

Einfluss der Gasführung in Sprühtrocknern auf den Fadenzerfall an Rotationszerstäubern - Analyse und Optimierung -

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

Dr.-Ing.

Von der Fakultät Bio- und Chemieingenieurwesen
der Technischen Universität Dortmund
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Dipl.-Ing. Axel Mescher

aus

Hattingen

Tag der mündlichen Prüfung: 11.04.2012

1. Gutachter: Prof. Dr. techn. Peter Walzel
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing Manfred Piesche

Dortmund 2012

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik der Fakultät Bio- und Chemieingenieurwesen der Technischen Universität Dortmund.

Das Forschungsvorhaben wurde durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft im Rahmen des Schwerpunktprogramms 1423 „Prozess Spray“ gefördert. Mein Dank gilt daher der DFG aber auch den Partnern im Schwerpunktprogramm, die insbesondere während der zahlreichen Treffen der beteiligten Projekte stets für konstruktive Diskussionen offen waren.

Ich danke in diesem Zusammenhang insbesondere Eva Littringer und Professor Nora Urbanetz vom Research Center Pharmaceutical Engineering der Technischen Universität Graz. Die Kooperation mit dieser Gruppe, die zum Ziel hatte Zuckerpartikel für pharmazeutische Anwendungen durch Sprühtrocknung herzustellen, war besonders produktiv und hat zu diversen gemeinsamen Publikationen geführt.

Ich danke auch Simon Gramlich und Professor Manfred Piesche vom Institut für Mechanische Verfahrenstechnik der Universität Stuttgart für die ebenfalls sehr produktive Kooperation bezüglich des Vergleichs eigener Messungen mit numerischen Berechnungen, die ebenfalls zu gemeinsamen Publikationen geführt hat. Herrn Professor Piesche danke ich auch für die Übernahme der Zweitbegutachtung der vorliegenden Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Professor Peter Walzel, der die Aufgabenstellung vorgab, mir die entscheidenden Impulse zum Gelingen meiner Arbeit geben konnte und mich immer gefördert und gefordert hat.

Ich danke auch Florian Beerwerth, Jan Daniels, Martin Dirks, Ming Hu, Reinhold Jesse, Florian Krämer, Arne Möller, Steffen Olbrich, Raphael Paus, Martin Weiche und Alexej Zalesko, deren Studien- bzw. Diplomarbeiten ich betreuen durfte und die auf diese Weise auch zu dem in dieser Arbeit behandelten Forschungsvorhaben einen gewichtigen Beitrag geleistet haben.

Für ein stark experimentell geprägtes Forschungsvorhaben ist die Unterstützung durch eine kompetente Werkstatt für den Erfolg unerlässlich. Mein Dank gilt daher auch den Mitarbeitern der Zentralwerkstatt der Fakultät Bio- und Chemieingenieurwesen sowie den Mitarbeitern der Lehrstuhlwerkstatt: Detlef Dobbert, Markus Laux und Marc Schönhoff.

Axel Mescher

Kurzzusammenfassung

Bei der Sprühtrocknung von Lösungen oder dispersen Systemen ist eine enge Tropfengrößenverteilung des Zerstäubers notwendig, um ein hochwertiges Feststoffprodukt mit enger Korngrößenverteilung zu erzielen. Enge Tropfengrößenverteilungen können durch Flüssigkeitsfadenzerfall an Rotationszerstäubern erzielt werden. In Zerstäubungsversuchen außerhalb des Sprühtrockners, insbesondere an Brausen, werden enger verteilte Tropfengrößen beobachtet als im Sprühtrockner.

Es wird gezeigt, dass dies mit der Gas/Flüssigkeits-Wechselwirkung zwischen den Flüssigkeitsfäden und dem Heizgas im Sprühtrockner erklärt werden kann. Die Art und Ausprägung der Gas/Flüssigkeitswechselwirkung der Fäden wird analysiert und es wird gezeigt, dass eine relative Anströmung der Fäden quer zu deren Längsachse vorliegt. Diese relative Queranströmung ist nicht intensiv genug, um zu einer unmittelbaren Zerstäubung der Fäden zu führen, ist aber stark genug, um zu einer sichtbaren Deformation und zu einer Störung des Fadenzerfalls zu führen.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die quantitative Charakterisierung des Einflusses dieser Queranströmung. Darüber hinaus wird eine Optimierungsstrategie entwickelt, die eine geringstmögliche Störung des Fadenzerfalls durch die Gas-Flüssigkeits-Wechselwirkung im Sprühtrockner erlaubt. Hieraus wird ein Konzept entwickelt, das eine geeignete Heißgasführung im Sprühtrockner vorsieht. Es werden zwei Typen von Heißgasverteilern vorgestellt, die das Heißgas so in den Trockner einleiten, dass die resultierende Gasströmung dem entwickelten Konzept genügt. Die beiden Gasverteiltertypen unterscheiden sich in ihrem apparativen Aufwand aber auch im erzielbaren Vorteil bzgl. der Tropfen- und Korngrößenverteilung.

Die verwendeten Methoden zur quantitativen Untersuchung des Fadenzerfalls unter Queranströmung bzw. zur apparativen Umsetzung des Optimierungskonzepts kombinieren das klassisch ingenieurwissenschaftliche Werkzeug der Dimensionsanalyse und der Modelltheorie mit numerischer Strömungssimulation. Modellversuche zum Zerfall angeströmter Flüssigkeitsfäden im Schwerfeld zeigen, dass niedrigste Gas-Relativgeschwindigkeiten der Flüssigkeitsfäden - auch im Sprühtrockner – zu einem optimalen Zerstäubungsergebnis führen.

Im Rahmen der Entwicklung des optimierten Heißgasverteilers wird gezeigt, dass die Ergebnisse der Modellversuche weitgehend auf die Rotationszerstäubung übertragbar sind. Darüber hinaus stellen die Ergebnisse der Modellversuche eine neue und breite Datenbasis zum Zerfall quer angeströmter Flüssigkeitsstrahlen dar.

In spray drying processes narrow droplet-size-distributions have to be ensured, in order to achieve a high quality product, exhibiting a narrow particle-size-distribution (PSD). Narrow distributed drop sizes can be produced by rotary atomizers, operated in the regime of laminar thread break-up. However, in atomization experiments outside the spray dryer even narrower drop-size-distributions are observed, compared to the PSD of the spray dried product. This can be explained by the aerodynamic interaction the liquid threads are undergoing inside the dryer.

The mode of the gas/liquid-interaction is analyzed and it is shown that the spiraling threads are subject to a gas cross flow perpendicular to their axes. Even though the gas/liquid-interaction is too weak to break-up the threads immediately, it leads to visible deformations of the threads and thereby induces a perturbation of the break-up process.

The aim of the present work is to quantitatively characterize the impact of this gas cross flow on the thread break-up. Furthermore an optimization-strategy is developed, allowing for lowest aerodynamic perturbation of the threads possible. Two types of drying gas distributors are presented, providing the desired gas flow conditions. Both types of gas distributors have specific advantages, as they differ from each other in terms of geometric complexity, but also in terms of performance.

The methods used for the investigation of thread break-up under gas cross flow and for the development of the optimized drying gas distributor combine dimensional analysis and computational fluid dynamics (CFD). Similarity trials on the break-up of liquid threads in the field of gravity suggest to realize the lowest gas relative velocity of the threads possible, in order to achieve a low PSD width in spray drying.

Besides the CFD-based development of the drying gas distributor, the results of the present work demonstrate the validity of the similarity trials in the field of gravity. The results achieved represent a new experimental data base on thread break-up at gas-crossflow.

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	vi
1 Einleitung	1
1.1 Sprühtrocknung	2
1.2 Laminar betriebene Rotationszerstäubung	4
2 Problemstellung, Zielsetzung und Grundlagen zur Lösung	7
2.1 Strahlbildung am laminar betriebenen Rotationszerstäuber und Einfluss des Umgebungsgases	8
2.2 Einfluss der Heißgasströmung im Sprühtrockner auf den Fadenzerfall am laminar betriebenen Rotationszerstäuber	11
2.3 Zielsetzung: Optimierte Zerstäuberleistung im Sprühtrockner	12
2.3.1 Quantitative Untersuchung der Gas-Flüssigkeits-Wechselwirkung im Modellversuch	12
2.4 Grundlagen zur Lösung der Problemstellung	15
2.4.1 Modelltheorie	15
2.4.2 Numerische Strömungsberechnung	19
3 Stand der Forschung zum Zerfall laminarer und gedehnter Flüssigkeitsfäden unter Queranströmung	21
4 Untersuchung des Zerfallsverhaltens angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsstrahlen im Modellversuch	31
4.1 Experimenteller Aufbau und Durchführung der Ähnlichkeitsversuche im Schwerfeld	31
4.2 Versuchsergebnisse zum Zerfall angeströmter und im Schwerfeld gedehnter Fäden Newton'scher Flüssigkeiten	33
4.2.1 Vergleich mit den Ergebnissen aus (Schneider, 2002) zu gedehnten Flüssigkeitsfäden in ruhender Luft	33
4.2.2 Zur Zerfallslänge (L_Z)	35
4.2.3 Zur mittleren Tropfengröße ($d_{50,3}$)	36
4.2.3.1 Einfluss des Zerfallsdurchmessers und der Zerfallswellenlänge auf die mittlere Tropfengröße	38
4.2.3.2 Fadenzerfall aufgrund nicht-achsensymmetrischer Störungen	41
4.2.4 Zur Breite der Tropfengrößenverteilung (span)	42
4.2.5 Korrelation der Versuchsergebnisse	44
4.2.6 Zum Einfluss des Anströmwinkels auf den Fadenzerfall	54
4.2.7 Einfluss des Düsendurchmessers, Vergleich mit dem Konturmodell aus (Schröder, 1997) und Selbstähnlichkeit der Fadenkontur	56

4.2.8	Vergleich der Korrelationen für gedehnte Fäden mit Experimenten zum Zerfall zylindrischer Strahlen.....	58
4.2.9	Untersuchung der Zerfallswellenlänge gedehnter Fäden	59
4.3	Versuchsergebnisse zum Zerfall angeströmter und im Schwerfeld gedehnter Fäden nicht-Newton'scher Flüssigkeiten	60
4.3.1	Polyvinylpyrrolidon Luvitec K90	62
4.3.2	Kieselsäure-Suspension Sipernat WK 7620	66
5	Übertragung der Ergebnisse der Modellversuche auf den Betrieb von LAMROT-Zerstäubern in Sprühtrocknern	69
5.1	Vergleich der Ähnlichkeitsversuche mit dem Fadenzerfall bei der Rotationszerstäubung.....	70
5.2	Konzept der optimalen Heißgasbeaufschlagung	72
5.2.1	Ausbaustufe 1: Heißgaseinleitung durch Einzelringsschlitz-Gasverteiler mit variablem Strömungsdrall	74
5.2.2	Ausbaustufe 2: Heißgaseinleitung durch Doppelringsschlitz	78
5.2.2.1	Entwicklung eines Heißgasverteilers unter Zuhilfenahme numerischer Strömungssimulation	78
5.2.2.2	Charakterisierung eines Modells des Doppelringsschlitz-Gasverteilers	82
5.2.2.3	Spraycharakterisierung am maßstäblichen Modell des Doppelringsschlitz-Gasverteilers und Vergleich mit dem Zerfall angeströmter Fäden im Schwerfeld.....	88
5.2.2.4	Optimierte Geometrie eines Doppelringsschlitz-Gasverteilers	93
6	Schlussfolgerungen und Ausblick.....	99
7	Zusammenfassung der Ergebnisse	103
8	Literaturverzeichnis	105
9	Abbildungsverzeichnis.....	111
A	Anhang.....	115
A.1	Rechnergestützte Bildauswertung.....	115
A.2	Konstruktionszeichnungen	117
A.2.1	Doppelringsschlitz-Gasverteiler.....	118
A.2.2	Doppelringsschlitz-Gasverteiler mit optimierter Auslassgeometrie.....	120

Symbolverzeichnis

Lateinische Symbole

a	Beschleunigung	[m/s ²]
d	Tropfendurchmesser	[m]
d_S	Strahldurchmesser	[m]
d_P	Partikeldurchmesser	[m]
D	Düsendurchmesser	[m]
d_{S0}	Fadenabströmdurchmesser	[m]
D_Z	Zerstäuberdurchmesser	[m]
E	Energie	[J]
f_2	Korrekturfaktor	[-]
g	Erdbeschleunigung	[m ² /s]
h	Höhe	[m]
$I_n(x), K_n(x)$	Modifizierte Besselfunktion n-ter Ordnung	
$I_n'(x), K_n'(x)$	Ableitung von $I_n(x)$ bzw. $K_n(x)$ nach x	
i_n	n-te Anpassungskonstante	[-]
j_n	n-te Anpassungskonstante	[-]
k	Wellenzahl	[1/m]
L_Z	Zerfallslänge des Fadens	[m]
m_n	n-te Anpassungskonstante	[-]
n_n	n-te Anpassungskonstante	[-]
P	Leistung	[W]
q	Wachstumsrate	[1/s]
r	Radiale Koordinate	[m]
R	Radius	[m]
v	Geschwindigkeit	[m/s]
\dot{V}	Volumenstrom	[m ³ /s]
w	Massenanteil	[kg/kg]
x,y	Kartesische Koordinaten	[m]

Griechische Symbole

α	Winkel	[°]
β	Winkel	[°]
δ_h	Hydraulischer Durchmesser	[m]
$\dot{\epsilon}$	Dehnrage	[1/s]
θ	Winkel	[°]
λ	Wellenlänge	[m]
μ	Dynamische Viskosität	[Pa s]
ν	Kinematische Viskosität	[m ² /s]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ	Oberflächenspannung	[N/m]
τ	Schubspannung	[N/m ²]

Indizes und Abkürzungen

<i>0</i>	ohne Anströmung
<i>D</i>	Düse/Kapillare
<i>g</i>	Gasphase
<i>l</i>	Flüssigphase
<i>s</i>	Strahl
<i>T</i>	Tropfen
<i>z</i>	Zerfall
σ	Oberflächenbildung
<i>max</i>	maximal
<i>kin</i>	kinetisch
<i>krit</i>	kritisch
<i>opt</i>	optimal
<i>pot</i>	potenziell
<i>r</i>	rotierend
<i>rel</i>	relativ
<i>10,3</i>	Entsprechend dem 10 % Perzentil der Volumenverteilung
<i>50,3</i>	Entsprechend dem 50 % Perzentil der Volumenverteilung
<i>90,3</i>	Entsprechend dem 90 % Perzentil der Volumenverteilung
<i>KGV</i>	Korngrößenverteilung
<i>TGV</i>	Tropfengrößenverteilung

Kennzahlen

$Bo = \frac{D^2 \cdot \rho_l \cdot a}{\sigma_{lg}}$	Bond-Zahl	[-]
$Re = \frac{\rho_l \cdot v \cdot D}{\mu}$	Reynolds-Zahl	[-]
$We = \frac{v^2 \cdot D \cdot \rho_l}{\sigma_{lg}}$	Weber-Zahl	[-]
$We_g = \frac{v_{rel}^2 \cdot L_c \cdot \rho_g}{\sigma_{lg}}$	Gas-Weber-Zahl	[-]
$We_{g,D} = \frac{v_{rel}^2 \cdot D \cdot \rho_g}{\sigma_{lg}}$	Gas-Weber-Zahl mit Düsendurchmesser	[-]
$Oh = \frac{\mu}{\sqrt{\sigma_{lg} \cdot \rho_l \cdot D}}$	Ohnesorge-Zahl	[-]
$d^* = d_{50,3} \cdot \left(\frac{\rho_l \cdot a}{\sigma_{lg}}\right)^{0,5}$	dimensionsloser Tropfendurchmesser	[-]
$L_z^* = L_z \cdot \left(\frac{\rho_l \cdot a}{\sigma_{lg}}\right)^{0,5}$	dimensionslose Zerfallslänge	[-]
$Q^* = q \cdot \left(\frac{2 \cdot \rho_l \cdot d_{s,z}^3}{\sigma_{lg}}\right)^{0,5}$	dimensionslose Wachstumsrate	[-]
$\dot{V}^* = \dot{V} \cdot \left(\frac{\rho_l^5 \cdot a^3}{\sigma_{lg}^5}\right)^{0,25}$	dimensionsloser Volumenstrom	[-]
$\lambda^* = \lambda \cdot \left(\frac{\rho_l \cdot a}{\sigma_{lg}}\right)^{0,5}$	dimensionslose Wellenlänge	[-]
$\mu^* = \mu \cdot \left(\frac{a}{\rho_l \cdot \sigma_{lg}^3}\right)^{0,25}$	dimensionslose Viskosität	[-]
$k^* = k \cdot \frac{d_{s,z}}{2}$	dimensionslose Wellenzahl	[-]
$span = \frac{d_{90,3} - d_{10,3}}{d_{50,3}}$	span-Wert	[-]
$L_c = \left(\frac{\sigma_{lg}}{\rho_l \cdot a}\right)^{\frac{1}{2}}$	Kapillarlänge	[m]

1 Einleitung

In zahlreichen industriellen Anwendungen sind Zerstäubungsvorgänge, also die Zerteilung einer Flüssigkeit in ein Spray, von großer Bedeutung. Häufige Anwendungen finden Zerstäuber bei Beschichtungsvorgängen, beispielsweise in Form von Lackzerstäubern, sowie zur Gaskühlung oder Feuchteconditionierung. Desweiteren finden Zerstäuber bei der Feststoffformulierung Anwendung. Beispiele sind das Erstarren von Schmelzen im Sprühverfahren sowie das Zerstäubungstrocknen von Feststoffen aus Lösungen oder Suspensionen. Für letztere Beispiele werden industriell häufig Konvektionstrocknungsverfahren eingesetzt, bei denen die erforderliche thermische Energie zur Erstarrung bzw. zur Trocknung über das umgebende Gas transportiert wird. Beispiele für gängige Trocknungsapparate sind Bandtrockner, bei denen das flüssige Medium auf ein bewegtes Laufband aufgesprüht und getrocknet wird und Agglomerationstrockner, bei denen Partikel beispielsweise in Wirbelschichten besprüht und aufgebaut werden (Becher und Schlünder, 1997). In Sprühtrocknern wird die zerstäubte Flüssigkeit, unmittelbar in das Trocknungsgas zerstäubt und getrocknet. Die Fallzeit der Tropfen bzw. die Zeit bis zum ersten Wandkontakt ist bei diesem Verfahren groß genug, um fließfähige Partikel mit trockener Oberfläche zu gewährleisten. Sprühtrockner sind daher vergleichsweise große Trocknungsapparate, wobei die Größe des Trockners vom Verhältnis aus Trocknungszeit und Fallzeit der gewünschten Tropfen-/ Partikelgröße abhängt. Werden größere Partikel erwünscht steigen auch die Trocknerabmessungen.

Bei allen genannten Erstarrungs- bzw. Trocknungsverfahren sind die Anforderungen an die Zerstäubungstechnik hoch. Eine wirtschaftliche Trocknung ist oftmals an möglichst hohe Trockensubstanzgehalte der zu trocknenden Lösung bzw. Suspension gekoppelt. Wirtschaftliche Trocknung geht daher oftmals mit problematischen Fließeigenschaften der Flüssigkeiten einher. Der eingesetzte Zerstäubertyp muss auf die Eigenschaften der Flüssigkeit abgestimmt sein, um ein effizientes Trocknungsverfahren zu ermöglichen. Neben Düsen, die nach der Art der Energieeinbringung in Einstoff-Druckdüsen und pneumatische Zweistoffdüsen unterschieden werden können, werden insbesondere in Sprühtrocknungsverfahren mit schlecht fließenden Medien auch Rotationszerstäuber angewendet (Walzel, 2009b). Hierbei wird die Flüssigkeit durch ein rotierendes Element, bspw. Teller- oder Becherrotoren zerteilt (siehe Abschnitt 1.2). In Abhängigkeit von der Gestaltung des Zerstäuberrads und der aufgewendeten Antriebsleistung können mit Rotationszerstäubern auch schwierigste Flüssigkeiten zerteilt werden.

