CCD-Sensor sinkt und so die Auslesegeschwindigkeit je Bild steigt.



**Abbildung 3-18: Hochgeschwindigkeitskamera an PAT**

Abbildung 3-18 zeigt den Aufbau der Hochgeschwindigkeitskamera am Druckreaktor von PAT.

Auf Grund der extrem kurzen Belichtungszeiten benötigt die Kamera eine sehr helle Ausleuchtung des Aufnahmebereichs. Diese wurde mittels eines 500 W Halogenstrahlers mit Reflektor realisiert, der gegenüber der Kamera aufgebaut wurde. Um eine möglichst homogene Beleuchtung zu erzeugen, wurde mattiertes Plexiglas vor dem Reflektor des Halogenstrahlers positioniert.

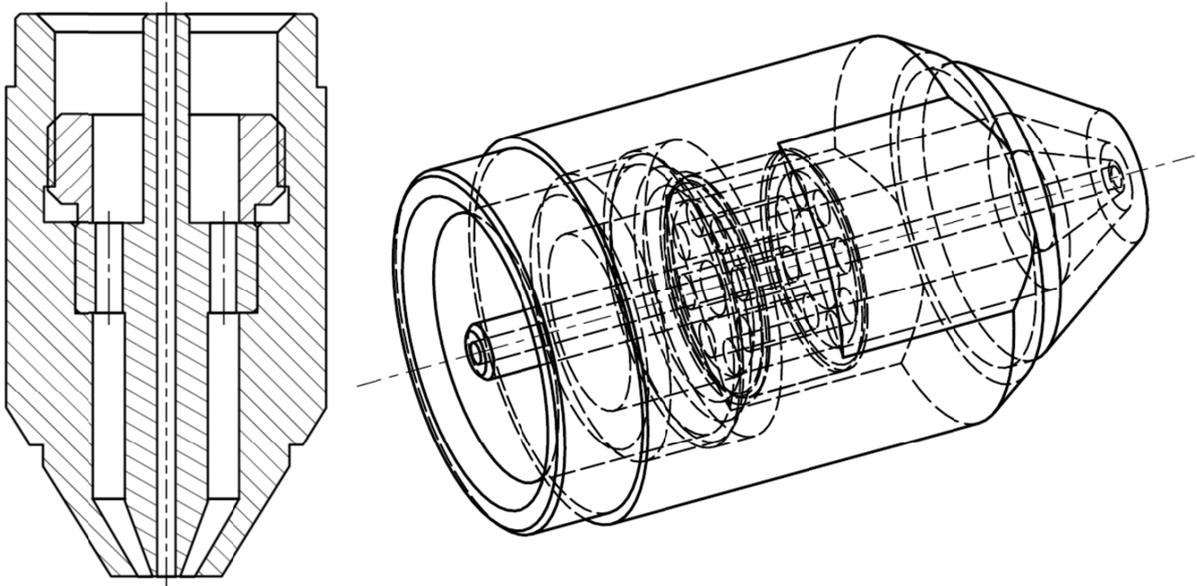
Zusätzlich wurden besonders lichtstarke Makroobjektive der Firma Nikon mit Brennweiten zwischen 60 und 105 mm und einer durchgängig großen Blende von 2,8 verwendet. Dieser Aufbau eignet sich optimal für Aufnahmezeiten von bis zu 36 kHz.

Qualitativ war so eine sehr gute Dokumentation des Primärstrahlzerfalls bei allen Versuchen möglich. Auf Grund der für den gewählten Bildausschnitt kamerabedingt limitierten Aufnahmezeit kam es lediglich bei Gasgeschwindigkeiten ab 80 m/s zu Verwischungsunschärfen durch schnell fliegende Tropfen. Dies beeinträchtigte die Aussagekraft der Messungen jedoch in keiner Weise.

## 4 Ergebnisse und Diskussion

### 4.1 Verwendete Düsen und Nomenklatur

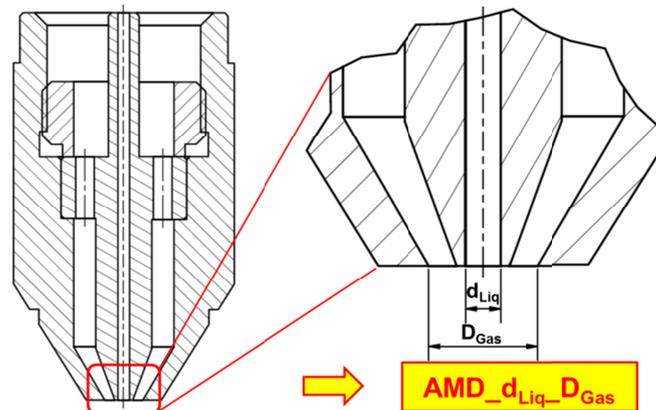
Bei allen im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Düsen handelt es sich um außenmischende Zweistoffdüsen, wie sie in Abbildung 4-1 dargestellt sind.



**Abbildung 4-1: Außenmischende Zweistoffdüse**

Die Flüssigkeit wird über die zentrale Nadel (s. Abbildung 4-1) zum Düsenmund gefördert und hier von der konzentrisch strömenden Gasphase außerhalb der Düse abgeschert und zerteilt.

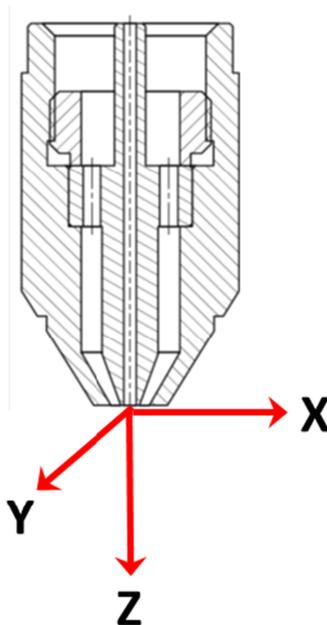
Besonders im Fall der Anwendung solcher Düsen in Verbrennungs- und Vergasungsanlagen ist es wichtig, dass der Kontakt von Oxidationsmedium und Brennstoff erst außerhalb der Düse stattfindet. Verstopfungen der Düse durch verkokenden Brennstoff innerhalb des Mischungskanals können deswegen bei außenmischenden Düsen nicht auftreten, ebenso sind diese sehr abrasionsstabil, da der Brennstoff innerhalb der Düse sehr langsam und ohne großen Differenzdruck strömt.



**Abbildung 4-2: Nomenklatur der Düsen**

Bei der Durchführung der Versuche kamen unterschiedliche Gasspalt- und Primärstrahlgeometrien zum Einsatz. Die in Abbildung 4-2 beschriebene Nomenklatur wird für die Charakterisierung aller Düsen verwendet. AMD steht für den Düsentyp außenmischende Zweistoffdüse. Eine außenmischende Zweistoffdüse mit einem Flüssigprimärstrahl von 2 mm und einer Gasbohrung von 7 mm wird somit AMD\_2\_7 genannt. Der Anstellwinkel  $\alpha$  zwischen Gas und Flüssigkeit betrug in allen Fällen  $30^\circ$ .

Für die Versuche an beiden Versuchsanlagen wurde der Nullpunkt des Koordinatensystems auf den Mittelpunkt des Flüssigkeitsaustritts unmittelbar am Düsenmund gelegt, s. Abbildung 4-3.



**Abbildung 4-3: Düse mit Koordinatensystem**

## 4.2 Versuche bei atmosphärischem Druck – ATMO

Zur grundlegenden Klärung der in der Literatur beschriebenen Einflussparameter wie Gasgeschwindigkeit, Viskosität und Düsengeometrie auf die Spraygüte der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Düsen, wurden zunächst Grundlagenuntersuchungen bei atmosphärischen Druckbedingungen durchgeführt.

Hierbei galt es insbesondere die Brennerdüsen des in Kapitel 2.1.6 beschriebenen Flugstromvergasers REGA hinsichtlich der Tropfengröße bei typischen Vergasungsbetriebsbedingungen zu untersuchen und zu optimieren. Darüber hinaus sollte auch die Zerstäubungsgüte bei der Zerstäubung von Modellsuspensionen untersucht werden. Ziel war es eine Korrelation für die Vorausberechnung des SMD als Funktion den Düsenbetriebsbedingungen aufzustellen, um Eingangsdaten für die computergestützte Simulation des Flugstromvergasers zu generieren.

### 4.2.1 Versuchsdurchführung

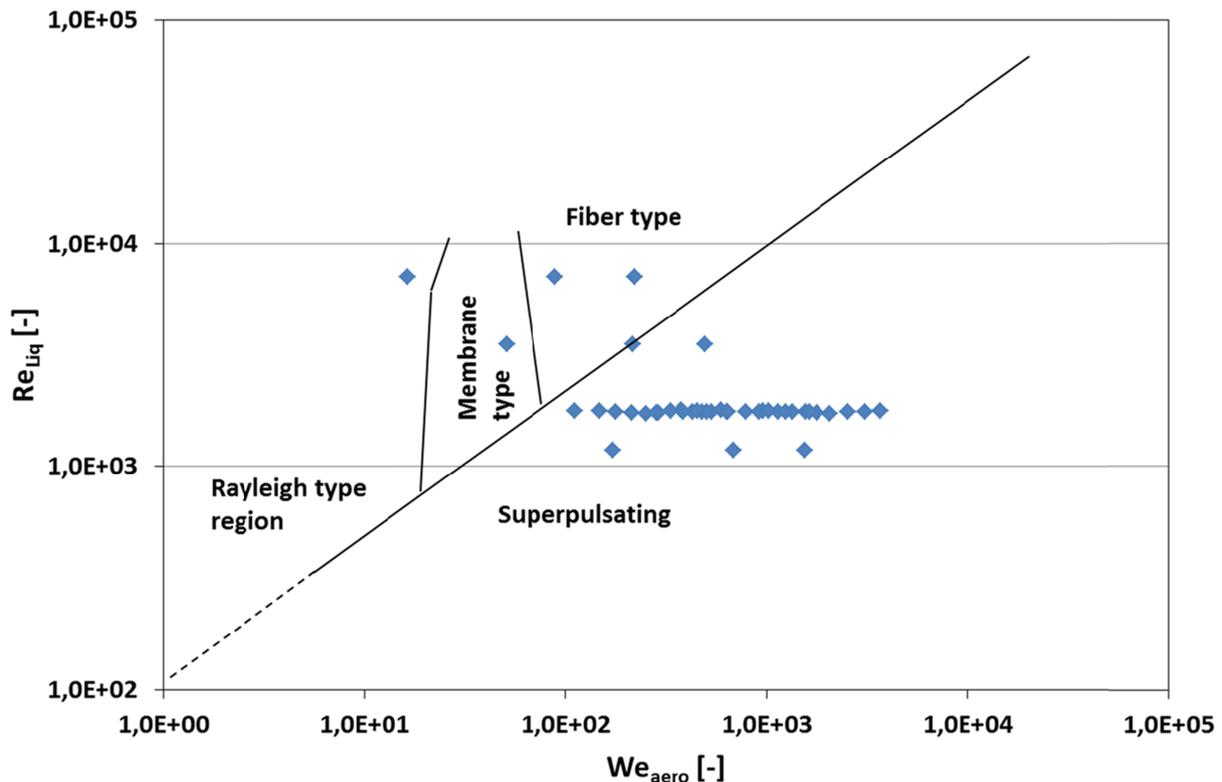
Als Modellfluide wurden Wasser und Slurrys aus Monoethylenglykol und Stroh-, bzw. Holzkoks mit einem Feststoffanteil von  $x_{\text{solid}} = 0,2$  und einer Partikelgröße von  $D_{v,50} < 15 \mu\text{m}$  eingesetzt. Der Glykol Strohholzkoks Slurry wird nachfolgend GSKS und der Glykol Holzkoks Slurry GHKS genannt. Als Zerstäubungsmedium diente in allen Fällen Luft.

**Tabelle 4-1: Betriebsbedingungen atmosphärische Versuche an ATMO**

	Wasser	GHKS	GSKS
$\eta_{\text{Liq},0}$ [mPa·s]	1	47,1	105
$\rho_{\text{Liq}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000	1110	1110
$\sigma_{\text{Liq}}$ [mN/m]	72,2	47,7	47,7
$\dot{M}_{\text{Liq}}$ [kg/h]	10	10 / 12,56	10 / 12,56
$u_{\text{Liq}}$ [m/s]	0,39 / 0,88 / 3,54 / 14,15	0,8 / 1	0,8 / 1
$\dot{M}_{\text{Gas}}$ [kg/h]	5 – 20	5 – 19,2	5 – 19,2
$u_{\text{Gas}}$ [m/s]	60 – 330	65 – 330	65 – 330
GLR [-]	0,5 – 1,97	0,5 – 1,92	0,5 – 1,92
$d_{\text{Liq}}$ [mm]	0,5 / 1 / 2 / 3	2	2
$D_{\text{Gas}}$ [mm]	4,4 / 5,17 / 5,25 / 5,34; 5,79 / 6,36 / 7,2	4,4 / 5,25 / 7,2	4,4 / 5,25 / 7,2
$We_{\text{aero}}$ [-]	16 – 3690	222 – 5583	222 – 5583
Oh [-]	0,0021 / 0,0026 / 0,0037 / 0,0053	0,1447	0,3227
$x_{\text{solid}}$ [-]	0	0,2	0,2
$D_{v,50}$ [μm]	-	<15	<15

Die Betriebsbedingungen der bei atmosphärischem Druck durchgeführten Versuche sind in Tabelle 4-1 für die jeweilig eingesetzten Modellfluide dargestellt. Die große Variationsbreite der Gasgeschwindigkeit deckt den gesamten für die Zweistoffzerstäubung relevanten Geschwindigkeitsbereich ab.

Nachfolgend sind die mit Wasser durchgeführten Versuche in die in Kapitel 2.1.3.2 vorgestellten Zerfallsregime nach Farago und Chigier [37] eingeteilt, s. Abbildung 4-4.



**Abbildung 4-4: Einteilung aller Versuche mit Wasser in die Zerfallsregime, nach Farago und Chigier [37]**

Der Großteil der Versuche wurde im Superpulsating Modus durchgeführt um einen möglichst feinen Primärstrahlzerfall zu gewährleisten. Nur einzelne Betriebspunkte liegen – auf Grund der Variation der Primärstrahldicke – im Fiber-, Membrane oder Rayleigh Bereich.

Die in Abbildung 4-4 verwendete Einteilung in die Zerfallsregime gilt nur für Wasser, weswegen sich die mit Glykol / Koks – Suspensionen durchgeführten Versuche hier nicht einordnen lassen.

Für alle Versuche bei atmosphärischem Druck wurde das in Kapitel 3.3.4 beschriebene Laserbeugungsspektrometer zur Bestimmung der Tropfengrößenverteilung eingesetzt. Dieses wurde vor Beginn des Versuchs so montiert, dass sich ein an der Düse befindliches Lot mit einer Länge von 200 mm genau auf halbem Weg zwischen Sende- und Empfangsoptik im Laserstrahl des Messgerätes befand. So konnte gewährleistet werden, dass die Messung jedes Mal durch die Achse des Sprays ging.

Durch die Messposition  $z = 200$  mm unterhalb des Düsenmundes war das Spray voll ausgebildet und die von Wittig et al. [118] beschriebene Störung der Messung durch besonders schnelle kleine Tropfen – die zu einer überproportional starken Detektion kleiner Tropfen führt – konnte ausgeschlossen werden.

Zu Beginn der Versuchsdurchführung wurde die Absaugung an ATMO eingeschaltet. Anschließend wurde die Zerstäubungsluftmenge auf den erforderlichen Massenstrom eingeregelt. Um den in Kapitel 3.3.4 beschriebenen Störeffekt der Gasströmung auszuschließen, wurde jetzt eine Justierung des Malvern Spraytec durchgeführt. Wurden hierbei fälschlicherweise große Tropfen durch Schlierenbildung der Gasströmung detektiert, so wurden die entsprechenden Detektoren manuell abgeschaltet. Anschließend wurde die Flüssigkeitszufuhr zur Düse auf den gewünschten Durchfluss geregelt.

Sobald sich stationäre Betriebsbedingungen eingestellt hatten, wurde mit der Tropfengrößenmessung in der in Kapitel 3.3.4 beschriebenen Weise begonnen.

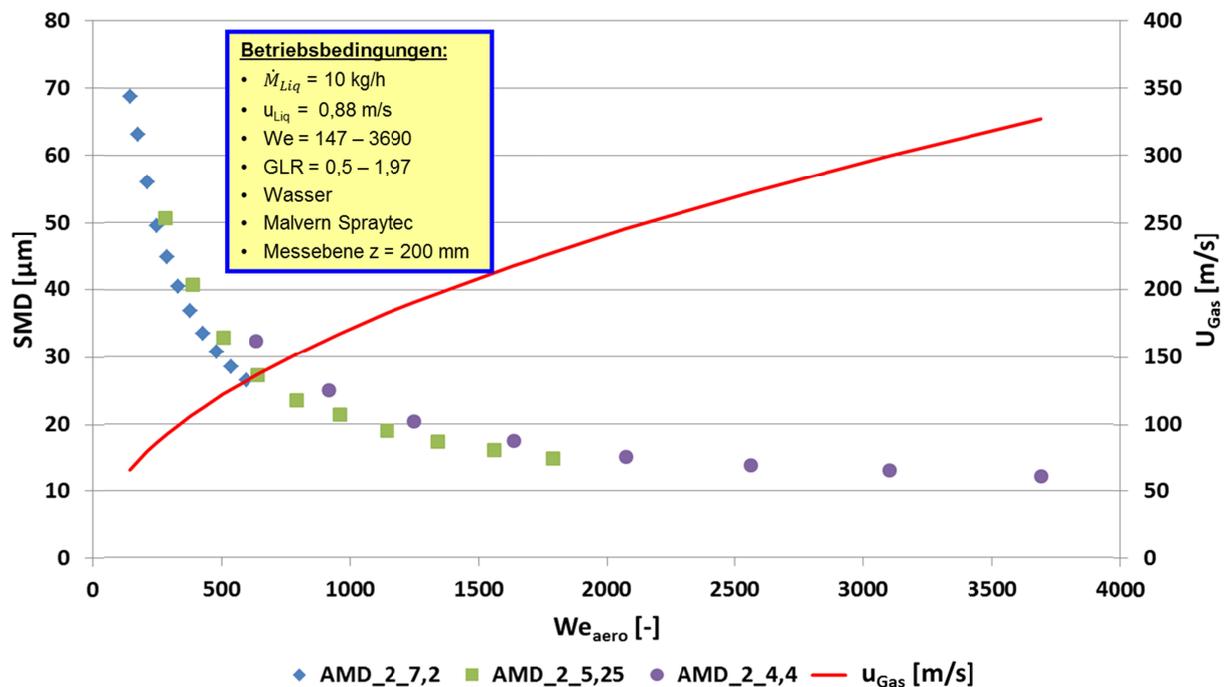
#### 4.2.2 Einfluss von $We_{aero}$ auf die Spraygüte

Zu Beginn der Versuchsreihen wurde der Einfluss von  $We_{aero}$  bei konstantem Flüssigkeitsmassenstrom auf den SMD untersucht. Die Betriebsbedingungen sind in Tabelle 4-2 dargestellt.

**Tabelle 4-2: Betriebsbedingungen Gasgeschwindigkeitsvariation**

	<b>AMD_2_7,2</b>	<b>AMD_2_5,25</b>	<b>AMD_2_4,4</b>
$\eta_{Liq,0}$ [mPa·s]	1		
$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000		
$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	72,2		
$\dot{M}_{Liq}$ [kg/h]	10		
$u_{Liq}$ [m/s]	0,88		
$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	10 – 20	6 – 15	5 – 12
$u_{Gas}$ [m/s]	66 – 132	91 – 228	136 – 330
<b>GLR [-]</b>	1 – 1,97	0,6 – 1,5	0,5 – 1,2
<b><math>We_{aero}</math> [-]</b>	<b>147 – 595</b>	<b>283 – 1792</b>	<b>635 – 3690</b>

Durch den Einsatz von drei Düsen (AMD\_2\_7,2, AMD\_2\_5,25 und AMD\_2\_4,4) mit unterschiedlicher Gasaustrittsfläche konnte die Gasgeschwindigkeit in einem weiten Bereich variiert werden, ohne zu große Änderungen der GLR vorzunehmen. Dies ist gerade im Hinblick auf die spätere Anwendung der Düsen im Vergaser, wo das Zerstäubungsmedium auch das Vergasungsmedium ist und somit die Variationsbreite der GLR auf Grund der Stöchiometrie begrenzt ist, s. Abbildung 1-2, von großer Bedeutung. Zwar wurde die Geometrie der Düse bzgl. der Gasaustrittsfläche hierfür verändert, der Gasspalt ist jedoch immer noch in der gleichen Größenordnung wie der Primärstrahl, weswegen hier kein störender Einfluss durch die Geometrievariation zu erwarten ist.



**Abbildung 4-5: SMD als Funktion der Gasgeschwindigkeit (Wasser)**

Abbildung 4-5 zeigt den Verlauf des SMD über der We-Zahl für einen konstanten Flüssigkeitsmassenstrom von 10 kg/h.

Das Absinken des SMD mit steigender We-Zahl ist bis zu einer We-Zahl von 1000 – was einer Gasgeschwindigkeit von ca. 160 m/s entspricht – besonders stark ausgeprägt. Eine weitere Steigerung der We-Zahl auf Werte bis 3690 führt nur noch zu einer geringen Absenkung des SMD.

Ein Potenzanpassung an den Verlauf des SMD als Funktion der We-Zahl ergibt eine Proportionalität von  $SMD \sim We_{aero}^{-0,8}$ .

Der Verlauf des SMD ausgehend von AMD\_2\_7,2 über AMD\_2\_5,25 bis hin zu AMD\_2\_4,4 ist jeweils leicht nach oben verschoben. Der SMD liegt also beim Übergang von einer zur anderen Düse bei gleicher We-Zahl geringfügig höher. Dies ist auf die Reduzierung des Gasspalts und die damit einhergehende Absenkung der GLR bei gleicher Gasgeschwindigkeit zurückzuführen, was zur Folge hat, dass der Impulsstrom des Zerstäubungsmediums sinkt und so insgesamt weniger Energie für die Zerstäubung verfügbar ist. Bei Wasser ist dieser Effekt auf Grund der geringen Viskosität und der deswegen geringeren notwendig Scherkräfte beim Tropfenzerfall, s. Abbildung 2-5, jedoch nur schwach ausgeprägt.

Mit Blick auf die Vergasung ist dieser Effekt im Fall der Vergasung/Zerstäubung mit reinem Sauerstoff von Bedeutung. In diesem Fall stehen lediglich sehr kleine GLR-Raten für die Zerstäubung zur Verfügung, was sich dann auf die Zerstäubung in Form größerer SMD-Werte auswirken kann. Wird darüber hinaus noch Dampf, s. Kapitel 2.1.6, für die Zerstäubung eingesetzt so hat die Einsparung von Zerstäubungsgas nur einen vernachlässigbar geringen Energieeinspareffekt.

### 4.2.3 Einfluss der Primärstrahldicke auf die Spraygüte

Der in der Literatur u.a. von Liu et al. [71] beschriebene Einfluss des Primärstrahldurchmessers auf die Spraygüte soll nachfolgend für den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Düsentyp untersucht werden. Auf Basis dieser Experimente soll die optimale Primärstrahldicke für den hier vorliegenden Düsentyp bestimmt werden. Hierfür wurden vier Düsen mit unterschiedlicher Primärstrahldicke gefertigt, s. Tabelle 4-3.

Da bei den in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Versuchen ein großer Einfluss der Gasgeschwindigkeit auf die Spraygüte detektiert wurde, wurde die Gasaustrittsfläche bei allen Düsen durch Anpassung des Gasspalts konstant gehalten. Diese Auslegung ermöglicht es bei gleicher GLR – s. Stöchiometrie bei der Vergasung – identische Gasgeschwindigkeiten am Düsenmund einzustellen. Folglich kann der Einfluss des Primärstrahldurchmessers auf die Spraygüte bei konstanter Gasgeschwindigkeit untersucht werden.

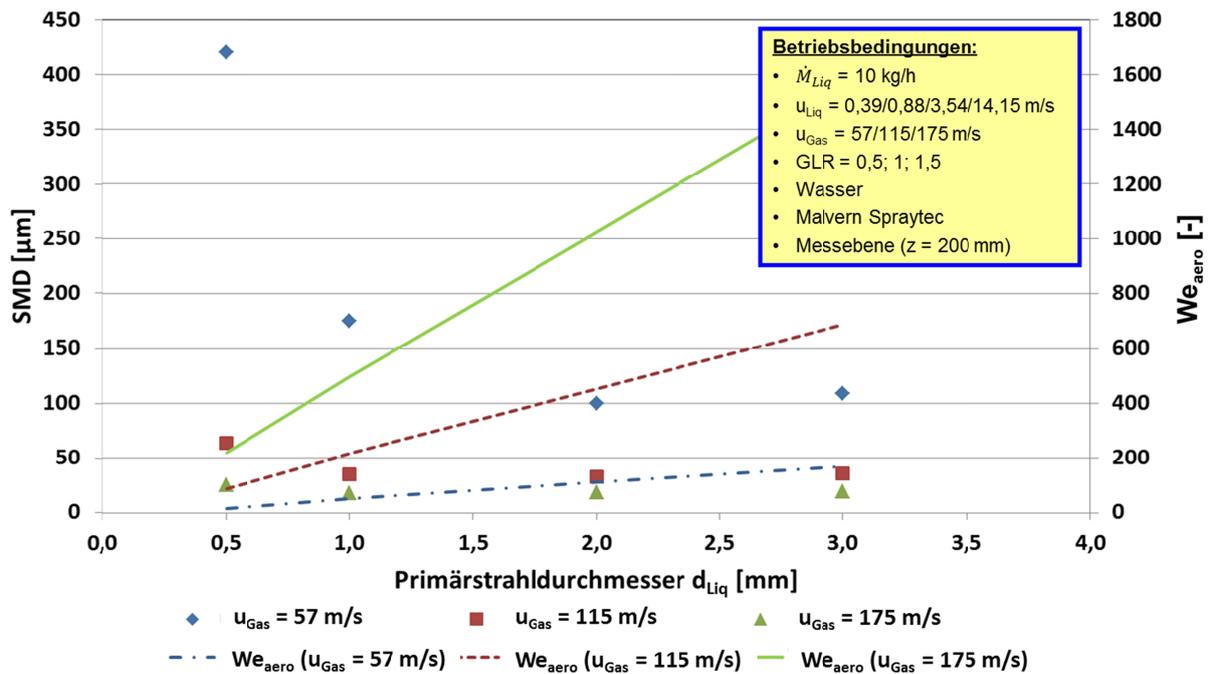
Die Betriebsbedingungen sind in Tabelle 4-3 dargestellt.

**Tabelle 4-3: Betriebsbedingungen Primärstrahldickenvariation**

	<b>AMD_3_6,36</b>	<b>AMD_2_5,79</b>	<b>AMD_1_5,34</b>	<b>AMD_0,5_5,17</b>
$\eta_{\text{Liq},0}$ [mPa·s]	1			
$\rho_{\text{Liq}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000			
$\sigma_{\text{Liq}}$ [mN/m]	72,2			
$\dot{M}_{\text{Liq}}$ [kg/h]	10			
$u_{\text{Liq}}$ [m/s]	0,39	0,88	3,54	14,15
$\dot{M}_{\text{Gas}}$ [kg/h]	5 / 10 / 15			
$u_{\text{Gas}}$ [m/s]	57 / 115 / 175			
<b>GLR</b> [-]	0,5 / 1 / 1,5			
<b>We<sub>aero</sub></b> [-]	171 / 689 / 1554	111 / 452 / 1024	50 / 216 / 496	16 / 88 / 218

Abbildung 4-6 zeigt den SMD als Funktion der Primärstrahldicke und der Gasgeschwindigkeit. Hierbei ist für eine Gasgeschwindigkeit von 57 m/s zunächst eine Abnahme des SMD mit steigender Primärstrahldicke von 0,5 – 2 mm zu erkennen. Eine weitere Erhöhung des Primärstrahls auf 3 mm führt zu einem leichten Anstieg des SMD.

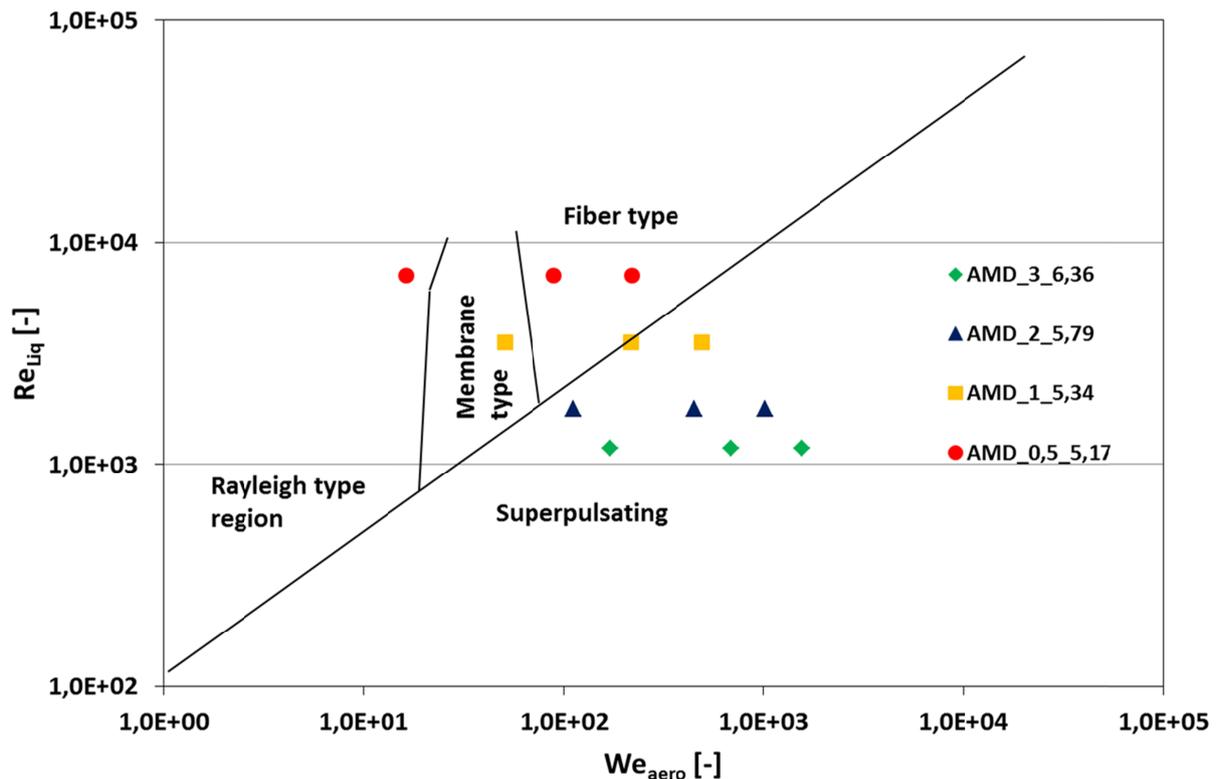
Die zunächst detektierte Abnahme des SMD mit steigendem Primärstrahldurchmesser lässt sich auf die daraus resultierend steigende Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase und die damit steigende We-Zahl zurückführen. Dieser Effekt wird in der Literatur auch von Varga et al. [8] beschrieben. Die leichte Zunahme des SMD bei einer weiteren Steigerung der Primärstrahldicke auf 3 mm liegt wahrscheinlich darin begründet, dass bei einer Gasgeschwindigkeit von 57 m/s die kinetische Energie der Gasphase zu großen Teilen aufgezehrt ist, bevor sie den Kernbereich des Flüssigstrahls erreicht. Somit kann dieser nicht mehr so fein zerstäubt werden, wie die Flüssiganteile die sich im Randbereich des Strahls befinden. Lasheras und Hopfinger [34] berichten ebenfalls von einer Zunahme des SMD bei steigendem Primärstrahldurchmesser.