Neben der bloßen Zerteilung der Flüssigkeit sind oftmals auch Anforderungen an die Qualität der Zerstäubung gestellt. Die mittlere Tropfengröße $d_{50,3}$, kann grundsätzlich durch den Energieeintrag in die Flüssigkeit, am Beispiel der Rotationszerstäubers durch die Zerstäuberdrehzahl, eingestellt werden. Charakteristisch für Sprays ist neben der mittleren Tropfengröße aber auch die Tropfengrößenverteilung (TGV), die beispielsweise durch den *span*-Wert ausgedrückt werden kann.

$$span = \frac{d_{90,3} - d_{10,3}}{d_{50,3}} \quad (1.1)$$

Um hochwertige Feststoffprodukte mit enger Korngrößenverteilung (KGV) und möglichst einheitlicher Morphologie zu erzeugen, sind in Sprühtrocknungsverfahren Sprays mit enger TGV, also geringem *span*, notwendig (Walzel, 2011), siehe Abschnitt 1.1). Ziel der vorliegenden Forschungsarbeit ist es, ein Zerstäubungsverfahren, das Sprays mit geringem *span* erlaubt und auf dem Zerfall laminarer Flüssigkeitsstrahlen basiert, zu untersuchen und auf die besonderen Anforderungen in Sprühtrocknungsverfahren abzustimmen.

1.1 Sprühtrocknung

Ein besonderer Vorteil bei der Sprühtrocknung ist die inbegriffene Formgebung des Feststoffs durch das Trocknen sphärischer Tropfen. Sprühgetrocknete Partikel sind daher im Allgemeinen rund und bilden vergleichsweise fließfähige Pulver. Sprühtrocknungsverfahren können im Gleichstrom und im Gegenstrom durchgeführt werden. Gegenstromverfahren erlauben bei vergleichbarer Trocknergeometrie aufgrund länger Partikelfallzeiten höhere Tropfen- bzw. Zielkorngrößen (Masters, 1985). Unabhängig von der Strömungsführung bewegen sich die Tropfen vom Zerstäuber ausgehend durch das Gas und trocknen soweit ab, dass die Partikel bei ihrem ersten Wandkontakt oberflächlich trocken sind und an der Trocknerwand nicht anhaften. Konventionelle Sprühtrocknungsverfahren, bei denen oftmals erhitzte Luft oder erhitzter inerter Stickstoff eingesetzt werden, können hinsichtlich des Trocknungsmediums von weniger konventionellen abgegrenzt werden. Beispiele hierfür sind die Sprühtrocknung in überkritischem Dampf oder die Gefriersprühtrocknung, bei der der Feststoff durch Sublimation getrocknet wird (Masters, 1985).

Unabhängig von der Art des Sprühtrocknungsverfahrens ist die Qualität des Feststoffprodukts von der eingesetzten Zerstäubungstechnik abhängig. Die Qualität sprühgetrockneter Produkte kann grundsätzlich in Einzelpartikeleigenschaften und Pulvereigenschaften unterschieden werden. Erwünschte Einzelpartikeleigenschaften können ein bestimmtes Wiederauflösungs- oder Adhäsionsverhalten sein. Beides hängt wesentlich von der Morphologie und der Partikelgröße ab. Unter Pulvereigenschaften können jene makroskopischen Eigenschaften verstanden werden, die in der Verteilung der Einzelpartikeleigenschaften begründet sind. Hierzu zählen z.B. die Fließfähigkeit des Pulvers sowie seine Schütt- und Stampfdichte, die neben der mittleren Korngröße auch von der Verteilungsbreite der KGV abhängen.

Ist ein Produkt mit homogenen Eigenschaften erwünscht, so ist eine enger *span* des Sprays erforderlich. Unter der Annahme, dass jeder Tropfen ohne weitere äußere Einflüsse zu je einem Partikel trocknet, ist die KGV direkt von der TGV abhängig. Neben den makroskopischen Pulvereigenschaften hängen aber auch die Einzelpartikeleigenschaften von der TGV des Sprays ab. Die verschiedenen aerodynamischen Widerstände auf unterschiedliche Tropfengrößen verursachen eine Streuung

der Tropfenflugbahnen durch den Sprühtrockner und damit letztlich verschiedene Trocknungshistorien der Partikel (Walzel, 2011). Sind homogene Partikeleigenschaften gefordert, so müssen gering streuende Trocknungsbedingungen angestrebt werden, woraus sich die Forderung nach einem geringen *span*-Wert des Sprays ergibt.

Als Beispiel hierfür zeigt Abbildung 1.1 das Produkt einer konventionellen Sprühtrocknung mit erhitzter Luft. Bei dem Feststoff handelt es sich um den Zucker D-Mannitol, der aus wässriger Lösung sprühgetrocknet wurde. Die Partikel werden u.a. als Trägermaterial für pharmazeutische Pulverinhalate verwendet und erhöhen dabei die Reproduzierbarkeit der Wirkstoffdosierung (Maas et al., 2010; Littringer et al., 2011)]. Neben der sphärischen Form ist die Rauigkeit der Oberfläche von großer Bedeutung für die Qualität dieser Partikel als Trägermaterial.

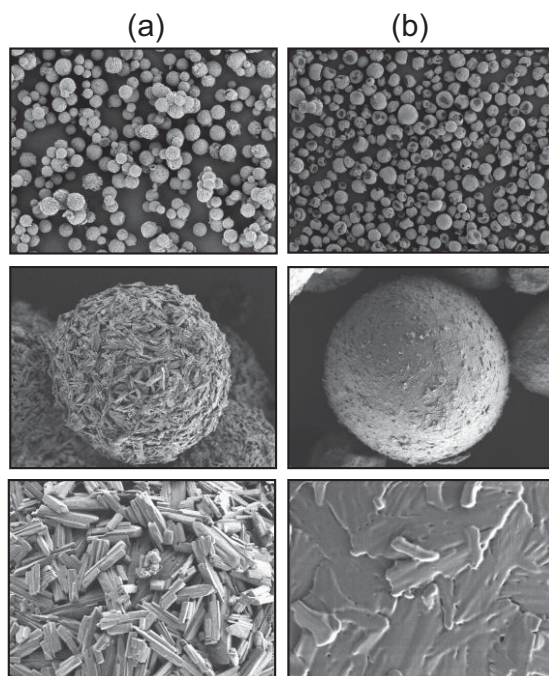


Abbildung 1.1: REM Aufnahmen sprühgetrockneter D-Mannitol Partikel in verschiedenen Vergrößerungsstufen. In Abhängigkeit der Trocknungsbedingungen stellen sich unterschiedliche Oberflächenmorphologien ein. Die initialen Tropfenrößen sind in a) und b) identisch, die Trocknerauslasstemperaturen waren in a) 77°C und in b) 111°C.

Die Pulver wurden in einer Sprühtrocknungsanlage im Technikumsmaßstab hergestellt, siehe Abbildung 1.2. Die Trocknungsanlage ist mit einer Gleichstrom-Heißluftführung ausgestattet, kann mit verschiedenen Zerstäubern betrieben werden und umfasst eine Flüssigkeitsvorlage in der die wässrigen D-Mannitol Lösungen hergestellt wurden. Die Lösung wurde in die Trocknungskammer (Durchmesser: 2,7 m, Gesamthöhe: 3,7 m) zerstäubt und getrocknet. Die Partikel mit Durchmessern über 80 µm können direkt am Trocknerkonus abgetrennt werden. Feinteiliges Material kann in der nachgeschalteten Feingutabscheidung an einem Zyklon bzw. in einem Taschenfilter aufgefangen werden. Es wurden D-Mannitol Partikel bei verschiedenen Trocknungstemperaturen hergestellt, die unterschiedliche Oberflächenrauigkeiten aufwiesen, siehe Abbildung 1.1. Die beschriebenen Sprühtrocknungsversuche haben gezeigt, dass in Abhängigkeit der Trocknungsbedingungen Partikel her-

gestellt werden können, die die Dosierbarkeit von Pulverinhalaten verbessern (Maas et al., 2010; Littringer et al., 2011; Maas et al., 2011; Mescher et al., 2012a).

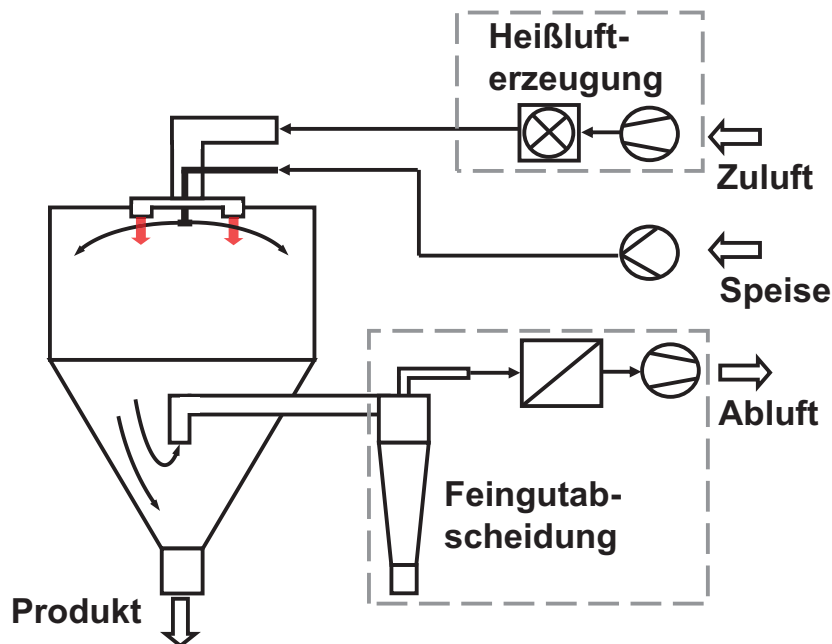


Abbildung 1.2: Vereinfachtes Fließbild der Technikums-Sprühtrocknungsanlage

Um die Anforderungen als Trägerpartikel zu erfüllen, muss das Material jedoch eine besonders enge Verteilung der Morphologie aufweisen. Da die Rauigkeit der Partikel stark von den Trocknungsbedingungen abhängt, waren homogene Trocknungsbedingungen anzustreben. Daher wurde ein laminar betriebener Rotationszerstäuber (LAMROT) eingesetzt, der auf dem Zerfall laminarer Flüssigkeitsstrahlen basiert und eine enge TGV produzieren kann, siehe Abschnitt 1.2. Auf diese Weise konnte die Streuung der Trocknungsbedingungen gering gehalten und ein zufriedenstellendes Produkt erhalten werden.

Die Herstellung hochwertiger Trägermaterialien für Pulverinhalate war jedoch auch unter Zuhilfenahme der LAMROT-Zerstäubung nur bei geeigneter Luftführung möglich, siehe dazu Abschnitt 5.2.1.

1.2 Laminar betriebene Rotationszerstäubung

Laminar betriebene Rotationszerstäubung bedeutet das Zerteilen einer Flüssigkeit an Rotationszerstäubern im Betriebsbereich der Fadenbildung. Abbildung 1.3 zeigt schematisch einen klassischen Teller-Rotationszerstäuber mit scharfer Abströmkannte und mögliche Abströmformen. Bei konstanter Winkelgeschwindigkeit ω tritt bei geringem Flüssigkeitsdurchsatz Abtropfen auf. Bei steigender Beaufschlagung mit Flüssigkeit bilden sich feine laminare Fäden, die zu Tropfen mit enger TGV zerfallen. Wird der Flüssigkeitsdurchsatz weiter gesteigert, so strömt die Flüssigkeit als Lamelle von der Zerstäuberkannte ab. Die Flüssigkeitslamelle strömt je nach Durchsatz laminar oder turbulent ab. Die Abströmregime von rotierenden Scheiben wurden u.a.

von Theissing und Mehrhardt untersucht (Theissing, 1976; Mehrhardt, 1978). Neben den Grenzen zwischen den Abströmregimen wurden in den genannten Arbeiten auch die mittleren Tropfengrößen und Breiten der Tropfengrößenverteilungen bestimmt. Der Betriebsbereich der Fadenbildung bietet entgegen dem Abtropfen den Vorteil einer engen TGV bei höherem Durchsatz.

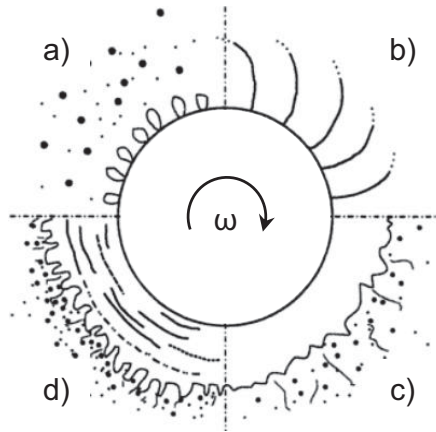


Abbildung 1.3: Zerfallsformen an Rotationszerstäubern mit einfacher Abströmkannte (Wozniak, 2003).

- a) Abtropfen
- b) Fadenzerfall
- c) laminarer Lamellenzerfall
- d) turbulenter Lamellenzerfall

Der Fadenbildungsbereich ist neben dem Flüssigkeitsdurchsatz auch durch die Zerstäuberndrehzahl n begrenzt. Daher ist die Fadenabströmung an einem klassischen Tellerzerstäuber nur in einem vergleichsweise geringen Betriebsbereich möglich (Walzel, 1990). Wilhelm hat jedoch gezeigt, dass Zerstäuberräder mit gekerbter Abströmkannte und somit definierten Abströmstellen einen breiteren Betriebsbereich mit Fadenbildung ermöglichen (Wilhelm, 1992).

Die Weiterentwicklung des Konzepts Rotationszerstäuber mit definierter Abströmgeometrie zur Zerstäubung mit enger TGV zu benutzen stellt der von Schröder beschriebene, gebohrte Becherzerstäuber dar (Schröder und Walzel, 1998). Das Prinzip sieht vor, in den Ausströmbohrungen des Zerstäubers Gerinneströmungen zu erzeugen, die mehrere Vorteile kombinieren. Einerseits hat die Durchströmung des Zerstäubers in Gerinneform laminaren Charakter, was den Fadenzerfall mit niedrigem $span$ ermöglicht. Dennoch sind die Bohrungen vergleichsweise groß und daher verstopfungsunempfindlich (Schröder und Walzel, 1998), siehe Abbildung 1.4.

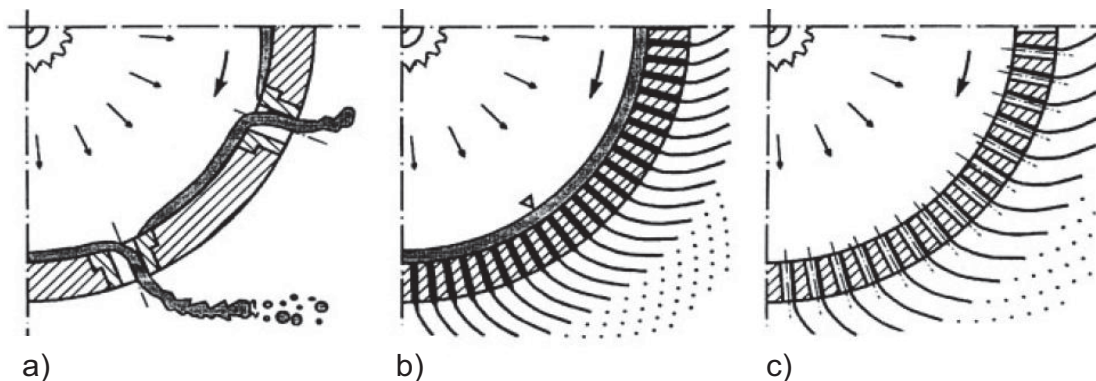


Abbildung 1.4: Strömungszustände in gebohrten Rotationszerstäubern mit verschiedenen Bohrungsdurchmessern (Schröder, 1997). a) wenige große Bohrungen: turbulent, b) kleine Bohrungen: laminare Rohrströmung, c) mittelgroße Bohrungen: laminare Gerinneströmung.

Einleitung

Der Arbeit von Schröder zur Fadenbildung aus Gerinneströmungen in Rotationszerstäubern liegen umfangreiche Untersuchungen an Gerinnen im Schwerfeld zugrunde (Schröder, 1997). Schröder konnte auf diese Weise die Auslegungskriterien für LAMROT-Zerstäuber erarbeiten, da die Fadenbildung aus Gerinneströmungen an Rotationszerstäubern ähnlich ist zur Fadenbildung aus Gerinneströmungen im Schwerfeld, vgl. Abschnitt 2.4.1 „Modelltheorie“.

In (Chicheportiche et al., 2011) wird ein Rotationszerstäuber mit scharfer Abströmkannte und zusätzlich aufgeprägter Schwingung beschrieben. Durch die zusätzliche Schwingungsaufprägung führt der Fadenzerfall an diesem Zerstäuber im untersuchten Betriebsbereich zu besonders eng verteilten Tropfengrößen.

In Abbildung 1.5 ist ein Schnitt durch einen neuartigen LAMROT-Zerstäuber sowie eine Gegenlichtaufnahme des Fadenzerfalls während der Zerstäubung dargestellt. Die Flüssigkeit durchströmt bei diesem Zerstäubertyp den gesamten Apparat in Form von Gerinnen und verlässt die Ausströmbohrungen ($D_{Bohrung} > 2 \text{ mm}$) bereits mit geringem Fadenabströmdurchmesser $d_{S0} \sim 100 \mu\text{m}$. Die Flüssigkeitsfäden werden zusätzlich durch die Zentrifugalbeschleunigung gedehnt, weshalb der Zerfalldurchmesser der Strahlen $d_{S,Z}$ nochmals kleiner ist als der Abströmdurchmesser, siehe Abbildung 2.1 in Abschnitt 2.1.

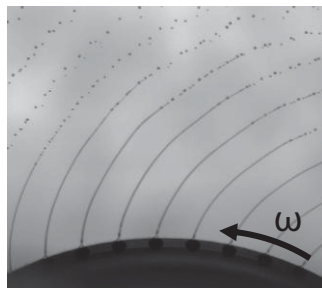
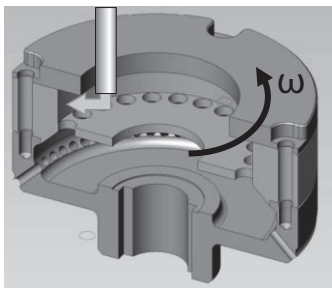


Abbildung 1.5: Links: Querschnitt durch einen LAMROT-Zerstäuber mit 100 mm Durchmesser und schematische Darstellung der Flüssigkeitszuführung. Rechts: Gegenlichtaufnahme des Fadenzerfalls

Jüngste Entwicklungen der LAMROT-Zerstäuber wurden insbesondere hinsichtlich Durchsatzsteigerung, verbesserter Abströmgeometrie und der internen Flüssigkeitsverteilung durchgeführt.

Es wurden mehrreihige Zerstäuber für größere Durchsätze entwickelt. Die gleichmäßige Verteilung der Flüssigkeit auf die Abströmstellen erfolgt hierbei mit Flüssigkeitsverteilern gemäß Patent DE-102007047411A1, die ebenfalls in Gerinneform durchströmt werden (Walzel et al., 2008; Walzel, 2009a)

Mit mehrreihigen sprühtrocknungstauglichen LAMROT-Zerstäubern können auch höhere Volumenströme im Viskositätsbereich von 10 – 100 mPas verarbeitet und zu Sprays mit $d_{50,3} \sim 100 \mu\text{m}$ und $span < 1$ zerstäubt werden (Mescher et al., 2012a), siehe hierzu auch Abbildung 2.3 in Abschnitt 2.1.

2 Problemstellung, Zielsetzung und Grundlagen zur Lösung

Trotz der positiven Eigenschaften der getrockneten Pulver, die in Sprühtrocknungsverfahren mit LAMROT-Zerstäubung hergestellt werden können, besteht bezüglich der Homogenität der Partikel noch Optimierungspotenzial.

Die Korngrößenverteilungen der in Abschnitt 1.1 gezeigten Feststoffprodukte waren breiter als die Tropfengrößenverteilung, die außerhalb des Trockners gemessen wurde: $span_{TGV} < span_{KGV}$. Die Verteilung der Partikelgrößen war auch bei der Sprühtrocknung anderer Produkte breiter, als bei Zerstäubungsversuchen außerhalb des Sprühtrockners, siehe hierzu Abschnitt 5.2.1.

Darüber hinaus ist auch die gemessene TGV etwas breiter, als man es vom laminaren Strahlzerfall erwarten kann. Beim Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen, bspw. an Rohrdüsen oder Brausen können nochmals deutlich geringere Verteilungsbreiten mit $span_{Brause} < 0,4$, erzielt werden.

Zur Optimierung der Produktqualität sprühgetrockneter Produkte wird ein rekursiver Arbeitsansatz gewählt, der von den Anforderungen an das Feststoffprodukt ausgehend auf die zugrundeliegenden Einflüsse im Verfahren zielt.