**Abbildung 4-6: Einfluss des Primärstrahldurchmessers auf den SMD**

Eine Erhöhung der Gasgeschwindigkeit auf 115, bzw. 175 m/s führt, wie bei den in Kapitel 4.2.2 bereits gezeigten Versuchen mit konstantem Primärstrahldurchmesser, zu einer deutlichen Reduzierung des SMD. Gleichzeitig nimmt der Einfluss der Primärstrahldicke im hier untersuchten Bereich mit steigender Gasgeschwindigkeit ab, bzw. ist ab einer Gasgeschwindigkeit von 175 m/s nicht mehr feststellbar. Dies deckt sich mit den Untersuchungen von Liu et al. [71], die für eine Gasgeschwindigkeit von 170 m/s ebenfalls keinen Einfluss der Primärstrahldicke mehr feststellen konnten.

Die großen Abweichungen des SMD bei kleinen Gasgeschwindigkeiten lassen sich auf die bei abnehmender Primärstrahldicke und konstantem Flüssigmassenstrom quadratisch steigende Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigphase zurückführen. Dies führt zu geringeren Relativgeschwindigkeiten, und in Folge dessen zu einem Absinken der We-Zahl, s. Abbildung 4-6. Für eine Gasgeschwindigkeit von 57 m/s beträgt die We-Zahl, im Fall einer Primärstrahldicke von 0,5 mm, lediglich 16. Bei einer Strahldicke von 2 mm hingegen, steigt die We-Zahl bereits auf einen Wert von 111. Diese stark ausgeprägten Unterschiede im Betrag der We-Zahl führen zum Auftreten unterschiedlicher Zerfallsregime, wie in Abbildung 4-7 im Detail zu erkennen.



**Abbildung 4-7: Einteilung der Primärstrahldickenvariation in die Zerfallsregime**

In Abbildung 4-7 wird deutlich, dass die Düsen mit 0,5 bzw. 1 mm Primärstrahldicke bei einer Gasgeschwindigkeit von 57 m/s einen Strahlzerfall im Rayleigh, bzw. im Membrane type Regime aufweisen. Hierbei werden große Ligamente gebildet, die bei dem hier untersuchten Betriebszustand nicht mehr vollständig aufgeschlossen werden können.

Sobald der Betriebsbereich der Düsen im Fiber type Bereich liegt, wo bereits beim Primärzerfall auf Grund der dort wirkenden größeren Scherkräfte vorwiegend kleine Tropfen und Ligamente entstehen, ist bei den hier verwendeten Düsen eine feine Zerstäubung mit  $SMD \leq 100 \mu m$  gewährleistet.

Die Untersuchung der Primärstrahldicke wurde auch durchgeführt, da diese in der Literatur oft als charakteristisches Längenmaß zur Berechnung von Kennzahlen genutzt wird. Bei den Untersuchungen zeigte sich, dass ein Primärstrahldurchmesser von 2 mm optimal ist, da für diesen Durchmesser bereits bei niedrigen Gasgeschwindigkeiten (57 m/s) der von der Düse generierte SMD am kleinsten ist. Aus diesem Grund wurden alle weiteren Versuche mit Düsen mit einem Primärstrahldurchmesser von  $d_{Liq} = 2mm$  durchgeführt.

Der Einfluss der Primärstrahldicke beim Einsatz hochviskoser Fluide wurde hier nicht untersucht. Untersuchungen von Lorenzetto und Lefebvre [70] ergaben, dass der Einfluss des Primärstrahldurchmessers mit steigender Viskosität der Flüssigphase zunimmt. Dies wird in weiteren Versuchsreihen in nachfolgenden Arbeiten für die final zu zerstäubenden hochviskosen Suspensionen im Detail zu klären sein.

#### 4.2.4 Einfluss der Partikelbeladung auf die Spraygüte

Neben Wasser wurde auch der am Flugstromvergaser REGA, s. Kapitel 2.1.6, eingesetzte Modellslurry, bestehend aus Glykol und Holz-, bzw. Strohkokks als Modellfluid für Sprayuntersuchungen genutzt. Die verwendeten Kokspartikel hatten jeweils einen  $D_{v,50} < 15 \mu\text{m}$ , weswegen keine Separierung des Feststoffs von der Flüssigphase zu erwarten ist, s. Mulhem [39] in Kapitel 2.2.3.

Die Nullviskosität der eingesetzten Fluide wurde mittels eines Searl-Viskosimeters, s. Mezger [119], bestimmt und ergab sich für GHKS zu 47,1 mPa·s und für GSKS zu 105 mPa·s. Die Betriebsbedingungen der Versuche sind in Tabelle 4-4 dargestellt.

**Tabelle 4-4: Betriebsbedingungen Suspensionszerstäubung**

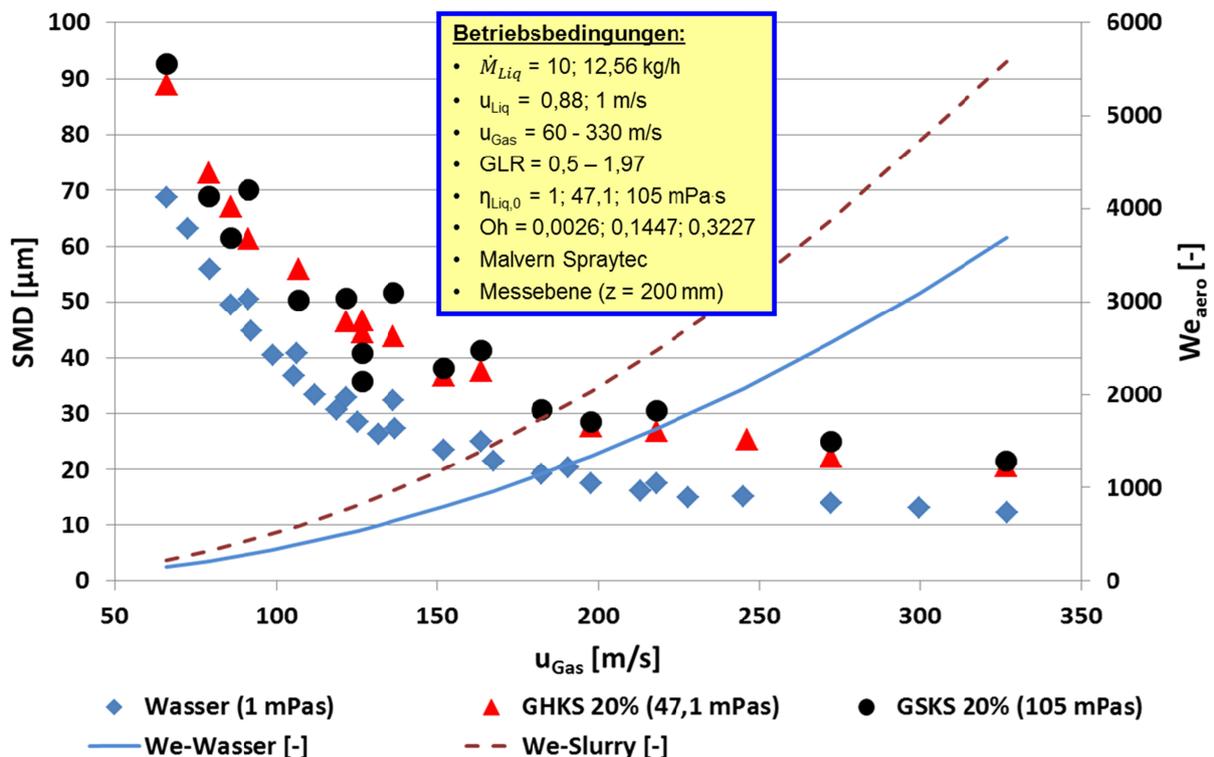
	<b>Wasser</b>	<b>GHKS</b>	<b>GSKS</b>
$\eta_{\text{Liq},0}$ [mPa·s]	<b>1</b>	<b>47,1</b>	<b>105</b>
$\rho_{\text{Liq}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000	1110	1110
$\sigma_{\text{Liq}}$ [mN/m]	72,2	47,7	47,7
$\dot{M}_{\text{Liq}}$ [kg/h]	10	10; 12,56	10; 12,56
$u_{\text{Liq}}$ [m/s]	0,88	0,8; 1	0,8; 1
$\dot{M}_{\text{Gas}}$ [kg/h]	5 – 20	5 – 19,2	5 – 19,2
$u_{\text{Gas}}$ [m/s]	65 – 330		
<b>GLR</b> [-]	0,5 – 1,97		
$d_{\text{Liq}}$ [mm]	2		
$D_{\text{Gas}}$ [mm]	4,4 / 5,25 / 7,2		
$We_{\text{aero}}$ [-]	146 – 3690	222 – 5583	222 – 5583
<b>Oh</b> [-]	0,0026	0,1447	0,3227
$x_{\text{solid}}$ [-]	<b>0</b>	<b>0,2</b>	<b>0,2</b>
$D_{v,50}$ [ $\mu\text{m}$ ]	-	<b>&lt;15</b>	<b>&lt;15</b>

Die Experimente wurden mit den bereits in Kapitel 4.2.2 vorgestellten Düsen (AMD\_2\_7,2, AMD\_2\_5,25 und AMD\_2\_4.4) durchgeführt, da wie schon bei den Versuchen mit Wasser ein möglichst großer Gasgeschwindigkeitsbereich bei gleichzeitig nicht zu starker Änderung der GLR abgedeckt werden sollte.

Für eine Gasgeschwindigkeit von 126 m/s wurden für GHKS und GSKS jeweils zwei Flüssigmassenströme (10 und 12,56 kg/h) untersucht. Diese Variation des Massenstromes bei konstanter Gasgeschwindigkeit dient der gezielten Untersuchung, der in Kapitel 4.2.2 festgestellten Abhängigkeit des SMD von der GLR bei gleichzeitig konstanter Gasgeschwindigkeit unter Verwendung höherviskoser Fluide.

Auf Grund der Verwendung von Monoethylenglykol als Trägerfluid bei den Modellslurries konnte die Oberflächenspannung nicht konstant gehalten werden, was wiederum zu einer Abweichung der We-Zahl im Vergleich zu den mit Wasser durchgeführten Versuchen führt. Eine Variation des Trägerfluids wurde an dieser Stelle nicht durchgeführt, da diese Versuchsreihen insbesondere der Tropfengrößenbestimmung von typischen Brennstoffen des Flugstromvergasers REGA (s. Kapitel 2.1.6) dienen sollte.

Nachfolgend ist der Einfluss der Gasgeschwindigkeit auf den SMD unter Verwendung unterschiedlicher Modellfluide dargestellt.



**Abbildung 4-8: Einfluss der Viskosität auf den SMD**

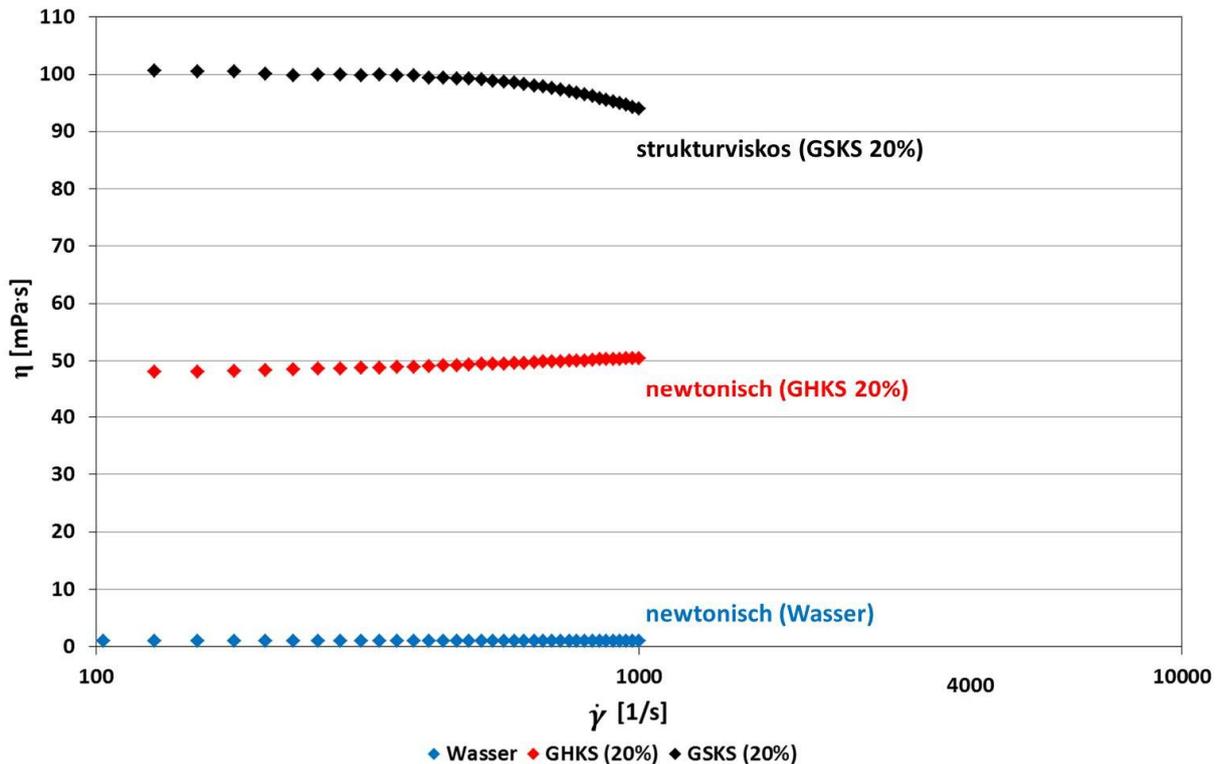
Abbildung 4-8 zeigt für GHKS und GSKS die bereits für Wasser in Abbildung 4-5 beschriebene Abnahme des SMD mit steigender Gasgeschwindigkeit. Der gemessene SMD-Verlauf von GHKS und GSKS ist parallel zu dem von Wasser zu größeren SMD-Werten verschoben.

Eine Erhöhung der Viskosität, was gleichbedeutend mit einer Erhöhung der Oh-Zahl ist, führt zu einem Anstieg des SMD. Besonders ausgeprägt ist dieser Effekt wiederum bei kleinen Gasgeschwindigkeiten im Bereich  $< 100 \text{ m/s}$ . Hier sind SMD-Abweichungen  $\geq 20 \mu\text{m}$  zwischen Wasser und GHKS, bzw. GSKS zu erkennen. Eine Steigerung der Gasgeschwindigkeit führt zu kleineren Abweichungen bzgl. des SMD im Bereich von ca.  $10 \mu\text{m}$ . Unter Berücksichtigung aller Versuchsdaten ergibt sich daraus eine Proportionalität von  $SMD \sim Oh^{1,1}$ .

Der bei allen drei eingesetzten Fluiden ähnliche Verlauf des SMD, mit größeren Abweichungen bei kleinen Gasgeschwindigkeiten, deckt sich qualitativ mit den Ergebnissen von Jasuja [72].

Wie schon bei den Versuchen mit Wasser in Kapitel 4.2.2 beschrieben, ist auch hier der Einfluss des beim Düsenwechsel sinkenden Impulsstroms bei konstanter Gasgeschwindigkeit zu erkennen.

Zunächst schwieriger zu verstehen ist die Tatsache, dass die SMD-Werte von GHKS und GSKS trotz einer Verdoppelung der Nullviskosität nahezu gleich groß sind. Dies lässt sich jedoch mit dem Verlauf der Viskosität als Funktion der Scherrate erklären, s. Abbildung 4-9.

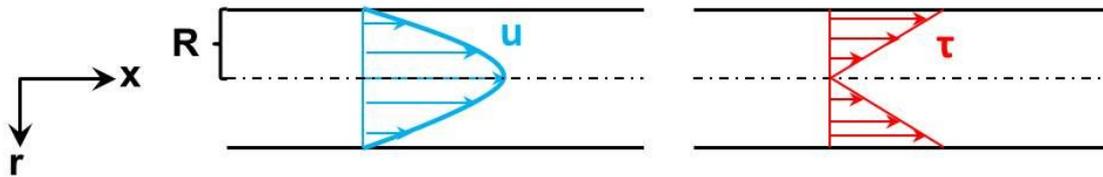


**Abbildung 4-9: Viskosität der Modellfluide als Funktion der Scherrate**

Bei Wasser handelt es sich um ein newtonisches Fluid, gleiches gilt in guter Näherung für GHKS. Die bei größeren Scherraten geringfügig ansteigende Viskosität von GHKS ist in diesem Fall auf eine Ungenauigkeit des Messgerätes zurückzuführen und kann vernachlässigt werden. Bei GSKS ist ein deutliches Absinken der Viskosität mit steigender Scherrate erkennbar, was auf strukturviskoses Verhalten schließen lässt.

Der Unterschied der Viskosität lässt sich auf die Form der Partikel zurückführen. REM-Aufnahmen haben gezeigt, dass die Holzkokspartikel eher kugelförmig, die Strohkokspartikel dagegen eher stäbchenförmig sind. Auf Grund der Stäbchenform bieten die Strohkokspartikel anfänglich größeren Widerstand gegen Scherung, was zu einer höheren Nullviskosität führt. Mit steigender Scherrate richten sich die stäbchenförmigen Partikel entlang der Scherrichtung aus und die Viskosität sinkt. Dieses Verhalten bestätigte sich auch bei der Viskositätsmessung anderer Strohkoksslurrys.

Zur Bestimmung der am Düsenmund auftretenden Scherrate kann nach Mansour und Chigier [4] in erster Näherung die Strömung der Flüssigkeit innerhalb der Düsenadel betrachtet werden.



**Abbildung 4-10: Geschwindigkeits- und Schubspannungsprofil einer laminaren Rohrströmung**

Die Strömung innerhalb der Flüssigkeitsnadel der Düse ist laminar. Es liegt also das in Abbildung 4-10 skizzierte parabolische Geschwindigkeitsprofil vor, welches über die nachfolgende Formel berechnet werden kann:

$$u(r) = 2 \cdot u_0 \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \quad (4-1)$$

Hierbei ist  $u_0$  die mittlere Geschwindigkeit und  $R$  der Radius des Rohrs,  $r$  ist die Radialkoordinate. Die maximal auftretende Geschwindigkeit berechnet sich somit zu:

$$u_{\max} = 2 \cdot u_0 \quad (4-2)$$

Die Berechnung des in Abbildung 4-10 dargestellten Profils der Wandschubspannung ergibt sich zu:

$$\tau_{Wand} = -\eta_{Liq} \cdot \left(\frac{du}{dr}\right) = \eta_{Liq} \cdot \frac{4 \cdot u_0}{R} \quad (4-3)$$

mit

$$\eta_{Liq} = \frac{\tau}{\dot{\gamma}} \quad (4-4)$$

Einsetzen von (4-4) in (4-3) liefert für die Scherrate an der Wand der Düsennadel bei den gegebenen Betriebsbedingungen:

$$\dot{\gamma} = \frac{8 \cdot u_{Liq}}{d_{Liq}} \approx 4000 \text{ s}^{-1} \quad (4-5)$$

Mit dem für die Viskositätsmessungen genutzten Searl-Aufbau waren Messungen bei Scherraten von  $4000 \text{ s}^{-1}$  nicht durchführbar. Deswegen war hier nur eine Extrapolation der Kurven möglich, um die Viskosität der Flüssigkeiten am Düsenmund näherungsweise zu bestimmen.

Eine Extrapolation der Viskositätsverläufe von GHKS und GSKS liefert für eine Scherrate von  $4000 \text{ s}^{-1}$  nahezu deckungsgleiche Viskositäten im Bereich von 50 mPa·s.

Die bei hohen Scherraten ähnlich große Viskosität von GHKS und GSKS kann den geringen Unterschied der SMD-Werte für die beiden Flüssigkeiten in Abbildung 4-8 erklären.

Da es sich bei der für hohe Scherraten angenommenen Viskosität von GSKS jedoch lediglich um einen mittels Extrapolation generierten Wert, unter Annahme strukturviskosen Verhaltens handelt, sind weitere Messungen erforderlich. Hierbei ist auch die real am Düsenmund auftretende Scherrate experimentell zu bestimmen und mit den hier getroffenen Annahmen zu vergleichen.

#### 4.2.5 Korrelation zur Berechnung des SMD

Bei der Auslegung von Brennerdüsen für einen Flugstromvergaser ist die vom Brenner generierte Tropfengröße die bestimmende Größe. Abhängig von Reaktorgeometrie und Verweilzeit des Brennstoffs im Reaktor ergeben sich Anforderungen an die Tropfengröße des Sprays.

Um für zukünftige Versuche am Vergaser REGA (s. Kapitel 2.1.6) die für die jeweiligen Betriebsbedingungen des Vergasers optimale Brennerdüse im Voraus bestimmen zu können, wurde auf Basis der hier beschriebenen Versuchsreihen eine SMD-Korrelation aufgestellt.

Zunächst wurde versucht, die Ergebnisse an eine der in der Literatur beschriebenen Korrelationen zur Berechnung des SMD, s. Kapitel 2.2, anzupassen. Es war jedoch nicht möglich, eine dieser Gleichungen so anzupassen, dass sie näherungsweise alle bei konstantem Primärstrahldurchmesser durchgeführten Versuchsreihen korrekt beschreibt.

Aufbauend auf Ansätzen, die in der Literatur von Mansour und Chigier [4] vorgestellt wurden, wurde im nächsten Schritt, unter Kenntnis der Abhängigkeiten des SMD von  $We_{aero}$ ,  $Oh$  und  $GLR$ , eine Korrelation auf Basis der Versuchsergebnisse entwickelt. Ausgangspunkt hierfür war Gleichung (4-6).

$$SMD = d_{Liq} \cdot \left( A \cdot We_{aero}^B \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right)^C + D \cdot Oh^E \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right)^F \right) \quad (4-6)$$

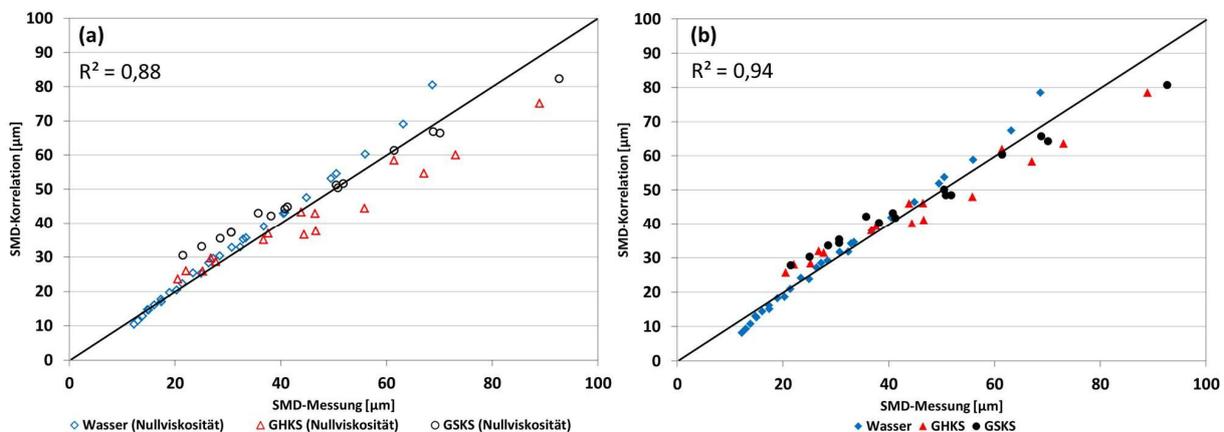
Aufbauend auf den in Kapitel 4.2.4 beschriebenen und in Abbildung 4-8 dargestellten Zerstäubungsversuchen von Fluiden unterschiedlicher Viskosität wurden für GSKS die interpolierten Werte der Viskosität bei  $4000 \text{ s}^{-1}$  verwendet, s. Gleichung (4-5). Weitere Viskositätsmessungen bei höheren Scherraten müssen die Gültigkeit der hier getroffenen Annahmen zur Aufstellung der Korrelation im Detail klären.

Die in Kapitel 4.2.2 und Kapitel 4.2.4 festgestellten Proportionalität des SMD bzgl.  $We_{aero}$  und  $Oh$  dienten hierbei als Startwerte zur Anpassung der SMD-Korrelation. Anschließend wurden die Fitparameter A-F über eine Minimierung der Summe der Fehlerquadrate an die Messdaten gefittet. Durch die Wahl unterschiedlicher Exponenten für den  $GLR$ -Term bei  $We_{aero}$  und  $Oh$ , konnte eine bessere Übereinstimmung der Korrelation mit den Messergebnissen erzielt werden.

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = 0,05 \cdot \left( 21,16 \cdot We_{aero}^{-0,701} \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right)^{0,3} + 1,28 \cdot Oh^{1,05} \cdot \left( 1 + \frac{1}{GLR} \right)^{0,27} \right) \quad (4-7)$$

Die Korrelation setzt sich, wie bei Mansour und Chigier [4] beschrieben, aus zwei Termen zusammen. Zum einen wird der destabilisierende Einfluss der We-Zahl in Kombination mit der GLR betrachtet, zum anderen wird der stabilisierende Einfluss der Viskosität über die Oh-Zahl additiv berücksichtigt.

Die Exaktheit der Korrelation bzgl. der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen ist in Abbildung 4-11 dargestellt. Hierfür wurde die Auftragung Korrelationsdaten über Messdaten gewählt.



**Abbildung 4-11: Auftragung aller Daten Korrelation (4-7) vs. Messung, (a) mit Nullviskosität, (b) mit interpolierter Viskosität für Scherrate von 4000 s<sup>-1</sup>**

In Abbildung 4-11 ist links beispielhaft die Bestimmtheit einer mit den Nullviskositäten aufgestellten Korrelation und rechts die Bestimmtheit der mit den extrapolierten Viskositäten ermittelten Korrelation aufgetragen. Hierbei ist die mit R<sup>2</sup> = 0,94 deutlich bessere Bestimmtheit (vgl. R<sup>2</sup> = 0,88 mit Nullviskositäten) der mit den extrapolierten Viskositäten ermittelten Korrelation zu erkennen.

Die Ergebnisse zeigen deutlich den Einfluss der am Düsenmund auftretenden Flüssigkeitsviskosität auf die im Spray generierte Tropfengröße. Tiefere Untersuchungen sind notwendig, um die real am Düsenmund auftretende Scherrate, und die sich daraus ergebenden, für den Strahlzerfall relevante, Viskosität am Düsenmund exakt zu bestimmen. Nur so ist es möglich, die Abhängigkeit des SMD von der Viskosität modelltechnisch zu beschreiben.

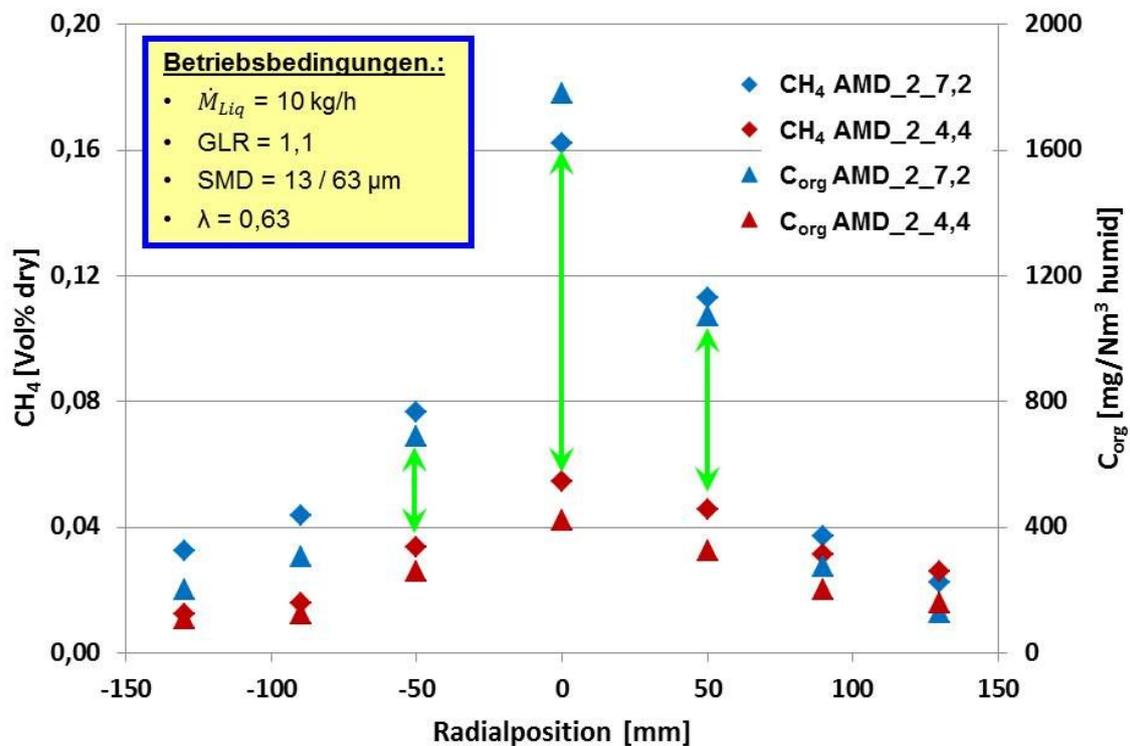
## 4.2.6 Anwendung der Düsen im Flugstromvergaser REGA

Erste Experimente zur Untersuchung des Einflusses der von der Brennerdüse generierten Tropfengröße (SMD) auf das bei der Flugstromvergasung hergestellte Synthesegas wurden am Institut bereits durchgeführt.

Von den hier beschriebenen Düsen wurden dabei die Düse AMD\_2\_7,2 und AMD\_2\_4,4 erfolgreich im Flugstromvergaser REGA eingesetzt.

Ziel war es dabei, die Zerstäubungsgüte bei konstanter Luftzahl  $\lambda$  (GLR = const.) unter Verwendung größerer Gasgeschwindigkeiten zu verbessern, und kleinere Tropfen zu generieren. Hierbei konnte für einen Flüssigkeitsmassenstrom von 10 kg/h (Monoethylglykol) bei einem GLR von 1,1 der SMD von 63  $\mu\text{m}$  (SMD\_2\_7,2) auf 13  $\mu\text{m}$  (AMD\_2\_4,4) verringert werden und so der Einfluss der Tropfengröße auf die Qualität des Synthesegases bei konstanter Stöchiometrie untersucht werden.

Der Einfluss des SMD auf das im Vergaser erzeugte Gas ist in Abbildung 4-12 dargestellt, und bei Jakobs et al. [120] detailliert beschrieben.