- Als Ausgangspunkt der Rekursion kann festgestellt werden, dass für ein qualitativ hochwertiges Produkt mit homogenen Eigenschaften ein geringer $span$ -Wert des Sprays im Sprühtrockner erforderlich ist (Walzel, 2011).
- Die erhöhten $span$ -Werte der Feststoffprodukte deuten darauf hin, dass die LAMROT-Zerstäubung bzw. der zugrunde liegende Zerfall laminarer Flüssigkeitsfäden im Sprühtrockner offenbar einem Einfluss ausgesetzt ist, der sich negativ auf den $span$ -Wert auswirkt.
- Der grundlegende Unterschied zwischen den Sprühbedingungen bei bloßen Tropfengrößenmessungen außerhalb des Sprühtrockners und den Bedingungen im Sprühtrockner ist die Anwesenheit der Heißgasströmung.
- Der Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen an Brausen im Schwerfeld erlaubt nochmals deutlich geringere $span$ -Werte. Ein Unterschied zwischen dem Strahlzerfall an Rohrdüsen und dem an Rotationszerstäubern ist die Relativbewegung der Fäden am Rotationszerstäuber zum umgebenden Gas.
- Es kann daher gefolgert werden, dass die negative Beeinflussung des Strahlzerfalls von der Relativgeschwindigkeit zum Umgebungsgas ausgeht.

Ein Werkzeug zur Optimierung des Fadenzerfalls an Rotationszerstäubern in Sprühtrocknungsverfahren ist einerseits die klassische Ähnlichkeitstheorie. Zur Bearbeitung der Aufgabe wird zunächst die Gas/Flüssigkeitswechselwirkung beim Fadenzerfall an Rotationszerstäubern analysiert und unter Zuhilfenahme von Ähnlichkeitsversuchen quantitativ charakterisiert. Andererseits werden zur Optimierung des Systems numerische Methoden zur Strömungsberechnung verwendet. Nachfolgend werden die Systemanalyse und die verwendeten Methoden vorgestellt.

2.1 Strahlbildung am laminar betriebenen Rotationszerstäuber und Einfluss des Umgebungsgases

Die Trajektorien der Flüssigkeitsfäden an Rotationszerstäubern können unter Vernachlässigung der stofflichen Eigenschaften der Flüssigkeit durch Kreisevolventen beschrieben werden (Bär, 1935; Theissing, 1976; Mehrhardt, 1978; Sitzler et al., 2001; Sternowsky, 2001).

Bei LAMROT-Zerstäubern strömt an jeder Bohrung ein Flüssigkeitsfaden ab und die radiale Austrittsgeschwindigkeit der Gerinneströmung ist sehr gering im Vergleich zur Umfangsgeschwindigkeit des Zerstäubers, siehe Gleichung 4.20 in Abschnitt 4.2.6. Daher ist die vereinfachende Annahme einer tangential zum Zerstäuberumfang orientierten Fadenbewegung gerechtfertigt (Schröder und Walzel, 1998). Vernachlässigt man ferner den verzögernden Einfluss des umgebenden Gases, so bewegen sich die Strahlen mit der Umfangsgeschwindigkeit des Zerstäubers. Die Bewegungsgleichung eines Strahlelements in mitrotierenden Koordinaten vereinfacht sich auf den eindimensionalen Ausdruck $v_S = v_{tan} = R\omega$. Aufgrund der Divergenz der Bewegungsrichtungen entlang eines Fadens wird dieser gedehnt. Die wirkende Beschleunigung, die benachbarte Punkte auf dem Faden voneinander entfernt, kann mit dem kinematischen Modell von Koch zu $a = R\omega^2$ berechnet werden (Koch, 2003). In Abbildung 2.1 ist die Fadenbildung am Rotationszerstäuber dargestellt.

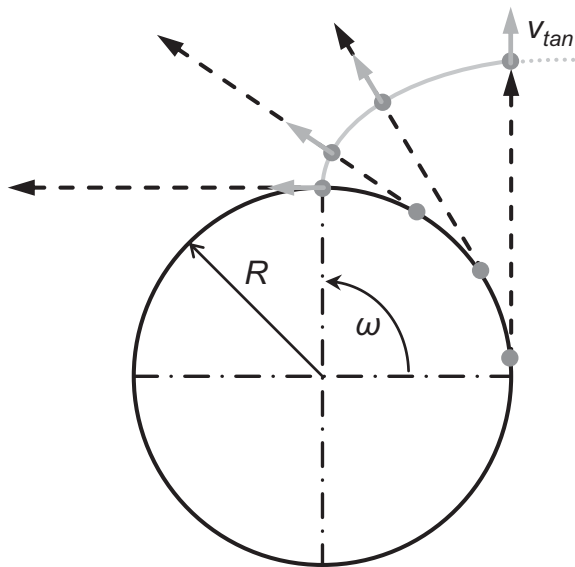


Abbildung 2.1: Fadenbildung am LAMROT-Zerstäuber mit Winkelgeschwindigkeit ω und Radius R . Unter Vernachlässigung der radialen Austrittsgeschwindigkeit, dem Luftwiderstand der Strahlen und der Erdbeschleunigung bewegen sich infinitesimale Strahlelemente mit der Zerstäuberumfangsgeschwindigkeit $R\omega$ und tangential zu ihrer Ausströmbohrung. Die Bahnlinien benachbarter Elemente sind divergent, woraus die Fadendehnung resultiert.

Die vereinfachte kinematische Modellierung beschreibt die Trajektorie für Strahlen geringer Viskosität und bei geringen radialen Austrittsgeschwindigkeiten gut (Sitzler et al., 2001; Sternowsky, 2001; Koch, 2003). Wird die Bewegungsgleichung in ortsfeste Koordinaten transformiert, so kann die Bahnlinie des Strahls konstruiert werden, siehe auch Abbildung 5.7. Die kinematische Beschreibung der Fadentrajektorie nach Koch wird in Abschnitt 5.2.2.1 näher beschrieben. Über die rein kinematische Betrachtungsweise hinaus wurde die Trajektorie in (Wallwork et al., 2002) und in (Decent et al., 2009) als Funktion stofflicher Größen der Flüssigkeit modelliert. Expe-

rimentelle und berechnete Werte zeigten auch bei höherer Viskosität gute Übereinstimmung.

Durch die Bewegung der Flüssigkeitsfäden durch das umgebende Gas tritt eine Relativgeschwindigkeit der Fäden zu ihrer Umgebung auf. Im Nahbereich um den Zerstäuber existiert eine mitrotierende Grenzschicht des Umgebungsgases. Die Gasgeschwindigkeit v_g wird von Gramlich als Potenzialströmung beschrieben (Gramlich, 2011). Da sich an den Abströmstellen sowohl Gasgrenzschicht als auch Flüssigkeit mit der Zerstäuberumfangsgeschwindigkeit bewegen, verschwindet die Gas-Relativgeschwindigkeit hier. Mit zunehmendem Abstand zum Zerstäuberumfang nähert sich die Gas-Relativgeschwindigkeit der Fäden der Zerstäuberumfangsgeschwindigkeit an, siehe Abbildung 2.2 und (Mescher und Walzel, 2010a).

$$|v_{rel}| = \sqrt{(|v_{tan}| \cdot \cos\beta)^2 + (|v_{tan}| \cdot \sin\beta - |v_{gas}|)^2} \quad (2.1)$$

$$\beta = \arcsin \frac{R+r}{r} \quad (2.2)$$

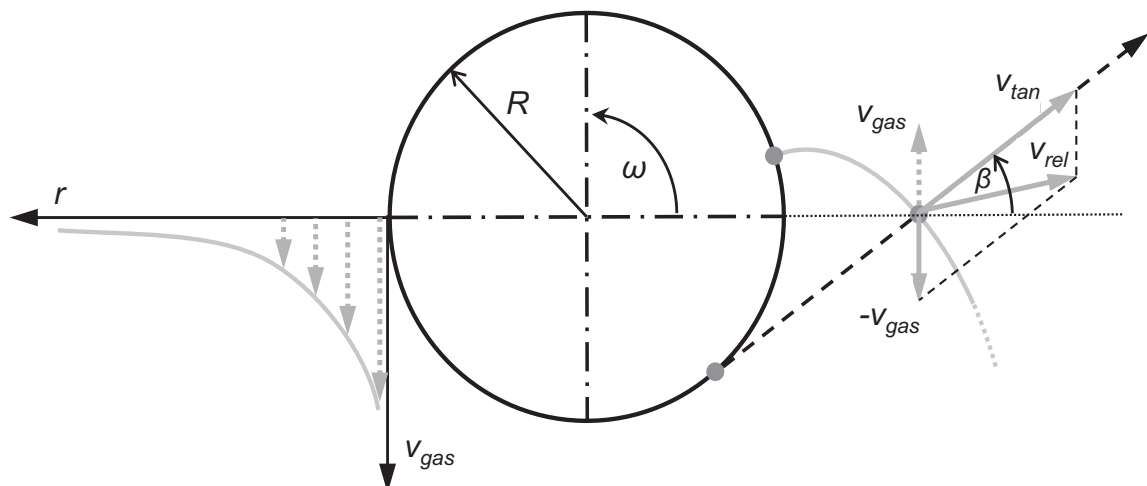


Abbildung 2.2: Gas- und Fadenrelativgeschwindigkeit am LAMROT-Zerstäuber. In Ausbreitungsrichtung der Fäden wird die Relativgeschwindigkeit zum Umgebungsgas im Nahbereich des Zerstäubers durch die mitrotierende Gasgrenzschicht verringert.

Bei typischen Betriebsbedingungen liegt der Zerfallsbereich der Flüssigkeitsfäden deutlich außerhalb der Gasgrenzschicht um den Zerstäuber. Insbesondere bei höher viskosen Flüssigkeiten bzw. bei größeren Durchsätzen können lange Fäden beobachtet werden, vgl. Abschnitt 4.2.2. Im Zerfallsbereich der Fäden kann daher eine Anströmung angenommen werden, die orthogonal zur Strahlachse orientiert ist und deren Betrag der Zerstäuberumfangsgeschwindigkeit $R\omega$ entspricht.

Wong et al. untersuchten den Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Fadenzerfall an Rotationszerstäubern. Insbesondere für höher viskose Fäden wurde eine wellenförmige Deformation der Fäden und eine verbreiterte TGV beobachtet (Wong et al., 2004). Gramlich führte umfassende Untersuchungen zu den Zerfallsformen

Problemstellung, Zielsetzung und Grundlagen zur Lösung

durch und konnte sechs Modi identifizieren (Gramlich, 2011). Für höherviskose Flüssigkeiten beobachteten sowohl Wong als auch Gramlich langwellige nicht-achsensymmetrische Deformationen und Zerwellen der Flüssigkeitsfäden. Das Zerwellen viskoser Fäden und erhöhte *span*-Werte wurden auch in eigenen Versuchen bei erhöhten Zerstäuberdrehzahlen, also größeren Gas-Relativgeschwindigkeiten der Fäden beobachtet (Mescher und Walzel, 2010b). Das Zerwellen wurde auf die Gas/Flüssigkeits-Wechselwirkung der Fäden zurückgeführt, was in der vorliegenden Arbeit bestätigt werden konnte, siehe Abschnitt 4.2.3.2.

In Abbildung 2.3 sind die Ergebnisse einer Tropfengrößenmessung an einem fünf-reihigem LAMROT-Zerstäuber mit 100 mm Durchmesser und insgesamt 450 Abströmstellen dargestellt (Mescher et al., 2012a). Die sinkende Tropfengröße bei steigender Drehzahl kann mit der erhöhten Beschleunigung der Flüssigkeit und der stärkeren Dehnung der Fäden begründet werden. Die größeren *span*-Werte bei höheren Drehzahlen können mit den erhöhten Gas-Relativgeschwindigkeiten der Fäden zur annähernd ruhenden Umgebungsluft erklärt werden. Aufgrund der Gas/Flüssigkeits-Wechselwirkung führen daher Betriebsbedingungen, die geringe Tropfengrößen bewirken, zu einer unerwünschten Verbreiterung der TGV.

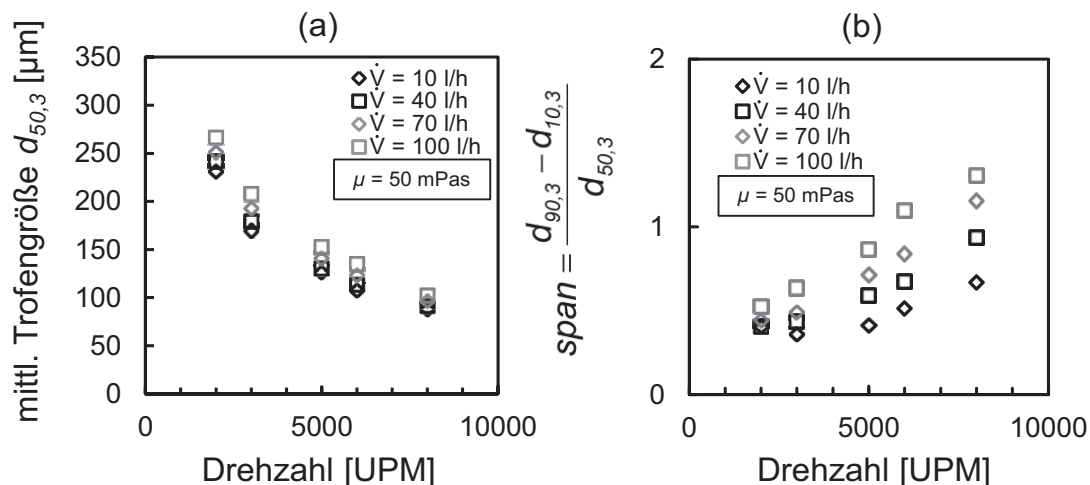


Abbildung 2.3: Charakterisierung des Sprays eines LAMROT-Zerstäubers durch Laserbeugungsspektrometrie (Mescher et al., 2012a). a) Mit steigender Zerstäuberdrehzahl sinkt die mittlere Tropfengröße. Der Einfluss des Flüssigkeitsvolumenstroms \dot{V} ist gering. b) Die Breite der TGV steigt bei höheren Drehzahlen an.

Betrachtet man die Tropfengröße als Funktion der Zerstäuberdrehzahl, so ist zu berücksichtigen, dass sowohl die Dehnung der Fäden, als auch deren Gas-Relativgeschwindigkeit bei höheren Drehzahlen steigt. Koch konnte den Einfluss der Gas-Relativgeschwindigkeit am Rotationszerstäuber untersuchen, indem er Zerstäuber mit verschiedenen Durchmessern bei verschiedenen Drehzahlen betrieb. Auf diese Weise konnte der Einfluss der Anströmung der Fäden bei konstanter Beschleunigung untersucht werden. Koch fand steigende dimensionslose Tropfengrößen d^* mit erhöhter Gas-Relativgeschwindigkeit (Koch, 2003). Die steigende Tropfengröße wurde mit der Kontur der gedehnten Fäden erklärt, die sich von ihrem Ab-

strömdurchmesser ausgehend verjüngen. Der Theorie nach führt eine intensivere Gas/Flüssigkeits-Wechselwirkung zu verkürzten Zerfallslängen sowie größeren Zerfallsdurchmessern und damit zu größeren Tropfen, vgl. Abschnitt 3.

2.2 Einfluss der Heißgasströmung im Sprühtrockner auf den Fadenzerfall am laminar betriebenen Rotationszerstäuber

Beim Einsatz von LAMROT-Zerstäubern in Sprühtrocknungsanlagen liegt eine veränderte Umströmung der Flüssigkeitsfäden vor. Hier soll das Spray des Zerstäubers zu Partikeln getrocknet, jedoch unerwünschte Wandablagerungen des Materials verhindert werden.

Aufgrund der vergleichsweise hohen Tropfengeschwindigkeiten und den tangential zum Zerstäuber orientierten Flugbahnen müssen die Tropfen axial nach unten abgelenkt werden, um einen Wandkontakt feuchter Partikel zu verhindern.

Hierzu wird das Heißgas bei Rotationszerstäubern oftmals mit hohem axialem Impuls durch einen konzentrischen Ringschlitz eingeleitet. Dazu weist der Ringschlitz oftmals vergleichsweise geringe Durchmesser auf, was zur axialen Ausbreitung des Heißgasstrahls in geringem Abstand zum Rotationszerstäuber führt. Abbildung 2.4 verdeutlicht die Anströmungssituation. Zu der in Abschnitt 2.1 erläuterten Anströmung der Fäden in der Zerstäubungsebene (Bild rechts/oben) tritt im Sprühtrockner noch eine weitere Anströmungskomponente auf, die eine nochmals höhere Gas-Relativgeschwindigkeit der Fäden zur Folge hat (Bild rechts/unten). Die Flüssigkeitsfäden werden vom Heißgasstrahl erfasst und nach unten abgelenkt. In (Walzel et al., 2008) wurde der Einfluss einer axialen Anströmung im Nahbereich des Zerstäubers untersucht und eine Erhöhung des *span*-Werts bei vergrößerten Austrittsgeschwindigkeiten des Gases aus dem Ringschlitz festgestellt.

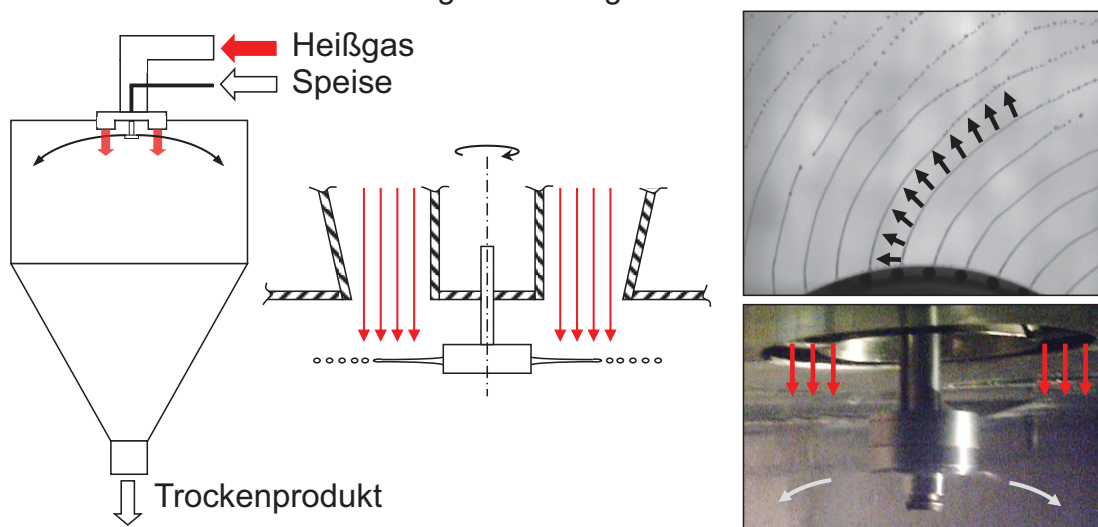


Abbildung 2.4: Anströmung der Flüssigkeitsfäden in Sprühtrocknern. Um die Tropfen nach unten abzulenken, werden Rotationszerstäuber zumeist durch Ringschlitzgasverteiler axial mit dem Heißgas beaufschlagt. Im Fall von LAMROT-Zerstäubern werden die Fäden dabei einer zusätzlichen Anströmung ausgesetzt, die orthogonal zur Zerstäubungsebene orientiert ist.

2.3 Zielsetzung: Optimierte Zerstäuberleistung im Sprühtrockner

Um die Homogenität sprühgetrockneter Produkte zu verbessern, müssen Sprays mit geringem *span* erzeugt werden. Obwohl die LAMROT-Zerstäubung bereits geringe Verteilungsbreiten zulässt, erscheint eine weitere Optimierung möglich.

Die Analyse der Bedingungen, unter denen ein Flüssigkeitsfaden am LAMROT-Zerstäuber - insbesondere unter Sprühtrocknungsbedingungen – zerfällt, und der Vergleich mit dem regelmäßigen Strahlzerfall an Brausen bzw. Düsen im Schwerfeld unterstützen die Arbeitshypothese, dass die Anströmung der Fäden den Zerfalls- und Tropfenbildungsvorgang negativ beeinflusst.

Bevor ein konkretes Optimierungskonzept erarbeitet wird, muss zunächst die Arbeitshypothese bestätigt und das Optimierungspotenzial quantitativ bestimmt werden. Da zu dem genannten Problem bislang keine dokumentierten Untersuchungen durchgeführt wurden, besteht ein wesentlicher Schritt darin, den Einfluss einer Queranströmung auf den Zerfall von gedehnten Flüssigkeitsfäden zu untersuchen. Dazu wurden Modellversuche durchgeführt, deren Ergebnisse auf die LAMROT-Zerstäubung übertragen werden sollen.

2.3.1 Quantitative Untersuchung der Gas-Flüssigkeits-Wechselwirkung im Modellversuch

Die gekrümmte Gestalt von Flüssigkeitsfäden an Rotationszerstäubern ist durch die divergenten Abströmrichtungen der Flüssigkeit bedingt, siehe Abbildung 2.1. Die Beschleunigung $a = R\omega^2$, die dadurch auf den Faden einwirkt, führt zur Dehnung der Fäden und zu geringen Zerfallsdurchmessern $d_{s,z}$ im Vergleich zum Abströmdurchmesser d_{s0} . Durch ihre Bewegung im umgebenden Gas erfahren die Fäden eine relative Anströmung, die orthogonal zur Strahlachse orientiert ist. Zusammenfassend handelt es sich also um gedehnte und quer angeströmte Fäden.

Ein Modellversuch, dessen Ergebnisse auf die Rotationszerstäubung übertragbar sein sollen, muss daher ebenfalls gedehnte Fäden enthalten, die quer angeströmt werden. Ein geeignetes System stellt der Zerfall im Schwerfeld gedehnter und quer angeströmter Fäden dar, siehe Abbildung 2.5.

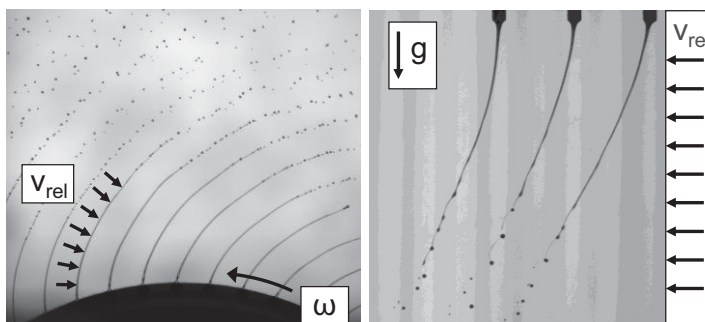


Abbildung 2.5: Zerfall angeströmter und gedehnter laminarer Fäden am Rotationszerstäuber und im Schwerfeld. ($D_z = 100$ mm)

Bei geringen Austrittsgeschwindigkeiten erfährt ein Faden aus einer lotrechten Düse aufgrund der Erdbeschleunigung eine Dehnung und der Durchmesser verjüngt sich

von der Abströmstelle ausgehend. Am Rotationszerstäuber ist die Beschleunigung aufgrund der divergenten Bahnen benachbarter Strahlelemente $a = R\omega^2$. Im Schwerfeld ist die die Beschleunigung $a = g$. Aufgrund der sowohl zeitlich als auch örtlich konstanten Beschleunigung, sind beide Systeme vergleichbar, siehe Abbildung 2.6.

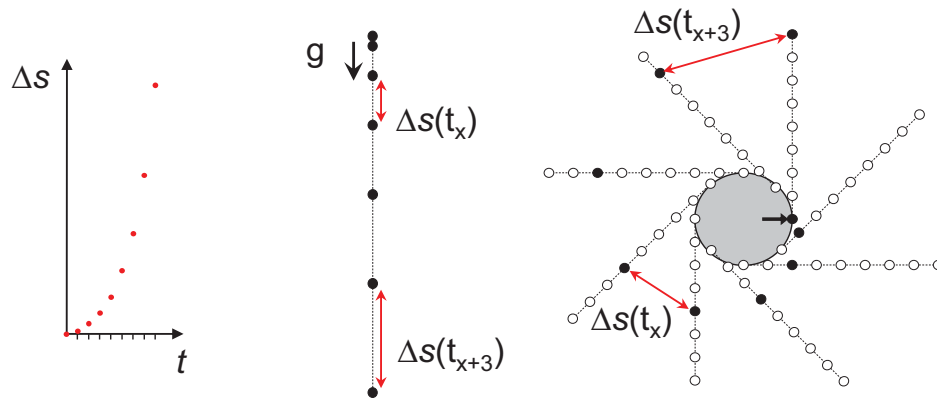


Abbildung 2.6: Vergleich der Strahldehnung im Schwerfeld und am Rotationszerstäuber (Mescher und Walzel, 2010a). Unter Vernachlässigung des Luftwiderstands und der radialen Komponente der Ausströmgeschwindigkeit am Rotationszerstäuber ergibt sich für beide Systeme eine konstante Beschleunigung, d.h. die Distanz zwischen benachbarten Strahlelementen wächst proportional zu t^2 .

Eine vereinfachte Abschätzung der Dehnraten kann unter Zuhilfenahme einer Energiebilanz erfolgen. Unter Vernachlässigung aller stofflichen Einflüsse kann der axiale Geschwindigkeitsgradient als Dehnrates berechnet werden. Im Schwerfeld gilt:

$$\dot{\epsilon} = g \cdot (v_0^2 + 2gy)^{-0,5} \quad (2.3)$$

Für typische Bedingungen werden im Abschnitt 4.3 exemplarisch Dehnrates berechnet, siehe Abbildung 4.24. Aufgrund der ebenfalls konstanten Beschleunigung kann die Berechnung der Dehnrates am Rotationszerstäuber analog erfolgen. Die Koordinate y verläuft hier entlang der Strahlachse und es gilt $v_0 = R\omega$.

Neben der Dehnung der Fäden muss eine senkrechte Anströmung vorhanden sein, deren Einfluss demjenigen bei der Rotationszerstäubung entspricht. Dazu können die Strahlen, die aus lotrechten Rohrdüsen austreten quer angeströmt werden.

Die Beträge der Dehnrates und der Anströmgeschwindigkeiten unterscheiden sich im Schwerfeld von denen am Rotationszerstäuber. Die Systeme können jedoch mithilfe dimensionsloser Kennzahlen verglichen werden (Buckingham, 1914) siehe Abschnitt 2.4.1. Die Einflussgrößen auf den Zerfall angeströmter und gedehnter Fäden sind am Beispiel des mittleren Tropfendurchmessers $d_{50,3}$ die Dichte der Flüssigkeit ρ_l , ihre Oberflächenspannung σ_{lg} , ihre Viskosität μ_l sowie der Volumenstrom des Fadens \dot{V} , die dehnende Beschleunigung a sowie der Staudruck, den die Gasströmung auf den Faden ausübt $p_{dyn} = 0,5 \cdot \rho_g \cdot v_{rel}^2$. Der Einfluss des Düsendurchmessers auf den Zerfall gedehnter Fäden ist gering und kann vernachlässigt werden (Schneider und Walzel, 1999), siehe auch Abschnitt 4.2.7. Als charakteristische

Problemstellung, Zielsetzung und Grundlagen zur Lösung

Länge der Systeme kann die Kapillarlänge $L_C = (\sigma_{lg}/\rho_l a)^{0,5}$ angesehen werden, die das Gleichgewicht zwischen Beschleunigungs- bzw. hydrostatischem Druck und dem Kapillardruck im Flüssigkeitsfaden beschreibt (Bär, 1935; Eggers und Dupont, 1994).

Es wurde überprüft, ob weitere Einflussgrößen berücksichtigt werden müssen, indem die Wirkung möglicher weiterer Einflussgrößen mit den bereits berücksichtigten verglichen wurde, siehe Abschnitt 2.4.1. Dazu wurden die Einflussgrößen in Form von Drücken formuliert. Eine weitere mögliche Einflussgröße auf den Fadenzerfall ist die Viskosität des Gases μ_g . Der gasseitige viskose Druck $p_{\mu g} = \mu v_{rel}/L_C$ liegt jedoch am Rotationszerstäuber sowie bei den Ähnlichkeitsversuchen im Schwerfeld in der Größenordnung von 1% der anderen Drücke. Die Gasviskosität wird daher nicht berücksichtigt.

Damit stehen den sieben Einflussgrößen drei Basisdimensionen gegenüber. Es werden somit jeweils vier dimensionslose Kennzahlen formuliert, um die mittlere Tropfengröße $d_{50,3}$, die Fadenzerfallslänge L_Z oder die Verteilungsbreite der TGV zu beschreiben. Die Tropfengröße $d_{50,3}$ und die Fadenzerfallslänge L_Z werden mit der Kapillarlänge entdimensioniert. Hierdurch wird der vergleichsweise starke Einfluss der Beschleunigung bereits in der entdimensionierten Zielgröße berücksichtigt. Die dimensionslose Tropfengröße d^* ist definiert als:

$$d^* = d_{50,3} \cdot \left(\frac{\rho_l \cdot a}{\sigma_{lg}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

Für die dimensionslose Zerfallslänge L_Z^* gilt entsprechend:

$$L_Z^* = L_Z \cdot \left(\frac{\rho_l \cdot a}{\sigma_{lg}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.5)$$

Die Breite der TGV kann durch den dimensionslosen *span*-Wert gemäß Gleichung 1.1 beschrieben werden. Der dimensionslose Volumenstrom \dot{V}^* beschreibt das Verhältnis von kinetischer Energie der Ausströmung aus der Düse sowie potenzieller Beschleunigungsenergie zur Oberflächenenergie des Fadens.

$$\dot{V}^* = \frac{\pi}{4} \cdot We^{0,5} Bo^{0,75} = \dot{V} \left(\frac{a^3 \rho_l^5}{\sigma_{lg}^5} \right)^{0,25} \quad (2.6)$$

Der Einfluss der Viskosität wird in Form einer Morton- bzw. Kapitza-Zahl als dimensionslose Viskosität μ^* beschrieben.

$$\mu^* = \mu \left(\frac{a}{\rho_l \sigma_{lg}^3} \right)^{0,25} \quad (2.7)$$

Die dimensionslose Viskosität kann auch als Ohnesorge-Zahl mit der Kapillarlänge L_C interpretiert werden.

$$\mu^* = Oh_{Lc} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma_{lg}\rho_l L_c}} \quad (2.8)$$

Obwohl der Fadenzerfall maßgeblich durch die auftretende Dehnung und daher durch die Dehnviskosität $\mu_{Dehnung}$ bestimmt ist, wird μ^* mit der Scherviskosität μ gebildet. Da jedoch für Newton'sche Flüssigkeiten die Dehnviskosität gemäß der Trouton-Beziehung in einem festen Verhältnis zur Scherviskosität steht ($\mu_{Dehnung} = 3 \cdot \mu$), kann auch μ zur Definition von μ^* benutzt werden (Giesekus, 1994).

Der Einfluss der relativen Anströmung der Fäden wird durch die Gas-Weber-Zahl We_g charakterisiert, die das Verhältnis von gaseitigem Staudruck zum Kapillardruck im Faden beschreibt.

$$We_g = \frac{v_{rel}^2 L_c \rho_g}{\sigma_{lg}} \quad (2.9)$$

Mithilfe des eingeführten Kennzahlsatzes können Versuchsergebnisse zum Zerfall gedehnter und angeströmter Strahlen im Schwerfeld auf den Fadenzerfall an Rotationszerstäubern übertragen werden, siehe Abschnitt 5.1.

2.4 Grundlagen zur Lösung der Problemstellung

2.4.1 Modelltheorie

Nachfolgend werden die Grundlagen der Modelltheorie vorgestellt, die auch als Ähnlichkeitstheorie bezeichnet wird. Nach dieser Methode wurden die in Abschnitt 2.3.1 beschriebenen dimensionslosen Kennzahlen abgeleitet, die es erlauben den Fadenzerfall im Schwerfeld mit dem Zerfall an Rotationszerstäubern zu vergleichen, obwohl die Systeme zunächst unterschiedlich erscheinen.

Das Fundament der Ähnlichkeits- bzw. Modelltheorie bildet das Buckingham'sche π -Theorem (Buckingham, 1914). Hierbei handelt es sich zunächst um eine systematische Herangehensweise an naturwissenschaftliche Fragestellungen, bei denen das zugrundeliegende Naturgesetz noch unbekannt ist. Das Buckingham'sche π -Theorem besagt, dass sich jedes Naturgesetz als Funktion dimensionsloser Gruppen darstellen lässt, die auch als π -Zahlen bezeichnet werden. Dies rührt letztlich aus der Tatsache her, dass bei jedem mathematisch formulierbaren Naturgesetz alle additiven Terme der Gleichung dieselbe Einheit besitzen.

Der Begriff Einheit wird in diesem Kontext oft auch als Dimension bezeichnet. Daher wird die Herangehensweise an unbekannte naturwissenschaftliche Vorgänge nach der Buckingham'schen Systematik auch als Dimensionsanalyse bezeichnet. Wenn die benötigten dimensionslosen Gruppen bekannt sind, können systematisch Experimente durchgeführt werden, um das Naturgesetz in dimensionsloser Form zu beschreiben. Buckingham konnte zeigen, dass der neuformulierte dimensionslose Zusammenhang die gleiche Aussagekraft besitzt, wie der dimensionsbehaftete mathematische Ansatz.

Problemstellung, Zielsetzung und Grundlagen zur Lösung

Jede π -Zahl ist ein Produkt von Potenzen der am betrachteten Vorgang beteiligten Einflussgrößen EG .

$$\Pi = EG_1^{a_1} \cdot EG_2^{a_2} \cdot \dots \cdot EG_n^{a_n} = [0]$$

Die Einflussgrößen sind die messbaren am betrachteten Vorgang beteiligten Größen wie Dichte ρ oder Geschwindigkeit v . Diese Größen sind zumeist aus den Basisdimensionen abgeleitet. Der Begriff der Basisdimension bezeichnet jene naturwissenschaftlichen Grundgrößen, die nicht aus Anderen abgeleitet werden können, wie Masse m und Länge l . Die Anzahl der benötigten dimensionslosen Kennzahlen lässt sich aus der Anzahl der am betrachteten naturwissenschaftlichen Vorgang beteiligten Einflussgrößen EG sowie der Anzahl der beteiligten Basisdimensionen BD ermitteln. Die Anzahl der benötigten π -Zahlen kann berechnet werden als:

$$\text{Anzahl}_{\pi} = \text{Anzahl}_{EG} - \text{Anzahl}_{BD}$$

In zahlreichen Strömungssystemen kommen die drei Basisdimensionen Masse m , Länge l und Zeit t vor. Diese Systeme werden daher auch als mlt -Systeme bezeichnet. In einem mlt -System kann ein unbekannter naturwissenschaftlicher Zusammenhang der Form

$$EG_1 = f(EG_2, EG_3, \dots, EG_n)$$

unter Zuhilfenahme der Dimensionsanalyse in einen dimensionslosen Zusammenhang überführt werden. Die Anzahl der dimensionslosen Kennzahlen ist um drei geringer als die Anzahl der Einflussgrößen.

$$\Pi_1 = f(\Pi_2, \Pi_3, \dots, \Pi_{n-3})$$

Die systematische Anwendung der Dimensionsanalyse wird u.a. in (Strauß, 1991) am Beispiel des Hagen-Poiseuille'schen Gesetzes zur Berechnung des Druckverlustes einer Rohrströmung demonstriert.

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho v^2 \cdot \frac{L}{D} \cdot \lambda(Re)$$

Hierbei wird der Druckverlust Δp in einem Rohr mit Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis L/D beschrieben. Der Druckverlust hängt außer von der Rohrgeometrie vom dynamischen Druck der Strömung $0,5\rho v^2$ sowie dem Druckverlustbeiwert λ ab, der eine Funktion der Reynolds-Zahl $Re = \rho v d / \mu$ ist. In diesem mlt -System stehen den sechs Einflussgrößen wieder drei Basisdimensionen gegenüber. Es werden also drei dimensionslose Kennzahlen der Form

$$\Pi = \Delta p^{a_1} \mu^{a_2} L^{a_3} D^{a_4} \rho^{a_5} v^{a_6} = [0]$$

benötigt um das System vollständig zu beschreiben. In (Strauß, 1991) wird gezeigt wie die Koeffizienten a_1 bis a_6 bestimmt werden können, indem ein lineares algebraisches Gleichungssystem gelöst wird, das auf der Grundlage des Buckingham-Theorems formuliert werden kann.

Die beschriebene systematische Vorgehensweise kann jedoch zur Ableitung von dimensionslosen Kennzahlen führen, die keinen direkten physikalischen Bezug haben. Sollten andere Kennzahl-Definitionen, als die systematisch abgeleiteten erwünscht sein, so können diese in beliebige Potenzen erhoben oder beliebig miteinander multipliziert werden. Wichtig ist hierbei jedoch, dass der Kennzahlsatz weiterhin linear unabhängig sein muss. Werden zwei Kennzahlen miteinander multipliziert und zu einer neuen zusammengefasst, so muss fortan auf eine der Ausgangskennzahlen verzichtet werden.

Diese Praxis erlaubt es oftmals auch auf das systematische Ableiten der Kennzahlen ganz zu verzichten. Sind alle Einflussgrößen bekannt, die berücksichtigt werden sollen und ist die Anzahl der Basisdimensionen bestimmt, so können die benötigten Kennzahlen auch beliebig aus den Einflussgrößen kombiniert werden. Dazu bietet es sich an die Einflussgrößen zunächst in Form von Drücken oder Kräften zusammenzufassen und diese anschließend zu Quotienten zu kombinieren. Auf diese Weise können Kennzahlen mit physikalischem Bezug formuliert werden.

Bei dieser Vorgehensweise ist es zweckmäßig, zunächst die zusammengefassten Drücke nach ihrer Größenordnung zu sortieren. Bei der Formulierung der dimensionslosen Kennzahlen sollte darauf geachtet werden, dass keine Einflüsse stark unterschiedlicher Größenordnungen kombiniert werden. Insbesondere die Zielgröße der Dimensionsanalyse sollte mit einem gleichgewichtigen Einfluss entdimensioniert werden. In der vorliegenden Arbeit wurde daher bspw. die Tropfengröße mit der Kapillarlänge L_C entdimensioniert. Bei der Formulierung der Kennzahlen auf diese Weise ist jedoch zu überprüfen, dass die korrekte Anzahl von dimensionslosen Kennzahlen definiert wird und dass die Kennzahlen linear unabhängig sind, d.h. nicht durch Kombination ineinander umgewandelt werden können.

Die Dimensionsanalyse gibt keine Informationen darüber, ob weitere Einflussgrößen berücksichtigt werden müssen und ob daher gegebenenfalls weitere dimensionslose Kennzahlen benötigt werden. Die Wirkung möglicher weiterer Einflussgrößen auf das System kann anhand eines Vergleichs mit den bereits berücksichtigten Einflüssen bestimmt werden. Durch die Zusammenfassung der Einflussgrößen in Form von Drücken oder Kräften können deren Wirkungen auf das System miteinander verglichen werden. Anhand eines geeigneten Kriteriums können schwächere Einflüsse bei der Formulierung der dimensionslosen Kennzahlen unter Umständen vernachlässigt werden.

Darüber hinaus gibt die systematische Dimensionsanalyse keine Struktur für den dimensionslosen Zusammenhang der Kennzahlen vor. Zur Formulierung der dimensionslosen Gleichung sollten physikalisch sinnvolle Strukturen verwendet werden. Hierzu können beispielsweise Grenzfallbetrachtungen herangezogen werden. Zeigen Experimente beispielsweise ein asymptotisches Verhalten bezüglich einer Einflussgröße, so kann dies im dimensionslosen Zusammenhang berücksichtigt wer-

den. Ein Beispiel hierfür ist der asymptotische Einfluss der Viskosität auf die Tropfengröße beim Fadenzerfall, siehe Gleichung 3.2.

Buckingham konnte zeigen, dass sich physikalische Vorgänge ähnlich verhalten, sofern sie in der hier beschriebenen Weise dimensionslos betrachtet werden und die Werte aller π -Zahlen identisch sind (Buckingham, 1914). Der Begriff Modelltheorie ergibt sich aus der Hauptanwendung dieser Aussage, nämlich der Durchführung von Modellversuchen, um die so genannte Hauptausführung zu beschreiben. Der Modellversuch ist hierbei zumeist durch seine einfachere Durchführbarkeit, bessere Auswertbarkeit oder geringere Kosten gekennzeichnet.

Ein bekanntes Beispiel hierfür ist die geometrische Optimierung von umströmten Körpern auf Basis von Modellversuchen, wie bspw. Flugzeugen oder Schiffen. Die Dimensionsanalyse ergibt für vollständig umströmte Körper die *Re*-Zahl als charakterisierende Kennzahl. Bei Schiffen ist zusätzlich die Wirkung des Rumpfs auf die Oberflächenwellen des Wassers zu berücksichtigen und die *Fr*-Zahl muss ebenfalls berücksichtigt werden. Ein Modellversuch kann mit einem maßstäblich verkleinerten Modell der Hauptausführung durchgeführt werden, sofern die vollständige oder zumindest teilweise Ähnlichkeit der Systeme gegeben ist.