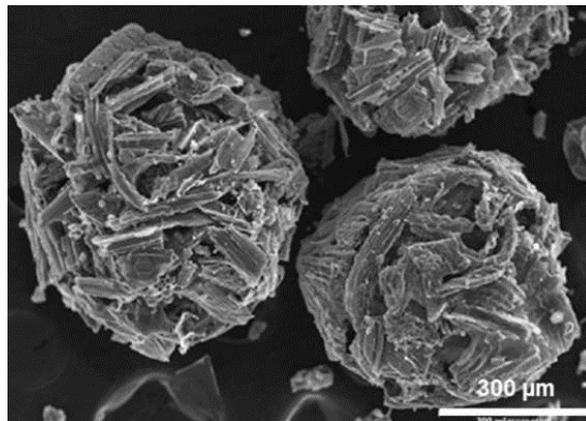


**Abbildung 4-12: Radiale Konzentrationsprofile im Flugstromvergaser REGA nach Jakobs et al. [120]**

In Abbildung 4-12 ist die Konzentration von Methan (CH<sub>4</sub>) und organisch gebundenem Kohlenwasserstoff (C<sub>org</sub>) – gemessen in einem Düsenabstand von 605 mm – als Funktion der radialen Position im Flugstromvergaser aufgetragen. Sowohl Methan als auch C<sub>org</sub> sind bei der Vergasung unerwünschte Begleitstoffe, da sie den Anteil an CO und H<sub>2</sub> im Synthesegas senken und somit den Wirkungsgrad der Vergasung negativ beeinflussen. Beide Versuchsreihen wurden bei identischen Betriebsbedingungen durchgeführt, einzig die Geschwindigkeit des Zerstäubungsgases wurde durch einen Wechsel der Brennerdüse variiert. Durch den Einsatz einer für die Betriebsbedingungen optimierten Düse (AMD\_2\_4,4) konnte

sowohl die Konzentration von Methan als auch die Konzentration von  $C_{org}$  deutlich reduziert werden.

Bei der Vergasung von Suspensionen wird der Einfluss der Tropfengröße auf die Synthesegasqualität von noch größerer Bedeutung sein. Hier wurde bei ersten unter inerten Bedingungen durchgeführten Versuchsreihen festgestellt, dass es zur Agglomeration von Feststoffpartikeln innerhalb eines Tropfens während der Tropfenverdampfung kommt, s. Ruf [121]. Diese aus den in den Tropfen befindlichen Kokspartikeln gebildeten, sogenannten Cenosphären, die auch von Yu und Beer [52] beschrieben wurden, reagieren auf Grund der langsamer ablaufenden heterogenkinetischen Reaktionen nur langsam ab, und erfordern hohe Verweilzeiten um vollständig umgesetzt zu werden, s. Abbildung 4-13.



**Abbildung 4-13: Cenosphären aus der Pyrolyse von Holzkoksslurry, Ruf [121]**

Die Tropfengröße und die daraus resultierende Anzahl an Kokspartikeln je Tropfen bestimmt somit die Größe der Cenosphären.

Diesem Effekt kann durch Erzeugung eines möglichst feinen Sprays, mit möglichst geringer Partikelzahl je Tropfen entgegengewirkt werden.

#### **4.2.7 Fazit der bei atmosphärischem Druck durchgeführten Versuche**

Für die im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit untersuchten außenmischenden Zweistoffdüsen wurde eine starke Abhängigkeit des SMD von der We-Zahl und damit auch der Gasgeschwindigkeit festgestellt. So sinkt der SMD mit steigender We-Zahl und steigender Gasgeschwindigkeit ab. Dieses Absinken des SMD ist für  $We_{aero} < 1000$ , bzw.  $u_{Gas} < 160$  m/s stark ausgeprägt. Eine weitere Steigerung der We-Zahl auf Werte  $We_{aero} > 1000$  führt lediglich noch zu einer geringen Abnahme des SMD.

Mit dem Wissen um den starken Einfluss der Gasgeschwindigkeit auf den SMD wurde im Weiteren eine Variation der Primärstrahldicke des Flüssigkeitsstrahls bei gleichzeitig konstanter Gasgeschwindigkeit und GLR durchgeführt. Hierfür wurden 4 Düsen mit unterschiedlicher Primärstrahldicke von 0,5 – 3 mm gefertigt. Jede dieser Düsen verfügt über eine identisch große Gasaustrittsfläche, um den Einfluss der Primärstrahldicke bei identischen Düsenbetriebsbedingungen bzgl. GLR und Gasgeschwindigkeit untersuchen zu können. Die Versuche ergaben eine optimale Zerstäubungsgüte für eine Primärstrahldicke von  $d_{Liq} = 2$  mm, weswegen alle weiteren Versuche mit dieser Primärstrahldicke durchgeführt wurden.

In einer dritten Serie von Experimenten wurde die Zerstäubung von 2 Modellsuspensionen aus Glykol und Holz- / Strohkoks mit einem Feststoffmassenanteil von  $x_{\text{solid}} = 0,2$  untersucht. Die Versuche wiesen qualitativ ähnliche Verläufe des SMD als Funktion der We-Zahl / Gasgeschwindigkeit auf, wie die anfangs mit Wasser durchgeführten Experimente. Die SMD Werte der Suspensions-Versuche lagen jedoch deutlich oberhalb derer die mit Wasser gemessen wurden.

Auf Basis aller experimentell gewonnenen Daten wurde eine Korrelation zur Berechnung des SMD ermittelt. Hierbei wurde der in Kapitel 2.2.6 dargestellte additive Ansatz, s. Gleichung (2-78), mit Fitparametern erweitert und an die experimentellen Daten gefittet. Die so bestimmte Korrelation, s. Gleichung (4-7), bildet die experimentell gewonnenen Daten sehr gut ab. Hierbei ist darauf zu achten, dass die Gleichung lediglich für den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Betriebsbereich der Düse gültig ist. Gleichung (4-7) wird zukünftig dafür verwendet, Eingangsdaten für die numerische Simulation des Flugstromvergasers REGA zu liefern.

Die Bedeutung des SMD auf die Zusammensetzung des bei der Flugstromvergasung erzeugten Synthesegases wurde experimentell nachgewiesen. Hierzu wurden im Flugstromvergaser REGA zwei Düsen eingesetzt, die bei gleichen Betriebsbedingungen unterschiedliche SMD-Werte erzeugen. Für die Düse mit dem kleineren SMD konnte eine deutliche Absenkung der unerwünschten Begleitstoffe  $\text{CH}_4$  und  $\text{C}_{\text{org}}$  im Synthesegas nachgewiesen werden.

### 4.3 Einfluss des Reaktordrucks auf die Spraygüte – PAT

Die Versuche zur Untersuchung des Reaktordruckeinflusses auf die Spraygüte wurden an der Versuchsanlage PAT durchgeführt. Aufbauend auf den bei atmosphärischem Druck durchgeführten Versuchen wurde der Primärstrahldurchmesser der Flüssigkeit auf 2 mm festgelegt. Um einen etwaigen Einfluss der Düsengeometrie auf die Spraygüte auszuschließen und den Reaktordruck als Einflussparameter zu separieren wurden alle Versuche mit derselben Düse AMD\_2\_4,33 durchgeführt. Aufgrund des großen Einflusses des Drucks auf den Gasvolumenstrom, war es bei den Versuchen bei erhöhtem Reaktordruck nur eingeschränkt möglich die Gasgeschwindigkeit in einem weiten Bereich zu variieren, ohne gleichzeitig die GLR auch stark zu variieren.

Bei den Versuchen an PAT wurde zunächst das verwendete Messgerät (Shadowsizer / PDA) auf der in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Traverse montiert. Vor jedem Versuch wurde eine Reinigung der Schaugläser durchgeführt.

Als nächstes erfolgte die Festlegung des Nullpunktes der Traverse. Hierfür wurde der Flüssigkeitskreislauf in Betrieb genommen und das Messvolumen von PDA oder Shadowsizer durch Verfahren der Traverse direkt in den ungestörten Flüssigkeitsstrahl unmittelbar unterhalb des Düsenmundes traversiert.

Anschließend wurde die Flüssigkeitszufuhr zur Düse gestoppt und der Reaktor über einen vorgewählten Zerstäubungsluftstrom auf den gewünschten Druck gefahren. Nach Erreichen des Betriebsdrucks wurde das Messgerät auf die zu untersuchende Messposition gefahren und bei kleinem Flüssigkeitsmassenstrom ein Spray im Reaktor erzeugt. Abschließend erfolgte die Feinjustierung des Messgerätes. War diese abgeschlossen, wurden Gas- und Flüssigdurchsatz auf den gewünschten Betriebspunkt eingestellt. Die Messung begann, sobald die Durchflüsse an der Düse stationär waren.

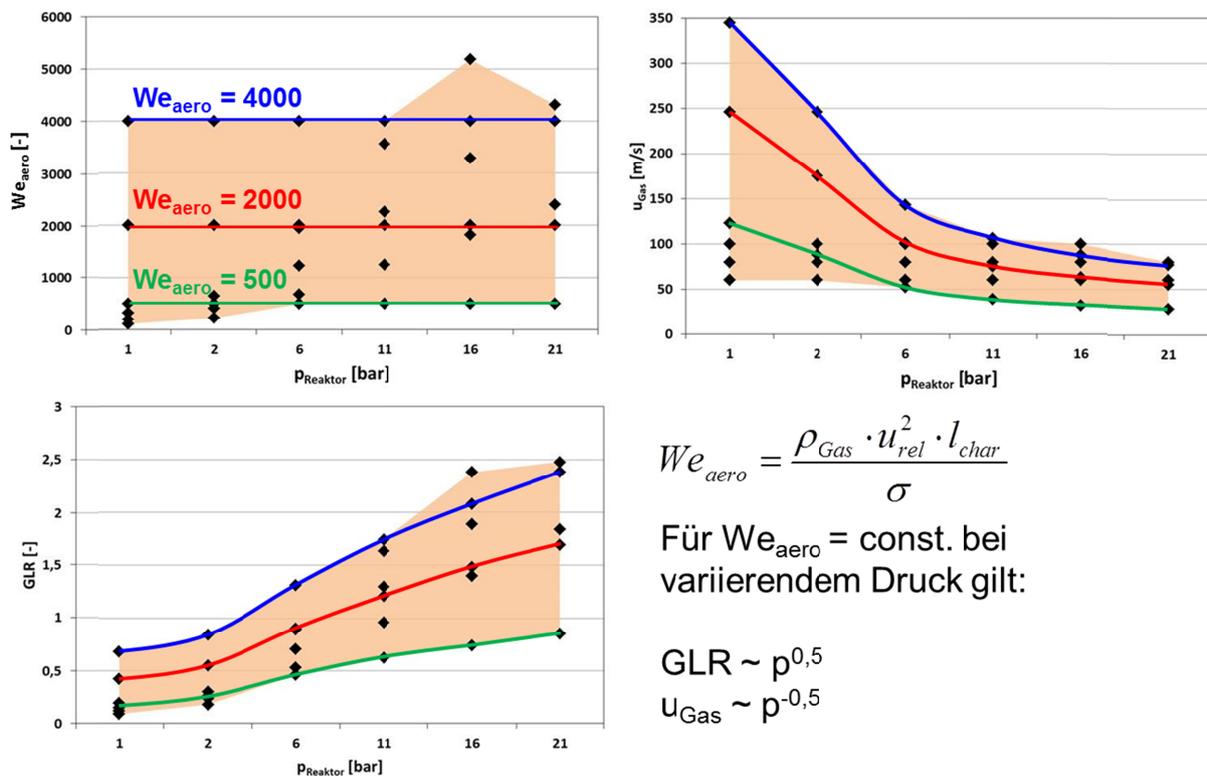
Als Modellfluid diente Wasser, das mit Luft zerstäubt wurde. Der Flüssigdurchsatz wurde für alle Betriebspunkte auf 20 kg/h festgelegt. Dies liegt oberhalb der bei atmosphärischen Druckbedingungen durchgeführten Versuche. Die Erhöhung des Durchsatzes liegt darin begründet, dass der Regelbereich des Gasdurchsatzes bei minimal 1,5 kg/h lag und nur durch eine Anhebung des Flüssigmassenstromes die für einzelne Versuche relevanten, extrem kleinen GLR Werte von 0,09 realisiert werden konnten.

Eine Übersicht über die untersuchten Betriebsbedingungen für den jeweiligen Reaktordruck findet sich in Tabelle 4-5.

**Tabelle 4-5: Betriebsbedingungen der Überdruckversuche PAT (Wasser/Luft)**

	1 bar	2 bar	6 bar	11 bar	16 bar	21 bar
$\eta_{\text{Liq},0}$ [mPa·s]	1					
$\rho_{\text{Liq}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000					
$\sigma_{\text{Liq}}$ [mN/m]	72,2					
$\dot{M}_{\text{Liq}}$ [kg/h]	20					
$u_{\text{Liq}}$ [m/s]	1,77					
$\dot{M}_{\text{Gas}}$ [kg/h]	1,8-13,6	3,5-16,7	9,1-26,2	12,4-34,7	14,8-47,6	17-49,5
$u_{\text{Gas}}$ [m/s]	60-345	60-246	52-143	39-106	32-100	28-80
GLR [-]	0,09- 0,68	0,18- 0,84	0,46- 1,31	0,62- 1,74	0,74- 2,38	0,85- 2,48
$d_{\text{Liq}}$ [mm]	2					
$D_{\text{Gas}}$ [mm]	4,33					
$We_{\text{aero}}$ [-]	145- 4000	228- 4000	500- 4000	500- 4000	500- 5185	500- 4316
Oh [-]	0,0027					

Abbildung 4-14 stellt alle in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen als Funktion dimensionsloser Kennzahlen grafisch dar. Ziel der Versuche war die Isolierung des Reaktordrucks als Einflussparameter. Beispielhaft lässt sich das an den zu Beginn durchgeführten Versuchen bei konstanter We-Zahl und variierendem Reaktordruck erklären. Hierbei wurde die We-Zahl bei Reaktordrücken zwischen 1 und 21 bar konstant gehalten ( $We_{aero} = 500, 2000, 4000$ ), s. Abbildung 4-14 links oben. Die beiden weiteren Diagramme zeigen die daraus resultierenden Änderungen bzgl. GLR und  $u_{Gas}$  für den jeweiligen Reaktordruck.



**Abbildung 4-14: Graphische Darstellung der Betriebsbereiche an PAT**

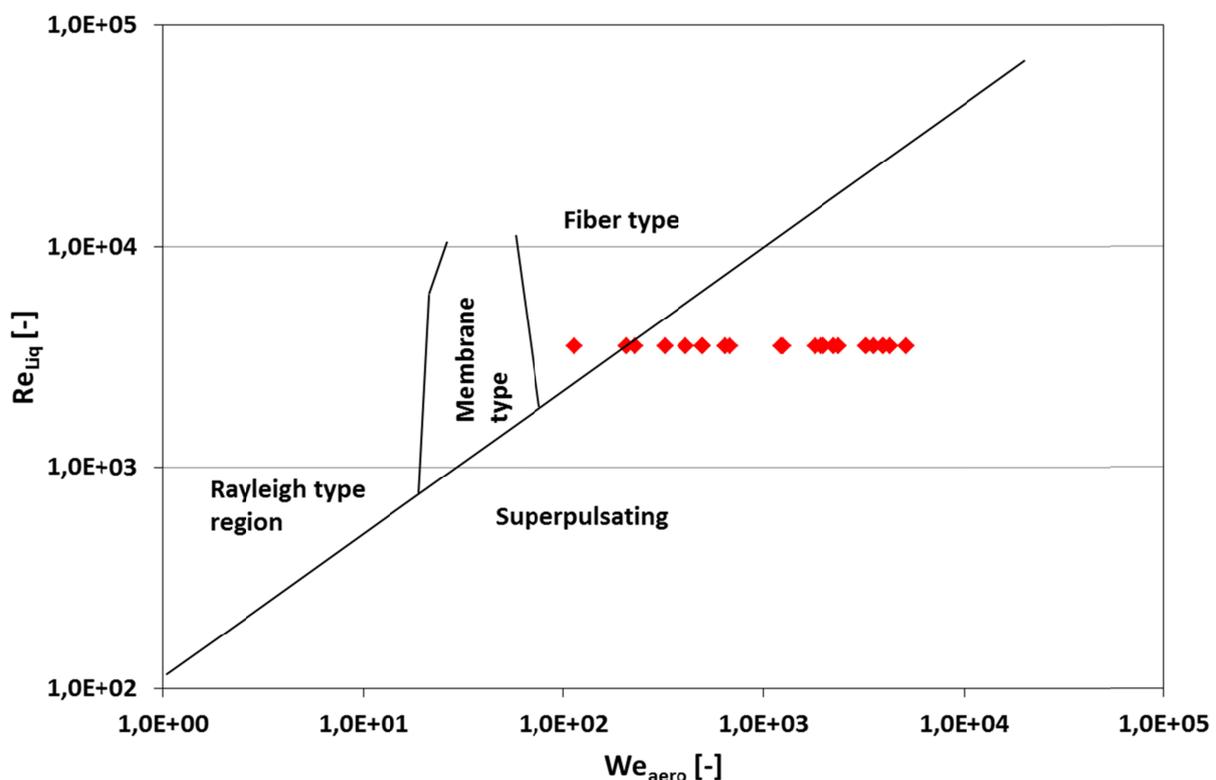
Hierbei wird der Unterschied zwischen Versuchen bei 1 und 2 bar Reaktordruck im Vergleich zu denen bei über 11 bar deutlich. Bei geringerem Reaktordruck sind noch große Unterschiede bzgl. der Gasgeschwindigkeit notwendig, um den weiten We-Zahl Variationsbereich abdecken zu können. Diese können aber noch mit relativ geringen GLR-Variationen erreicht werden. Bei Drücken  $> 11$  bar sind auf Grund der mit dem Druck steigenden Gasdichte lediglich noch geringe Änderungen der Gasgeschwindigkeit erforderlich, um die großen Variationen bzgl. der We-Zahl abzudecken. Diese lassen sich auf Grund der erhöhten Gasdichte jedoch nur mit erheblichen GLR-Variationen erreichen.

Die Abhängigkeit der We-Zahl von der GLR für die jeweilige Reaktordruckstufe ist auf Grund der Verwendung von nur einer Düse für die Versuche fix.

Um die We-GLR-Abhängigkeit für jede Reaktordruckstufe konstant zu halten, müsste die Gasaustrittsfläche der Düse für jeden Reaktordruck angepasst werden. Dies hätte einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Düsengeometrie zur Folge, da für die hohen Reaktordrücke Gasspalte  $< 200 \mu m$  erforderlich wären um identische We-GLR-Abhängigkeiten bei 21 bar, wie für AMD\_2\_4,33 bei 1 bar zu gewährleisten. Durch diesen großen Eingriff in die Geometrie der Düse wäre der in der Literatur beschriebene Einfluss der Düsengeometrie, s. Kapitel 2.2, nicht mehr

zweifelsfrei vom Einfluss des Reaktordrucks zu unterscheiden gewesen, s. dazu auch im Anhang Kapitel 8.3.2. Die Verwendung nur einer Düse für alle Versuche ermöglichte es den Einfluss des Reaktordrucks isoliert vom Einfluss der Düsengeometrie zu betrachten.

Um die für die Experimente (Betriebsbedingungen s. Tabelle 4-5) zu erwartenden Zerfallsregime einordnen zu können, sind nachfolgend alle untersuchten Betriebsbedingungen in die klassischen Zerfallsbereiche nach Farago und Chigier [37] eingegliedert, s. Abbildung 4-15. An dieser Stelle ist darauf hinzuweisen, dass die Einteilung der Zerfallsregime von Farago und Chigier [37] bei atmosphärischen Druckbedingungen erfolgte. Da derzeit keine vergleichbare Abbildung für Überdruckbedingungen aus der Literatur bekannt ist, wurde dieser Schritt durchgeführt um einen ersten Anhaltspunkt bzgl. der Zerfallsregime zu bekommen.



**Abbildung 4-15: Einteilung der Betriebspunkte in die Zerfallsregime, nach Farago und Chigier [37]**

Hierbei ist zu erkennen, dass mit wenigen Ausnahmen alle Betriebspunkte im Superpulsating-Bereich liegen, und damit eine gute Zerstäubung bei allen Versuchen zu erwarten ist.

Die Auswahl des Messortes für die Versuche an der Versuchsanlage PAT erfolgte analog zu den an ATMO durchgeführten Versuchen. So wurde auch an PAT eine Messebene  $z = 200$  mm unterhalb des Düsenmundes gewählt. Um etwaige Störeinflüsse durch noch nicht abgeschlossenen Sekundärzerfall und oszillierende asphärische Tropfen bestmöglich auszuschließen wurden vorab bei  $z = 200$  mm Messungen mit dem in Kapitel 3.3.1 vorgestellten Shadowsizer durchgeführt. Die Aufnahmen mit dem Fernfeldmikroskop zeigten einen abgeschlossenen Sekundärzerfall und nahezu ausschließlich sphärische Tropfen.

Da es sich bei den hier durchgeführten PDA-Messungen im Gegensatz zu den Spraytec-Messungen an ATMO um orts aufgelöste Punktmessungen handelt, wurde in x-Richtung eine Traversierung durch das Spray im Bereich  $\pm 30$  mm durchgeführt. Hierbei wurde zwischen den Positionen  $\pm 30$  und  $\pm 10$  mm jeweils in 5 mm Schritten und zwischen  $\pm 10$  und 0 mm jeweils in 2 mm Schritten traversiert.

Messungen bei x-Werten größer als  $\pm 30$  mm waren auf Grund der Scheibenkonfiguration des Reaktors und dem damit verbundenen Absinken der Datenrate und in Folge dessen stark steigenden Messdauer nur eingeschränkt möglich. Bei steigender Messdauer setzten sich die Scheiben trotz Spülluft, s. Kapitel 3.2.1, teilweise so zu, dass die Datenraten extrem stark abfielen.

Da sich das Spray bei anfänglichen Radialmessungen in x- und y-Richtung als rotationssymmetrisch erwies – wie es bei diesem Düsentyp zu erwarten ist – wurde bei den Messkampagnen lediglich eine Traversierung in x-Richtung durchgeführt.

### 4.3.1 Druckeinfluss bei konstanter $We_{aero}$

Wie bereits in Kapitel 4.2.5 beschrieben, wird in zahlreichen Studien zur Zweistoffzerstäubung bei atmosphärischen und Überdruckbedingungen, s. Mansour und Chigier [4], Rizk und Lefebvre [89], Yu et al. [96] und Jasuja [95] die Spraygüte in Form des SMD als Funktion dimensionsloser Kennzahlen wie folgt beschrieben:

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = \left(1 + \frac{1}{GLR}\right) \cdot [A \cdot We_{aero}^A + B \cdot Oh^B] \quad (4-8)$$

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = \left(1 + \frac{1}{GLR}\right) \cdot \left[ A \cdot \left( \frac{Oh}{We_{aero}} \right)^B \right] \quad (4-9)$$

Hierbei wird abhängig von der Literaturquelle die We-Zahl mit der Gas- oder der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeit gebildet, s. Kapitel 2.2. Da im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss des Reaktordrucks auf Wasser untersucht wurde, ist die Oh-Zahl bei allen Versuchen konstant, s. Tabelle 4-5.

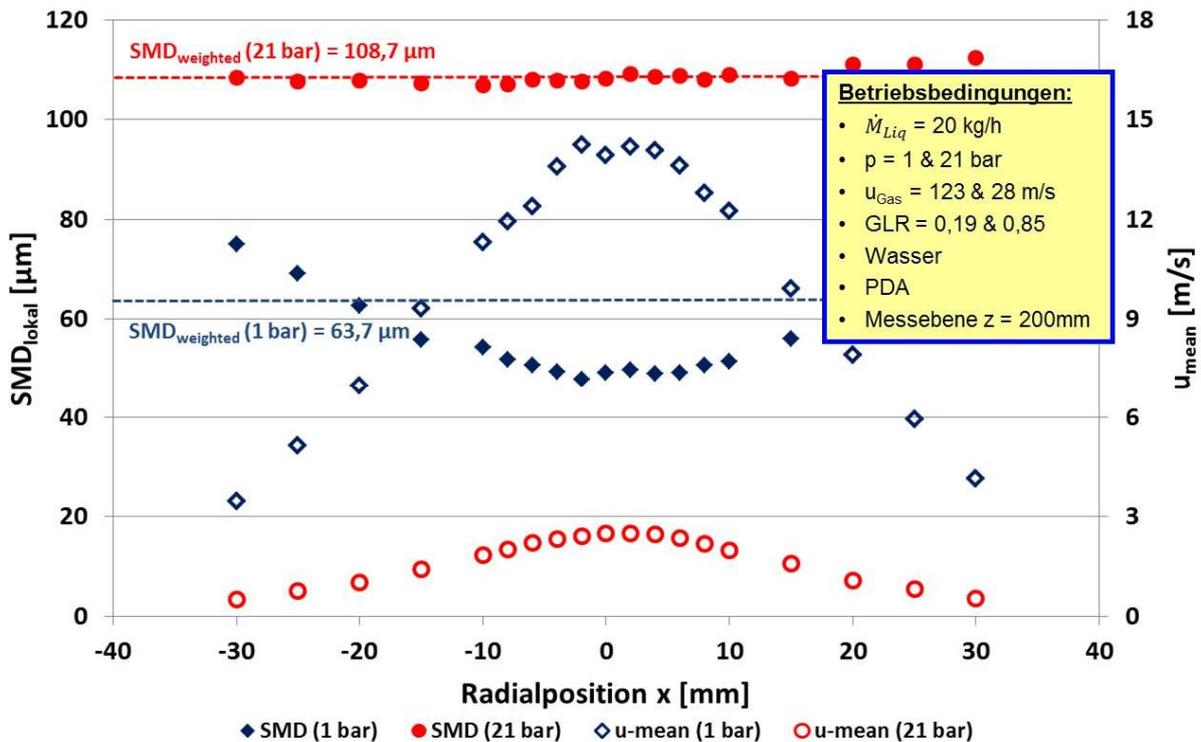
Um den Einfluss des Reaktordrucks zu isolieren wurde unter Berücksichtigung der Abhängigkeiten in den Gleichungen (4-8) und (4-9) die We-Zahl bei variierendem Druck konstant gehalten. Hierfür war eine Anpassung des Gasmassenstromes bei steigendem Reaktordruck notwendig.

Ortsaufgelöste Messungen von Tropfengröße und –geschwindigkeit bei konstanter We-Zahl von 500, 1000, 2000 und 4000 wurden bei 1, 2, 6, 11, 16 und 21 bar durchgeführt. Nachfolgend werden die ermittelten Profile von SMD und mittlerer Tropfengeschwindigkeit beispielhaft für  $We_{aero} = 500$  bei 1 und 21 bar in Abbildung 4-16 dargestellt und diskutiert. Die Betriebsbedingungen sind Tabelle 4-6 zu entnehmen.

**Tabelle 4-6: Betriebsbedingungen  $We_{aero} = 500$**

	1 bar	21 bar
$\eta_{Liq,0}$ [mPa·s]	1	
$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000	
$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	72,2	
$\dot{M}_{Liq}$ [kg/h]	20	
$u_{Liq}$ [m/s]	1,77	
$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	3,7	17
$u_{Gas}$ [m/s]	123	28
GLR [-]	0,19	0,85
$d_{Liq}$ [mm]	2	
$D_{Gas}$ [mm]	4,33	
$We_{aero}$ [-]	<b>500</b>	

In Abbildung 4-16 ist für einen Reaktordruck von 1 bar die typische V-Form des SMD-Profiles, wie auch in der Literatur von Lasheras et al. [33] beschrieben, mit einem Minimum des lokalen SMD auf der Sprayachse zu erkennen. Dies ist auf die im Vergleich zum Randbereich höheren Schergeschwindigkeiten im achsnahen Bereich und dadurch bessere Zerstäubung zurückzuführen. Die daraus ebenfalls resultierenden höheren axialen Tropfengeschwindigkeiten im achsnahen Bereich sind deutlich zu erkennen.



**Abbildung 4-16: Lokaler SMD und axiale Tropfengeschwindigkeit bei 1 und 21 bar Reaktordruck für  $We_{\text{aero}} = 500 = \text{const.}$**

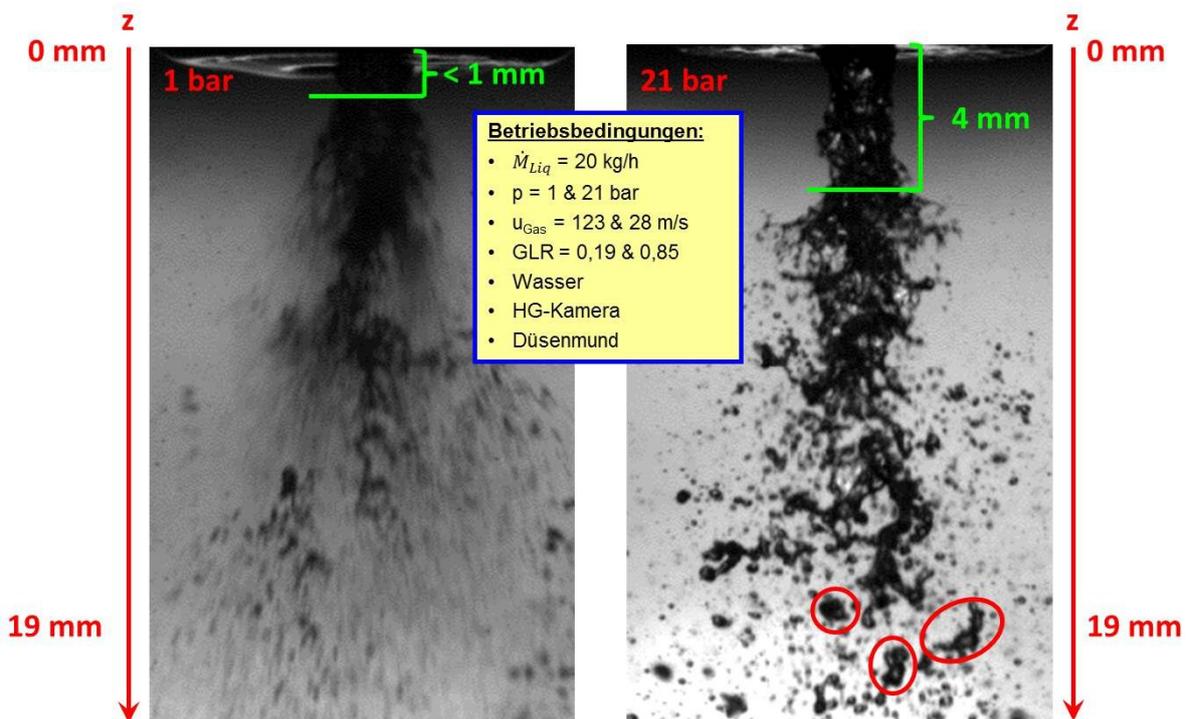
Für 21 bar ist der SMD unabhängig von der Radialposition nahezu konstant. Insgesamt liegen bei 21 bar deutlich größere SMD-Werte vor als bei 1 bar, obwohl die GLR von 0,19 (1 bar) auf 0,85 (21 bar) gesteigert wurde, s. Tabelle 4-6. Die Zunahme des SMD mit steigendem Reaktordruck bei konstanter  $We$ -Zahl kann durch die Änderung der Gasgeschwindigkeit am Düsenmund erklärt werden, s. Betriebsbedingungen in Tabelle 4-6. Liegt die Gasgeschwindigkeit bei 1 bar noch bei 123 m/s, so beträgt diese bei 21 bar nur noch 28 m/s. Dies spiegelt sich auch in der deutlich geringeren mittleren Tropfengeschwindigkeit wieder. Durch die Verringerung der Gasgeschwindigkeit steht weniger kinetische Energie zur Zerstäubung der Flüssigphase am Düsenmund zur Verfügung, wodurch die dabei generierten Tropfen größer sind.