Die vollständige Ähnlichkeit kann beispielsweise für das Modell eines Schiffsrumpfs mit Wasser im Schwerfeld nicht erzielt werden. Sofern keine Zentrifugen oder andere Flüssigkeiten im Modellversuch eingesetzt werden sollen, muss die unvollständige Übertragbarkeit auf die Hauptausführung hingenommen werden. Die partielle Ähnlichkeit von Modell und Hauptausführung reicht jedoch oftmals aus, um aussagekräftige Ergebnisse der Modellversuche zu erzielen.

Für vollständig turbulent umströmte Körper genügt es beispielsweise, wenn die *Re*-Zahl der Modellströmung in derselben Größenordnung wie im Hauptausführungsmaßstab liegt. Im turbulenten Strömungsbereich ändern sich der mittlere Stromlinienverlauf und die Widerstandsbeiwerte nur geringfügig. Durch eine geeignete Anströmungsgeschwindigkeit des maßstäblich verkleinerten Modells können die partielle *Re*-Ähnlichkeit sowie ein vergleichbarer Strömungscharakter erzielt werden und die Modellversuche sind trotz partieller Ähnlichkeit aussagekräftig.

Auch im Bereich der mechanischen Verfahrenstechnik bzw. in der Zerstäubungstechnik sind Modellversuche unverzichtbar. So können beispielsweise Zerstäubungsvorgänge an Düsen in vergrößertem Maßstab untersucht werden, wenn alle dimensionslosen Gruppen dieselben Werte wie bei der deutlich kleineren Düsen-Hauptausführung besitzen (Walzel, 1980).

Auch der Fadenzerfall an Rotationszerstäubern, der in dieser Arbeit behandelt wird, wurde anhand des in Abschnitt 2.3.1 definierten Kennzahlsatzes in einen maßstäblich vergrößerten Modellversuch übertragen. Auf diese Weise kann das System mit vergleichsweise geringem Aufwand charakterisiert werden.

2.4.2 Numerische Strömungsberechnung

In diesem Abschnitt werden diejenigen Grundlagen der numerischen Strömungsberechnung erläutert, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Das Forschungsgebiet der numerischen Strömungsberechnung ist breit und umfasst auch komplexe Strömungsphänomene. Vor dem Hintergrund ständig wachsender Rechnerleistung können auch sehr detaillierte Modelle berechnet werden. Die Beschreibung von Phasengrenzflächen sowie Stoff- und Wärmetransportphänomene sind Bestandteil diverser kommerzieller Software-Pakete zur Strömungsberechnung. Im Rahmen dieser Arbeit soll eine einphasige Luftströmung berechnet werden, siehe Abschnitt 5.2.2.1. Die Strömungssimulationen, die dazu mit der Software Ansys® CFX 12 durchgeführt wurden, erfordern eine vergleichsweise geringe Modellierungstiefe. Die zugrundeliegenden Modelle werden in (Laurien und Oertel, 2003) umfassend beschrieben und werden nachfolgend zusammengefasst.

Die numerische Strömungsmechanik beschäftigt sich grundsätzlich mit der Berechnung der Geschwindigkeits- und Druckprofile in durchströmten Körpern. Die Basisgleichungen hierfür stellen die reibungsfreien Euler-Gleichungen dar. Dieses System partieller Differentialgleichung geht auf eine Impulsbilanz an einem infinitesimalen Volumenelement der Strömung zurück und beschreibt den Zusammenhang der mechanischen Größen der Strömung, d.h. Ort, Zeit, Druck, Beschleunigung und Geschwindigkeit. Eine Erweiterung dieses Ansatzes um viskose Kräfte führt zu den Navier-Stokes-Gleichungen. Werden einfache Geometrien und einfache Strömungszustände betrachtet, so kann das Gleichungssystem soweit vereinfacht werden, dass es analytisch lösbar ist. Ein Beispiel hierfür stellt die Couette-Strömung im Scherspalt zwischen ausgedehnten Platten oder coaxial rotierenden Zylindern dar.

Für komplexe Geometrien, können die Navier-Stokes-Gleichungen jedoch nicht analytisch gelöst werden. Hier bedarf es numerischer Verfahren, die eine Näherungslösung liefern. Hierzu muss ein das Rechengebiet diskretisiert werden. In jedem der finiten Elemente werden die Navier-Stokes-Gleichungen in einem iterativen Verfahren so oft gelöst, bis die Impulsströme an benachbarten Flächen der Elemente betragsmäßig ausreichend übereinstimmen.

Die Randbedingungen der numerischen Berechnung sind beispielsweise durch die Haftbedingung der Strömung an Wänden gegeben. Einläufe oder Ausläufe des Rechengebiets sind zumeist durch Drücke, Strömungsgeschwindigkeiten oder deren Gradienten charakterisiert. Das iterativ zu lösende Gleichungssystem wird komplexer, sofern neben dem Impuls der Strömung auch andere Größen berücksichtigt werden sollen. Ist beispielsweise der Wärmetransport im System von Interesse, erweitern sich die Modellgleichungen für jedes finite Element um jeweils eine Wärmebilanz. Im Bereich turbulenter Strömung müssen Turbulenzmodelle dazu verwendet werden, um die Strömung korrekt zu beschreiben. Da die genannten Modellgleichungen miteinander gekoppelt sind, erhöht sich der numerische Aufwand stark mit zunehmender Modellierungstiefe.

3 Stand der Forschung zum Zerfall laminarer und gedehnter Flüssigkeitsfäden unter Queranströmung

Wird eine Flüssigkeit durch eine Rohrdüse gefördert, so treten in Abhängigkeit von Düsendurchmesser D , Volumenstrom \dot{V} und den Stoffgrößen der Flüssigkeit verschiedene Ausströmregime bzw. Flüssigkeitszerfallsarten auf. In Abbildung 3.1 sind die verschiedenen Zerfallsmodi schematisch dargestellt.

Bei sehr geringen Volumenströmen und vergleichsweise großem Düsendurchmesser tritt die umgebende Luft in die Düse ein. Eine Erhöhung des Durchsatzes führt zum Abtropfen mit steigender Tropfenfrequenz. Erreicht die Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit die Kontraktionsgeschwindigkeit, mit der die Tropfen abgeschnürt werden, so verlässt die Flüssigkeit die Düsenmündung als Freistrah, der nachfolgend zertropft. Durch weitere Erhöhung des Durchsatzes steigt die Relativgeschwindigkeit zum umgebenden Gas soweit an, dass durch aerodynamische Interaktion Zerwellen eintritt. Bei hohen Durchsätzen zerstäubt der Strahl turbulent.

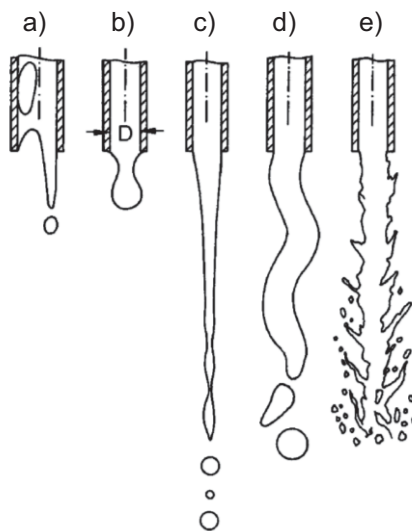


Abbildung 3.1: Zerfallsmechanismen an Rohrdüsen im Schwerfeld (Walzel, 2009b):

- a) Auslaufen
- b) Abtropfen
- c) Zertropfen
- d) Zerwellen
- e) Zerstäuben

In Abbildung 3.2 ist der Übergang zwischen den Strahlzerfallsmodi Zertropfen, Zerwellen und Zerstäuben in Abhängigkeit der Reynolds-Zahl Re und der Ohnesorge-Zahl Oh dargestellt (Schneider, 2002). Das dargestellte Diagramm gilt für annähernd zylindrische Strahlen, bei denen der lokale Strahldurchmesser jederorts dem Fadenabströmdurchmesser $d_{S0} = D$ entspricht. Die Reynolds-Zahl charakterisiert dabei den Strömungszustand in der Düse und die Ohnesorge-Zahl das Verhältnis von Zähigkeits- zu Oberflächenspannungs- und Trägheitseinflüssen auf den Strahlzerfall. Für geringe Werte von Re kann über weite Bereiche von Ohnesorge-Zahlen das Abtropfen beobachtet werden. Da das Abtropfen jedoch auch von der Erdbeschleunigung g beeinflusst wird, kann diese Form der Tropfenbildung in Abbildung 3.2 nicht exakt dargestellt werden. Bei höheren Werten von Re , tritt das Abtropfen nur bei kleinen Verhältnissen von viskosen Kräften zu Oberflächenkräften, also kleinen Werten von Oh auf. Insbesondere das Abtropfen und Zertropfen erlauben enge Tropfengrößen-

verteilungen, wobei der Bereich des Zertropfens auch höhere Durchsätze mit vergleichsweise geringem $span < 0,4$ erlaubt. Eigene Messungen hierzu sind in Abbildung 4.21 in Abschnitt 4.2.8 dargestellt. Aufgrund des geringen $span$ -Werts wird der Zerfall laminarer Strahlen auch für die Herstellung von Tropfen mit enger TGV im technischen Maßstab angewendet. Ein Beispiel hierfür ist die Rotationszerstäubung im Fadenbildungsbereich, siehe Abschnitt 1.2.

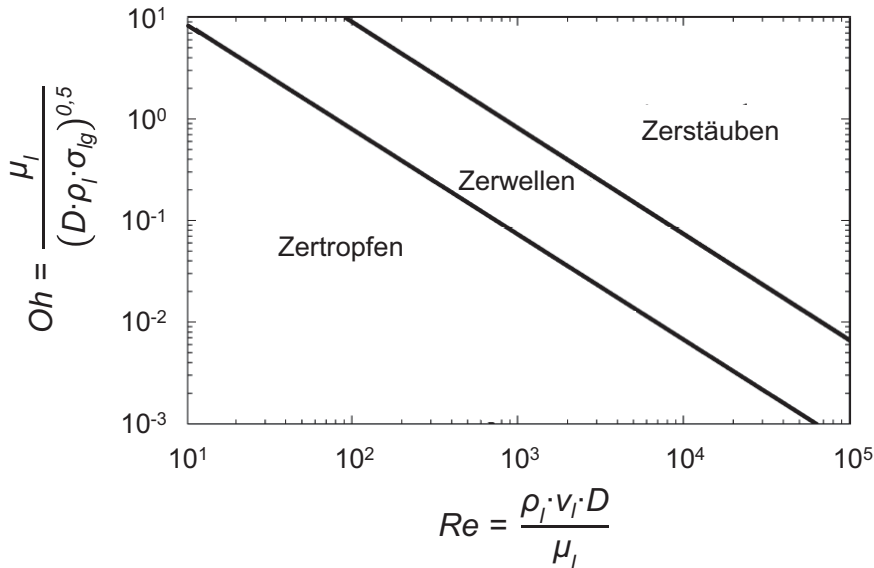


Abbildung 3.2: Reynolds–Ohnesorge–Diagramm: Zerfallsmechanismen an voll gefüllten Rohrdüsen (Schneider, 2002), bearbeitet. Das Auslaufen und das Abtropfen sind nicht dargestellt.

Der Zerfall laminarer Flüssigkeitsstrahlen wurde erstmals von Plateau beschrieben und es wurden Schlussfolgerungen über die Größe der Tropfen aus laminarem Strahlzerfall getroffen (Plateau, 1873). Durch die Oberflächenspannung ist ein Freistrahlin instabil, weshalb kleine Störungen zum Anwachsen achsensymmetrischer Deformationen der Strahloberfläche führen, siehe Abbildung 3.3. Unter der Annahme, dass zylindrische Elemente des Strahls mit der Zerfallswellenlänge λ_Z von einem Strahl mit Zerfalldurchmesser $d_{S,Z}$ abgeschnürt werden, folgt für den volumengleichen Tropfen ein Durchmesser d von

$$d = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \lambda_Z^{\frac{1}{3}} \cdot d_{S,Z}^{\frac{2}{3}} \tag{3.1}$$

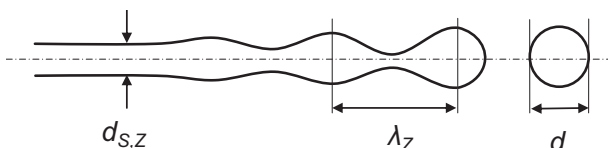


Abbildung 3.3: Tropfenbildung und Tropfengröße aus laminarem Strahlzerfall

Die beobachtete Zerfallswellenlänge dieser Störungen λ_Z ist vom der Strömungszustand des Strahls abhängig. Entgegen der idealisierten Betrachtungsweise in Abbildung 3.3 kann es auch zur Ausbildung von Satellitentropfen kommen, d.h. deutlich

kleinere Tropfen, die aus Flüssigkeitsbrücken zwischen den Haupttropfen entstehen, vgl. Abbildung 3.1 c).

Ein mathematischer Ansatz zur Beschreibung des Strahlzerfalls wurde von Rayleigh publiziert (Rayleigh, 1878). Unter Zuhilfenahme einer linearen Stabilitätsanalyse konnte Rayleigh die Zerfallswellenlänge identifizieren, indem er die am schnellsten anwachsende Wellenlänge berechnete. Eine Volumenbilanz gemäß Gleichung 3.1 führt hierbei zu einem Tropfendurchmesser $d = 1,89 \cdot d_{s,z}$.

Der Einfluss der Viskosität wurde von Weber in Form der Ohnesorge-Zahl Oh berücksichtigt (Weber, 1931). Kürzerwellige Störungen werden mit steigender Viskosität gedämpft, weshalb bei höherer Zähigkeit größere Tropfen gebildet werden.

$$d = 1,89 \cdot d_{s,z} \cdot \sqrt[6]{1 + 3 Oh} \quad (3.2)$$

Unter der Annahme annähernd zylindrischer Strahlen $d_{s,z} \approx D$ konnte auch in eigenen Experimenten eine gute Übereinstimmung mit berechneten Tropfengrößen gemäß Gleichung 3.2 erzielt werden, siehe Abbildung 4.7 in Abschnitt 4.2.3.1.

Die am schnellsten anwachsende Störung führt nach der Zerfallszeit t_z zum Strahlzerfall. Weber leitete einen Zusammenhang für t_z her und konnte unter Berücksichtigung der Austrittsgeschwindigkeit v_l des Strahls einen Zusammenhang für die Zerfallslänge L_z formulieren. Den Einfluss der Anfangsamplitude der Störung des Strahls konnte Weber anhand von Experimenten zum Strahlzerfall von Haenlein (Haenlein, 1931) in Form einer Konstanten $C = 12$ berücksichtigen.

$$L_z = 12 d_{s,z} \left(\sqrt{We} + 3 \frac{We}{Re} \right) \quad (3.3)$$

Weber berücksichtigte darüber hinaus die aerodynamische Interaktion der Strahlen mit der umgebenden Luft in Folge erhöhter Austrittsgeschwindigkeiten des Strahls und beschrieb den Lufteinfluss auf den Strahlzerfall. In (Weber, 1931) werden mit erhöhter Austrittsgeschwindigkeit v_l des Strahls sinkende theoretische Tropfengrößen sowie eine zunächst steigende und dann fallende theoretische Zerfallslänge berechnet.

Eine gaseitige Beeinflussung eines Strahls kann neben erhöhten Austrittsgeschwindigkeiten auch durch eine senkrechte Anströmung der Strahlachse erfolgen. Kitamura und Takahashi beschrieben den Zerfall laminarer Strahlen unter Queranströmung (Kitamura und Takahashi, 1976). Bei konstanter Strahlaustrittsgeschwindigkeit v_l und steigender Gas-Relativgeschwindigkeit v_{rel} wurden, analog zu Webers Berechnungen für den axialen Lufteinfluss, sinkende Zerfallslängen beobachtet.

Kitamura und Takahashi führten eine Stabilitätsanalyse des quer angeströmten Strahls durch. Die vereinfachenden Annahmen waren, dass der Fadendurchmesser d_s an jeder Stelle dem Düsendurchmesser D entspricht, die Luftströmung als Potenzialströmung betrachtet werden kann und alle gaseitigen Störungen des Strahls achsensymmetrisch sind. Der Strahlzerfall wird im Modell durch die Ohnesorge-Zahl

Oh , die Düsenaustrittsgeschwindigkeit v_l sowie durch die Gas-Weber-Zahl der Queranströmung $We_{g,D}$ beschrieben. Die charakteristische Länge in $We_{g,D}$ ist in der genannten Arbeit der Düsendurchmesser D . Kitamura und Takahashi geben einen Zusammenhang zwischen der dimensionslosen Wellenzahl k^* einer achsensymmetrischen Störung und der zugehörigen dimensionslosen Wachstumsrate Q dieser Störung an. Neben den oben beschriebenen Eingangsgrößen, hängt der Ausdruck noch von modifizierten Bessel-Funktionen K und I nullter und erster Ordnung ab.

$$Q^2 \frac{k^* I_0(k^*)}{2I_1(k^*)} h_1(k^*) + 2Q \cdot Oh \cdot h_2(k^*) - (1 - k^{*2}) k^{*2} \cdot h_3(k^*) - 2We_{g,D} \cdot k^{*2} \frac{K_1(k^*)}{K_1(k^*) + k^* K_0(k^*)} h_3(k^*) = 0 \quad (3.4)$$

In diesem Ausdruck kommen neben k^* und Q auch die Hilfsfunktionen h_1 bis h_3 vor, die definiert sind als:

$$h_1(k^*) = 1 - \frac{\rho_g K_1(k^*) (\hat{y}^2 - k^{*2}) I_1(k^*)}{\rho_f K_1'(k^*) (\hat{y}^2 + k^{*2}) I_0(k^*)} \quad (3.5)$$

$$h_2(k^*) = k^{*2} \left[\frac{k^* I_0(k^*)}{I_1(k^*)} - 1 - \frac{2k^{*2}}{k^{*2} + \hat{y}^2} \left(\frac{\hat{y} I_0(\hat{y})}{I_1(\hat{y})} - 1 \right) \right] \quad (3.6)$$

$$h_3(k^*) = \frac{\hat{y}^2 - k^{*2}}{\hat{y}^2 + k^{*2}} \quad (3.7)$$

Die Eingangsgröße \hat{y} hängt außer von der Wellenzahl k und der zugehörigen Wachstumsrate q auch von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit v_l ab und wird mit dem Radius des Strahls entdimensioniert.

$$\hat{y} = \frac{d_s}{2} \left(k + \frac{q}{v_l} \right) \quad (3.8)$$

Aus dem Modell kann zu jeder Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$ die zugehörige Wachstumsrate q berechnet werden. In Abbildung 3.4 sind berechnete dimensionslose Wellenzahlen und die zugehörigen Wachstumsraten gemäß Gleichung 3.4 dargestellt. Die Berechnung wurde unter Zuhilfenahme der Software MathWorks® MATLAB für verschiedene Anströmgeschwindigkeiten v_{rel} durchgeführt. Analog zur Vorgehensweise in (Rayleigh, 1878) und (Weber, 1931) wird diejenige Wellenzahl, die am schnellsten anwächst, als Zerfallswellenzahl betrachtet, aus der sich die Zerfallswellenlänge λ_z berechnen lässt. In Abbildung 3.4 stellt die Gas-Weber-Zahl als Parameter den Einfluss der Queranströmung dar. Es ist zu erkennen, dass intensivere Anströmungen zu einer Erhöhung der am schnellsten anwachsenden dimensionslosen Zerfallswellenzahl k^* und der zugehörigen dimensionslosen Wachstumsrate Q führen.

Aus dem schnelleren Anwachsen von Störungen mit kürzerer Wellenlänge λ für höhere Werte von $We_{g,D}$ kann auf kürzere Strahlzerfallslängen und geringere Tropfengrößen geschlossen werden.

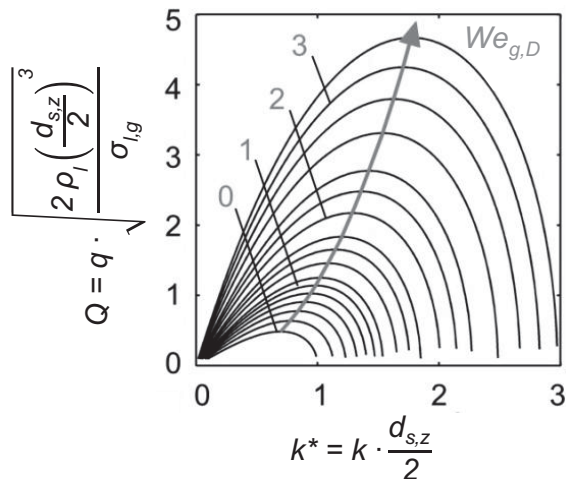


Abbildung 3.4: Dimensionslose Wachstumsrate Q achsensymmetrischer Störungen als Funktion der dimensionslosen Wellenzahl k^* für verschiedene Gas-Weber-Zahlen $We_{g,D}$ gemäß Gl. 3.4. Höhere Anströmungsintensitäten führen zu höheren Werten beider Größen, woraus kürzere Zerfallszeiten und kleinere Tropfengrößen abgeleitet werden können.

Die so vorhergesagten verkürzten Zerfallslängen wurden in (Kitamura und Takahashi, 1976) mit experimentellen Werten verglichen und es wurde eine gute Übereinstimmung von Modell und Experiment festgestellt.

Die geringeren Tropfengrößen, die im Bereich höherer $We_{g,D}$ aufgrund höherer Zerfallswellenzahlen k^* und somit geringerer sichtbarer Zerfallswellenlänge λ_Z theoretisch auftreten, wurden in (Kitamura und Takahashi, 1976) nicht überprüft. Eigene Untersuchungen zeigen jedoch dass der Einfluss der Gas-Weber-Zahl auf die Zerfallswellenlänge geringer ist, als das Modell gemäß Gleichung 3.4 vorhersagt, siehe Abschnitte 4.2.3.1 und 4.2.9.

Im Bereich sehr hoher Gas-Weber-Zahlen sind in der Literatur ebenfalls Untersuchungen zum Zerfallsverhalten von Flüssigkeitsstrahlen dokumentiert. Die Oberflächenspannung als treibende Kraft für den Strahlzerfall tritt hierbei in den Hintergrund und der Strahl wird durch den Impuls des Gases zerstäubt. Untersuchungen hierzu wurden u.a. von (Birouk et al., 2003) und (Sallam et al., 2004) durchgeführt.

Die bislang vorgestellten Modelle berücksichtigen jeweils nur zylindrische Strahlen, bei denen sich der Zerfalldurchmesser nicht vom initialen Strahldurchmesser, also dem Düsendurchmesser unterscheidet $d_{s,z} = d_{s0} = D$. Für die Beschreibung von gedehnten Strahlen, wie sie beispielsweise bei großen Düsendurchmessern D und geringen Volumenströmen \dot{V} auftreten, sind die genannten Berechnungsansätze daher ungeeignet. Zur Beschreibung des Zerfallsvorgangs und der Einflüsse auf Zerfallslänge und Tropfengröße, wird ein Modell benötigt, das die Kontur gedehnter Strahlen berücksichtigt.

Eine frühe Arbeit zur Kontur gedehnter Flüssigkeitsfäden wurde von Weisbach durchgeführt, der die Kontur des fallenden Strahls aus einer Bilanzierung von kinetischer und potenzieller Energie berechnet (Weisbach, 1855). Scheuermann erweiterte die Weisbach'sche Gleichung um den Einfluss der Oberflächenspannung und korrigierte damit die berechnete Kontur der Flüssigkeitsfäden insbesondere im Düsenbereich (Scheuermann, 1919). Jüngere Arbeiten behandeln neben der Kontur der gedehnten Fäden auch deren Stabilität und Zerfallsverhalten. Cheong und How-

es benutzen ein eindimensionales Modell, das ursprünglich von Eggers und Dupont eingeführt wurde (Eggers und Dupont, 1994), und stellen eine gute Übereinstimmung mit Experimenten zum Zerfall schweregedehnter Fäden fest (Cheong und Howes, 2004, 2005).

Nonnenmacher leitete eine vereinfachte Lösung der ungestörten Grundkontur hochviskoser und gedehnter Fäden im Schwerfeld her (Nonnenmacher, 2003). In dieser Arbeit werden neben viskosen Effekten auch Grenzflächeneffekte zur Beschreibung des Stabilitätsverhaltens der Fäden berücksichtigt. Zur Berechnung der Zerfallslänge gedehnter Fäden erweiterte Nonnenmacher das Weber'sche Modell gemäß Gleichung 3.3 um einen Term, der den Einfluss der Erdbeschleunigung beschreibt.

$$L_Z = 12 d_{s,z} (1 + 2(2Fr)^{-0,25}) \left(\sqrt{We} + 3 \frac{We}{Re} \right) \quad (3.9)$$

Hierzu führte Nonnenmacher die Froude-Zahl $Fr = gR_{Düse}/v_f^2$ ein, die mit der Erdbeschleunigung $a = g$ dem Düsenradius $R_{Düse}$ und der Austrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit v_f gebildet wird.

Schneider untersuchte die Erzeugung und den Zerfall gedehnter Fäden im Schwerfeld und führte u.a. einen Vergleich verschiedener Strahlkonturmodelle mit experimentell bestimmten Fadenkonturen durch (Schneider, 2002). Schneider untersuchte dabei den Einfluss der Fließeigenschaften, des Düsendurchmessers und des Volumenstroms und stellte eine gute Übereinstimmung mit dem Konturmodell nach Scheuermann, bzw. nach Schröder fest (Scheuermann, 1919; Schröder, 1997).

Das Konturmodell nach Schröder basiert, wie das in (Scheuermann, 1919) hergeleitete Modell, auf einer Energiebilanz des gedehnten Fadens unter Berücksichtigung der Oberflächenenergie. Die kinetische Energie am Austritt und die beim Fallen freigesetzte potentielle Energie entsprechen demnach der kinetischen Energie am Ort y und der zur Erhöhung des Kapillardrucks benötigten Energie, siehe Abbildung 3.5.

$$E_{kin}(0) + E_{pot}(0) = E_{kin}(y) + E_{\sigma}(y) + E_{pot}(y) \quad (3.10)$$

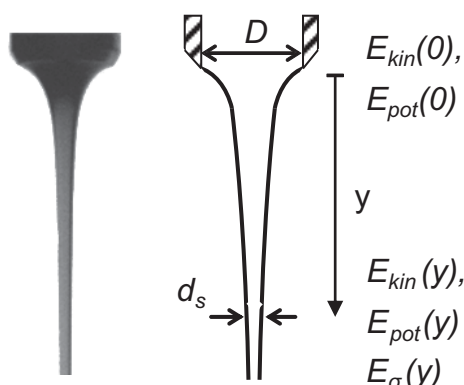


Abbildung 3.5: Berechnung der Strahlkontur eines gedehnten Flüssigkeitsstrahls nach dem Konturmodell von Schröder (Schröder, 1997).

Um eine Konturgleichung unter Berücksichtigung der Oberflächenspannung zu erhalten, genügt in (Schröder, 1997) eine algebraische Leistungsbilanz. Unter Vernachlässigung der Viskosität kann die (Rest)Leistung am Ort y bestimmt werden:

$$P_R = P_B + P_A + P_F - P_\sigma$$

$$\Leftrightarrow \frac{\rho}{2} \cdot v_l^2 \cdot \dot{V} = \frac{4\sigma}{D} \cdot \dot{V} + \frac{\rho}{2} \cdot v_{l0}^2 \cdot \dot{V} + \rho \cdot g \cdot y \cdot \dot{V} - \frac{4\sigma}{d_s} \cdot \dot{V} \quad (3.11)$$

Hier bedeuten die Indizes: R Rest-, B Bildungs-, A Ausström-, F Fall- und σ Oberflächenbildungsleistung. Werden die Bond – und die Weber Zahl eingeführt, ergibt sich eine dimensionslose Gleichung zur iterativen Berechnung der Strahlkontur:

$$\frac{y}{d_s} = \frac{1}{2 \cdot Bo_0} \left[\left(\frac{D}{d_s} \right)^4 We_0 + 8 \cdot \left(\frac{D}{d_s} \right) - 8 - We_0 \right] \quad (3.12)$$

Ein Vergleich eigener Experimente mit dem Strahlkonturmodell gemäß Gleichung 3.12 ist in Abschnitt 4.2.7 dargestellt.

Schneider formulierte ein Berechnungsmodell zur Bestimmung der Zerfallslänge, indem er den Faden in einen von der Dehnung beeinflussten und einen näherungsweise ungedehnten Teil zerlegt. Die Zerfallslänge wird als Summe aus ungedehntem und gedehntem Teil des Fadens berechnet.

$$L_z = L_{z \text{ un}g}(d_{s \text{ Grenz}}) + L_{\text{Grenz}} \quad (3.13)$$

Schneider berechnet den gedehnten Teil des Fadens unter Zuhilfenahme des Konturmodells von Schröder. Für den näherungsweise ungedehnten Teil des Fadens verwendet Schneider die Beziehung für die Zerfallslänge nach Weber, vgl. Gleichung 3.3.

$$L_{z \text{ un}g} = 12 d_{s, \text{Grenz}} \left(\sqrt{We_{\text{Grenz}}} + 3 \frac{We_{\text{Grenz}}}{Re_{\text{Grenz}}} \right) \quad (3.14)$$

Um den Grenzdurchmesser $d_{s, \text{Grenz}}$ und die Grenzlänge L_{Grenz} zu bestimmen, die den gedehnten von dem ungedehnten Teil trennen, betrachtet Schneider den Gradienten des Strahldurchmessers gemäß Gleichung 3.12 in Fallrichtung:

$$\frac{dd_s}{dy} = \frac{1}{2} Bo_0 \cdot We_0^{1/4} \cdot D^{5/4} \left[\frac{4}{3} D \cdot We_0 + 2Bo_0 \cdot y \right]^{-5/4} \quad (3.15)$$

In einem iterativen Verfahren bestimmt Schneider einen Grenzgradienten und damit die Stelle des Fadens, ab dem der Strahl als ungedehnt betrachtet werden soll.

Analog zur Vorgehensweise von Weber und anderer Autoren, die die lineare Stabilitätsanalyse verwenden, muss eine Konstante an Versuchsergebnisse angepasst werden, die den Einfluss der unbekanntes Anfangsamplitude der achsensymmetrischen Störungen des Fadens, beschreibt. Schneider passte dazu eine Konstante zur Berechnung des Grenzgradienten an seine Versuchsergebnisse an. Nach Schneider ist die dimensionslose Zerfallslänge L_z^* vornehmlich vom dimensionslosen Volumenstrom \dot{V}^* abhängig. In (Schneider, 2002) werden steigende L_z^* mit höherem dimensionslosen Volumenstrom bzw. höherer dimensionsloser Viskosität μ^* angegeben. Ein Vergleich eigener Versuchsergebnisse zur dimensionslosen Zer-

fallslänge mit dem Zerfallslängenmodell nach Schneider gemäß Gleichung 3.12 befindet sich in Abschnitt 4.2.1.

Über die Untersuchung der Zerfallslänge hinaus gab Schneider eine Beziehung für den dimensionslosen Tropfendurchmesser d^* als Funktion von \dot{V}^* an.

$$d^* = 0,894 \cdot \dot{V}^{*0,256} \quad (3.16)$$

Die mittlere Tropfengröße ist demnach weder von der Viskosität der Flüssigkeit, noch vom Düsendurchmesser D abhängig. Eigene Versuchsergebnisse mit verschiedenen viskosen Flüssigkeiten und ein Vergleich mit dem Tropfengrößenmodell nach Schneider gemäß Gleichung 3.16 befindet sich ebenfalls in Abschnitt 4.2.1. Nach Schneider ist d^* lediglich vom Volumenstrom \dot{V}^* , von der Dichte ρ , der Oberflächenspannung σ und der wirkenden Beschleunigung a abhängig. Die Unabhängigkeit des dimensionslosen Tropfendurchmessers vom Düsendurchmesser D steht im Widerspruch zu den Gesetzmäßigkeiten des ungedehnten Strahlzerfalls.

Schneider begründet dies mit der Selbstähnlichkeit gedehnter Fäden gleichen dimensionslosen Volumenstroms, siehe Abbildung 3.6. Demnach kann die Kontur von gedehnten Fäden mit verschiedenen Abströmdurchmessern $d_{s0} = D$, angenähert zur Deckung gebracht werden, indem die Einzelkonturen entlang der Strahlachse ineinander verschoben werden. Voraussetzung für die Selbstähnlichkeit ist ein konstanter dimensionsloser Volumenstrom \dot{V}^* , d.h. die Einflüsse von kinetischer Energie der Ausströmung aus der Düse sowie potenzieller Beschleunigungsenergie und Oberflächenenergie des Fadens müssen identisch sein (Schneider und Walzel, 1999).

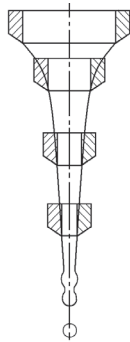


Abbildung 3.6: Modellvorstellung zur Selbstähnlichkeit der Kontur gedehnter Strahlen im Nahbereich der Düse und bei konstantem dimensionslosen Volumenstrom \dot{V}^* . Die Kontur stark gedehnter Fäden aus Düsen mit großem Durchmesser, deckt sich der Theorie nach mit den Konturen aus kleinen Düsen (Schneider und Walzel, 1999)

Mit dem Postulat der Selbstähnlichkeit der Strahlkonturen kann Schneider die sehr geringen Unterschiede der Tropfengrößen aus verschiedenen großen Düsen im Durchmesserbereich $2 \text{ mm} < D < 16 \text{ mm}$ erklären (Schneider und Walzel, 1999). Eigene Versuchsergebnisse zu der von Schneider postulierten Selbstähnlichkeit befinden sich in Abschnitt 4.2.7.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Modelle behandeln jeweils verschiedene Aspekte des Flüssigkeitsstrahlzerfalls. Im Falle gedehnter Fäden führten einige Autoren bereits lineare Stabilitätsanalysen durch und konnten auf diese Weise Aussagen über den Fadenzerfall treffen. Der Fadenzerfall unter orthogonaler Anströmung wurde ebenfalls bereits behandelt, jedoch lediglich für annähernd zylindrische unge-

dehnte Strahlen, siehe (Kitamura und Takahashi, 1976). Modelle, die auf linearer Stabilitätsanalyse basieren, sind grundsätzlich in der Lage mittlere Tropfengrößen vorherzusagen. Das Auftreten von Satellitentropfen zwischen den Haupttropfen kann hingegen nur durch Berücksichtigung nicht-linearer Effekte beschrieben werden. Auch die Streuung der Haupttropfengröße kann mit linearer Stabilitätsanalyse nicht erfasst werden.

Gramlich kombinierte in seinem Fadenzerfallsmodell den Einfluss einer orthogonalen Anströmung mit einer überlagerten Dehnung des Fadens (Gramlich, 2011). Ziel seiner Arbeit war insbesondere die Beschreibung von feststoffbeladenen Flüssigkeitsfäden an Rotationszerstäubern. Das Modell von Gramlich wurde in einer gemeinsamen Arbeit mit eigenen Ergebnissen zum Zerfall gedehnter und angeströmter Fäden im Schwerfeld eingesetzt und es wurde eine gute Übereinstimmung numerischer und experimenteller Werte gefunden (Gramlich et al., 2011).

Wong et al. und Gramlich untersuchten den Einfluss der Betriebsbedingungen auf den Fadenzerfall an Rotationszerstäubern (Wong et al., 2004; Gramlich, 2011). Für höherviskose Flüssigkeiten beobachteten sowohl Wong als auch Gramlich langwellige nicht-achsensymmetrische Deformationen der Flüssigkeitsfäden, vergleichbar zum Zerwellen in Abbildung 3.1. Das nicht-achsensymmetrische Zerwellen und die breiteren Tropfengrößenverteilungen in diesem Betriebsbereich wurden auf die Gas/Flüssigkeits-Wechselwirkung der Fäden zurückgeführt, was in dieser Arbeit bestätigt werden konnte, siehe Abschnitt 4.2.3.2.

Der Zerfall von Flüssigkeitsfäden an Rotationszerstäubern wurde auch in (Wallwork et al., 2002) unter Zuhilfenahme der Stabilitätsanalyse untersucht. Das vorgestellte reibungsfreie Modell wurde in (Decent et al., 2009) auf viskose Flüssigkeiten erweitert. Nicht-lineare Effekte beim Fadenzerfall an Rotationszerstäubern wurden auf Basis des reibungsfreien Modells von Wallwork et al. in (Părău et al., 2006) berücksichtigt. Der Fall viskoser Flüssigkeitsfäden wird in (Părău et al., 2007) beschrieben. Die Modelle in den genannten Arbeiten erfordern jedoch einen vergleichsweise hohen numerischen Aufwand und werden daher für die Auslegung von Zerstäubungsapparaten auf der Basis des Zerfalls gedehnter Fäden bislang nicht verwendet. Über die Berechnung der Größe von Satellitentropfen hinaus können mit den nicht-linearen Modellen keine Verteilungsbreiten von Sprays berechnet werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wird daher auf empirische Korrelationen zur quantitativen Beschreibung des Zerfalls im Schwerfeld gedehnter und quer angeströmter Flüssigkeitsfäden zurückgegriffen.

Aufgrund der Ähnlichkeit dieses Systems zum Fadenzerfall an Rotationszerstäubern können mit den erlangten Erkenntnissen aus dem Schwerfeld auch Aussagen über die Rotationszerstäubung getroffen werden. Bei Kenntnis der Betriebsbedingungen sollen die Korrelationen eine vergleichsweise einfache Berechnung von Zerfallslänge, mittlerer Tropfengröße und Breite der TGV an Rotationszerstäubern erlauben und zur Auslegung dieser Zerstäubungsapparate dienen.

4 Untersuchung des Zerfallsverhaltens angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsstrahlen im Modellversuch

Um Einblick in das Zerfallsverhalten der Flüssigkeitsfäden bei der LAMROT-Zerstäubung in Sprühtrocknern zu erhalten, sollen Ähnlichkeitsversuche im vergrößerten Maßstab ausgewertet und auf den Fall der Rotationszerstäubung übertragen werden. Da der in Abschnitt 2.3.1 beschriebene Zerfall angeströmter und im Erdschwerefeld gedehnter Fäden hierfür ein geeignetes System darstellt, wurde ein Versuchsstand aufgestellt, der die Charakterisierung des Fadenzerfalls unter systematischer Variation der Einflussgrößen erlaubt.

4.1 Experimenteller Aufbau und Durchführung der Ähnlichkeitsversuche im Schwerefeld

Der experimentelle Aufbau zur Charakterisierung des Zerfalls quer angeströmter und im Schwerefeld gedehnter Flüssigkeitsfäden besteht aus einem kippbaren, transparenten Strömungskanal und einer Kameraausstattung zur Aufnahme von hochauflösenden Gegenlichtfotografien, siehe Abbildung 4.1. Die Versuchsflüssigkeit wird auf drei Rohrdüsen aufgeteilt, die in der Decke des Strömungskanals angebracht sind. Die Umgebungsluft wird mit einem Axialgebläse durch den Kanal gesaugt und induziert so die Anströmung senkrecht zur Ausströmrichtung der Fäden.