Um die Spraygüte bei unterschiedlichen Betriebsbedingungen vergleichen zu können ist die Beschreibung des Sprays mit nur einem SMD-Wert erforderlich. Hierfür wurde das in Kapitel 2.1.10 beschriebene massenstrombezogene Wichtungsverfahren zur Bestimmung des  $SMD_{\text{weighted}}$  für beide Betriebspunkte angewandt und in Abbildung 4-16 eingezeichnet. Die massenstromgewichteten SMD-Werte weisen ähnlich große Unterschiede der Tropfengröße in Abhängigkeit des Reaktordrucks auf. So ist bei

steigendem Druck und konstanter We-Zahl und GLR eine Zunahme des SMD zu erkennen, was im Widerspruch zu Gleichung (4-8) und (4-9) steht.

Bei Betrachten des lokalen und des gewichteten SMD-Wert für 1 bar Reaktordruck in Abbildung 4-16, ist der in Kapitel 2.1.10 beschriebene Verlust lokaler Informationen auf Grund der Wichtung deutlich zu erkennen. So ist in diesem Fall das lokale Minimum auf der Sprayachse nicht mehr nachvollziehbar.

Zur Klärung der beobachteten Tendenzen, wurde der Primärzerfallsbereich mit einer Hochgeschwindigkeitskamera untersucht. Wie in der nachfolgenden Abbildung dargestellt, beginnt hierbei die Aufnahme immer direkt am Düsenmund bei  $z = 0$  mm.



**Abbildung 4-17: Primärzerfall bei  $We_{aero} = 500$  für 1 und 21 bar**

Der in Abbildung 4-17 dargestellte Primärzerfall für eine konstante We-Zahl von 500 bei 1 und 21 bar Reaktordruck unterscheidet sich deutlich. Die Aufnahmen wurden mit einer Frequenz von 36 kHz durchgeführt, eine höhere Aufnahmefrequenz war auf Grund des ausgewählten Bildausschnitts nicht möglich. Dies hat zur Folge, dass bei den höheren Gasgeschwindigkeiten bei 1 bar eine Verwischungsunschärfe entsteht, die bei 21 bar Reaktordruck auf Grund der geringeren Geschwindigkeiten nicht auftritt.

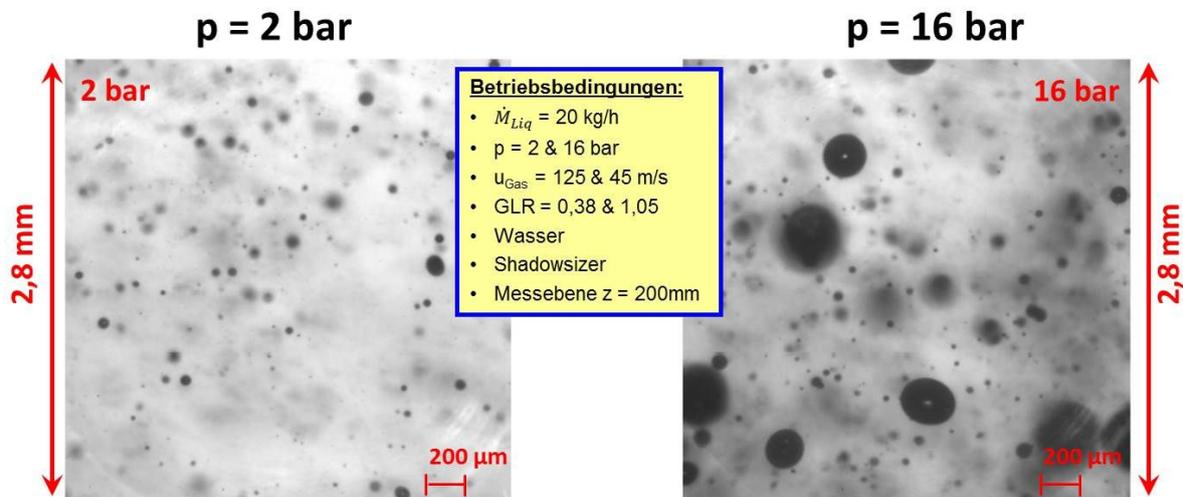
Bei 1 bar ist die intakte Strahllänge sehr kurz und der Primärzerfall bereits kurz nach dem Düsenmund abgeschlossen. Für 21 bar ist eine intakte Strahllänge von 4 mm zu erkennen, bevor erste Fadenbildungen am Primärstrahl erkennbar sind und es zur Abscherung von Ligamenten kommt. Der Primärzerfall ist im Vergleich zu 1 bar erst deutlich später abgeschlossen und auch in einem Düsenabstand von 19 mm sind noch große Ligamente zu erkennen, s. Abbildung 4-17, was auf die deutlich geringere Gasgeschwindigkeit am Düsenmund und die damit verbunden geringere Scherung der Flüssigkeit zurückzuführen ist.

Nach der Einteilung von Farago und Chigier [37], s. Abbildung 4-15, liegen beide Betriebspunkte im Superpulsating Zerfallsbereich. Dies trifft für den Fall  $We_{aero} = 500$  bei 1 bar Reaktordruck zu, für den Fall von 21 bar liegt der Strahlzerfall nach den von den Autoren beschriebenen optischen Kriterien jedoch eher im Bereich Fibertype, s. Abbildung 4-17 im Vergleich mit Abbildung 2-3.

Die Einteilung der Zerfallsbereiche von Farago und Chigier [37] erfolgte bei atmosphärischen Druckbedingungen. Auf Basis der hier untersuchten Betriebszustände verschieben sich die Grenzen zum Übergang des Strahlzerfalls von Rayleigh nach Membrane über Fiber type hin zum Superpulsating Bereich bei steigendem Umgebungsdruck in Richtung größerer  $We$ -Zahlen.

Eine druckabhängige Festlegung der jeweiligen Zerfallsbereiche ist demnach sinnvoll. Eine Möglichkeit wäre hierbei die Einführung einer dritten Dimension im Diagramm, die sich aus dem dimensionslosen Quotienten von Gas und Flüssigkeitsdichte bildet, ähnlich wie in der Arbeit von Reitz [29] für den Zerfall bei Einstoffdüsen durchgeführt. Die genaue Verschiebung der Zerfallsregimegrenzen in Abhängigkeit des Reaktordrucks wird in zukünftigen Arbeiten zu klären sein.

Die Verschiebung der Zerfallsbereiche bei konstanter  $We$ -Zahl und erhöhtem Reaktordruck führt zur Bildung großer Ligamente im Düsenahbereich. Diese werden stromabwärts durch Sekundärzerfallsphänomene, s. Pilch und Erdmann [42] noch weiter zerteilt, zerfallen jedoch auf Grund der geringeren Gasgeschwindigkeiten und damit geringeren Relativgeschwindigkeiten nicht in so kleine Tropfen wie im Fall niedrigerer Reaktordrücke. Diese Annahme wird durch die in Abbildung 4-18 dargestellten Shadowsizer-Aufnahmen belegt.



**Abbildung 4-18: Shadowsizer Aufnahmen bei  $We_{aero} = 1000$  und  $z = 200$  mm auf der Sprayachse für 2 und 16 bar Reaktordruck**

In Abbildung 4-18 sind bei 2 bar hauptsächlich Tropfen deutlich kleiner als  $100 \mu\text{m}$  zu erkennen. Bei 16 bar Reaktordruck nimmt die Tropfengröße deutlich zu. So sind im rechten Bild Tropfen deutlich größer als  $100 \mu\text{m}$  zu erkennen.

Zusammenfassend lassen sich die bereits mit dem PDA detektierten Tendenzen hin zu größeren SMD-Werten bei konstanter  $We$ -Zahl und steigendem Reaktordruck, sowohl mit dem Shadowsizer als auch mit der Hochgeschwindigkeitskamera qualitativ bestätigen.

Ortsaufgelöste Messungen für  $We_{aero} = 500, 2000$  und  $4000$  wurden bei Drücken von 1 bis 21 bar durchgeführt wobei sich gleiche Tendenzen wie in Abbildung 4-16 zeigten. Zum einfachen Vergleich der Sprayqualität bei allen Betriebspunkten wird nachfolgend der massengewichtete SMD aufgetragen.

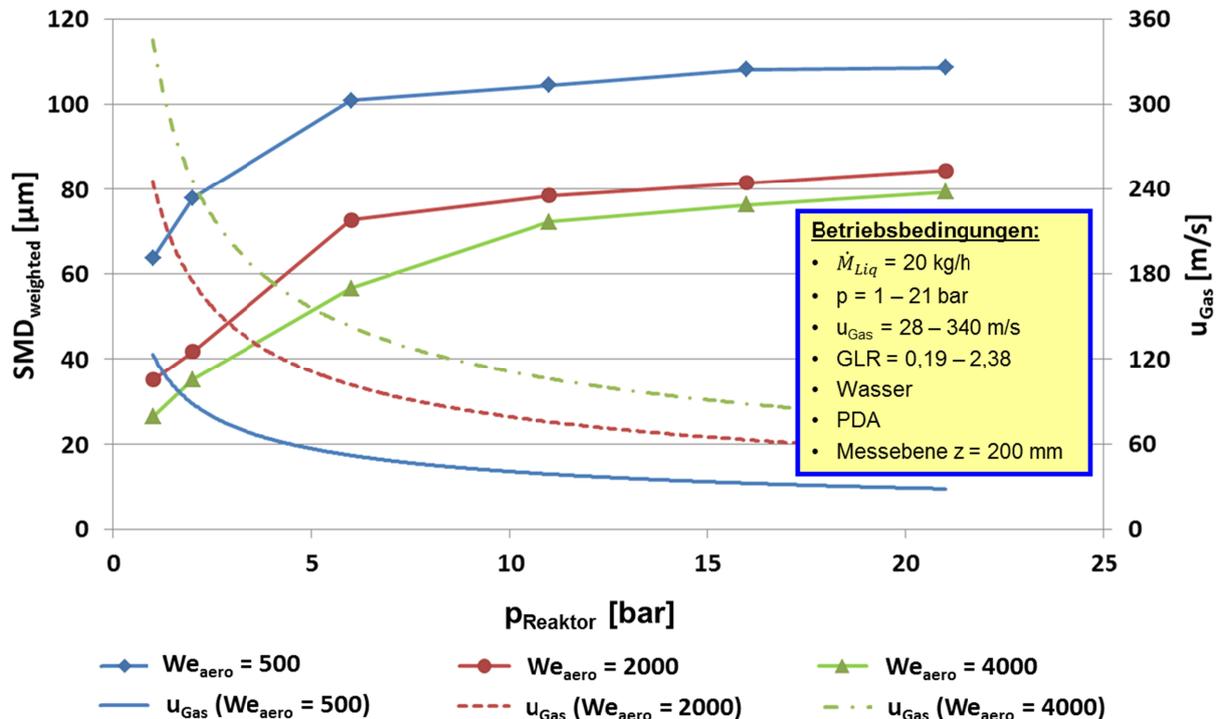


Abbildung 4-19:  $SMD_{weighted}$  als Funktion des Drucks – Linien konstanter  $We_{aero}$

In Abbildung 4-19 beschreiben die durchgezogenen Linien den SMD für Linien konstanter  $We$ -Zahl. Der Verlauf des SMD ist für alle drei untersuchten  $We$ -Zahlen ähnlich. Für  $We_{aero} = 500, 2000$  und  $4000$  ist jeweils ein starker Anstieg des SMD zwischen 1 und 6 bar Reaktordruck zu erkennen. Eine Potenzanpassung der drei Versuchsreihen im Bereich 1 bis 6 bar ergab eine näherungsweise Proportionalität von  $SMD \sim p^{0,38}$ . Dies lässt sich mit der starken Abnahme der Gasgeschwindigkeit (s. gestrichelte Linien), bedingt durch die jeweils konstanten  $We$ -Zahlen, erklären. Eine weitere Erhöhung des Reaktordrucks auf 11 bar und mehr führt lediglich noch zu einer leichten Zunahme des SMD.

Die in der Literatur oft benutzten Korrelationen (4-8) und (4-9) beschreiben ein Absinken des SMD mit steigender  $We$ -Zahl. Dies konnte für die jeweilige Druckstufe für alle Versuche bestätigt werden, s. Abbildung 4-19. Darüber hinaus beschreiben die Gleichungen eine Abnahme des SMD mit steigender GLR bei konstanter  $We$ -Zahl. Wie in Abbildung 4-14 beschrieben steigt die GLR jedoch bei steigendem Reaktordruck und gleichzeitig konstanter  $We$ -Zahl an. Trotzdem wurde eine Zunahme des SMD mit steigendem Reaktordruck detektiert, was im Widerspruch zu den von Gleichung (4-8) und (4-9) beschriebenen Tendenzen steht, wonach bei konstanter  $We$ -Zahl und steigendem GLR eine Abnahme des SMD erfolgen sollte. Die Zunahme der Tropfengröße mit steigendem Druck bei konstanter  $We$ -Zahl korreliert mit dem Absinken der Gasgeschwindigkeit, s. Abbildung 4-19. Auf Grund dieser inversen Abhängigkeit von Tropfengröße und Gasgeschwindigkeit wurden

weitere Versuchsreihen bei konstanter Gasgeschwindigkeit und variierendem Reaktordruck durchgeführt.

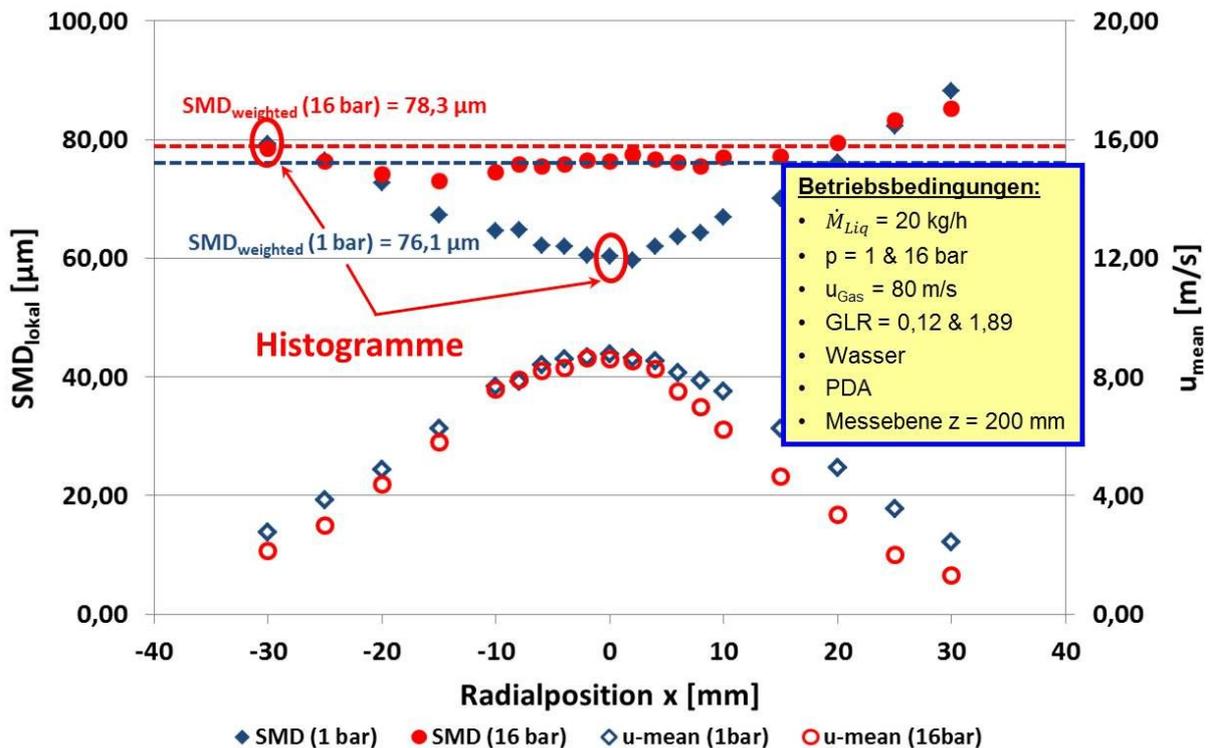
### 4.3.2 Druckeinfluss bei konstanter Gasgeschwindigkeit

Auf Basis der bei konstanter We-Zahl durchgeführten Versuche und der Untersuchung des Primärzerfalls scheint die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigphase einen dominierenden Einfluss auf die Sprayqualität zu haben. Infolgedessen wurden weitere Versuchsreihen bei konstanter Gas-, bzw. Relativgeschwindigkeit und variierendem Reaktordruck durchgeführt. Ortsaufgelöste Messungen von Tropfengröße und -geschwindigkeit bei konstanter Gasgeschwindigkeit von 60, 80 und 100 m/s wurden bei 1, 2, 6, 11, 16 und 21 bar durchgeführt. Nachfolgend werden die ermittelten Profile von lokalem SMD und mittlerer Tropfengeschwindigkeit beispielhaft für  $u_{\text{Gas}} = 80$  m/s bei 1 und 16 bar dargestellt, s. Abbildung 4-20. Die Betriebsbedingungen sind in Tabelle 4-7 aufgeführt.

**Tabelle 4-7: Betriebsbedingungen konstante Gasgeschwindigkeit**

	1 bar	16 bar
$\eta_{\text{Liq},0}$ [mPa·s]	1	
$\rho_{\text{Liq}}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000	
$\sigma_{\text{Liq}}$ [mN/m]	72,2	
$\dot{M}_{\text{Liq}}$ [kg/h]	20	
$u_{\text{Liq}}$ [m/s]	1,77	
$\dot{M}_{\text{Gas}}$ [kg/h]	3,7	14,8
$u_{\text{Gas}}$ [m/s]	<b>80</b>	
<b>GLR</b> [-]	0,12	1,89
$d_{\text{Liq}}$ [mm]	2	
$D_{\text{Gas}}$ [mm]	4,33	
<b>We<sub>aero</sub></b> [-]	205	3289

Hierbei zeigten sich die bereits bei den mit konstanter We-Zahl und variierendem Reaktordruck durchgeführten Versuchen, in Abbildung 4-16 erkennbare, Beeinflussung des SMD-Profiles durch den Reaktordruck, s. Abbildung 4-20.

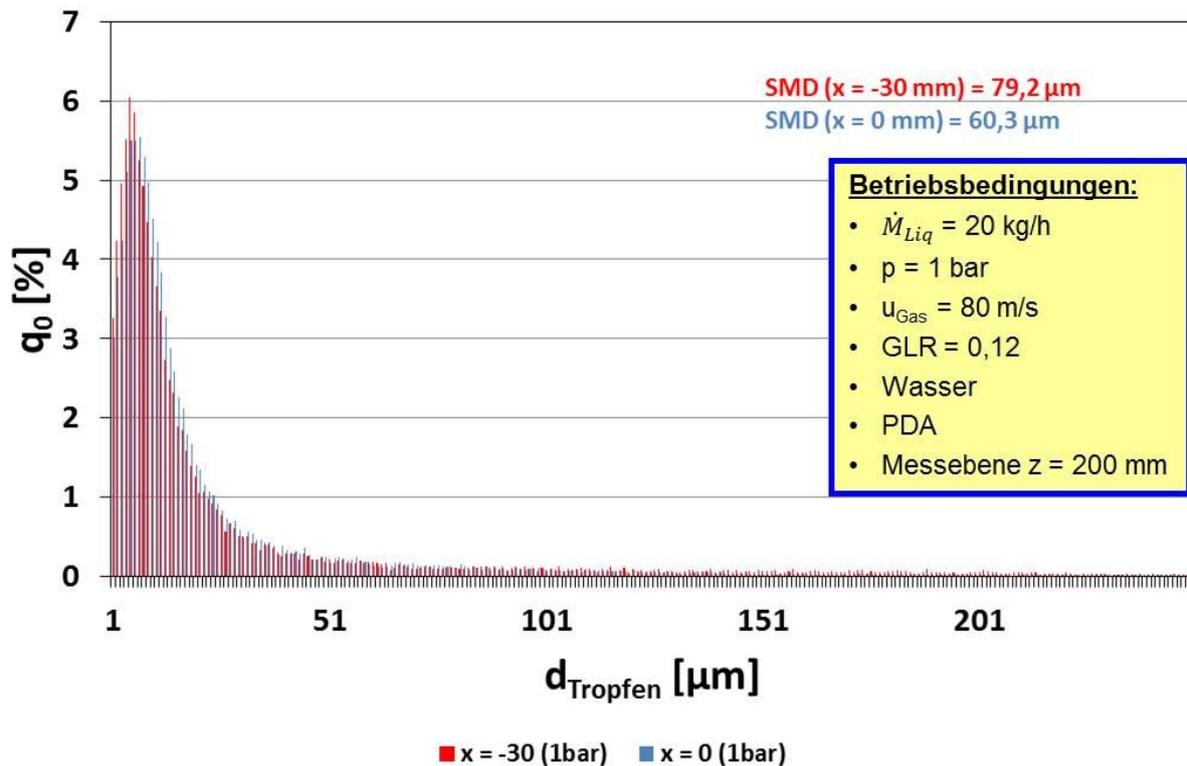


**Abbildung 4-20: Lokaler SMD und axial Tropfengeschwindigkeit bei 1 und 16 bar Reaktordruck für  $u_{\text{Gas}} = 80 \text{ m/s} = \text{const.}$**

Wie schon bei den mit konstanter We-Zahl durchgeführten Versuchen ist bei 1 bar wieder das typische V-Profil des lokalen SMD zu erkennen, im Gegensatz dazu ist der Verlauf des SMD bei 16 bar wieder flach ohne ausgeprägtes Minimum auf der Achse.

Im Unterschied zu den Versuchen bei konstanter We-Zahl ist hier – abgesehen vom achsnahen Bereich des Spraykegels – nur eine sehr geringe Abhängigkeit des SMD vom Reaktordruck erkennbar. Besonders deutlich wird dies beim Vergleich des  $SMD_{\text{weighted}}$  von 1 und 16 bar, dieser ist für beide Drücke nahezu gleich bei 76,1 bzw. 78,3  $\mu\text{m}$ . Das Minimum des lokalen SMD im achsnahen Bereich bei 1 bar Reaktordruck hat auf den  $SMD_{\text{weighted}}$  nur einen geringen Einfluss, da sich der Großteil der Masse im Randbereich des Sprays befindet. Auffällig ist der nahezu deckungsgleiche Verlauf der Geschwindigkeitsprofile für 1 und 16 bar.

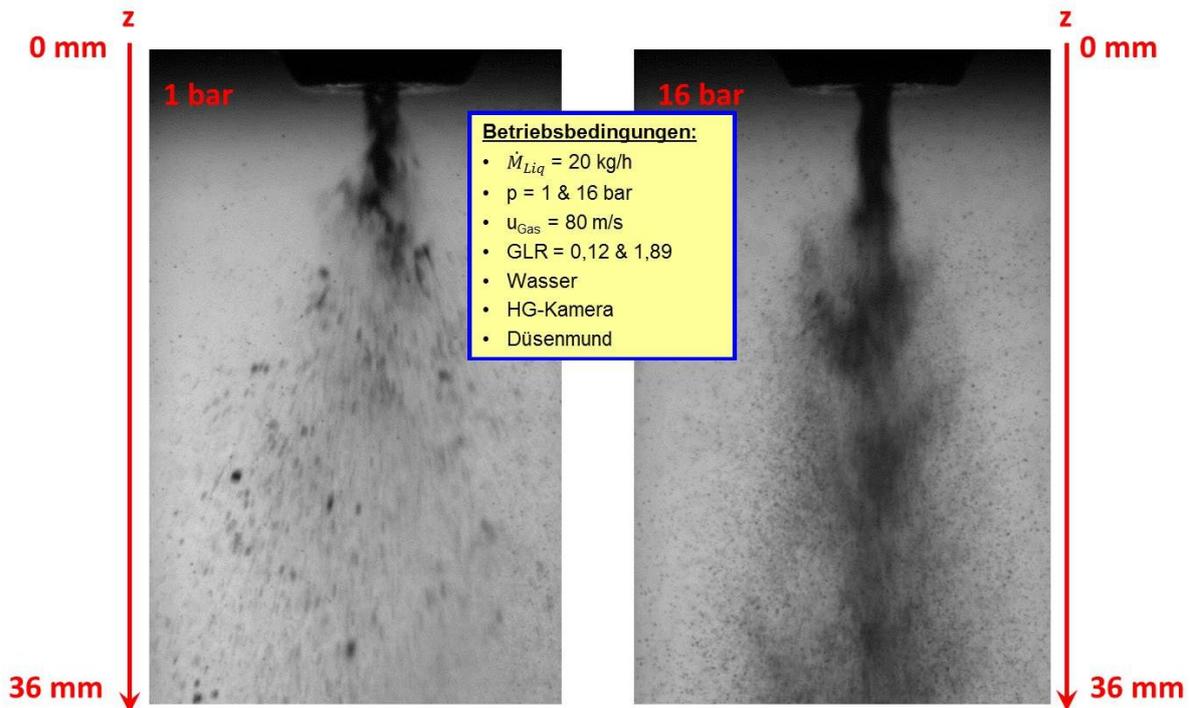
Die Zunahme des SMD mit steigendem radialen Abstand liegt an vereinzelt auftretenden größeren Tropfen im Randbereich des Sprays. Diese vereinzelt auftretenden größeren Tropfen sind in den nachfolgend dargestellten Histogrammen der Tropfengröße für die Radialpositionen  $x = 0$  &  $-30 \text{ mm}$  für einen Druck von 1 bar gut zu erkennen.



**Abbildung 4-21: Tropfengrößenverteilung für  $u_{Gas} = 80 \text{ m/s}$  auf der Sprayachse und im Randbereich (1 bar)**

In Abbildung 4-21 ist die relative Häufigkeit ( $q_0$ ) über der Tropfengröße aufgetragen. Beide Histogramme haben trotz des unterschiedlichen SMD-Wertes einen nahezu deckungsgleichen Verlauf. Die meisten Tropfen sind in beiden Fällen im Bereich zwischen 1 – 30  $\mu\text{m}$  zu finden, anschließend nimmt die relative Häufigkeit stark ab. Zunächst entsteht der Eindruck das der SMD bei  $x = 0 \text{ mm}$  größer ist, da für diesen Fall die relative Häufigkeit der Tropfen im Bereich 20 – 50  $\mu\text{m}$  größer ist als für die Messung bei  $x = -30 \text{ mm}$ . Ab einer Tropfengröße von 150  $\mu\text{m}$  sind jedoch nur noch Tropfen für die Messung bei  $x = -30 \text{ mm}$  zu finden. Diese großen Tropfen dominieren dann den Wert des SMD, so dass dieser bei -30 mm größer ist als bei 0 mm.

Um den Primärzerfallsmodus zu untersuchen wurden erneut Aufnahmen mit der Hochgeschwindigkeitskamera direkt am Düsenmund durchgeführt. Diese zeigen den Primärzerfall für beide Betriebspunkte ( $u_{Gas} = 80 \text{ m/s}$  bei 1 und 16 bar Reaktordruck).



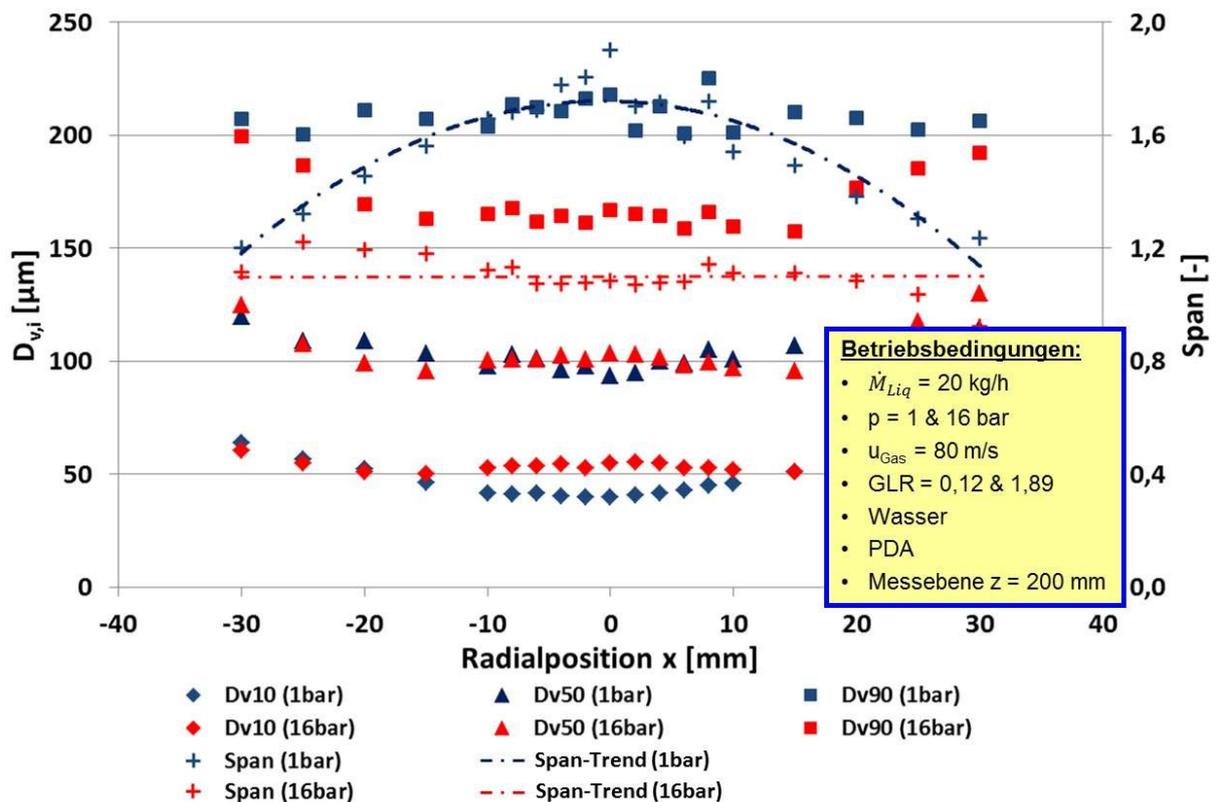
**Abbildung 4-22: Primärzerfall bei  $u_{\text{Gas}} = 80 \text{ m/s}$  für 1 und 16 bar**

Obwohl der Primärzerfall in beiden Fällen im Superpulsating Modus liegt, s. Kapitel 2.1.3.2 (Einteilung für atmosphärischen Druck nach Farago und Chigier [37]), sind Unterschiede zwischen 1 und 16 bar erkennbar, s. Abbildung 4-22. In beiden Abbildungen ist jeweils am oberen Rand des Bildes der Düsenmund zu erkennen, von dem ausgehend der flüssige Primärstrahl jeweils mit der schnell strömenden Gasströmung in Kontakt kommt.

Bei 1 bar ist zunächst noch ein kurzer kompakter Primärstrahlbereich zu erkennen, der dann aufwellt und Ligamente bildet, bevor er schließlich zerfällt. Anders sieht der Primärzerfall bei 16 bar aus, hier ist zwar ebenfalls zunächst ein dunkler kompakter Strahlbereich am Düsenmund zu erkennen, der jedoch spontan und ohne vorherige Ligamentabspaltung in kleine Tropfen zerfällt. Auf den Videoaufnahmen bei 16 bar Reaktordruck konnte im Unterschied zu den Aufnahmen bei 1 bar Reaktordruck, kein weiterer Sekundärzerfall der beim Primärzerfall generierten Tropfen dokumentiert werden.

Bei 16 bar sieht das Spray sehr homogen aus, alle Tropfen haben rein visuell die gleiche Größenordnung, diese Beobachtung deckt sich auch mit dem Verlauf des Radialprofils des SMD in Abbildung 4-20. Im Gegensatz dazu sind im Spray bei 1 bar deutliche Unterschiede in Bezug auf die Tropfengröße zu erkennen. Vereinzelt treten größere Tropfen auf, deren Zerfall noch nicht abgeschlossen ist und die Tropfenanzahlkonzentration ist insgesamt geringer.

Weitere Analysen der mit dem PDA-Messgerät ermittelten Daten bei  $u_{\text{Gas}} = 80 \text{ m/s}$  bei 1 und 16 bar bestätigten den visuellen Eindruck der Hochgeschwindigkeitskameraaufnahmen bzgl. des homogenen Sprays bei 16 bar, s. Abbildung 4-23.



**Abbildung 4-23: Radialprofile charakteristischer Spraygrößen bei 1 und 16 bar**

Der in Abbildung 4-23 dargestellte Verlauf von  $D_{v,10}$  und  $D_{v,50}$  für 1 bar weist jeweils auf der Achse ein schwaches Minimum auf und steigt zum Rand hin an, ähnlich dem in Abbildung 4-20 dargestellten Verlauf des SMD für 1 bar. Im Gegensatz dazu ist im Verlauf des  $D_{v,90}$  kein Minimum auf der Achse zu erkennen. Die Kurve verläuft mit leichten Abweichungen horizontal im Bereich von ca. 200  $\mu\text{m}$  für alle Radialpositionen.

Bei 16 bar Reaktordruck sehen die Tendenzen anders aus, hier fallen die Werte von  $D_{v,10}$ ,  $D_{v,50}$  und  $D_{v,90}$  zunächst im Bereich von  $x = \pm 30 - \pm 10$  mm ab und verlaufen anschließend im achsnahen Bereich jeweils horizontal. Besonders deutlich sind die unterschiedlichen Tendenzen zwischen 1 und 16 bar beim  $D_{v,90}$  zu erkennen.

Die Homogenität der Tropfengrößenverteilung des Sprays lässt sich am Span, s. Gleichung (2-50) erkennen. Der tendenzielle Verlauf des Span ist in Abbildung 4-23 mit gestrichelten Linien eingezeichnet. Für 16 bar ist der Span vom Messort unabhängig konstant, im Gegensatz zum Verlauf bei 1 bar. Hier ist ein ausgeprägtes Maximum im achsnahen Bereich zu erkennen. Tendenziell sind alle Span-Werte bei 1 bar größer als bei 16 bar, was für eine breiter gefächerte Tropfengrößenverteilung bei niedrigen Drücken spricht. Dies bestätigt den visuellen Eindruck der mit der Hochgeschwindigkeitskamera aufgenommenen Bilder, s. Abbildung 4-22.

Messungen, die mit dem Shadowsizer auf der Sprayachse bei Drücken von 1 und 16 bar und  $u_{\text{Gas}} = 80$  m/s durchgeführt wurden, bestätigen den aus den Hochgeschwindigkeitskamerabildern gewonnenen Eindruck des dichteren Sprays (höhere Tropfenanzahlkonzentration) bei 16 bar.

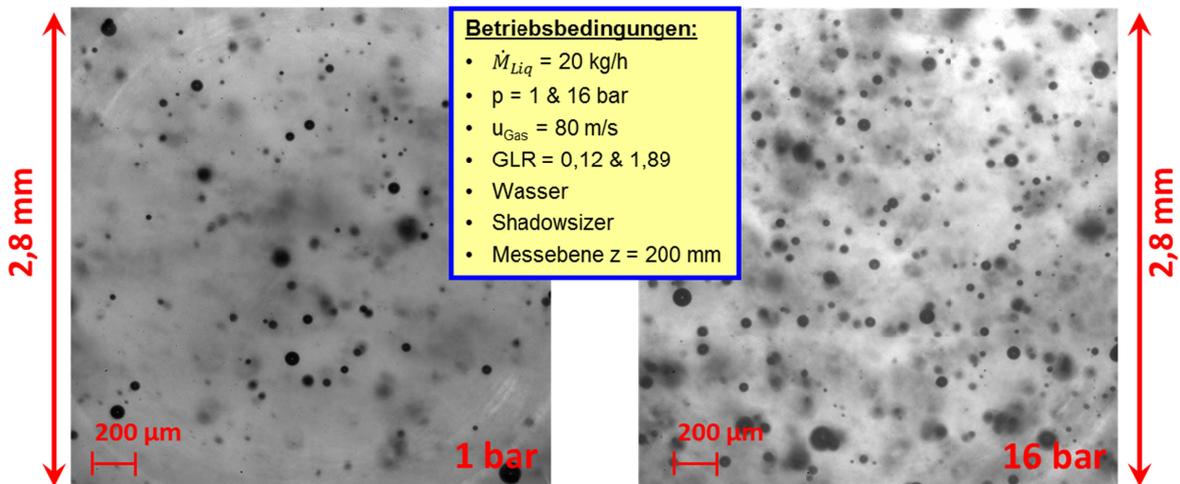


Abbildung 4-24: Shadowsizer Aufnahmen bei  $u_{\text{Gas}} = 80 \text{ m/s}$  und  $z = 200 \text{ mm}$  auf der Sprayachse für 1 und 16 bar Reaktordruck

In Abbildung 4-24 ist deutlich die bei 16 bar höhere Tropfenanzahldichte auf der Sprayachse zu erkennen. Zwischen 1 und 16 bar Reaktordruck sind rein visuell keine großen Unterschiede der Tropfengröße zu erkennen, was die Messergebnisse des massengewichteten SMD bestätigt.

Wie bei den Versuchsreihen in Kapitel 4.3.1 wurde die Sprayqualität bei konstanter Gasgeschwindigkeit (60, 80 und 100 m/s) und variierendem Reaktordruck in Form des  $\text{SMD}_{\text{weighted}}$  als Funktion des Reaktordrucks aufgetragen.

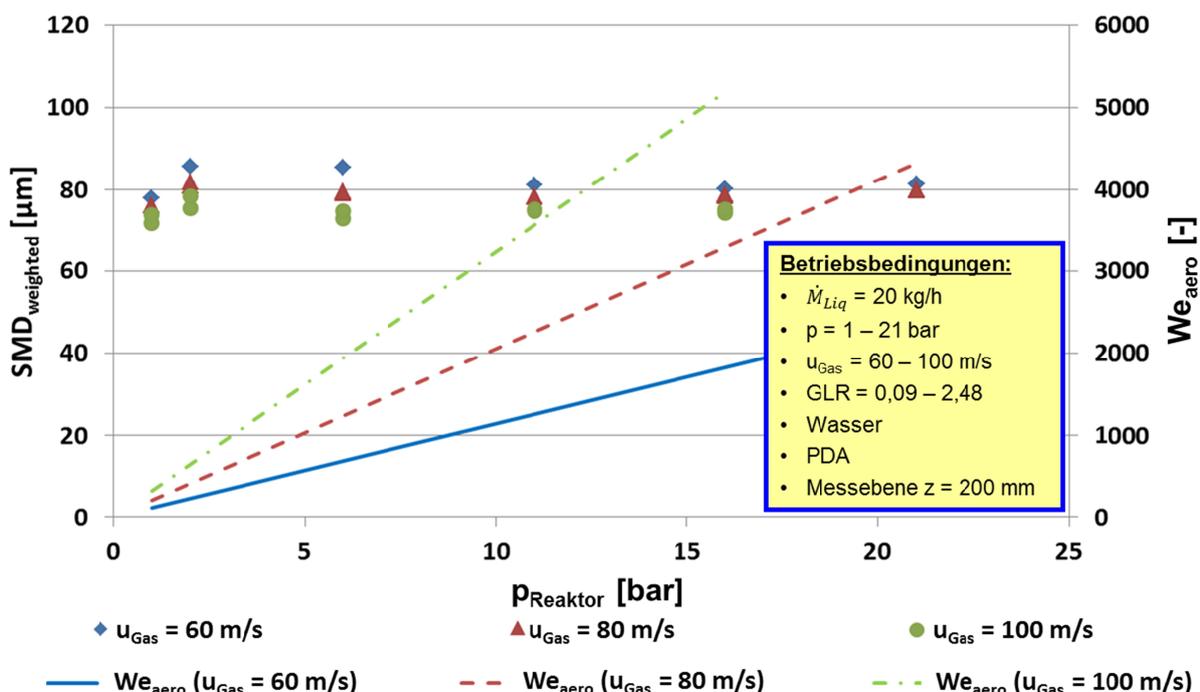
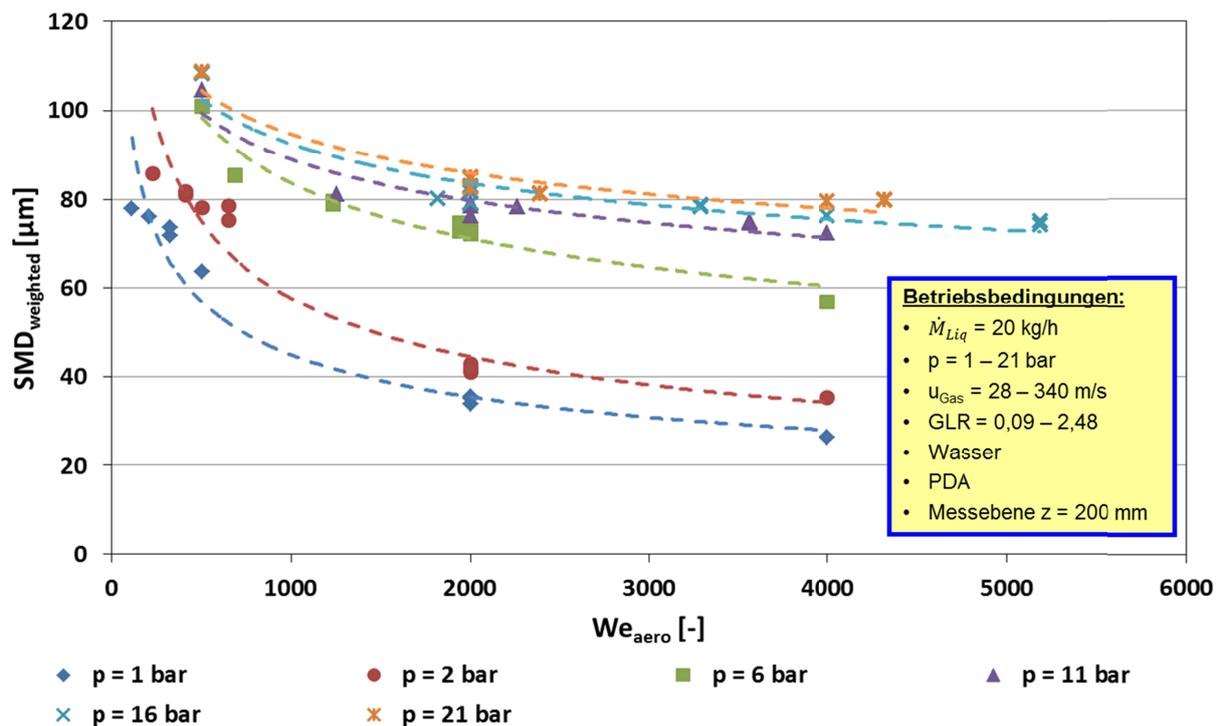


Abbildung 4-25:  $\text{SMD}_{\text{weighted}}$  als Funktion des Reaktordrucks bei konstanter Gasgeschwindigkeit

In Abbildung 4-25 ist eine schwache Abnahme des SMD mit steigender Gasgeschwindigkeit für die jeweilige Druckstufe erkennbar. Dies deckt sich mit den von Gleichung (4-8) und (4-9) beschriebenen Tendenzen und lässt sich durch eine Steigerung der We-Zahl und GLR mit zunehmender Gasgeschwindigkeit erklären. Für eine konstante Gasgeschwindigkeit bleibt der Verlauf des  $SMD_{weighted}$  unabhängig vom Reaktordruck, in dem hier untersuchten Bereich, mit leichten Abweichungen konstant. Trotz der bei konstanter Gasgeschwindigkeit und gleichzeitig steigendem Reaktordruck zunehmenden We-Zahl und GLR ist, abgesehen von einer leichten Abnahme des  $SMD_{weighted}$  ab 2 bar für  $u_{Gas} = 60$  m/s, keine Reduzierung des  $SMD_{weighted}$  mit steigendem Reaktordruck zu erkennen, was im Widerspruch zu Gleichung (4-8) und (4-9) steht.

### 4.3.3 Druckeinfluss als Funktion dimensionsloser Kennzahlen

Nachfolgend werden alle im Rahmen dieser Arbeit bei einem Düsenabstand von 200 mm durchgeführten Versuchsreihen (Betriebsbedingungen s. Tabelle 4-5) in Form des massenstromgewichteten SMD als Funktion des Reaktordrucks und weiterer dimensionsloser Kennzahlen zusammengefasst und dargestellt.

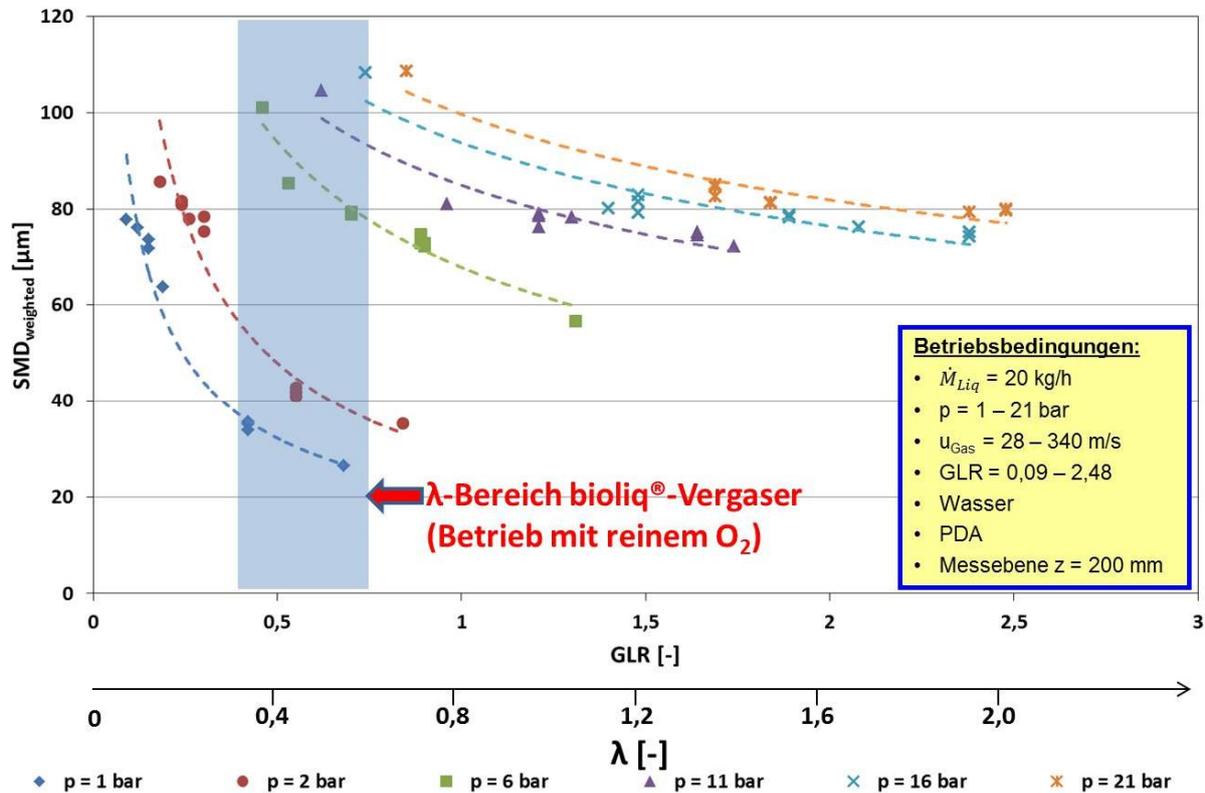


**Abbildung 4-26:  $SMD_{weighted}$  als Funktion von  $We_{aero}$  bei konstantem Reaktordruck**

In Abbildung 4-26 ist der SMD als Funktion der We-Zahl für variierenden Reaktordruck aufgetragen. Zur besseren Darstellung der Tendenzen sind gestrichelte Hilfslinien (Potenzfunktionen) im Diagramm eingezeichnet. Für kleine Reaktordrücke zeigt sich der bereits bei den atmosphärischen Drücken in Abbildung 4-5 dargestellte Verlauf des SMD. Hierbei fällt der SMD zunächst schnell ab und geht ab  $We_{aero} = 2000$  in einen asymptotischen Verlauf über. Bei höherem Reaktordruck

ist der Einfluss der We-Zahl nicht so stark ausgeprägt. Dies ist auf die bei hohem Druck geringere Gasgeschwindigkeitsänderung mit steigender We-Zahl zurückzuführen.

Nachfolgend ist der massenstromgewichtete SMD als Funktion von GLR und der Luftzahl  $\lambda$  in isobarer Darstellung aufgetragen, s. Abbildung 4-27.



**Abbildung 4-27: SMD<sub>weighted</sub> als Funktion von GLR und  $\lambda$  für unterschiedliche Reaktordrücke**

Für alle Drücke ist hierbei eine Abnahme des SMD mit steigender GLR detektiert worden, was mit den von Gleichung (4-8) und (4-9) beschriebenen Tendenzen übereinstimmt. Wie bei den vorherigen Diagrammen ist auch hier wieder ein besonders ausgeprägter Einfluss im Bereich niedriger Reaktordrücke zu erkennen, der sich ab einem Druck von 6 bar abschwächt.

Die Abnahme des SMD mit steigender GLR für konstanten Druck ist durch den bei steigender GLR und konstantem Druck zunehmenden Zerstäubungsimpuls zu erklären. Bei einem Anstieg des Drucks und konstanter GLR nimmt die Gasgeschwindigkeit stark ab, s. Abbildung 4-14, was zu einem Anstieg des SMD führt.

Auf der zweiten x-Achse in Abbildung 4-27 ist die Luftzahl  $\lambda$  (für den im bioliq®-Prozess verwendeten Modellbrennstoff) aufgetragen. Diese Darstellung ermöglicht es, den GLR Bereich, der für die Zerstäubung im Flugstromvergaser bei bioliq® beim Betrieb mit reinem Sauerstoff zur Verfügung steht, darzustellen.

Diese Auftragung macht deutlich, dass gerade im Bereich höherer Drücke bei den hier durchgeführten Versuchsreihen mit der AMD\_2\_4,33 für idealisierte Hochdruck-Vergasungsbedingungen noch kein feines Spray generiert werden konnte. Dieser Effekt wird sich sowohl durch die bei bioliq® noch höheren Drücke (bis 80 bar), als

auch durch die hohen zu erwartenden Viskositäten von bis zu 1000 mPa·s des bioliq<sup>®</sup>-Slurrys deutlich verstärken. Geometrische Änderungen und Optimierungsarbeiten der Düse sind notwendig, um auch bei hohem Reaktordruck und hoher Flüssigkeitsviskosität ein feines Spray zu erzeugen.

Dies wird Gegenstand nachfolgender Versuchsarbeiten, aufbauend auf dieser Arbeit, sein. Ziel der hier vorliegenden Arbeit war die Klärung des Einflusses des Reaktordrucks auf die Spraygüte.

Im Rahmen der bei Überdruck durchgeführten Versuche wurde der Reaktordruck im Bereich 1 – 21 bar variiert. Alle Versuche wurden mit derselben Düse AMD\_2\_4,33 durchgeführt, um etwaige Geometrieinflüsse auf die Spraygüte auszuschließen. Zunächst wurden Experimente bei konstanter We-Zahl und variierendem Reaktordruck durchgeführt, hierbei zeigte sich eine Zunahme des SMD mit steigendem Druck, s. Abbildung 4-19. Diese ist besonders im Bereich von 1 – 11 bar stark ausgeprägt. Eine weitere Erhöhung des Reaktordrucks hat lediglich noch einen geringen Einfluss auf den SMD. Auf Grund der bereits bei atmosphärischen Druckbedingungen festgestellten starken Abhängigkeit des SMD von der Gasgeschwindigkeit wurde in einer weiteren Versuchsreihe die Gasgeschwindigkeit bei variierendem Reaktordruck konstant gehalten. Hierbei blieb der SMD unbeeinflusst vom Reaktordruck nahezu konstant. Dies deutet auf einen dominierenden Einfluss der Gas- und somit Relativgeschwindigkeit auf die Zerstäubung hin.

Bei allen im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit durchgeführten Versuche war der Einfluss des Reaktordrucks im Bereich 1 – 11 bar besonders stark ausgeprägt, eine weitere Erhöhung des Drucks auf 21 bar führte lediglich noch zu geringen Änderungen bzgl. des SMD. Dies deutet darauf hin, dass die Ergebnisse die bei einem Druck von 21 bar erzielt wurden, in erster Näherung gut auf den im bioliq<sup>®</sup>-Prozess eingesetzten Flugstromvergaser, der bei Drücken von 40 bzw. 80 bar betrieben wird, übertragbar sind.

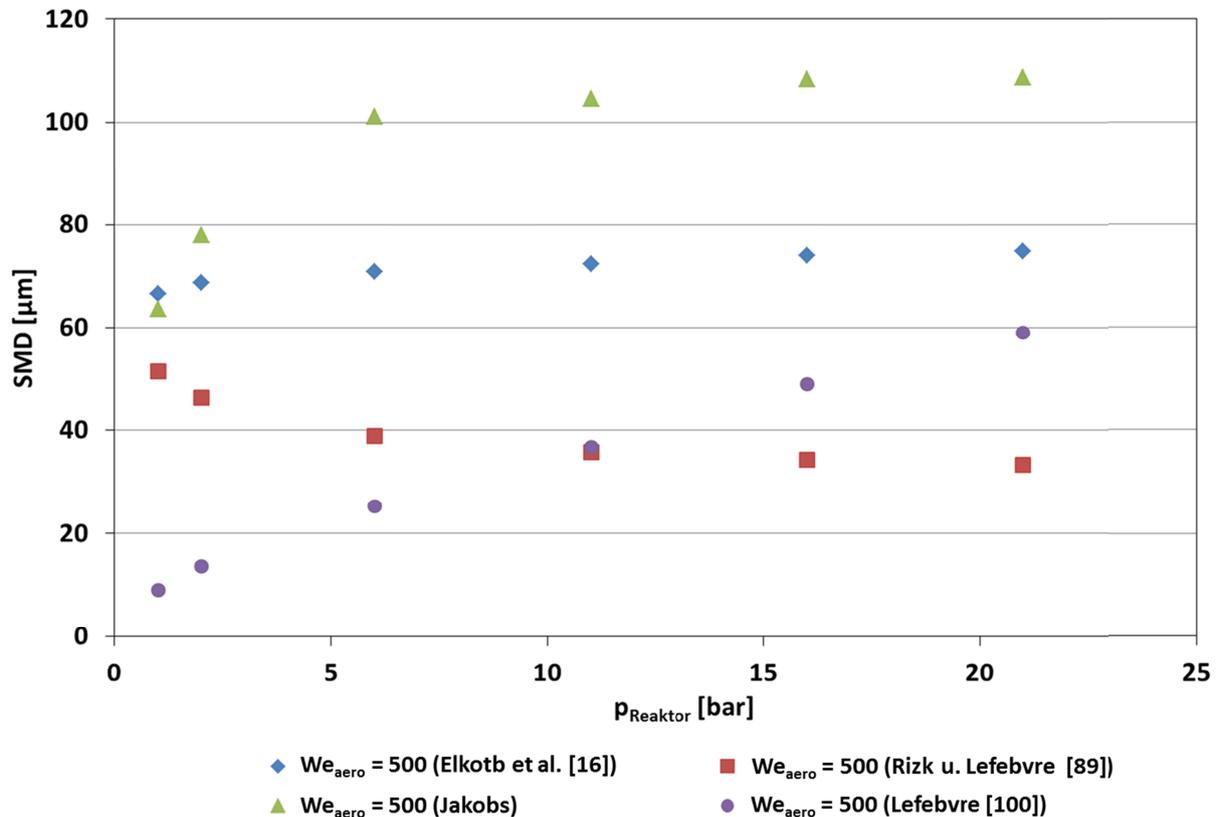
#### 4.3.4 Vergleich mit Literatur

Bei den bei Überdruck durchgeführten Experimenten wurde eine Steigerung des SMD mit zunehmendem Reaktordruck bei gleichzeitig konstanter We-Zahl festgestellt. Untersuchungen dieser Art sind aus der Literatur nicht bekannt, s. Kapitel 2.2.4. Hier wird meist von Variationen von  $p_{\text{Reaktor}}$  bei konstantem  $\Delta p_{\text{Gas}}/p_{\text{Reaktor}}$  berichtet, da es sich beim Großteil der Studien um Untersuchungen bei gasturbinenähnlichen Bedingungen handelt, s. u.a. Smith et al. [93]. Allerdings werden u.a. von Elkotb et al. [16] und Rizk und Lefebvre [89] Korrelationen zur Berechnung des SMD bei Überdruckbedingungen angegeben. Beide Korrelationen basieren auf Experimente die bei maximal 8 bar Reaktordruck durchgeführt wurden. Da im Rahmen der hier durchgeführten Experimente gezeigt werden konnte, dass der Einfluss des Reaktordrucks ab 11 bar nur noch gering ist, werden diese aber nachfolgend zu Vergleichszwecken genutzt. Darüber hinaus wird die von Lefebvre [100] postulierte Korrelation für außenmischende Zweistoffdüsen für den Prompt Atomization Mode mit den experimentellen Daten verglichen, Lefebvre [100] postuliert, dass diese auch für Überdruckbedingungen gültig ist.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass es sich um einen rein qualitativen Vergleich handelt. Die Absolut-Werte sind nicht vergleichbar, da der in der jeweiligen

Gleichung enthaltene Vorfaktor zur Anpassung des Größenbereichs des SMD so geändert wurde, dass die berechneten SMD-Werte in einem ähnlichen Größenbereich wie die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten liegen.

Nachfolgend zeigt Abbildung 4-28 die im Rahmen dieser Arbeit detektierte Abhängigkeit des SMD vom Reaktordruck bei konstanter We-Zahl, im Vergleich mit den Abhängigkeiten, die sich auf Basis der Korrelationen von Elkotb et al. [16], Rizk und Lefebvre [89] und Lefebvre [100] ergeben.

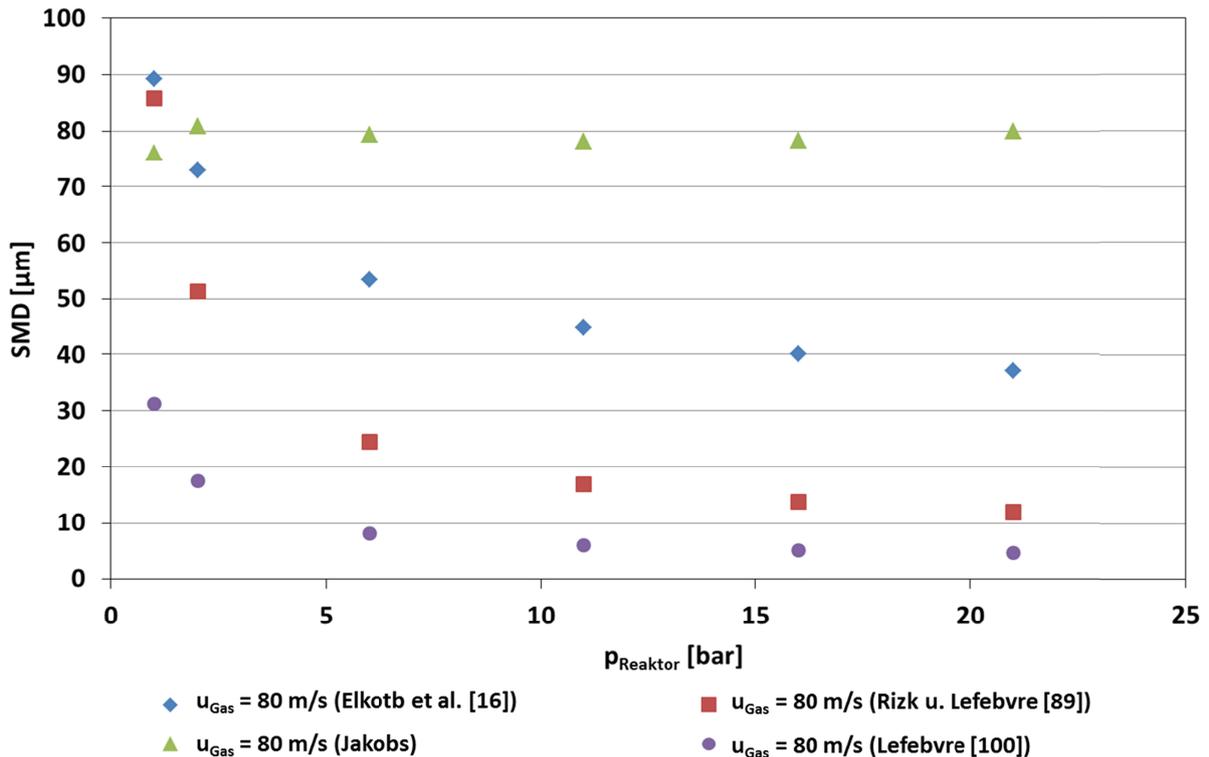


**Abbildung 4-28: SMD als Funktion des Reaktordrucks bei  $We_{\text{aero}} = 500$**

In Abbildung 4-28 ist für die im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente bei  $We_{\text{aero}} = 500$  und  $p = 1 - 21$  bar eine deutliche Zunahme des SMD mit steigendem Reaktordruck zu erkennen. Im Gegensatz dazu ergibt sich unter Verwendung der Korrelation von Rizk und Lefebvre [89] eine Abnahme des SMD mit steigendem Reaktordruck bei gleichzeitig konstanter We-Zahl. Die Korrelation von Elkotb et al. [16] weist zunächst eine schwache Zunahme des SMD mit steigendem Reaktordruck auf, geht dann aber schon bei relativ geringem Druck in einen nahezu horizontalen – druckunabhängigen – Verlauf über.

Beide Tendenzen unterscheiden sich von den im Rahmen dieser Arbeit detektierten, da in keinem der beiden Fälle ein starker Anstieg des SMD mit steigendem Reaktordruck bei gleichzeitig konstanter  $We_{\text{aero}}$  beschrieben wird. Lediglich die von Lefebvre [100] postulierte Korrelation weist eine starke Zunahme des SMD mit steigendem Reaktordruck bei gleichzeitig konstanter We-Zahl auf und gibt somit die im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit ermittelten Ergebnisse tendenziell am besten wieder.

Nachfolgend werden die Tendenzen bei konstanter Gasgeschwindigkeit und variierendem Reaktordruck verglichen, s. Abbildung 4-29.



**Abbildung 4-29: SMD als Funktion des Reaktordrucks bei  $u_{\text{Gas}} = 80 \text{ m/s}$**

Für den Fall konstanter Gasgeschwindigkeit bei variierendem Reaktordruck weisen die Korrelationen aller Autoren eine Abnahme des SMD mit steigendem Reaktordruck auf. Allerdings ist deutlich zu erkennen, dass das Absinken des SMD mit steigendem Reaktordruck bei allen Literatur-Korrelationen unterschiedlich stark ausgeprägt ist.

Diese Tendenz unterscheidet sich vom nahezu druckunabhängigen SMD Verlauf bei konstanter Gasgeschwindigkeit und variierendem Reaktordruck, wie er im Rahmen der hier vorliegenden Versuche ermittelt wurde.