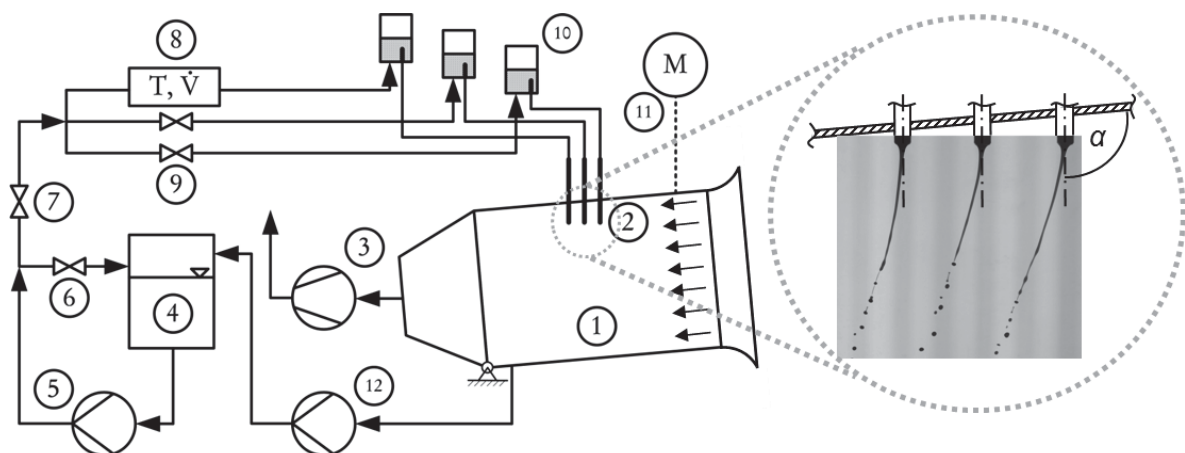


Abbildung 4.1: Experimenteller Aufbau zum Fadenzerfall im Schwerefeld. (1) Transparenter PMMA Kanal, Länge: 1500 mm, Höhe: 1000 mm, Kanalbreite: 120 mm. (2) Bis zu drei Rohrdüsen, (Innendurchmesser: $6 \text{ mm} < D < 14 \text{ mm}$) können lotrecht in der Kanaldecke befestigt werden. (3) Axialgebläse zur Beförderung der Umgebungsluft durch den Kanal. (4) Temperierte Flüssigkeitsvorlage. (5, 6, 7) Steuerung des Volumenstroms pro Düse durch Pumpendrehzahl, Bypass- und Anlagendrosselventil. (8) Temperatur- und Volumenstrommessung (9) Drosselventile zur Einstellung gleicher Volumenströme pro Düse. (10) Gaspufferbehälter zur Pulsationsdämpfung. (11) Seilwinde zum Ankippen des Kanals. Es können Anströmwinkel zwischen den lotrechten Düsen und dem Gasstrom im Bereich von $90^\circ < \alpha < 110$ eingestellt werden. (12) Rücklaufpumpe

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

Als „Düsen“ wurden nahtlose Rohre verwendet, deren Längen auch bei den größten untersuchten Reynolds-Zahlen die Ausbildung eines laminaren Strömungsprofils zuließen. Der Düsendurchmesser wurde im Bereich $6 \text{ mm} < D < 14 \text{ mm}$ variiert. Zum Einfluss des Düsen- bzw. Abströmdurchmessers auf den Zerfall gedehnter Fäden siehe Abschnitt 4.2.7.

Beim Fadenzerfall an LAMROT-Zerstäubern wird die Abströmrichtung als näherungsweise tangential zum Zerstäuberumfang betrachtet, siehe Abschnitt 2.1. Die zugrunde liegende Annahme geringer radialer Ausströmgeschwindigkeit der Flüssigkeit führt praktisch zu einer senkrechten Anströmung der Fäden. Treten höhere radiale Ausströmgeschwindigkeiten auf, so ist die Anströmung der Fäden am Rotationszerstäuber nicht mehr senkrecht zur Fadenachse orientiert. Um den Einfluss der geringen aber vorhandenen radialen Ausströmgeschwindigkeiten an LAMROT-Zerstäubern (Schröder und Walzel, 1998) zu untersuchen, wurde auch für den Modellversuch die Möglichkeit nicht-senkrechter Anströmungen vorgesehen. Durch Kippen des Kanals bei weiterhin lotrechter Ausrichtung der Rohrdüsen sind Anströmwinkel, im Bereich $90^\circ < \alpha < 110^\circ$ einstellbar. Die Gas-Relativgeschwindigkeit der Flüssigkeitsfäden, die in die Berechnung der Gas-Weber-Zahl We_g eingeht, wird mit einer Komponente aus der Düsenaustrittsgeschwindigkeit v_l und einer Komponente aus der Queranströmung v_g definiert.

$$v_{rel} = \left((v_l - v_g \cdot \sin(\alpha - 90^\circ))^2 + (v_g \cdot \cos(\alpha - 90^\circ))^2 \right)^{0,5} \quad (4.1)$$

Zum Einfluss des Anströmwinkels auf den Zerfall gedehnter Fäden siehe Abschnitt 4.2.6. Der Volumenstrom je Düse wurde magnetisch-induktiv und bei sehr kleinen Volumenströmen durch Schwebekörper-Durchflussmesser bestimmt. Zur Messung der Gasgeschwindigkeit v_g wurde ein Hitzedraht-Anemometer verwendet.

Um den Einfluss der Flüssigkeitseigenschaften zu variieren, wurden Glycerin/Wasser-Gemische mit verschiedenen Glycerinanteilen von bis zu 93 Gew.-% verwendet ($\mu_l \approx 400 \text{ mPas}$, $\sigma_{lg} \approx 65 \text{ mN/m}$, $\rho_l \approx 1250 \text{ kg/m}^3$). Den Versuchsflüssigkeiten wurden jeweils ca. 0,5 Gew.-% Tinte zugegeben, um das Durchleuchten der Flüssigkeitsfäden und Tropfen zu verhindern und damit die rechnergestützte Auswertung der Fotografien zu erleichtern. Die Versuchsflüssigkeit wurde temperiert und vor jedem Versuch hinsichtlich ihrer Eigenschaften untersucht. Die Dichte der Flüssigkeit wurde durch Eigenfrequenz-Messungen gefüllter Schwingrohre, die Oberflächenspannung durch eine Ringbügel-Methode und die Viskosität mittels Kapillarviskosimeter nach Ubbelohde gemessen.

Zur Versuchsdurchführung wurden zunächst der Flüssigkeitsvolumenstrom und die Gas-Relativgeschwindigkeit eingestellt. Im Anschluss daran wurden 100 Graustufenbilder mit je $5 \cdot 10^6$ Pixeln aufgenommen. Die Bildfrequenz wurde dabei so gewählt, dass eine Doppelablichtung desselben Tropfens ausgeschlossen werden konnte. Je Betriebspunkt wurden 300 Flüssigkeitsfäden und ca. 5000 Tropfen aufgenommen, deren Abmessungen unter Zuhilfenahme der rechnergestützten Bildaus-

wertungsroutine aus den Graustufenbildern extrahiert wurden. In Abbildung 4.2 sind Beispielaufnahmen zum Fadenzerfall ohne Queranströmung sowie für den angeströmten Fall dargestellt. Bei höheren Gas-Weber-Zahlen sind die Ablenkung der Flüssigkeitsfäden sowie verkürzte Zerfallslängen zu erkennen.

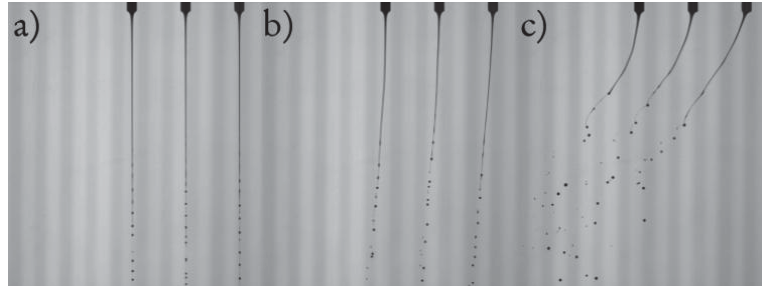


Abbildung 4.2: Gegenlichtaufnahmen des Fadenzerfalls bei verschiedenen Anströmungsgeschwindigkeiten. Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. Anströmwinkel $\alpha = 90^\circ$. Glycerin/Wasser Gemisch: Viskosität $\mu = 140$ mPas, $\mu^* = 0.33$. Volumenstrom pro Düse: $\dot{V} = 4.4$ l/h, $\dot{V}^* = 1.5$. Gas-Weber-Zahlen: a) 0, b) 0,3, c) 3,3.

4.2 Versuchsergebnisse zum Zerfall angeströmter und im Schwerfeld gedehnter Fäden Newton'scher Flüssigkeiten

Um den Einfluss der Anströmung auf den Fadenzerfall quantitativ zu charakterisieren, wurden unter Zuhilfenahme der rechnergestützten Auswertungsroutine die Zerfallslängen der Fäden, ihre Konturen sowie die Größe der abgelichteten Tropfen berechnet und statistisch ausgewertet (Mescher et al., 2012b). Für die Zerfallslängen und Fadenkonturen wurden Mittelwerte und Standardabweichungen bestimmt. Alle abgelichteten Tropfen einer Bilderserie wurden zu einem „Quasi-Spray“ zusammengefasst und hinsichtlich der mittleren Tropfengröße $d_{50,3}$ sowie des *span*-Werts ausgewertet.

Eine detailliertere Beschreibung der Bildauswertung bezüglich der Filterung der Rohbilddaten befindet sich im Anhang der Arbeit in Abschnitt A.1. Die so erhaltenen Versuchsergebnisse wurden gemäß dem in Abschnitt 2.3.1 definierten Kennzahlsatz entdimensioniert und werden nachfolgend vorgestellt und diskutiert.

4.2.1 Vergleich mit den Ergebnissen aus (Schneider, 2002) zu gedehnten Flüssigkeitsfäden in ruhender Luft

Zunächst wird ein Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen von Schneider zum Zerfall gedehnter Fäden in ruhender Luft (Schneider, 2002) vorgestellt. Das von Schneider eingeführte Zerfallslängenmodell gemäß Gleichung 3.13 und die Korrelation zur Berechnung der Tropfengröße aus gedehnten Strahlen gemäß Gleichung 3.16 werden in Abbildung 4.3 mit eigenen Versuchsergebnissen verglichen. Abbildung 4.3 a) zeigt eine Auftragung der dimensionslosen Tropfengröße d^* gegen den dimensionslosen Volumenstrom \dot{V}^* . Ein wesentliches Ergebnis von Schneiders Arbeit war, dass die dimensionslose Tropfengröße unabhängig vom Düsendurch-

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

messer D gemäß Gleichung 3.16 berechnet werden kann. Die Gegenüberstellung mit eigenen Messwerten bestätigt die Aussagekraft der Korrelation für moderat viskose Flüssigkeiten und damit eine gelungene Reproduktion der Versuchsergebnisse von Schneider. Dass der Einfluss der Viskosität auf die Tropfengröße dennoch vorhanden ist zeigen die Versuchsergebnisse für höherviskose Flüssigkeiten.

In Abbildung 4.3 b) sind eigene Messwerte zur dimensionslosen Zerfallslänge L_Z^* dem Zerfallslängenmodell von Schneider gemäß Gleichung 3.13 gegenübergestellt. Der Einfluss der Viskosität kann hier berücksichtigt werden, da Schneiders Modell für den düsenfernen und geringfügig von der Dehnung betroffenen Teil des Fadens die Zerfallslänge nach Weber beinhaltet, vgl. Gleichung 3.13. Der düsennahe und stark gedehnte Teil des Fadens wird durch das reibungsfreie Konturmodell nach Schröder beschrieben, siehe Gleichung 3.12. Der Vergleich mit den Messdaten zeigt eine nicht systematische Abweichung, die insbesondere für höher viskose Flüssigkeiten zu vergleichsweise großen Berechnungsfehlern führt. Für Flüssigkeiten geringerer Viskosität wird die Abhängigkeit der dimensionslosen Zerfallslänge vom dimensionslosen Volumenstrom jedoch relativ gut durch das Zerfallslängenmodell gemäß Gleichung 3.13 wiedergegeben.

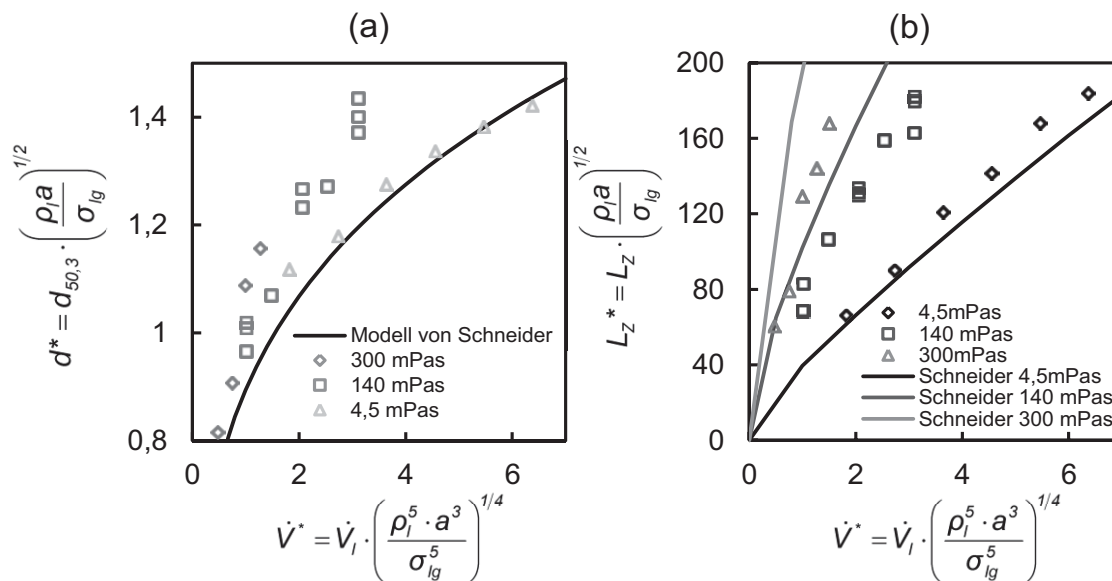


Abbildung 4.3: Vergleich eigener Experimente ($D = 10$ mm) mit den Modellen von Schneider (Schneider, 2002). (a) dimensionsloser Tropfendurchmesser und (b) dimensionslose Zerfallslänge in Abhängigkeit vom dimensionslosen Volumenstrom. In (Schneider, 2002) wurde keine Anströmung der Flüssigkeitsfäden berücksichtigt. Die Modelle berücksichtigen die Viskosität der Flüssigkeit nur unzureichend.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte der Einfluss der dimensionslosen Viskosität μ^* auf die dimensionslose Tropfengröße d^* und die dimensionslose Zerfallslänge quantifiziert und in Form von Kennzahlbeziehungen korreliert werden. Hierdurch sind vergleichsweise exakte Vorhersagen der Zerfallslänge im Variationsbereich der untersuchten Einflussgrößen möglich, siehe Abschnitt 4.2.5.

4.2.2 Zur Zerfallslänge (L_Z)

Die Länge des zusammenhängenden Flüssigkeitsfadens von der Düsenmündung bis zum Zerfallspunkt des Fadens wird als Zerfallslänge bezeichnet. Die Zerfallslänge gedehnter Fäden schwankt um einen Mittelwert (Eggers und Villermaux, 2008). Daher wurden Mittelwerte und Standardabweichungen der Zerfallslänge unter Zuhilfenahme der rechnergestützten Bildauswertungsroutine bestimmt. Die relativen Standardabweichungen der Zerfallslänge liegen typischerweise in der Größenordnung von 10 %. Der Fadenzerfall niedrigviskoser Flüssigkeiten führt zu etwas geringeren relativen Standardabweichungen der Zerfallslänge als der Fadenzerfall viskoser Flüssigkeiten. Der Einfluss der Queranströmungsintensität auf die Standardabweichung der Zerfallslänge ist gering. Nachfolgend werden die Mittelwerte der Zerfallslängenmessung in dimensionsloser Form dargestellt.

Abbildung 4.4 zeigt die dimensionslose Zerfallslänge L_Z^* als Funktion der Gas-Weber-Zahl. Größere Werte von We_g bedeuten eine intensivere Gas/Flüssigkeits-Wechselwirkung. In Abbildung 4.4 a) ist das Verhalten für geringe Viskosität und in Abbildung 4.4 b) für höhere Viskosität dargestellt.

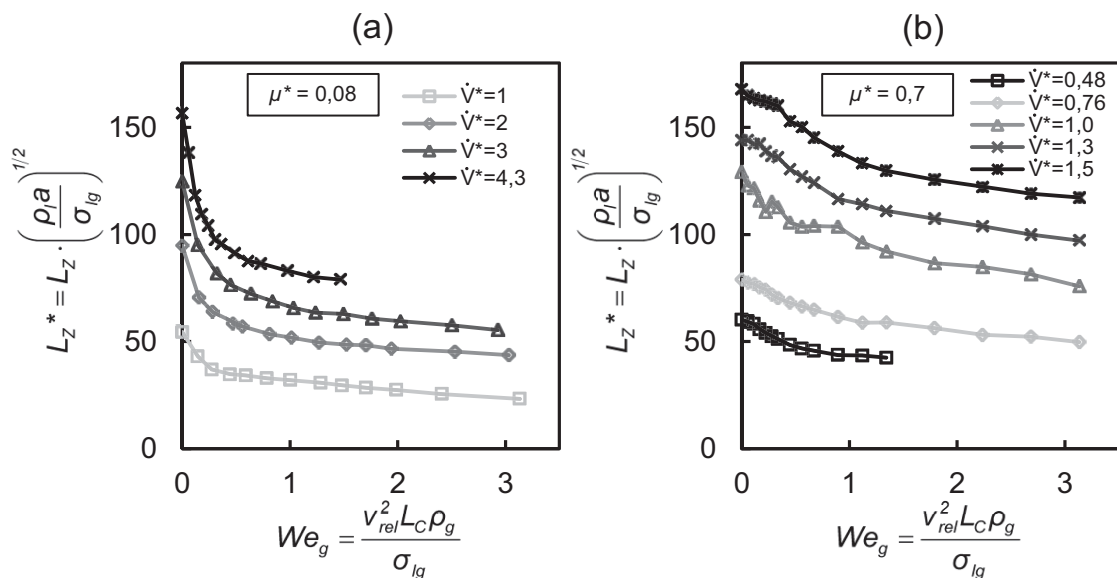


Abbildung 4.4: Dimensionslose Zerfallslängen in Abhängigkeit von We_g für verschiedene dimensionslose Volumenströme. Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. (a) $\mu = 35$ mPas (b) $\mu = 300$ mPas. Die Zerfallslänge sinkt grundsätzlich mit steigender Anströmungsintensität. Höher viskose Fäden zeigen jedoch eine weniger ausgeprägte Verkürzung, was mit dem dämpfenden Einfluss der Viskosität gegen gasseitige Einflüsse erklärt werden kann.

Erhöhte Werte des dimensionslosen Volumenstroms \dot{V}^* führen zu längeren Fäden und damit zu größeren Werten von L_Z^* . Der Einfluss der Viskosität besteht zunächst darin, dass deutlich längere Fäden bei gleichem \dot{V}^* beobachtet werden, was auf den störungsdämpfenden Einfluss der Viskosität zurückgeführt werden kann, vgl. $\dot{V}^* = 1$ in a) und b). In Kombination mit der Anströmungsintensität wird der dämpfende Ein-

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

fluss der Viskosität ebenfalls deutlich. Während Fäden mit geringer Viskosität bereits bei geringfügiger Erhöhung von We_g deutlich kürzer sind, ist der Einfluss auf höher viskose Fäden geringer. Die Versuchsergebnisse wurden in eine empirische Korrelation zur Berechnung der dimensionslosen Zerfallslänge überführt, die in Abschnitt 4.2.5 zur Vorhersage von L_z^* für verschiedene Stoffsysteme mit Newton'schem Fließverhalten angewendet wird.

Ein Vergleich mit dem Fadenzerfall von Flüssigkeiten mit nicht-Newton'schem Fließverhalten befindet sich im Abschnitt 4.3.

4.2.3 Zur mittleren Tropfengröße ($d_{50,3}$)

In Abbildung 4.5 ist die dimensionslose Tropfengröße d^* als Funktion der Gas-Weber-Zahl We_g für verschiedene Volumenströme und Viskositäten dargestellt.

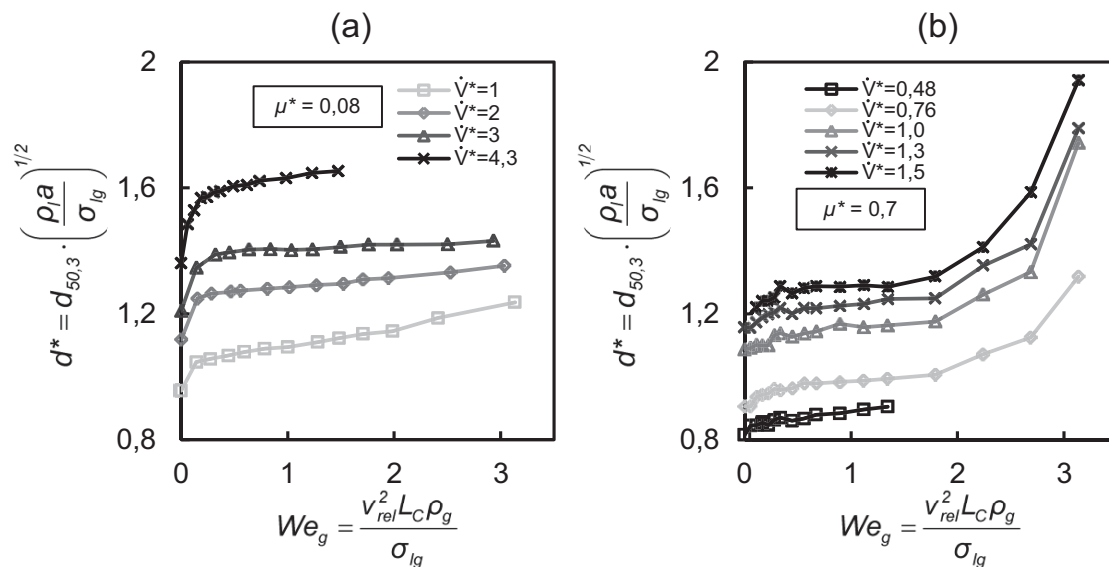


Abbildung 4.5: Dimensionenlose Tropfengröße in Abhängigkeit von We_g für verschiedene dimensionslose Volumenströme. Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. (a) $\mu = 35$ mPas (b) $\mu = 300$ mPas. Im Bereich geringer We_g -Zahlen steigt die Tropfengröße zunächst deutlich und dann weniger stark an. Im Bereich hoher Gas-Weber-Zahlen, insbesondere bei viskosen Fäden (b) steigt die Tropfengröße stark an.