Beim Vergleich der Korrelationen mit den experimentell gewonnenen Daten dieser Arbeit ist zu berücksichtigen, dass sich die jeweils von den Autoren verwendeten Messtechniken von der für die Experimente dieser Arbeit verwendeten unterscheiden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Punkt-Messungen des lokalen SMD mittels eines PDA-Systems durchgeführt und diese anschließend über ein Wichtungsverfahren, s. Kapitel 2.1.10, in einen integralen SMD-Wert umgerechnet. Elkotb et al. [16] nutzte im Gegensatz dazu eine mit Ruß geschwärzte Glasplatte um die Tropfen aufzufangen und bestimmte anschließend die Tropfengröße mit einem Mikroskop. Rizk und Lefebvre [89] nutzten ein Laserbeugungsspektrometer. Bei dieser Messtechnik kann es insbesondere bei dichten Sprays – wie sie bei Überdruckbedingungen vorliegen – zu Mehrfachstreuung kommen und dadurch ein zu kleiner SMD-Wert detektiert werden, s. dazu Kapitel 3.3.4. Lefebvre [100] postuliert seine Korrelation basierend auf einer Energiebilanz, ohne diese an experimentellen Daten überprüft zu haben.

Die meisten in der Literatur berichteten Untersuchungen zum Einfluss des Umgebungsdrucks auf den SMD wurden unter Verwendung von Laserbeugungsspektrometern durchgeführt, so z.B. auch die von Smith et al. [93] und Yu et al. [96]. Auch bei diesen Studien wurde eine Abnahme des SMD mit

steigendem Reaktordruck detektiert. Zwar verfügen moderne Laserbeugungs-Messgeräte über Post Processing Algorithmen um die etwaig durch Mehrfachstreuung entstandenen Messungenauigkeiten rechnerisch zu entfernen, allerdings wird in keiner der genannten Studien darüber berichtet.

Zusammenfassend bleibt festzustellen, dass die gängigen in der Literatur verwendeten SMD-Korrelationen auf Basis dimensionsloser Kennzahlen, s. Gleichung (4-8) und (4-9), nicht die im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit gemessenen Tendenzen bei erhöhtem Reaktordruck wiedergeben. Die von Lefebvre [100] postulierte Korrelation basierend auf einer Energiebilanz gibt die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Daten noch am besten wieder. Aus diesem Grund wird zur weiteren Analyse der Messdaten nachfolgen eine vereinfachte energetische Betrachtung des Zerstäubungsvorganges durchgeführt.

### 4.3.5 Energetische Betrachtung

Insgesamt ist, wie in der Literatur, u.a. Lefebvre [10], beschrieben, bei konstantem Druck ein Absinken des SMD mit steigender We-Zahl für alle Versuche zu erkennen. Wird der Reaktordruck aber bei gleichzeitig konstanter We-Zahl gesteigert, so ist ein deutlicher Anstieg des SMD zu erkennen. Dieses Phänomen wurde so in der Literatur bisher noch nicht beschrieben. Bei der gängigen Beschreibung der We-Zahl wird das Produkt aus quadratischer Relativgeschwindigkeit und Gasdichte verwendet. Dies hat zur Konsequenz, dass eine Steigerung des Umgebungsdrucks bei gleichzeitig konstanter We-Zahl eine starke Abnahme der Relativgeschwindigkeit bedingt, was zu einer Abnahme der für die Zerstäubung wichtigen aerodynamischen Kräfte zwischen Gas und Flüssigkeit führt.

Bei der Zerstäubung eines Flüssigkeitsstrahls mittels gasgestützter Zweistoffdüse sind zunächst die stabilisierenden Oberflächenspannungskräfte der Flüssigphase zu überwinden. Die hierfür notwendige Energie wird über die schnell strömende Gasphase in das System eingebracht.

Zur Berechnung der zu überwindenden Oberflächenspannungskräfte ist dabei zunächst die Änderung der Oberfläche der Flüssigphase vom Strahl- in die Tropfenform zu ermitteln. Vereinfachend wird hierbei ein monomodales Spray der Tropfengröße  $D$  angenommen. Für ein monomodales Spray gilt  $D = SMD$ . Unter Berücksichtigung der Massenerhaltung ergibt sich nach Lefebvre [100] folgender Ausdruck:

$$A_{Strahl} = \frac{4 \cdot m_{Liq}}{\rho_{Liq} \cdot d_{Liq}} \quad (4-10)$$

$$A_{Spray} = n_{drop} \cdot \pi \cdot SMD^2 \quad (4-11)$$

$$m_{Liq} = n_{drop} \cdot \rho_{Liq} \cdot \frac{\pi}{6} \cdot SMD^3 \quad (4-12)$$

Einsetzen von (4-12) in (4-11) liefert:

$$A_{Spray} = \frac{6 \cdot m_{Liq}}{\rho_{Liq} \cdot SMD} \quad (4-13)$$

Für die zur Änderung der Oberfläche notwendige Energie gilt somit:

$$E_{A,Spray} = \sigma_{Liq} \cdot (A_{Spray} - A_{Strahl}) = \frac{\sigma_{Liq} \cdot m_{Liq}}{\rho_{Liq}} \cdot \left( \frac{6}{SMD} - \frac{4}{d_{Liq}} \right) \quad (4-14)$$

Die für die Änderung der Oberfläche zur Verfügung stehende Energie ist die kinetische Energie der Gasphase.

$$E_{Gas,kin} = \frac{m_{Gas} \cdot u_{Gas}^2}{2} \quad (4-15)$$

Diese wird jedoch nur Anteilig zur Schaffung neuer Oberfläche verwendet, weswegen analog zu Lefebvre [100], ein Energieeffizienzfaktor C eingeführt wird, der die Energieeffizienz der jeweils verwendeten Düse beschreibt. Ein Gleichsetzen von kinetischer Energie der Gasphase und der für die Schaffung neuer Flüssigkeitsoberfläche benötigten Energie liefert den nachfolgenden Ausdruck:

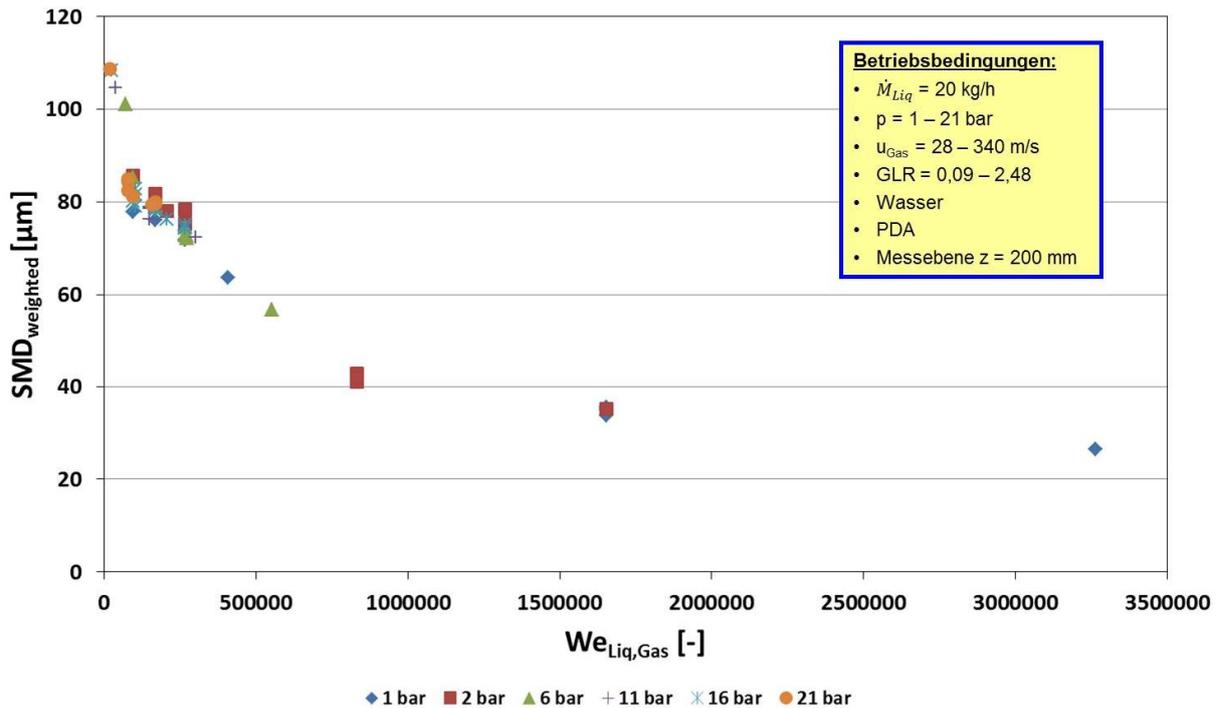
$$2 \frac{m_{Liq} \cdot \sigma_{Liq}}{\rho_{Liq}} \left[ \frac{3}{SMD} - \frac{2}{d_{Liq}} \right] = C \cdot m_{Gas} \cdot u_{Gas}^2 \cdot \frac{1}{2} \quad (4-16)$$

Umformen der Gleichung liefert den nachfolgenden Term zur Berechnung der Tropfengröße:

$$SMD = \frac{12 \cdot d_{Liq}}{8 + C \cdot \frac{\rho_{Liq} \cdot u_{Gas}^2 \cdot d_{Liq}}{\sigma_{Liq}} \cdot GLR} \quad (4-17)$$

Aus Gleichung (4-17) ist ersichtlich, dass die Tropfengröße mit einer We-Zahl, gebildet mit der Flüssigkeitsdichte und der Gasgeschwindigkeit korreliert, nachfolgende  $We_{Liq,Gas}$  genannt.

In Abbildung 4-30 wurden alle im Rahmen dieser Arbeit an der Versuchsanlage PAT durchgeführten Versuchsreihen für alle untersuchten Drücke in Form des  $SMD_{weighted}$  als Funktion der oben abgeleiteten  $We_{Liq,Gas}$  aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass alle Messwerte mit  $We_{Liq,Gas}$  nahezu druckunabhängig korrelieren.



**Abbildung 4-30:  $SMD_{weighted}$  als Funktion von  $We_{Liq,Gas}$**

Die Verwendung von  $We_{Liq,Gas}$  führt wieder zur typischen, bereits bei den bei atmosphärischem Druck in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Abnahme des SMD mit steigender We-Zahl.

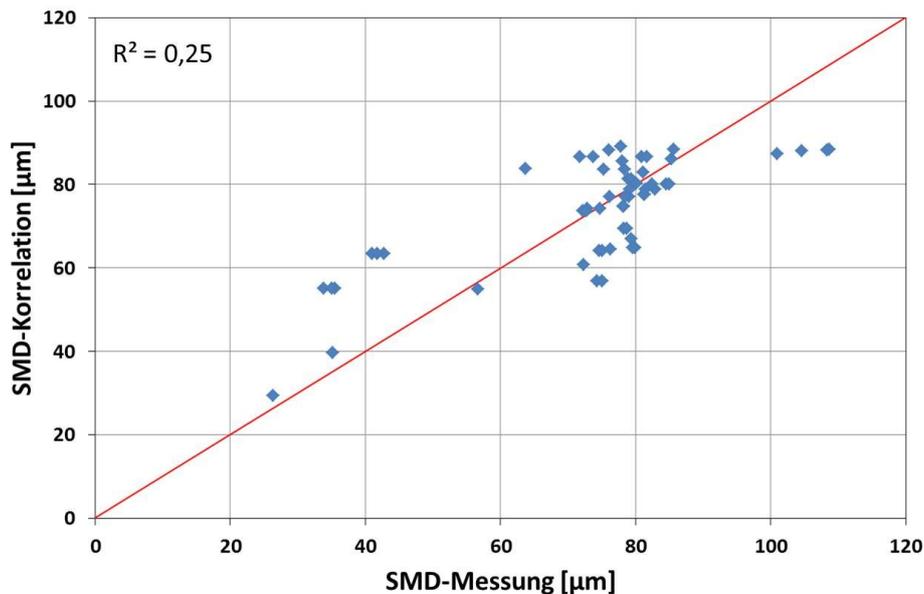
Die Erweiterung von Gleichung (4-17) um einen Düsenfitparameter  $X$  liefert die nachfolgende semiempirische Gleichung:

$$SMD = X \cdot \frac{12 \cdot d_{Liq}}{8 + C \cdot We_{Liq,Gas} \cdot GLR} \quad (4-18)$$

Ein Fit von Gleichung (4-18) an die Messdaten führt zur nachfolgenden Korrelation für den SMD:

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = 0,0299 \cdot \frac{12}{8 + 7,3 \cdot 10^{-6} \cdot We_{Liq,Gas} \cdot GLR} \quad (4-19)$$

Dieser einfache Fit an die Messdaten weist eine hohe Ungenauigkeit auf, die in Abbildung 4-31 dargestellt ist.



**Abbildung 4-31: Auftragung aller Daten, Korrelation (4-19) vs. Messung (Linear-Fit)**

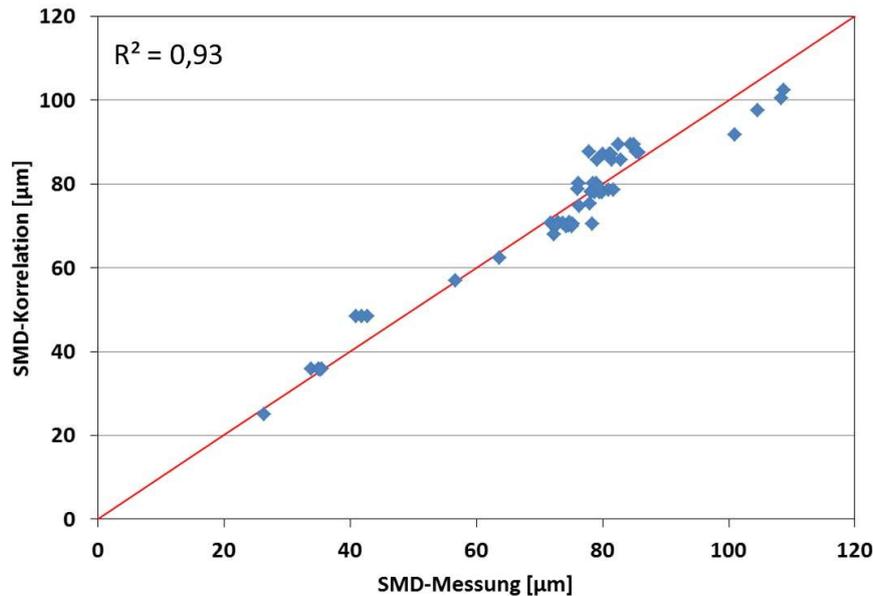
Die Bestimmtheit  $R^2$  weist hier lediglich einen Wert von 0,25 auf, was nicht ausreichend ist, um die Messergebnisse zuverlässig zu beschreiben. Dies liegt unter anderem darin begründet, dass die hier getroffene einfache energetische Betrachtung des Zerstäubungsvorganges nicht berücksichtigt, dass es einen Primär- und einen Sekundärzerfall gibt. Die maximale kinetische Energie der Gasphase wirkt lediglich im unmittelbaren Düsenahnbereich auf den Flüssigkeitsstrahl ein und zerteilt diesen in Tropfen und Ligamente unterschiedlicher Größe. Die für den weiteren Sekundärzerfall großer Ligamente und Tropfen zur Verfügung stehende kinetische Energie der Gasphase dissipiert stromab durch Impulsaustausch immer weiter. Diese Randbedingungen können durch eine einfache lineare Parameteranpassung nicht berücksichtigt werden. Sowohl in der Literatur, s. Lefebvre [10], als auch bei den im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit durchgeführten Versuchen, zeigt sich immer eine Potenz-Abhängigkeit des SMD von den für die Zerstäubung relevanten dimensionslosen Kennzahlen. Aus diesem Grund wurde im letzten Schritt Gleichung (4-18) um exponentielle Fit-Parameter bei  $We_{Liq, Gas}$  und  $GLR$  erweitert, s. Gleichung (4-20).

$$SMD = X \cdot \frac{12 \cdot d_{Liq}}{8 + C \cdot We_{Liq, Gas}^n \cdot GLR^m} \quad (4-20)$$

Diese exponentielle Erweiterung der energetischen Betrachtung wurde wieder an die experimentellen Daten aller Versuche gefittet. Aus dem Fit ergibt sich die nachfolgende Gleichung:

$$\frac{SMD}{d_{Liq}} = 0,0373 \cdot \frac{12}{8 + 7 \cdot 10^{-4} \cdot We_{Liq, Gas}^{0,71} \cdot GLR^{0,0107}} \quad (4-21)$$

Gleichung (4-21) weist ein hohes Maß an Bestimmtheit von  $R^2 = 0,93$  in Bezug auf die Messwerte auf, s. Abbildung 4-32.



**Abbildung 4-32: Auftragung aller Daten, Korrelation (4-21) vs. Messung (Potenz-Fit)**

Alle im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Messdaten an PAT können mit der um den Potenzfit erweiterten energetischen Betrachtung mittels Gleichung (4-21) gut beschrieben werden.

Bei dem Betrieb der Düse mit GLR-Werten  $> 5$  ist eine Prüfung notwendig, ob in Gleichung (4-21) die GLR durch den Term  $(1+1/GLR)$  substituiert werden muss, wie bei Lefebvre [99] beschrieben, da eine Erhöhung der GLR auf Werte  $> 5$  keinen merklichen Einfluss mehr auf die Tropfengröße hat, s. Smith et al. [93]. Da die GLR-Werte für die hier vorliegenden Versuche alle  $< 2,48$  waren kann diese Annahme an dieser Stelle nicht überprüft werden.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass der leichte Anstieg des SMD bei Versuchen mit konstanter Gasgeschwindigkeit im Bereich von 1 auf 2 bar – s. Abbildung 4-25 – durch die hier vorgestellte energetische Betrachtung nicht erklärt werden kann. Die in diesem Fall auftretenden physikalischen Effekte müssen in weiteren Arbeiten im Detail untersucht werden.

Zusammenfassend bleibt festzustellen, dass die in der Literatur gängige Beschreibung der Spraygüte als Funktion von  $We_{aero}$  den Einfluss des Reaktordrucks nicht ausreichend beschreibt. Die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase konnte als Haupteinflussparameter bzgl. der Zerstäubung bei Überdruckbedingungen identifiziert werden. Auf Basis einer energetischen Betrachtung der Zerstäubung wurde  $We_{Liq, Gas}$  gebildet, die mit der Dichte der Flüssigkeit und der Gasgeschwindigkeit berechnet wird. Eine Anpassung der Potenzen der aus der energetischen Betrachtung generierten semiempirischen Korrelation auf Basis der Versuchsergebnisse ermöglicht eine zuverlässige Berechnung des SMD für alle im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit an PAT untersuchten Düsenbetriebseinstellungen und Reaktordrücke.

Aus den Messungen leitet sich ab, dass für die Beschreibung des SMD als Funktion dimensionsloser Kennzahlen bei erhöhtem Reaktordruck die neue  $We_{Liq, Gas}$  an Stelle der meist in der Literatur genutzten  $We_{aero}$  verwendet werden sollte. Dies gilt für die

im Rahmen dieser Arbeit verwendete Düse und die in Tabelle 4-5 beschriebenen Betriebsbedingungen.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Zerstäubung von Brennstoffen bei Überdruckbedingungen ist insbesondere bei der Flugstromvergasung von großer Relevanz. Durch den druckaufgeladenen Reaktionsraum und die so gegebene Produktion von Synthesegas bei Überdruckbedingungen wird die Energieeffizienz nachfolgender Syntheseschritte maßgeblich gesteigert. Ziel dieser Arbeit war deswegen die systematische Untersuchung des Reaktordruckeinflusses auf die Spraygüte außenmischender Zweistoffdüsen.

Eine zu Beginn der Arbeit durchgeführte Literaturrecherche ergab, dass die wichtigsten die Spraygüte bestimmenden Parameter von allen Autoren übereinstimmend beschrieben werden. Es handelt sich dabei um die Geometrie der Düse, die Geschwindigkeit von Gas- und Flüssigphase, Viskosität und Oberflächenspannung der Flüssigphase und den Umgebungsdruck. Der Einfluss der jeweiligen Parameter auf die Spraygüte wird mit Ausnahme des Umgebungsdrucks übereinstimmend beschrieben. In Bezug auf den Einfluss des Drucks wird sowohl über ein Ansteigen, als auch über ein Absinken der Tropfengröße mit steigendem Umgebungsdruck berichtet.

Um den Einfluss des Umgebungsdrucks auf die Spraygüte systematisch zu untersuchen und zu beschreiben, wurde eine Versuchsanlage geplant, ausgelegt und aufgebaut. Diese zeichnet sich durch eine flexible und gute optische Zugänglichkeit bei Reaktordrücken von bis zu 21 bar (abs) aus, was den Einsatz aller gängigen Spraymesstechniken ermöglicht. Darüber hinaus ermöglicht die Anlage die Zerstäubung hochviskoser Fluide (bis 1000 mPa·s) und Suspensionen.

Die Untersuchung der Tropfengröße wurde orts aufgelöst an unterschiedlichen Punkten im Spraykegel durchgeführt. Hierzu wurde sowohl eine schnelle CCD-Kamera mit Fernfeldmikroskop (Shadowsizer), als auch ein Phasen Doppler Anemometer (PDA) beschafft und genutzt. Der Shadowsizer diente hierbei zur Beurteilung der Tropfenform und der maximal auftretenden Tropfengröße. Durch Messungen in mehreren Ebenen unterhalb der Düse konnte zusätzlich geklärt werden, in welchem Abstand zum Düsenmund der Sekundärzerfall abgeschlossen und das Spray voll ausgebildet ist. Basierend auf diesen Vorabmessungen wurde dann die Messebene für das PDA-System festgelegt. Unter Berücksichtigung der Information bezüglich Tropfenform (u.a. Asphärizität) und maximal auftretender Tropfengröße wurden die Hard- und Softwareeinstellungen des PDA-Systems entsprechend angepasst und optimiert.

Neben der Tropfengröße wurde auch der Primärzerfall als Funktion des Reaktordrucks untersucht, hierzu wurde eine Hochgeschwindigkeits-Kamera beschafft und eingesetzt.

Basierend auf den Ergebnissen der Literaturrecherche wurde die Versuchsmatrix für die Versuche bei Überdruckbedingungen erarbeitet.

Die We-Zahl, gebildet aus dem Verhältnis der destabilisierenden aerodynamischen Kräfte zu den stabilisierenden Oberflächenspannungskräften wurde bei der Literaturrecherche als wichtige Kennzahl der Zerstäubung identifiziert. Aus diesem Grund wurde die erste Versuchsreihe bei konstanter We-Zahl und gleichzeitig variierendem Reaktordruck durchgeführt. Hierbei wurden We-Zahlen von 500, 2000 und 4000 untersucht. Um die We-Zahl konstant zu halten muss der Gasmassenstrom

mit steigendem Druck erhöht werden. Gleichzeitig sinkt die Gasaustrittsgeschwindigkeit am Düsenmund mit steigendem Druck bei konstanter We-Zahl. Um dabei Beeinflussungen der Ergebnisse durch geometrische Veränderungen der Düse auszuschließen wurden alle Versuche mit derselben Düse durchgeführt. Der Flüssigmassenstrom wurde auf 20 kg/h für alle Versuche festgelegt. Die Messebene wurde auf einen Düsenabstand von 200 mm festgelegt, da in diesem Abstand der Sekundärzerfall abgeschlossen ist. Als Modellfluid diente Wasser das mit Luft zerstäubt wurde.

Im Rahmen dieser ersten Versuchsreihe wurde eine Zunahme des SMD mit steigendem Reaktordruck bei gleichzeitig konstanter We-Zahl festgestellt. Die Zunahme des SMD ist dabei im Druckbereich von 1 – 6 bar besonders stark ausgeprägt. Eine weitere Erhöhung des Drucks auf 21 bar führte lediglich noch zu einer schwachen Zunahme des SMD. Die Zunahme der Tropfengröße mit steigendem Reaktordruck bei konstanter We-Zahl korreliert dabei mit dem Absinken der Gasgeschwindigkeit.

Um dieses Phänomen besser zu verstehen wurde nachfolgend der Primärzerfall bei 1 und 21 bar für  $We_{aero} = 500$  mit einer Hochgeschwindigkeitskamera untersucht. Hierbei wurde eine deutliche Zunahme der intakten Primärstrahlänge bei einer Drucksteigerung von 1 auf 21 bar festgestellt. Darüber hinaus wurde eine Verschiebung des Primärzerfallsregimes von Superpulsating (1 bar) nach Fibertype (21 bar) festgestellt.

Die Resultate deuten darauf hin, dass die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigphase einen dominierenden Einfluss hat. Infolgedessen wurden weitere Versuchsreihen bei konstanter Gas-, bzw. Relativgeschwindigkeit und variierendem Reaktordruck durchgeführt. Hierbei wurden Gasgeschwindigkeiten von 60, 80 und 100 m/s im Druckbereich von 1 – 21 bar untersucht. Das konstant halten der Gasgeschwindigkeit führt zu einer Zunahme des Gasmassenstroms bei steigendem Reaktordruck.

Bei dieser zweiten Versuchsreihe konnte der SMD unabhängig vom Reaktordruck für die jeweilige Gasgeschwindigkeit konstant gehalten werden. Auch die Primärzerfallsregime liegen druckunabhängig immer im Superpulsating Modus.

Da die aerodynamische We-Zahl aus dem Kräfteverhältnis der destabilisierenden Scherkräfte zu den stabilisierenden Oberflächenkräften gebildet wird, wird  $We_{aero}$  unter Verwendung der Gasdichte gebildet. Hierdurch wird der dominierende Einfluss der Relativgeschwindigkeit bei variierendem Reaktordruck und konstanter We-Zahl nur unzureichend berücksichtigt.

Auf diese Erkenntnisse aufbauend wurde eine energetische Betrachtung der Zerstäubung durchgeführt. Hierbei wurde die für die Überführung der Flüssigphase in ein Spray notwendige Oberflächenenergie mit der dafür zur Verfügung stehenden kinetischen Energie der Gasphase gleichgesetzt. Vereinfachend wurde dabei von einem monomodalen Spray ausgegangen. Die daraus resultierende empirische Korrelation zur Berechnung der Tropfengröße beinhaltet einen der We-Zahl ähnlichen Ausdruck. Dieser wird im Gegensatz zur aerodynamischen We-Zahl mit der Flüssigkeitsdichte und der Gasgeschwindigkeit gebildet. Diese  $We_{Liq, Gas}$  genannte Kennzahl stellt den Einfluss der Gasgeschwindigkeit und damit bei konstantem Flüssigmassenstrom auch den der Relativgeschwindigkeit druckunabhängig dar.

Abschließend wurde die aus der Energiebilanz abgeleitete SMD-Korrelation um Anpassungsparameter erweitert und an die experimentell bestimmten SMD-Werte angepasst. Die so erhaltene semi-empirische Gleichung zur Berechnung des SMD eignet sich sehr gut zur Beschreibung aller im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Messdaten und weist eine Genauigkeit von  $\pm 10\%$  auf.

Mit dem Kenntnis des druckunabhängig dominierenden Einflusses der Relativgeschwindigkeit auf die Spraygüte ist die in der Literatur gängiger Weise verwendete Beschreibung des Sprays unter Verwendung von  $We_{aero}$  kritisch zu sehen.

Der im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit verwendete energetische Modellansatz unter Verwendung der neu beschriebene Kennzahl  $We_{Liq, Gas}$  eignet sich dagegen druckunabhängig zur Beschreibung der Spraygüte als Funktion dimensionsloser Kennzahlen.

Weitere Arbeiten sind nötig um die im Rahmen dieser Arbeit aufgestellte semiempirische Korrelation zur Berechnung des SMD um den Einfluss der Fluidviskosität zu erweitern. Hierzu sollten zunächst newtonsche Fluide bei variierendem Druck zerstäubt werden, da hier der Einfluss der Viskosität unabhängig von der am Düsenmund auftretenden Scherrate untersucht werden kann.

## 6 Literaturverzeichnis

1. **Schneider, B. M.** *Experimentelle Untersuchungen zur Spraystruktur in transienten, verdampfenden und nicht verdampfenden Brennstoffstrahlen unter Hochdruck.* Zürich : ETH Zürich, 2003. Dissertation.
2. **Higman, Chris und van der Burgt, Maarten.** *Gasification.* San Francisco : Elsevier Science, 2003. ISBN 0-7506-7707-4.
3. **Henrich, E., Dinjus, E. und Meier, D.** Synthesegas aus verflüssigter Biomasse. *Tagungsbericht DGMK-Fachbereich Kohleveredlung.* 2004, S. 105 ff.
4. **Mansour, A. und Chigier, N.** Air-blast atomization of non-Newtonian liquids. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics.* 1995, S. 161-194.
5. **Kolb, T., Fleck, S., Jakobs, T., Seifert, H. und Zarzalis, N.** Biomass to Syngas by Entrained-Flow Gasification. *International Technical Conference on Clean Coal & Fuel Systems.* 2010.
6. **Jakobs, T., Djordjevic, N., Fleck, S., Mancini, M., Weber, R. und Kolb, T.** Gasification of high viscous slurry R&D on atomization and numerical simulation. *International Journal of applied Energy.* 2012, 93, S. 449-456.
7. **Richter.** *Zerstäuben von Flüssigkeiten: Düsen und Zerstäuber in Theorie und Praxis.* Renningen : Expert Verlag, 2004.
8. **Varga, C.M., Lasheras, J.C. und Hopfinger, E.J.** Initial breakup of a small-diameter liquid jet by a high-speed gas stream. *Journal of Fluid Mechanics.* 2003, S. 405-434.
9. **Wozniak.** *Zerstäubungstechnik: Prinzipien, Verfahren, Geräte.* Heidelberg : Springer Verlag, 2003.
10. **Lefebvre.** *Atomization and Sprays.* New York : Hemisphere Publishing Corporation, 1989.
11. **Bayvel und Orzechowski.** *Liquid Atomization, Combustion: An Internal Series.* Washington D.C. : Taylor and Francis, 1993.
12. **Miesse, C.C.** Correlation of experimental data on the disintegration of liquid jets. *Industrial and Engineering Chemistry.* 1955, S. 1690-1701.
13. **Ranz, W.E.** Some experiments of orifice sprays. *The Canadian Journal of Chemical Engineering.* 1958, S. 175-181.
14. **Faeth, G.M.** Structure and atomization properties of dense turbulent sprays. *23rd International Symposium on Combustions - The Combustion Institute .* 1990, S. 1345-1352.
15. **Hanks, R.W.** The laminar turbulent transition for flow in pipes, concentric annuli, and parallel plates. 1963, S. 45-48.
16. **Elkotb, M.M., Mahdy, M.A. und Montaser, M.E.** Investigation of External-Mixing Airblast Atomizers. *Proceedings of the 2nd ICLASS.* 1982, S. 107-115.
17. **Bohl, W. und Elmendorf, W.** *Technische Strömungslehre.* s.l. : Vogel Fachbuch, Kamprath Reihe, 2008.
18. **Shraiber, A.A., Podvysotsky, A.M. und Dubrovsky, V.V.** Deformation and breakup of drops by aerodynamic forces. *Atomization and Sprays.* 1996, S. 667-692.
19. **Grundberg, L. und Nissan, A.H.** Mixture Law for Viscosity. 1949, 164, S. 799-800.
20. **Pahl, Manfred, Gleißle, Wolfgang und Laun, Hans-Martin.** *Praktische Rheologie der Kunststoffe und Elastomere.* Düsseldorf : Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Kunststofftechnik, 1991. S. 41 ff. 3-18-234155-3.
21. **VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen.** *VDI-Wärmeatlas.* Berlin : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2002. 3-540-41200-X.

22. **Prandtl, L.** *Führer durch die Strömungslehre, Grundlagen und Phänomene.* s.l. : Vieweg Verlag, 2002. ISBN 3-528-48209-5.
23. **Tamura, M., Kurata, M. und Odani, H.** Practical method for estimating surface tensions of solutions. 1955, 52, S. 83-88.
24. **Kufferath, A.** *Über den Zusammenhang von Düseninnenströmung und Spraycharakteristik beim innenmischenden Zweistoffzerstäuber.* Karlsruhe : Universität Karlsruhe, 2002. Dissertation.
25. **Rayleigh, Lord f.R.S.** On the stability of jets. *Proceedings London Mathematical Society.* 1878, S. 4-13.
26. **Weber, C.** Zum Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik.* 1931, S. 136-154.
27. **Haenlein.** *Disintegration of a Liquid Jet.* s.l. : National Advisory Committee for Aeronautics (NACA), 1932. Report 659.
28. **Giffen, E. und Muraszew, A.** *The atomisation of Liquid Fuels.* London : Chapman & Hall, 1953.
29. **Reitz, R.D.** *Atomization and Other Breakup Regimes of a Liquid Jet.* Princeton : Princeton University, 1978. Dissertation.
30. **Dombrowski, N. und Johns, W.R.** The Aerodynamic Instability and disintegration of Viscous Liquid Sheets. *Chemical Engineering Science.* 1963, S. 203-214.
31. **Fraser, R.P., Dombrowski, N. und Routley, J.H.** Tehe Atomization of a Liquid Sheet by an Impinging Air Stream. *Chemical Engineering Science.* 1963, S. 339-353.
32. **Rizk, N.K. und Lefebvre, A.H.** Influence of Liquid Film Thickness on Airblast Atomization, Transactions of the ASME. *Journal of Engineering for Power.* 1980, S. 706-710.
33. **Lasheras, J.C., Villermaux, E. und Hopfinger, E.J.** Breakup and Atomization of a Round Water Jet by a High-Speed Annular Air Jet. *Journal of Fluid Mechanics.* 1998, S. 351-379.
34. **Lasheras, J.C. und Hopfinger, E.J.** Liquid Jet Instability and Atomization in a Coaxial Gas Stream. *Annual Review Fluid Mechanics.* 2000, S. 273-308.
35. **Mayer, W. O. H.** Coaxial Atomization of a round liquid jet in a high speed gas stream: A phenomenological study. 1994, S. 401-410.
36. **Hardalupas, Y., Tasi, R.F. und Whitelaw, J.H.** Unsteady Breakup of Liquid Jet in Coaxial Airblast Atomizers. *Proceedings of ICLASS 1997.* 1997, S. 18-22.
37. **Farago, Z. und Chigier, N.A.** Morphological Classification of Disintegration of Round Liquid Jets in a Coaxial Air Stream. *Atomization and Sprays.* 1992, S. 137-153.
38. **Pantouflas, E.** *Untersuchung des Strahlzerfalls von Flüssigkeiten und Suspensionen bei hohen Lufgeschwindigkeiten innerhalb einer innenmischenden Zweistoffdüse.* Karlsruhe : docupoint Verlag, 2009.
39. **Mulhem, B.** *Einfluss der Feststoffbeladung (Größe und Konzentration) auf die Zerstäubung von Suspensionen mittels einer extern mischenden Zweistoffdüse.* Bremen : Universität Bremen, 2004. Dissertation.
40. **Berthomieu, P., Carntz, H., Villedieu, P. und Lavergne, G.** Characterization of Droplet Breakup Regimes. *Proceedings ILASS Europe 98.* 1998, S. 72-77.
41. **Gelfand, B.E.** Droplet Breakup Phenomena in Flows with Velocity Lag. *Prog. Energy Combustion Science.* 1996, S. 201-265.
42. **Pilch, M. und Erdmann, C.A.** 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. *International Journal of Multiphase Flow.* 1987, S. 741-757.

43. **Hsiang, L.-P. und Faeth, G.M.** Near-Limit Drop Deformation and Secondary Breakup. *International Journal of Multiphase Flow*. 1992, S. 635-652.
44. **Faeth, G.M., Hsiang, L.P. und Wu, P.K.** Structure and Breakup Properties of Sprays. *International Journal of Multiphase Flow - Annual Reviews in Multiphase Flow*. 1995, S. 99-127.
45. **Hsiang, L.P. und Faeth, G.M.** Drop Deformation and Breakup Due to Shock Wave and Steady Disturbances. *International Journal of Multiphase Flow*. 1995, S. 545-560.
46. **Krämer, Michael.** *Untersuchungen zum Bewegungsverhalten von Tropfen in turbulenter Strömung im Hinblick auf Verbrennungsvorgänge*. Karlsruhe : Schnelldruck Ernst Grässer, 1988.
47. **Warnatz, Jürgen, Maas, Ulrich und Dibble, Robert, W.** *Verbrennung*. Berlin, Heidelberg, Tokio : Springer-Verlag, 2001. 3-540-42128-9.
48. **Günther, R.** *Verbrennung und Feuerung*. Berlin Heidelberg New York Tokio : Springer Verlag, 1984.
49. **Godsave, S. A. E.** Studies of the combustion of drops in a fuel spray - The burning of single drop of fuel. 4. *Symposium on Combustion*. 1953, 4.
50. **Spalding, D. B.** The combustion of liquid fuels. 1953, 4, S. 847-864.
51. **Chiu, H.H., Kim, H.Y. und Croke, E.J.** *Internal Group Combustion of Liquid Droplets*. s.l. : Proceedings Combustion Institute, 1982. S. 971-980. 19.
52. **Yu, T. U. und Beer, J. M.** Atomization of Coal Water Fuel at Elevated Pressure. *14th International Conference on Coal and Slurry Technology*. 1989, S. 191-202.
53. **Seifert, H.** Hochtemperaturtechnik. *Chemie Ingenieur Technik*. 2012, 84, S. 1070-1075.
54. **Chhiti, Y., Salvador, S., Commandre, J. und Broust, C.** Wood Bio-Oil Noncatalytic Gasification: Influence of Temperature, Dilution by an Alcohol and Ash Content. 2011, 25, S. 345-351.
55. **Carlsson, P., Wiinikka, H., Marklund, M., Grönberg, C. und Pettersson, E.** Experimental Investigation of an industrial scale black liquor gasifier. The effect of reactor operation parameters on product gas composition. 2010, 89, S. 4025-4034.
56. **Eberhard, M. und Kolb, T.** Vergasungsverfahren für Biomasse und Reststoffe. *VDI Wissensforum - Einsatz von Biomasse*. 2009.
57. **Sänger, A., Kolb, T., Weber, R., Mancini, M. und Weigand, P.** The biolig Entrained Flow Gasifier for Biomass Based Slurry - Design and Operation. *38th International Technical Conference on Clean Coal & Fuel Systems*. 2013.
58. **Schwarzer, Lars.** *Untersuchungen im Spray von aussenmischenden Zweistoffdüsen - Variation von Reaktordruck und dimensionslosen Kennzahlen*. Karlsruhe : KIT, 2012. Diplomarbeit.
59. **Qiu, H.-H. und Sommerfeld, M.** A reliable method for determining the measurement volume size and particle mass fluxes using Phase-Doppler anemometry. *Experiments in Fluids*. 1992, 13, S. 393-404.
60. **Sommerfeld, M. und Qiu, H.-H.** Particle concentration measurements by phase-doppler anemometry in complex dispersed two-phase flows. *Experiments in Fluids*. 1995, 18, S. 187-198.
61. **Widmann, J.F., Presser, C. und Leigh, S.D.** Improving Phase Doppler Volume Flux Measurements in Low Data Rate Applications. 2001, 12, S. 1180-1190.
62. **Roisman, I.V. und Tropea, C.** Flux Measurements in Sprays Using Phase Doppler Techniques. 2001, 11, S. 667-699.
63. **Araneo, L., Damaschke, N. und Tropea, C.** Measurement and Prediction of the Gaussian Beam Effect in the Phase Doppler Technique. *Proceedings of the 10th*

*International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics*. 2000.

64. **Dullenkopf, K., Willmann, M., Wittig, S., Schöne, F., Stieglmeier, M., Tropea, C. und Mundo, C.** Comparative Mass Flux Measurements in Sprays using a Patternator and the Phase-Doppler Technique. *Particle & Particle Systems Characterization*. 1998, 15, S. 81-89.
65. **Brenn, G. und Tratnig, A.** Drop size spectra in sprays from pressure swirl atomizers. *7th International Conference on Multiphase Flow*. 2010.
66. **Zhang, Z. und Ziada, S.** PDA measurements of droplet size and mass flux in the three-dimensional atomisation region of water jet in air cross-flow. *Experiments in Fluids*. 2000, 28, S. 29-35.
67. **Hede, P.D., Bach, P. und Jensen, A.D.** Two-fluid spray atomization and pneumatic nozzles for fluid bed coating/agglomeration purposes: A review. *Chemical Engineering Science*. 2008, 14, S. 3821-3842.
68. **Gorokhovski, M., Deng, T. und Le Ribault, C.** Simulation of flow with spray closely to the air-blast injector: stochastic immersed body approach combined with LES. *International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. 2012, 12.
69. **Nukiyama, S. und Tanasawa, Y.** An experiment on the atomization of liquid by means of an air stream. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineering*. 1938/1939, S. 13-15, 24-26, 14-17, 68-75.
70. **Lorenzetto, G.E. und Lefebvre, A.H.** Measurements of Drop Size on a Plain-Jet Airblast Atomizer. *AIAA Journal*. 1977, 15, S. 1006-1010.
71. **Liu, H.F., .** Effect of liquid jet diameter on performance of coaxial two-fluid airblast atomizers. *Chemical Engineering and Processing*. 2006, 45, S. 240-245.
72. **Jasuja, A.K.** Atomization of Crude and Residual Fuel Oils. *Transactions of the ASME*. 1979, 101, S. 250-258.
73. **Li, L.K.B., Dressler, D.M., Green, S.I., Davy, M.H. und Eadie, D.T.** Experiments on Air-Blast Atomization of Viscoelastic Liquids, Part 1: Quiescent Conditions. *Atomization and Sprays*. 2009, 19, S. 157-190.
74. **Aliseda, A., Hopfinger, E.J., Lasheras, J.C., Kremer, D.M., Berhielli, A. und Connolly, E.K.** Atomization of viscous and non-newtonian liquids by a coaxial, high-speed gas jet. Experiments and droplet size modeling. *International Journal of Multiphase Flow*. 2008, 34, S. 161-175.
75. **Mulhem, B., Fritsching, U. und Schulte, G. Bauckhage, K.** Atomization of Suspension in Twin-Fluid Atomizer. *International Congress for Particle Technology*. 2001.
76. **Mulhem, B., Fritsching, U. und Schulte, G.** Einfluss der Dispersen Feststoffphase auf den Lamellenzerfall von Suspensionen mit newtonischer Trägerflüssigkeit. *Spray 2002*. 2002.
77. **Mulhem, B., Fritsching, U., Schulte, G. und Bauckhage, K.** Characterisation of Twin-Fluid Atomisation for Suspensions. *ICLASS-03*. 2003.
78. —. Effect of solid particle characteristics on suspension atomization. *Atomization and Sprays*. 2003, 13, S. 321-343.
79. **Mulhem, B., Schulte, G. und Fritsching, U.** Solid-liquid separation in suspension atomization. *Chemical Engineering Science*. 2006, 61, S. 2582-2589.
80. **Mayer, W. O. H. und Krülle, G.** Injection, Atomization and Mixing of Propellants in Liquid Rocket Engines Using Coaxial Injectors. *ICLASS*. 1994, S. 734-741.
81. —. Rocket Engine Coaxial Injector Liquid Gas Interface Phenomeny. 1995, S. 513-518.
82. **Mayer, W. O. H. und Tamura, H.** Propellant Injection in a Liquid Oxygen/Gaseous Hydrogen Rocket Engine. 1996, S. 1137-1147.

83. **Mayer, W. O. H. und Branam, R.** Atomization Characteristics on the surface of a round liquid jet. 2004, S. 528-539.
84. **De Corso, S.M.** Effect of Ambient and Fuel Pressure on Spray Drop Size. *ASME Journal of Engineering and Power*. 1960, S. 10.
85. **Sass, F.** *Kompressorlose Dieselmotoren*. Berlin : Julius Springer Verlag, 1929.
86. **Woltjen, Alfred.** *Über die Feinheit der Brennstoffzerstäubung in Ölmaschinen*. Darmstadt : Technische Hochschule Darmstadt, 1925.
87. **Giffen, E. und Lamb, T. A. J.** The Effect of Air Density on Spray Atomization. 1953.
88. **Hiroyasu, H., Shimizu, M. und Arai, M.** The Breakup of High Speed Jet in a High Pressure Gaseous Atmosphere. *Proceedings of 2nd ICLASS*. 1982, S. 69-74.
89. **Rizk, N.K. und Lefebvre, A.H.** Spray Characteristics of Plain-Jet Airblast Atomizers. 1984, S. 634-638.
90. **Ingebo, R. D.** Atomization of Liquid Sheets in High Pressure Air Flow. *Annual Meeting of the American Society of Mechanical Engineers*. 1984.
91. —. Aerodynamic Effect of Combustor Inlet Air Pressure on Fuel Jet Atomization. *AIAA/SAE/ASME 20th Joint Propulsion Conference*. 1985, S. 137-142.
92. —. Liquid Fuel Spray Processes in High Pressure Gas Flow. *NASA-Report TM 86944*. 1985.
93. **Smith, C. F., Sojka, P. E. und Lefebvre, A. H.** *Plain-Jet Airblast Atomization of Coal-Water Slurry Fuels*. Purdue : Society of Automotive Engineers, Inc. 852085, 1985.
94. **Smith, C. F., Sojka, P. E. und Thames, J. M.** The Influence of Fluid Physical Properties on Coal-Water Slurry Atomization. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*. Januar 1990, S. 15-20.
95. **Jasuja, A.K.** Plain-Jet Airblast Atomization of Alternative Liquid Petroleum Fuels Under High Ambient Air Pressure Conditions. *ASME, 27th International Gas Turbine Conference and Exhibit*. 1982.
96. **Yu, T.U., Kang, S.S. und Beer, J.M.** *Secondary Atomization of Coal-Water Fuels for Gas Turbine Applications*. Massachusetts : MIT Energy Laboratory Report No. MIT-EL 88-008, 1988.
97. **Risberg, M. und Marklund, M.** Visualization of Gas-Assisted Atomization of Black Liquor and Syrup/Water Mixtures at Elevated Pressures. 2009, S. 957-967.
98. **Quian, J. und Law, C.K.** Regimes of coalescence and separation in droplet collision. *International Journal of Fluid Mechanics*. 1997, 331, S. 59-80.
99. **Lefebvre, A.H.** Twin-Fluid Atomization: Factors Influencing Mean Drop Size. *Atomization and Sprays*. 1992, 2, S. 101-119.
100. —. Energy Considerations in Twin-Fluid Atomization. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*. 1992, 114, S. 89-96.
101. **Lightfoot, M.D.A.** *Atomization Mechanism of Wall-Bounded Two-Phase Flows*. Edwards : The Air Force Research Laboratory, 2005. AFRL-PR-ED-TP-2005-391.
102. **Beck, J.E., Lefebvre, A.H. und Koblisch, T.R.** Liquid Sheet Disintegration in a Coflowing Air Stream. *Atomization and Sprays*. 1991, 2, S. 155-170.
103. **Koblisch, T.R., Lefebvre, A.H. und Beck, J.E.** Airblast Atomization at Conditions of Low Air Velocity. *AIAA Journal of Propulsion and Power*. 1991, 7, S. 207-212.
104. **Kolb, T., Fleck, S., Jakobs, T. und Seifert, H. Zarzalis, N.** *Biomass to Syngas by Entrained-Flow Gasification - R&D on Atomization and Fuel Conversion*. Clearwater, USA : 35th International Technical Conference on Clean Coal & Fuel Systems, 2010.
105. **Kaeser Kompressoren AG.** [Online] Kaeser, 2007. <http://www.kaeser.de>.

106. **Albrecht, H.-E., Borys, M., Damaschke, N. und Tropea, C.** *Laser Doppler And Phase Doppler Measurement Techniques*. Berlin : Springer, 2003. ISBN 3-540-67838-7.
107. **Griesbaum, Simon.** *Inbetriebnahme eines Shadowgraphie-Messsystems zur Untersuchung des Reaktordruckeinflusses auf das Spray einer Zweistoffdüse*. Karlsruhe : KIT, 2009. Bachelorarbeit.
108. **Dynamics, Dantec.** www.dantecdynamics.com. [Online] 2012.
109. **Davis, J.M. und Disimile, P.J.** The Effect of Optical Configuration Selection on Phase Doppler Anemometer Fire Suppresant Nozzle Characterizations. *14th Halon Options Technical Working Conference*. 2004.
110. **Payri, Raul, Araneo, Lucio, Shakal, Joseph und Soare, Vlad.** Phase Doppler Measurements: System Set-Up Optimization for Characterization of a Diesel Nozzle. *Journal of Mechanical Science and Technology*. 2008, 22, S. 1620-1632.
111. **Tropea, Cameron, Xu, Tian-Hua, Onofri, Fabrice, Grehan, Gerard, Haugen, Per und Stieglmeier, Manfred.** Dual-Mode Phase-Doppler Anemometer. *Particle & Particle System Characterization*. 13, 1996, S. 165-170.
112. **Kapulla, Ralf und Najera, Salvador Bravo.** Operation Conditions of a Phase Doppler Anemometer: Droplet Size Measurements with Laser Beam Power, Photomultiplier Voltage, Signal Gain and Signal-to-Noise Ratio as Parameters. *Measurement Science and Technology*. 2006, 17, S. 221-227.
113. **Malvern, Webseminar - Charakterisierung von Sprays mit dem neuen Spraytec.** www.malvern.co.uk. [Online] 2012.
114. **Hammond, Dean C.** Deconvolution technique for line-of-sight optical scattering measurements in axisymmetric sprays. 1981, 20, S. 493-499.
115. **Dodge, Lee G., Rhodes, Deborah J. und Reitz, Rolf D.** Drop-size measurement techniques for sprays: comparison of Malvern laser-diffraction and Aerometrics phase/Doppler. 1987, 26, S. 2144-2154.
116. **Aigner, Manfred Martin.** *Charakterisierung der Bestimmenden Einflussgrößen bei der luftgestützten Zerstäubung: Physikalische Grundlagen und Messtechnische Erfassung*. Karlsruhe : Universität Karlsruhe, 1986. Dissertation.
117. **Mescher, A. und Walzel, P.** Störeinfluss durch Schlieren bei der Tropfengrößenmessung an Zweistoffdüsen durch Laserbeugungsspektrometrie. 2010, S. 717-722.
118. **Wittig, S., Aigner, M., Sakbani, Kh. und Sattelmayer, Th.** Optical Measurements of Droplet Size Distributions: Special Considerations in the Parameter Definition for Fuel Atomizers. *AGARD*. 1983.
119. **Mezger, T.G.** *Das Rheologiehandbuch*. Hannover : Vincentz Network GmbH & Co, 2000. ISBN-10: 3878705670.
120. **Jakobs, T., Djordjevic, N., Fleck, S., Zarzalis, N. und Kolb, T.** Influence of Ambient Pressure on Twin Fluid Atomization - R&D Work for high pressure entrained flow gasification. *12th triennial International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. 2012.
121. **Ruf, Johannes.** *Secondary pyrolysis of dry and slurry-based bio-chars*. Karlsruhe : Karlsruher Institut für Technologie & University of Alberta, 2013. Diplomarbeit.
122. **Hochstein.** *Vorlesungsskript Grundlagen der Rheologie*. s.l. : KIT - MVM, 2009.
123. **Truckenbrodt.** *Fluidmechanik, Band 1*. Heidelberg : Springer Verlag, 1989. ISBN 978-3-540-79017-4.
124. **Metzner, A. B.** Rheology of Suspensions in polymeric liquids. *Journal of Rheology*. 1985, S. 739-775.

125. **Mewis, J. und Spaul, A.J.B.** Rheology of concentrated dispersions. *Advances in Colloid and Interface Science*. 1976, S. 173-200.
126. **Bauckhage, K.** Die Viskosität von Suspensionen, Teil I: Beschreibung des Fließverhaltens und Bestimmung der Fließkurven. *Chemie-Ingenieur-Technik*. 1973, S. 1001-1004.
127. **Tamura, M., Kurata, M. und Odani, H.** Practical method for estimating surface tension of solutions. *Bulletin of the Chemical Society of Japan*. 1955, S. 83-88.

## 7 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1-1: Schematisches Fließbild des bioliq <sup>®</sup> Prozesses, Henrich et al. [3] .....	2
Abbildung 1-2: Schematische Darstellung der Abhängigkeit von Temperatur und Brennstoffumsatz als Funktion der Stöchiometrie, Kolb et al. [5].....	3
Abbildung 1-3: CFD-Simulation Flugstromvergaser mit variierender Tropfengröße, Trajektorien nach Jakobs et al. [6].....	4
Abbildung 2-1: Strahlzerfallsmechanismen in ruhender Umgebung – steigende Austrittsgeschwindigkeit von links nach rechts, Kufferath [24].....	12
Abbildung 2-2: Primärstrahlzerfall im Rayleigh Modus nach Lefebvre [10].....	12
Abbildung 2-3: Strahlzerfallsmodi in bewegter Umgebung für Wasser nach Farago und Chigier [37] .....	14
Abbildung 2-4: Tropfenzerfall nach Pilch und Erdmann [42].....	16
Abbildung 2-5: Tropfenzerfall als Funktion von $We_{Tropfen}$ und Oh nach Hsiang und Faeth [45] .....	17
Abbildung 2-6: Abbrand eines Kohle-Wasser-Suspensionstropfens, Yu und Beer [52] .....	20
Abbildung 2-7: Prozesstemperatur als Funktion der Luftzahl $\lambda$ , Seifert [53] .....	22
Abbildung 2-8: Vergaserbauformen nach Higman und van der Burgt [2] .....	23
Abbildung 2-9: Schematische Darstellung des bioliq <sup>®</sup> Flugstromvergasers, nach Sänger et al. [57] .....	25
Abbildung 2-10: Bauarten von Zweistoffzerstäubern .....	26
Abbildung 2-11: h-s-Diagramm.....	27
Abbildung 2-12: Beispielhafte Größenverteilung für ein Spray, Schwarzer [58] .....	30
Abbildung 2-13: Unterteilung der Sprayebene in konzentrische Kreisringe .....	32
Abbildung 2-14: Innenmischende Zweistoffdüse, Nukiyama und Tanasawa [69].....	36
Abbildung 2-15: Plain-Jet Düse, Lorenzetto und Lefebvre [70].....	37
Abbildung 2-16: SMD als Funktion des Primärstrahldurchmessers [71].....	38
Abbildung 2-17: SMD als Funktion der Gasgeschwindigkeit und der Viskosität, Jasuja [72] .....	40
Abbildung 2-18: SMD als Funktion von $We_{aero}$ und der Viskosität, Mansour und Chigier [4] .....	42
Abbildung 2-19: Außenmischende Zweistoffdüse, Li et al. [73] .....	43
Abbildung 2-20: Kumulative Volumenverteilung der Tropfendurchmesser unterschiedlicher Fluide, Li et al. [73] .....	44
Abbildung 2-21: Zerfall eines Fluids mit elastischen Eigenschaften, Li et al. [73].....	45
Abbildung 2-22: Einfluss der Partikelgröße auf die Tropfengrößenverteilung (Glaspartikel in Wasser), Mulhem [39].....	46
Abbildung 2-23: Normierte Primarstrahlhange als Funktion von $We_{aero}$ [38].....	48
Abbildung 2-24: Einfluss des Reaktor-drucks auf den Primärstrahlzerfall (1, 10, 20 bar von oben nach unten), Mayer et al. [35] .....	49
Abbildung 2-25: SMD als Funktion des Reaktor-drucks für zwei Flüssigkeitsvordrücke, De Corso [84] .....	50
Abbildung 2-26: Sauterdurchmesser als Funktion des Zerstaubungsdrucks, Elkotb et al. [16].....	51
Abbildung 2-27: Abhängigkeit des SMD vom Reaktor-druck, Rizk und Lefebvre [89] .....	53
Abbildung 2-28: SMD als Funktion der GLR und des Reaktor-drucks, Smith et al. [93] .....	55
Abbildung 2-29: Tropfengröße als Funktion von Gasgeschwindigkeit und Reaktor-druck, Yu et al. [96] .....	57
Abbildung 2-30: Schematische Darstellung Tropfenkollision .....	59

Abbildung 3-1: R&I Fließbild ATMO.....	64
Abbildung 3-2: Versuchsanlage PAT.....	66
Abbildung 3-3: R&I Fließbild PAT.....	67
Abbildung 3-4: CAD Bild Druckreaktor PAT.....	68
Abbildung 3-5: Rahmenkonstruktion der Sperrluft.....	69
Abbildung 3-6: Schematische Darstellung Hochdruck-Kompressor-Anlage Firma Kaeser [105].....	71
Abbildung 3-7: Prozessleitsystem PAT.....	73
Abbildung 3-8: Trendkurven der Betriebsparameter im Prozessleitsystem.....	74
Abbildung 3-9: Aufbauschema Shadowsizer, Schwarzer [58] / Shadowsizer an PAT .....	76
Abbildung 3-10: Bildauswertung mit Shadowsizer.....	77
Abbildung 3-11: Prinzipskizze Messvolumen und Aufbau LDA, Dantec Dynamics [108].....	79
Abbildung 3-12: Prinzipskizze LDA-Messvolumen mit Shiftfrequenz, Dantec Dynamics [108].....	80
Abbildung 3-13: Prinzipskizze Aufbau PDA, Schwarzer [58], mit Strahlverlauf, Dantec Dynamics [108].....	81
Abbildung 3-14: Auswertung der Phasenverschiebung des Detektorsignals [108]... ..	82
Abbildung 3-15: PDA-Aufbau an Versuchsanlage PAT.....	82
Abbildung 3-16: Messprinzip Laserbeugung [113].....	84
Abbildung 3-17: Beugungsprinzip der Fourierlinse [113].....	84
Abbildung 3-18: Hochgeschwindigkeitskamera an PAT.....	86
Abbildung 4-1: Außenmischende Zweistoffdüse.....	87
Abbildung 4-2: Nomenklatur der Düsen.....	88
Abbildung 4-3: Düse mit Koordinatensystem.....	88
Abbildung 4-4: Einteilung aller Versuche mit Wasser in die Zerfallsregime, nach Farago und Chigier [37].....	90
Abbildung 4-5: SMD als Funktion der Gasgeschwindigkeit (Wasser).....	92
Abbildung 4-6: Einfluss des Primärstrahldurchmessers auf den SMD.....	94
Abbildung 4-7: Einteilung der Primärstrahldickenvariation in die Zerfallsregime .....	95
Abbildung 4-8: Einfluss der Viskosität auf den SMD.....	97
Abbildung 4-9: Viskosität der Modellfluide als Funktion der Scherrate .....	98
Abbildung 4-10: Geschwindigkeits- und Schubspannungsprofil einer laminaren Rohrströmung.....	99
Abbildung 4-11: Auftragung aller Daten Korrelation (4-7) vs. Messung, (a) mit Nullviskosität, (b) mit interpolierter Viskosität für Scherrate von $4000 \text{ s}^{-1}$ .....	101
Abbildung 4-12: Radiale Konzentrationsprofile im Flugstromvergaser REGA nach Jakobs et al. [120].....	102
Abbildung 4-13: Cenosphären aus der Pyrolyse von Holzkoksslurry, Ruf [121].....	103
Abbildung 4-14: Graphische Darstellung der Betriebsbereiche an PAT.....	107
Abbildung 4-15: Einteilung der Betriebspunkte in die Zerfallsregime, nach Farago und Chigier [37].....	108
Abbildung 4-16: Lokaler SMD und axiale Tropfengeschwindigkeit bei 1 und 21 bar Reaktordruck für $We_{aero} = 500 = \text{const.}$ .....	111
Abbildung 4-17: Primärzerfall bei $We_{aero} = 500$ für 1 und 21 bar.....	112
Abbildung 4-18: Shadowsizer Aufnahmen bei $We_{aero} = 1000$ und $z = 200 \text{ mm}$ auf der Sprayachse für 2 und 16 bar Reaktordruck.....	113
Abbildung 4-19: $SMD_{weighted}$ als Funktion des Drucks – Linien konstanter $We_{aero}$ ... ..	114
Abbildung 4-20: Lokaler SMD und axial Tropfengeschwindigkeit bei 1 und 16 bar Reaktordruck für $u_{Gas} = 80 \text{ m/s} = \text{const.}$ .....	116

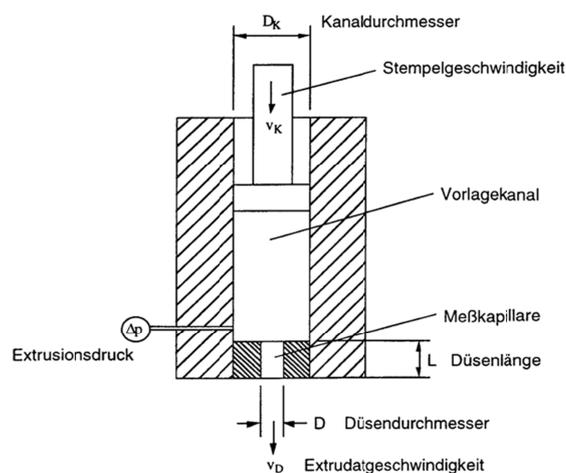
Abbildung 4-21: Tropfengrößenverteilung für $u_{\text{Gas}} = 80$ m/s auf der Sprayachse und im Randbereich (1 bar) .....	117
Abbildung 4-22: Primärzerfall bei $u_{\text{Gas}} = 80$ m/s für 1 und 16 bar .....	118
Abbildung 4-23: Radialprofile charakteristischer Spraygrößen bei 1 und 16 bar ....	119
Abbildung 4-24: Shadowsizer Aufnahmen bei $u_{\text{Gas}} = 80$ m/s und $z = 200$ mm auf der Sprayachse für 1 und 16 bar Reaktordruck .....	120
Abbildung 4-25: $SMD_{\text{weighted}}$ als Funktion des Reaktordrucks bei konstanter Gasgeschwindigkeit.....	120
Abbildung 4-26: $SMD_{\text{weighted}}$ als Funktion von $We_{\text{aero}}$ bei konstantem Reaktordruck.....	121
Abbildung 4-27: $SMD_{\text{weighted}}$ als Funktion von GLR und $\lambda$ für unterschiedliche Reaktordrücke .....	122
Abbildung 4-28: SMD als Funktion des Reaktordrucks bei $We_{\text{aero}} = 500$ .....	124
Abbildung 4-29: SMD als Funktion des Reaktordrucks bei $u_{\text{Gas}} = 80$ m/s.....	125
Abbildung 4-30: $SMD_{\text{weighted}}$ als Funktion von $We_{\text{Liq, Gas}}$ .....	128
Abbildung 4-31: Auftragung aller Daten, Korrelation (4-19) vs. Messung (Linear-Fit) .....	129
Abbildung 4-32: Auftragung aller Daten, Korrelation (4-21) vs. Messung (Potenz-Fit) .....	130
Abbildung 8-1: Schematischer Aufbau Kapillarrheometer, Hochstein [121] .....	145
Abbildung 8-2: Schematische Darstellung der Viskosität als Funktion der Scherrate .....	146
Abbildung 8-3: Messung der Oberflächenspannung.....	147
Abbildung 8-4: Abbrand von Tropfenwolken nach Chiu et al. [50] .....	148
Abbildung 8-5: Lokaler SMD bei 1, 6 und 21 bar Reaktordruck ( $We = 2000$ ).....	149
Abbildung 8-6: Einfluss des Reaktordrucks auf den SMD - je Druckstufe eine Düse .....	151
Abbildung 8-7: Verzögerter Sekundärzerfall bei Viskositätserhöhung (2 bar Reaktordruck).....	152
Abbildung 8-8: $SMD_{\text{weighted}}$ als Funktion der Re-Zahl für unterschiedliche Reaktordrücke .....	153

## 8 Anhang

### 8.1 Messung der Fluideigenschaften

#### 8.1.1 Viskositätsmessung

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Viskositätsmessungen wurden zu Beginn am Institut für Technische Mechanik (MVM) am KIT durchgeführt. Für die dort durchgeführten Messungen wurde zur Realisierung großer Scherraten unter anderem ein Hochdruck-Kapillarrheometer verwendet, dessen Aufbau in Abbildung 8-1 schematisch dargestellt ist.



**Abbildung 8-1: Schematischer Aufbau Kapillarrheometer, Hochstein [121]**

Für die Berechnung der Viskosität sind die Maximalwerte von Schubspannung und Scherrate zu bestimmen, diese treten an der Wand auf und ergeben sich wie folgt:

$$\tau_{Wand} = \frac{\Delta p \cdot D}{4 \cdot L} \quad (8-1)$$

$$\dot{\gamma}_{Wand} = \frac{32 \cdot \dot{V}}{\pi \cdot d^3} \quad (8-2)$$

Für nicht newtonische Medien muss hierbei die Rabinowitsch Weißenberg Korrektur durchgeführt werden.

$$\dot{\gamma}_{korr} = \frac{1}{4} \dot{\gamma}_{Wand} \cdot (3 + S) \quad (8-3)$$

$$S = \frac{d(\lg \dot{V})}{d(\lg \Delta p)} \quad (8-4)$$

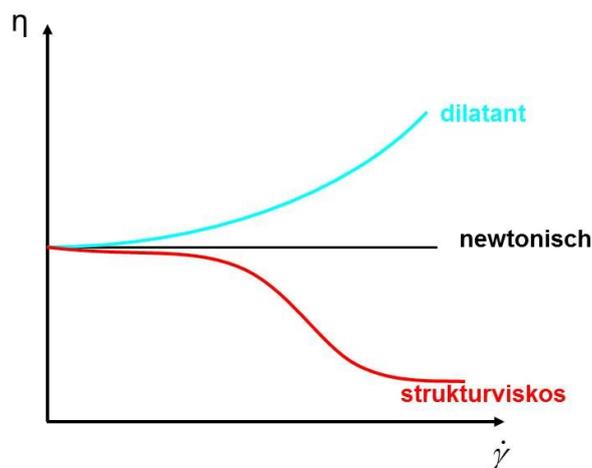
Für die Temperaturabhängigkeit newtonischer Fluide gilt näherungsweise:

$$\eta = k \cdot e^{\left(\frac{b}{T+\theta}\right)} \quad (8-5)$$

Hierbei ist k eine flüssigkeitsspezifische Konstante, T die Temperatur und b &  $\theta$  charakteristische konstante Beiwerte der Flüssigkeit mit der Dimension einer Temperatur Truckenbrodt [122].

Ebenso wurden eigene Viskositätsmessungen am ITC mit einem Rotationsviskosimeter der Firma Anton Paar im Searl-Aufbau mit rotierendem Zylinder und stehendem Becher durchgeführt und mit den Messungen am MVM verglichen. Hierbei zeigten sich sehr gute Übereinstimmungen, weswegen im weiteren Verlauf der Arbeit alle Viskositätsmessungen am ITC durchgeführt wurden. Die Bestimmung der Viskosität am Rotationsviskosimeter erfolgt analog zu Gleichung (2-17), wobei die Schubspannung über einen Kraftmessaufnehmer im Kopf des Viskosimeters gemessen wird. Die Scherrate errechnet sich aus der Umfangsgeschwindigkeit des rotierenden Zylinders im Verhältnis zur Spaltweite zwischen Zylinder und Becher.

Nur ein Teil aller Flüssigkeiten verhält sich newtonisch, was bedeutet, dass die Viskosität keine Funktion der Scherrate ist. In Abbildung 8-2 sind die drei grundlegenden Viskositätsverläufe von Flüssigkeiten als Funktion der Scherrate dargestellt.



**Abbildung 8-2: Schematische Darstellung der Viskosität als Funktion der Scherrate**

Suspensionen verhalten sich newtonisch, sofern es sich um eine Suspension mit newtonischer Trägerflüssigkeit, niedrigen Feststoffkonzentrationen und starren Partikeln mit kleinen Durchmessern in polydispenser Verteilung handelt Metzner [123], Mewis und Spaul [124], Bauckhage [125]. Für Suspensionen mit Feststoffbeladungen bis 50 Vol.-% gilt nach [37]:

$$\eta_{rel} = \frac{\eta_{Susp}}{\eta_{Matrix}} = 1 + 2,5 \cdot c + 7,17 \cdot c^2 + 16,2 \cdot c^3 \quad (8-6)$$

Hierbei ist c die Volumenkonzentration der Feststoffphase.

### 8.1.2 Dichtemessung

Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche wurde die Dichte des jeweils eingesetzten Fluids direkt vor der Düse mit einem Coriolis-Messgerät bestimmt. Hierbei durchläuft das Fluid eine bogenförmige Messstrecke, die über einen Erreger mit einer konstanten Frequenz zu einer Schwingung angeregt wird. An mehreren Punkten der Messstrecke befinden sich Messfühler, die zum einen die Amplitude, als auch die Phasenverschiebung der Schwingung als Funktion des Messortes detektieren. Aus Phasenverschiebung und Schwingungsamplitude lässt sich die Dichte berechnen. Die Messgenauigkeit liegt hierbei bei  $\pm 0,001\%$  des Messwertes. Die Dichte wurde während der Versuche im Prozessleitsystem als Trendkurve ausgegeben, so dass etwaige Dichteänderungen sofort bemerkt worden wären.

Zusätzlich wurde die Dichte stichprobenartig in einem Pyknometer nach DIN 51757 im Labor nachgemessen. Hierbei zeigten sich keine Unterschiede zu den in den Coriolisgeräten gemessenen Dichtewerten.

### 8.1.3 Messung der Oberflächenspannung

Zur Messung der Oberflächenspannung wurde ein mit der Du-Noüy-Ringmethode arbeitendes EasyDyne-Messgerät der Firma KRÜSS genutzt, s. Abbildung 8-3.

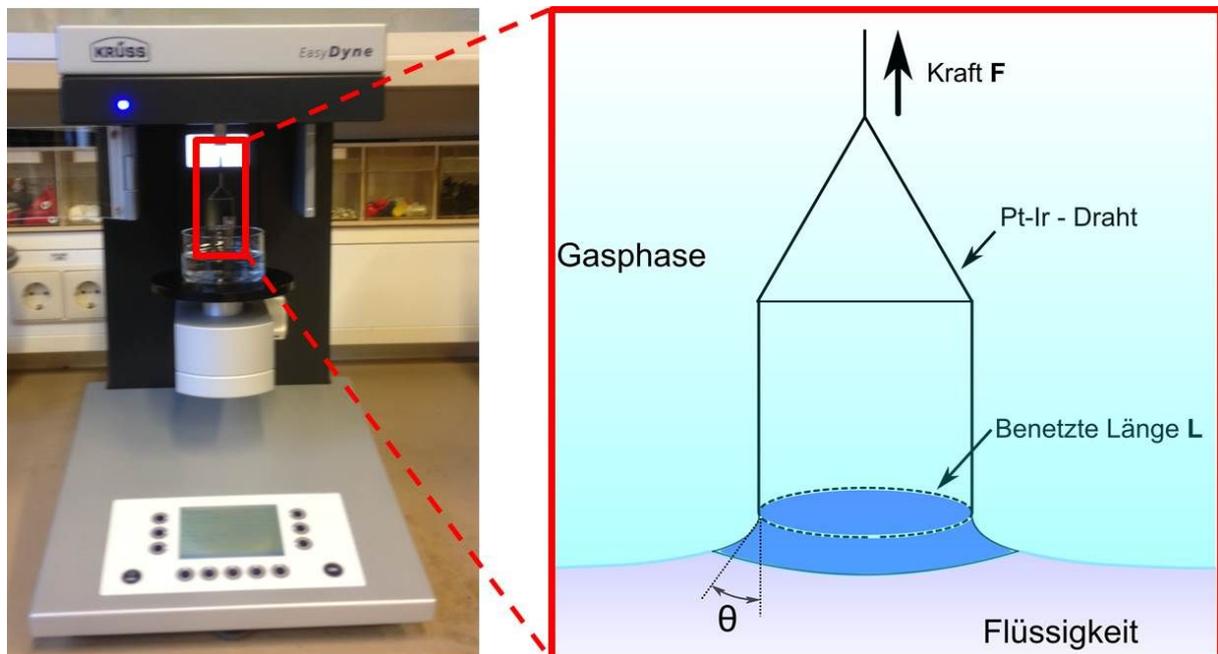


Abbildung 8-3: Messung der Oberflächenspannung

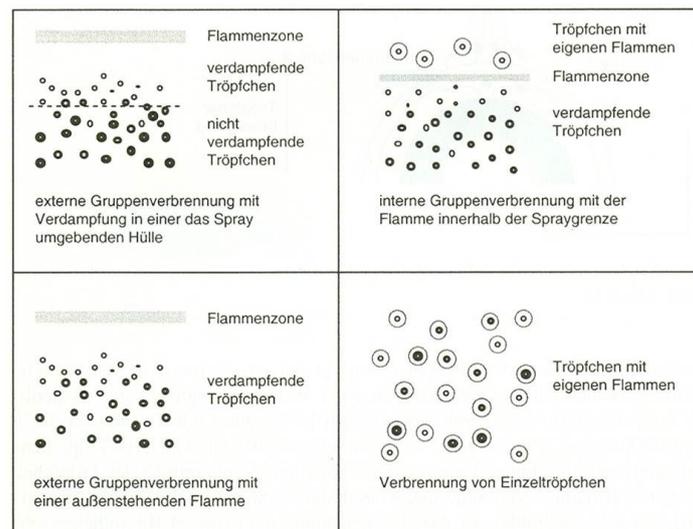
Hierbei wird ein Ring in die zu untersuchende Flüssigkeit getaucht und langsam unter konstanter Messung der Zugkraft aus der Flüssigkeit wieder herausgezogen. Zwischen Ring und Flüssigkeitsoberfläche bildet sich eine Lamelle aus, die bei Überschreiten einer gewissen Kraft abreißt. Die Oberflächenspannung errechnet sich dann aus dem Quotienten der Maximalkraft und dem benetzten Umfang.

Es stehen auch verschiedene Berechnungsansätze für die Oberflächenspannung zur Verfügung, so stellte Pantouflas [37] fest, dass die Berechnungsmethode von

Tamura et al. [126] im Vergleich mit experimentellen Daten eine Abweichung < 1% aufweist.

## 8.2 Tropfenverdampfung

Chiu et al. [50] gliedern den nachfolgenden Abbrand der Tropfen im Spray in vier Kategorien, s. Abbildung 8-4.



**Abbildung 8-4: Abbrand von Tropfenwolken nach Chiu et al. [50]**

Bei der sogenannten externen Gruppenverbrennung sind zwei Abläufe zu unterscheiden, s. Abbildung 8-4 links.

In beiden Fällen liegt die Flammenzone außerhalb des Sprays. Im ersten Fall wird von einer Verdampfungszone im Sprayrandbereich ausgegangen und einem nicht verdampfenden Kernbereich, wohingegen im anderen Fall das gesamte Spray als verdampfend angenommen wird.

Bei der sogenannten internen Gruppenverbrennung liegt die Flammenzone innerhalb des Sprays. Hierbei verdampft der Großteil der Tropfen im Spraykegel innerhalb der Flammzone und die restlichen Tropfen brennen mit einer jeweils eigenen Flamme außerhalb der Flammzone ab.

Der vierte Abbrandmodus ist die Verbrennung von Einzeltröpfchen, wobei in einem Spray mit geringer Tropfendichte jeder Tropfen mit einer eigenen Flamme abbrennt. Dies ist nach Warnatz et al. [46] dann der Fall, wenn die einzelnen Tropfen im Spray einen Abstand von mindestens  $5 \cdot d_{\text{Tropfen}}$  aufweisen. Wird dieser Abstand unterschritten, so brennen die Tropfen mit einer einhüllenden Flamme ab.

## 8.3 Überdruckversuche

### 8.3.1 Reproduzierbarkeit der PDA-Versuche

Nachfolgend ist die Reproduzierbarkeit der PDA-Versuchsreihen exemplarisch für  $We = 2000$  dargestellt, s. Abbildung 8-5. Die Betriebsbedingungen sind in Tabelle 8-1 dargestellt.

Tabelle 8-1: Betriebsbedingungen  $We = 2000$

	1 bar	6 bar	21 bar
$\eta_{Liq,0}$ [mPa·s]	1	1	1
$\rho_{Liq}$ [kg/m <sup>3</sup> ]	1000	1000	1000
$\sigma_{Liq}$ [mN/m]	72,2	72,2	72,2
$\dot{M}_{Liq}$ [kg/h]	20	20	20
$u_{Liq}$ [m/s]	1,77	1,77	1,77
$\dot{M}_{Gas}$ [kg/h]	8,3	18	33,7
$u_{Gas}$ [m/s]	246	101	55
GLR [-]	0,42	0,90	1,69
$d_{Liq}$ [mm]	2	2	2
$D_{Gas}$ [mm]	4,33	4,33	4,33
$We$ [-]	2000	2000	2000

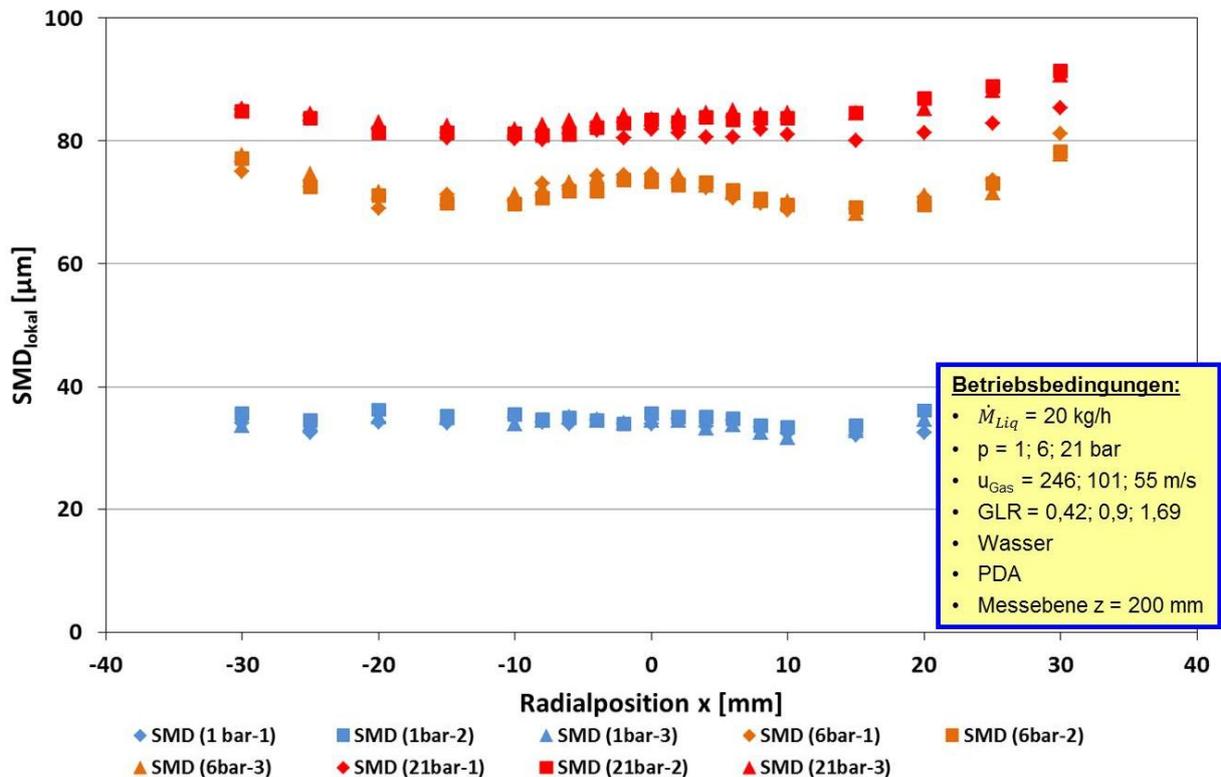


Abbildung 8-5: Lokaler SMD bei 1, 6 und 21 bar Reaktordruck ( $We = 2000$ )

Die in Abbildung 8-5 dargestellten Tendenzen bzgl. des SMD-Verhaltens bei steigendem Reaktordruck decken sich mit den in Abbildung 4-16 bereits gezeigten. Auch hier ist wieder eine Zunahme des SMD mit steigendem Reaktordruck in den Stufen 1, 6 und 21 bar zu erkennen.

Die Änderung des SMD ist hierbei zwischen 1 und 6 bar stärker ausgeprägt als zwischen 6 und 21 bar.

Hierbei sind jeweils drei Messreihen für den jeweiligen Reaktordruck aufgetragen. Die Abweichungen des lokalen SMD bei den einzelnen Messreihen sind mit Ausnahme der Messpunkte bei 21 bar sehr gering und liegen im Bereich  $\pm 4\mu\text{m}$ . Die bei 21 bar geringfügig höheren Abweichungen im Bereich  $x > 10\text{ mm}$  sind auf das extrem dichte Spray und der daraus resultierenden zunehmenden Störung der Laserstrahlen vor Erreichen des Messvolumens zu erklären – die Laserstrahlen treten auf Seite der negativen Radialwerte in den Reaktor ein. Auch eine Anhebung der Laserleistung führte zu keiner merklichen Besserung.

Insgesamt zeichneten sich alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche durch eine hohe Reproduzierbarkeit mit lediglich geringen Abweichungen bzgl. Tropfengröße und Geschwindigkeit aus. Dies ist auf die stabile Regelung und Fahrweise der Versuchsanlage PAT, s. Kapitel 3.2.5 Abbildung 3-8 zurückzuführen.

### **8.3.2 An den Druck angepasste Düsen**

Zusätzlich zu den ausführlich beschriebenen Untersuchungen in Kapitel 4.3 wurden im Rahmen dieser Arbeit einzelne Versuche bei variierendem Reaktordruck und konstanten Düsenbetriebsbedingungen bzgl. Gasgeschwindigkeit, Flüssigkeitsmassenstrom und GLR durchgeführt. Hierbei wurde der Reaktordruck in den Stufen 2, 6, 11, 16 und 21 bar variiert und für jede Druckstufe eine Düse mit angepasster Gasaustrittsfläche gefertigt. Die Breite des Gasspaltes reduzierte sich hierbei von 1,6 mm bei der 2-bar-Düse (AMD\_2\_6,21) auf 0,22 mm bei der 21-bar-Düse (AMD\_2\_3,44).

Die Tropfengrößenmessungen wurden hierbei nur mit dem Shadowsizer durchgeführt, weswegen sich diese nicht direkt mit den mittels PDA durchgeführten Messungen vergleichen lassen.

Nachfolgend ist die Entwicklung des SMD auf der Sprayachse in einem Düsenabstand von 200 mm dargestellt.

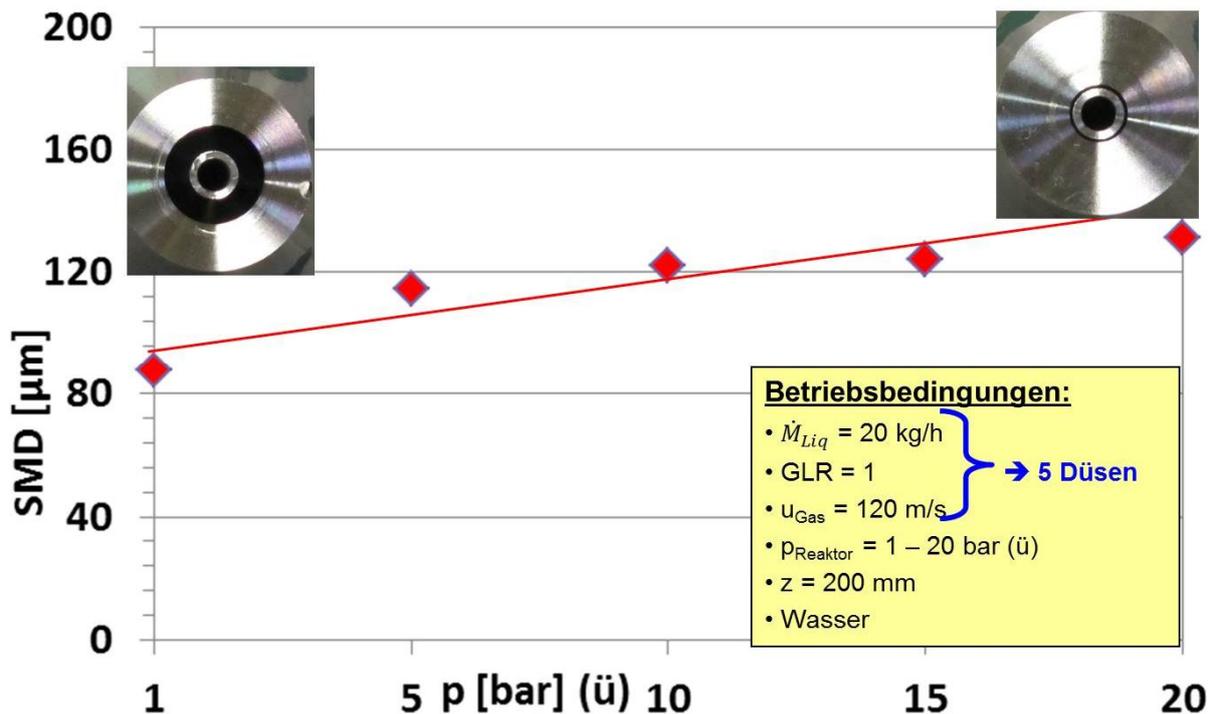


Abbildung 8-6: Einfluss des Reaktor drucks auf den SMD - je Druckstufe eine Düse

In Abbildung 8-6 ist der lokale SMD als Funktion des Reaktor drucks aufgetragen. Hierbei wurde für jeden Druck eine extra Düse gefertigt, die Betriebsbedingungen sind der Abbildung zu entnehmen.

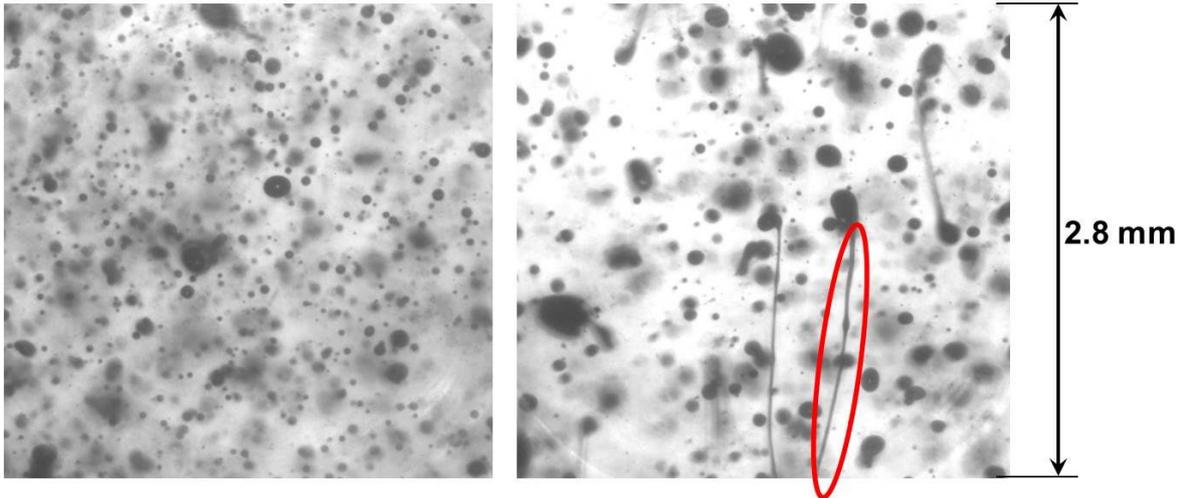
Bei konstanter Gasgeschwindigkeit zeigt sich hierbei eine Zunahme des axialen SMD mit dem Druck. In wie weit die starke geometrische Änderung des Gasspaltes hierbei den SMD beeinflusst konnte nicht im Detail geklärt werden. Die beiden Photographien des Düsenmundes in Abbildung 8-6 zeigen die extreme Reduzierung der Gasaustrittsfläche von AMD\_2\_6,21 auf AMD\_2\_3,44.

So zeigte sich auch eine Beeinflussung der Primärzerfallslänge durch den Reaktor druck, so konnte ein Anwachsen von 5 auf 7 mm dokumentiert werden. Eine Beeinflussung der Primärzerfallslänge durch die geänderte Gasspaltgeometrie kann hierbei wiederum nicht ausgeschlossen werden.

Auf Grund dieser Tatsache wurden wie in Kapitel 4.3 beschrieben, alle Überdruckversuche mit der gleichen Düse durchgeführt. Somit konnte eine Beeinflussung des SMD durch die Düsengeometrie ausgeschlossen werden.

### 8.3.3 Sekundärzerfall bei steigender Flüssigkeitsviskosität

In einer weiteren Versuchsreihe wurde die Viskosität der Flüssigphase durch Verwendung einer Triglykol/Wasser-Mischung auf 26 mPa·s gesteigert. Hierbei zeigte sich eine Verzögerung des Sekundärzerfalls. So konnte bei Untersuchungen mit dem Shadowsizer in einem Düsenabstand von 100 mm bei der Zerstäubung von Triglykol/Wasser noch Tropfenzerfall festgestellt werden, s. Abbildung 8-7.



Wasser  $\eta_{\text{Liq}} = 1 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

Triglykol/Wasser  $\eta_{\text{Liq}} = 26 \text{ mPa}\cdot\text{s}$

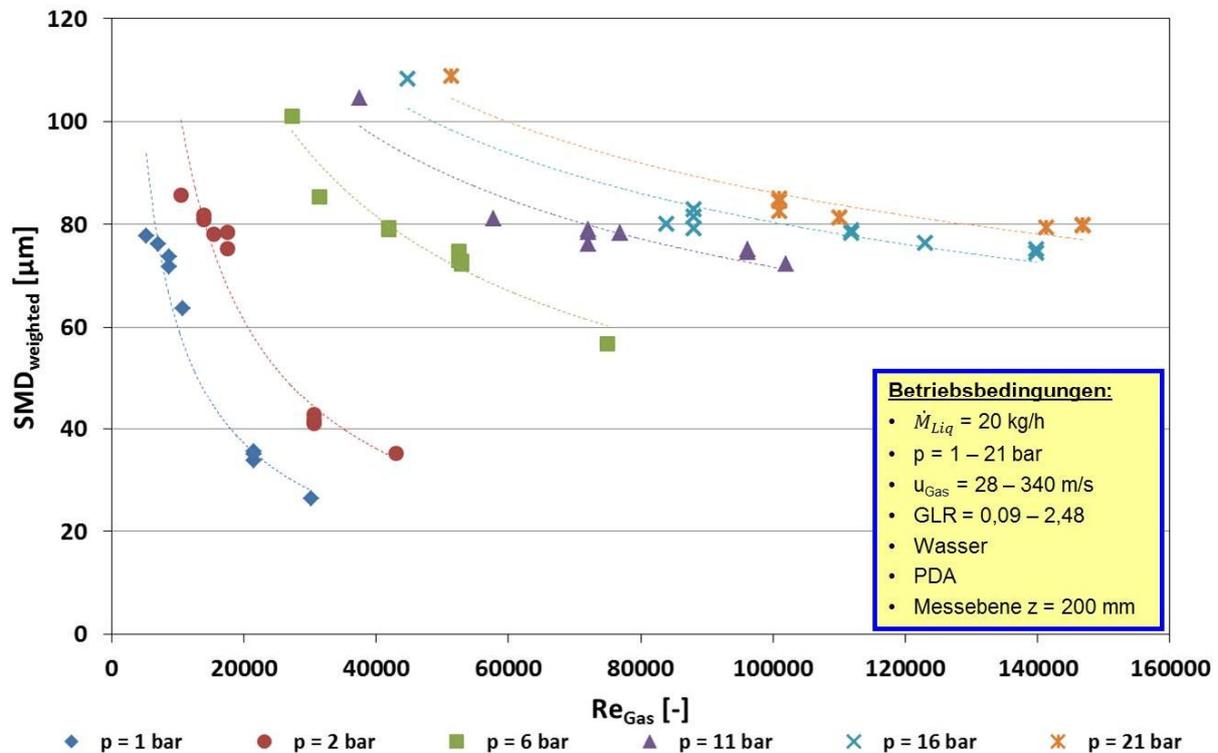
**Abbildung 8-7: Verzögerter Sekundärzerfall bei Viskositätserhöhung (2 bar Reaktordruck)**

Links im Bild ist ein Wasserspray zu sehen, rechts das der Triglykol/Wasser-Mischung. Im linken Teil ist der Tropfenzerfall abgeschlossen, alle Tropfen sind nahezu kugelförmig und ein weiterer Zerfall der Tropfen konnte nicht festgestellt werden. Rechts ist hingegen deutlich der Sekundärzerfall einzelner Tropfen zu erkennen. Hierbei wird der Primärtropfen unter Ausbildung einer Hantelform in kleinere Sekundärtropfen zerteilt. Die Steigerung der Viskosität bereits in diesem geringen Bereich ( $1 \rightarrow 26 \text{ mPa}\cdot\text{s}$ ) führt also bereits zu einer Verzögerung des Sekundärzerfalls.

Dieser Effekt wird bei einer weiteren Erhöhung der Viskosität bis in den Bereich von einigen hundert  $\text{mPa}\cdot\text{s}$  voraussichtlich noch zunehmen, und ist deswegen für den bioliq<sup>®</sup> Prozess, bzw. die Zerstäubungsgüte des Brenners im Hochdruck Flugstromvergaser von Bedeutung.

### 8.3.4 $SMD_{\text{weighted}}$ als Funktion von $Re_{\text{Gas}}$ in isobarer Auftragung

Nachfolgend ist der massenstromgewichtete SMD als Funktion der Gas-Reynoldszahl in isobarer Darstellung aufgetragen, s. Abbildung 8-8.



**Abbildung 8-8:  $SMD_{\text{weighted}}$  als Funktion der Re-Zahl für unterschiedliche Reaktordrücke**

Für alle Reaktordrücke ist ein Absinken des SMD mit steigender  $Re_{\text{Gas}}$  zu erkennen. Diese Tendenz ist für niedrige Reaktordrücke besonders stark ausgeprägt. Liegen hier die Proportionalität noch bei  $SMD \sim Re_{\text{Gas}}^{-0,7}$ , so fällt diese bei 21 bar auf  $SMD \sim Re_{\text{Gas}}^{-0,29}$  ab und ist insgesamt bei hohen Drücken deutlich geringer ausgeprägt. Die Abnahme des SMD mit steigender Re-Zahl für jeweils einen Reaktordruck ist über die mit steigender Re-Zahl steigende Gasgeschwindigkeit zu erklären.

Das Konstanthalten von  $Re_{\text{Gas}}$  bei gleichzeitiger Steigerung des Reaktordrucks führt wie auch schon das Konstanthalten der We-Zahl bei steigendem Reaktordruck nicht zu konstant guten Zerstäubungsergebnissen. In beiden Fällen steigt der SMD mit dem Reaktordruck an.

Dies deutet auf einen dominierenden Einfluss der Gas-, bzw. Relativgeschwindigkeit zwischen Gas- und Flüssigkeit auf die Zerstäubungsgüte hin.