Größere dimensionslose Volumenströme \dot{V}^* führen gemäß Schneiders Vorhersage zu größeren Tropfen, was mit größeren Strahldurchmessern erklärt werden kann (Schneider, 2002), vgl. Gleichung 3.16. In Abbildung 4.5 ist zu erkennen, dass d^* mit steigender Gas-Weber-Zahl ansteigt. Der Anstieg der Tropfengröße war nicht erwartet, da das Modell aus (Kitamura und Takahashi, 1976) kleinere Tropfen für steigende Gas-Weber-Zahlen prognostiziert, siehe Abbildung 3.4 und Gleichung 3.4. In (Kitamura und Takahashi, 1976) wird jedoch der Zerfall angeströmter *zylindrischer* Strahlen behandelt. Die in der vorliegenden Arbeit behandelten gedehnten Fäden sind jedoch nicht zylindrisch. Der Anstieg der Tropfengröße kann hier mit dem größeren Zerfallsdurchmesser $d_{s,z}$ der verkürzten Fäden bei höheren We_g erklärt wer-

den. Dies bestätigt die These von Koch, der beim Fadenzerfall an Rotationszerstäubern ebenfalls steigende Tropfengrößen bei intensiverer Gas/Flüssigkeits-Wechselwirkung beobachtete und den Effekt auf vergrößerte Zerfallsdurchmesser zurückführte (Koch, 2003), siehe Abschnitt 2.1. Die Versuchsbedingungen in (Koch, 2003) waren vergleichbar zu den hier gezeigten Modellversuchen (Wasser/Glyzerin-Gemisch, $\mu = 50$ mPas, $1 < \dot{V}^* < 16$, $0.295 < \mu^* < 0.524$, $0.054 < We_g < 1.71$). Der Einfluss des Zerfallsdurchmessers auf die Tropfengröße und der Widerspruch der eigenen Messergebnisse zur Theorie nach (Kitamura und Takahashi, 1976) wird in Abschnitt 4.2.3.1 näher untersucht.

In Abbildung 4.5 b) ist der Fall höherer Viskosität dargestellt. Im Bereich geringer Gas-Weber-Zahlen steigt die Tropfengröße vergleichbar zum weniger viskosen Fall. Im Bereich höherer We_g -Zahlen steigt die dimensionslose Tropfengröße sehr stark an. Als Grund hierfür konnte ein veränderter Zerfallsmodus der Fäden ausgemacht werden, siehe Abbildung 4.6. In a) ist der Verlauf der dimensionslosen Tropfengröße als Funktion von We_g für verschiedene Viskositäten dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Anstieg von d^* bei höherviskosen Flüssigkeiten intensiver ausfällt. In Abbildung 4.6 b) ist eine Gegenlichtaufnahme des Fadenzerfalls und insbesondere der Zerfallsbereich der Fäden dargestellt. Der Zerfallsvorgang ist nicht-achsensymmetrisch, sondern es werden dünne Ligamente zwischen größeren Flüssigkeitsansammlungen aus dem Strahl ausgelenkt.

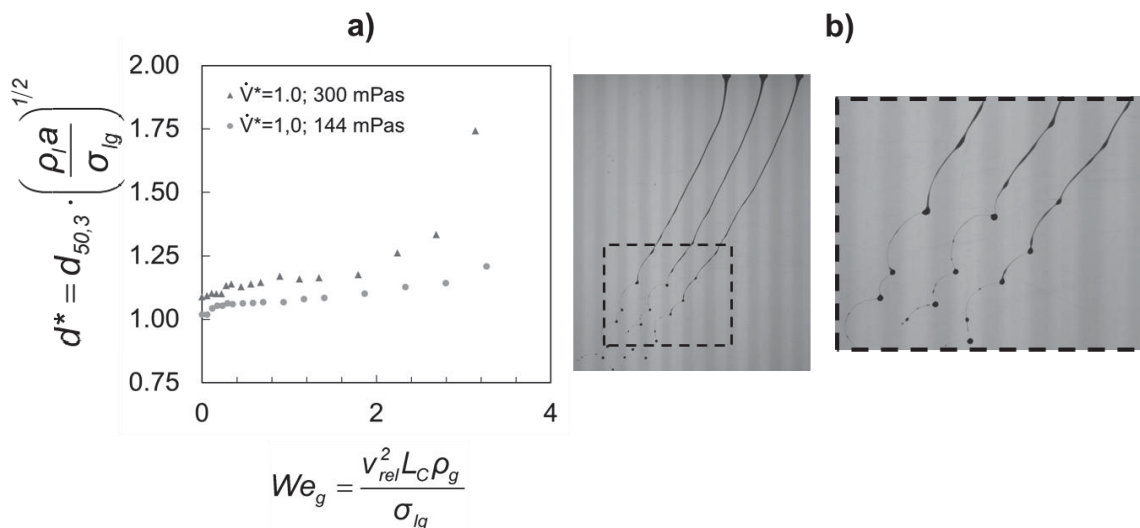


Abbildung 4.6: Tropfengröße und Zerwellen der Flüssigkeitsfäden a) Im Bereich kleiner We_g steigt die Tropfengröße durch vergrößerte Strahldurchmesser vergleichsweise leicht an. Im Bereich höherer We_g tritt Zerwellen der Fäden auf und die Tropfengröße steigt stark an. b) Aufnahme des nicht-achsensymmetrischen Fadenzerfalls und vergrößelter Zerfallsbereich.

Der langwellige nicht-achsensymmetrische Zerfall ähnelt dem von Weber beschriebenen Zerwellen (Weber, 1931), insbesondere jedoch einem der Zerfallsmuster, das von Gramlich und von Wong et al. beim Fadenzerfall viskoser Flüssigkeiten an Rotationszerstäubern beobachtet wurde (Wong et al., 2004; Gramlich, 2011).

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

Ein vergleichbarer Zerfallsmodus wurde auch in Studien zur Feinerstäubung laminarer Strahlen in intensiven Querströmungen beobachtet (Birouk et al., 2003; Sallam et al., 2004). Diese Arbeiten waren jedoch durch die Kraftstoffzerstäubung in Turbinenmotoren motiviert und beschäftigten sich vorrangig mit sehr intensiven Querströmungen. Der in der vorliegenden Arbeit behandelte Anströmungsbereich wurde nicht vordergründig untersucht.

Die beobachteten Flüssigkeitsansammlungen gehen in große Tropfen über, womit die stark steigenden Werte für d^* erklärt werden können. Das Auftreten der nicht-achsensymmetrischen Störungen wurde insbesondere bei langen und damit sehr dünnen Fäden beobachtet, wie sie bei hohen Viskositäten und geringem Flüssigkeitsdurchsatz auftreten. Der Einfluss des dimensionslosen Volumenstroms \dot{V}^* und der dimensionslosen Viskosität μ^* auf den Zerfallsmodus wird in Abschnitt 4.2.3.2 diskutiert. Es wird eine Korrelation vorgestellt, die die Vorhersage des Zerfallsmodus erlaubt. Auf dieser Grundlage konnte die dimensionslose Tropfengröße sowohl im Bereich des achsensymmetrischen Zertropfens als auch im Bereich des nicht-achsensymmetrischen Zerwellens mit den Betriebsbedingungen korreliert werden. Die Korrelationen werden in Abschnitt 4.2.5 vorgestellt und mit gemessenen Tropfengrößen verschiedener Stoffsysteme mit Newton'schem Fließverhalten verglichen.

Ein Vergleich mit dem Fadenzerfall von Flüssigkeiten mit nicht-Newton'schem Fließverhalten befindet sich im Abschnitt 4.3.

4.2.3.1 Einfluss des Zerfallsdurchmessers und der Zerfallswellenlänge auf die mittlere Tropfengröße

Aus den Versuchsergebnissen zur Tropfengröße aus gedehnten Fäden geht hervor, dass höhere Gas-Weber-Zahlen zu größeren Tropfen führen. Obwohl dies mit der Kontur der gedehnten Fäden und höheren Zerfallsdurchmessern $d_{s,z}$ bei höheren We_g erklärt werden kann, bleibt der Einfluss von We_g auf die Zerfallswellenlänge λ_z hierbei noch unberücksichtigt. Da aber sowohl Zerfallswellenlänge als auch Zerfallsdurchmesser die Tropfengröße bestimmen, wurde der Einfluss von We_g auf die Zerfallswellenlänge λ_z bei gedehnten Fäden näher untersucht, vgl. Abbildung 3.3 und Gleichung 3.1. Die Messergebnisse zu λ_z befinden sich in Abschnitt 4.2.9. Die gemessenen Zerfallswellenlängen streuten jedoch sehr stark um den jeweiligen Mittelwert, weshalb den Auswertungsergebnissen nur bedingt vertraut werden kann.

Um dennoch eine Aussage über den Einfluss von We_g auf die Zerfallswellenlänge zu treffen sowie den Widerspruch zwischen den Versuchsergebnissen und den Berechnungen nach Kitamura zu erklären, wurden die Versuche aus (Kitamura und Takahashi, 1976) reproduziert. In der genannten Arbeit wurden zwar berechnete und gemessene Zerfallslängen annähernd zylindrischer Strahlen unter Queranströmung verglichen, experimentelle Ergebnisse zur Tropfengröße wurden jedoch nicht vorgestellt. Um die Versuchsbedingungen der Experimente von Kitamura zu entsprechen, wurde eine Kapillare mit einem Durchmesser von 1,48 mm verwendet. Die in

(Kitamura und Takahashi, 1976) genannten Düsenaustrittsgeschwindigkeiten v_l konnten mit Flüssigkeitsvolumenströmen von $3 < \dot{V} < 13$ l/h reproduziert werden. Es wurde eine Glycerin/Wasser-Mischung mit 70 Gew.-% Glycerin und einer Viskosität von $\mu = 32,4$ mPas verwendet. Die Anströmgeschwindigkeiten der Strahlen wurden der Literatur entsprechend im Bereich von $0 < v_g < 8$ m/s eingestellt. Die Gas-Weber-Zahl wurde entsprechend Gleichung 2.10 mit der Gas-Relativgeschwindigkeit gemäß Gleichung 4.1 berechnet. Da jedoch eine Kapillare mit relativ geringem Durchmesser D mit großen Volumenströmen beaufschlagt wird, sind annähernd zylindrische, ungedehnte Flüssigkeitsstrahlen zu erwarten. Als charakteristische Länge des Systems wird daher der Düsendurchmesser D , anstelle der Kapillarlänge L_C verwendet. Der Strahldurchmesser kann sich auch bei annähernd zylindrischen Strahlen vom Düsendurchmesser unterscheiden. Die Umformung des Geschwindigkeitsprofils der Rohrströmung in das Blockprofil des Freistrahls kann zu einer Kontraktion oder zu einer Aufweitung des Strahls führen, siehe Abbildung 4.7. Gavis und Modan beschreiben das Kontraktions- bzw. Aufweitungsverhalten von Flüssigkeitsstrahlen in Luft, als Funktion der Reynolds-Zahl und des Verhältnisses von Rohrlänge zu Rohrdurchmesser (L/D) (Gavis und Modan, 1967). Aufgrund des vergleichsweise hohen L/D -Verhältnisses der verwendeten Rohrdüse ($L/D > 200$) wurde die Abhängigkeit des Kontraktionsverhaltens von Re vernachlässigt. Um den Zerfalldurchmesser der Strahlen zu bestimmen genügte eine Impulsbilanz nach (Middleman, 1995), die den Grenzfall für hohe Reynolds-Zahlen, bzw. lange Rohrdüsen beschreibt (Gavis und Modan, 1967). Es gilt in diesem Fall:

$$d_{s,z} = d_s = D \frac{\sqrt{3}}{2} \quad (4.2)$$

Für die theoretische dimensionslose Tropfengröße ergibt sich gemäß Gleichung 3.2:

$$d^* = \frac{d}{D} = 1,89 \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot (1 + 3 \cdot Oh)^{1/6} \quad (4.3)$$

In Abbildung 4.7 sind die Ergebnisse der gemessenen und der mit Gleichung 4.3 berechneten Tropfendurchmesser gezeigt.

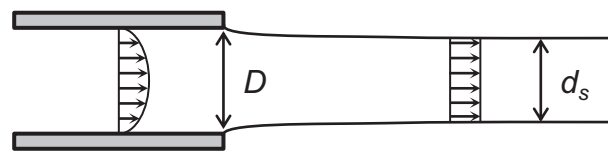
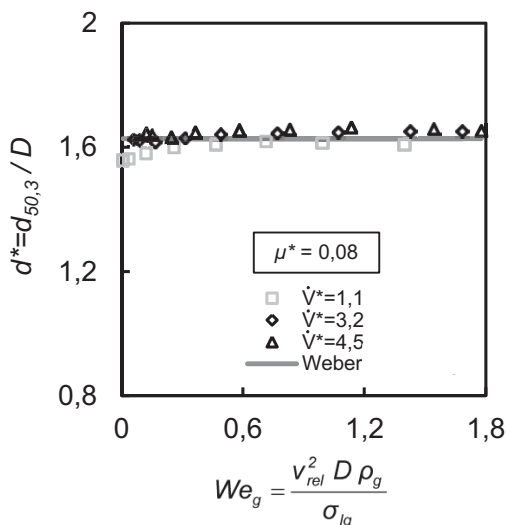


Abbildung 4.7 Links: Abhängigkeit der Tropfengröße aus ungedehnten Strahlen von der Gas-Weber-Zahl. Versuchsbedingungen analog zu (Kitamura und Takahashi, 1976), $\mu = 32,4$ mPas. Die Tropfengröße ist für verschiedene We_g annähernd konstant und wird durch die korrigierte Gleichung 4.3 nach (Weber, 1931) gut beschrieben. Oben: Strahlverjüngung eines ungedehnten Strahls in Folge der Umformung des Geschwindigkeitsprofils (Middleman, 1995).

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

Gleichung 4.3 ergibt mit den Messungen gut übereinstimmende Werte. Es fällt jedoch auf, dass d^* nicht signifikant von der Queranströmung abhängt.

Die Beeinflussung der Zerfallswellenlänge λ_z durch die Gas-Weber-Zahl We_g ist offenbar geringer als in (Kitamura und Takahashi, 1976) prognostiziert, vgl. Abbildung 3.4. Zur Verdeutlichung kann aus den gemessenen Tropfengrößen durch Gleichsetzen des Volumens des abgeschnürten Strahlelements und des resultierenden Tropfenvolumens eine Zerfallswellenlänge berechnet werden, siehe Gleichung 3.1.

$$\lambda_z = \frac{2}{3} \frac{d^3}{d_{s,z}^2} \quad (4.4)$$

Die Zerfallswellenlänge $\lambda = 2\pi/k$ kann auch aus dem Modell von Kitamura als Funktion der dimensionslosen Wellenzahl k^* berechnet werden:

$$k^* = \frac{2 \cdot k}{d_{s,z}} \quad (4.5)$$

Der Einfluss der Gas-Weber-Zahl auf die dimensionslose Wellenzahl k^* wird in (Kitamura und Takahashi, 1976) über einen „Korrekturfaktor f_2 “ dargestellt, der das Modell aus (Weber, 1931) um den Einfluss der Gas-Queranströmung erweitert.

$$k^* = \frac{f_2}{\sqrt{2 \cdot (1 + 30h)}} \quad (4.6)$$

Der „Korrekturfaktor f_2 “ wurde durch numerische Lösung von Gleichung 3.4 bestimmt und ist in Abbildung 4.8 (a) in Abhängigkeit von We_g dargestellt. Abbildung 4.8 (b) zeigt den Vergleich der „quasi-gemessenen“ Zerfallswellenlängen gemäß Gleichung 4.4 mit berechneten Werten. Die Versuchsergebnisse weichen stark von den berechneten Werten ab. Eine Abnahme der Zerfallswellenlänge für höhere We_g -Zahlen ist nicht zu erkennen.

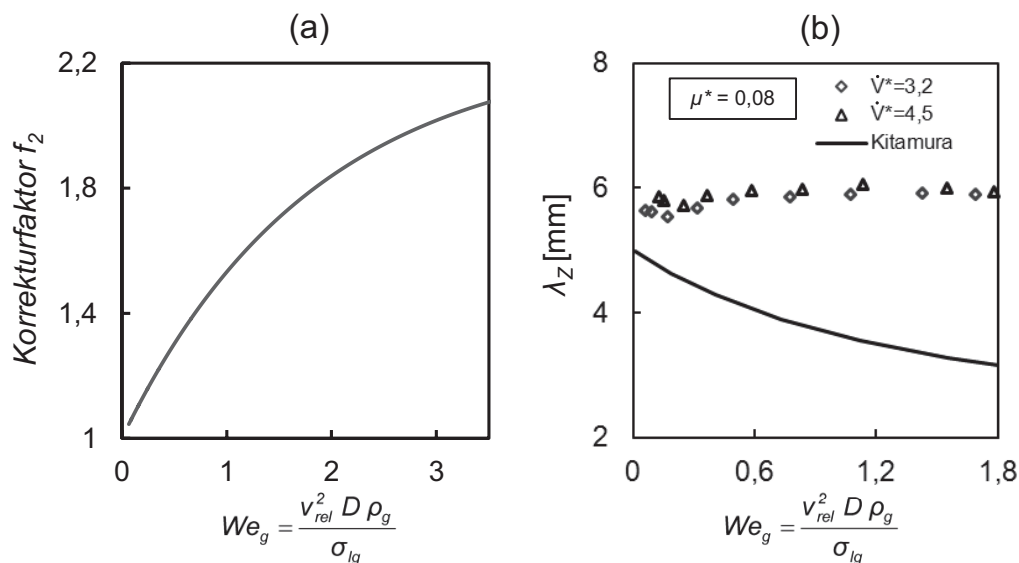


Abbildung 4.8: (a) „Korrekturfaktor f_2 “ zur Berechnung der Wellenzahl in Abhängigkeit von We_g gemäß Gleichung 3.4 (Kitamura und Takahashi, 1976). (b) Vergleich berechneter und „quasi-gemessener“ Zerfallswellenlängen.

Aufgrund der geringen Abhängigkeit der Zerfallswellenlänge von We_g und den beobachteten mit We_g steigenden Tropfendurchmessern für gedehnte Fäden kann gefolgert werden, dass der Einfluss der Gas-Weber-Zahl hauptanteilig über den Zerfallsdurchmesser $d_{S,Z}$ geschieht. Der Einfluss über die Zerfallswellenlänge λ_Z ist vergleichsweise gering. Eine experimentelle Untersuchung der Zerfallswellenlänge für gedehnte Fäden wird in Abschnitt 4.2.9 vorgestellt.

4.2.3.2 Fadenzerfall aufgrund nicht-achsensymmetrischer Störungen

Nachfolgend soll der in Abbildung 4.6 dargestellte nicht-achsensymmetrische Fadenzerfall näher untersucht werden. Der nicht-achsensymmetrische Zerfall tritt grundsätzlich bei erhöhten Gas-Weber-Zahlen auf, weshalb die Bezeichnung als windinduziertes Zerwellen gerechtfertigt ist. Darüber hinaus wird der Zerfallsmodus aber maßgeblich von der Gestalt des Fadens beeinflusst. Lange Fäden, die geringe Durchmesser im Zerfallsbereich aufweisen zerfallen eher in Form des Zerwellens als kurze Fäden mit großem Durchmesser im Zerfallsbereich. Da Länge und Durchmesser der Fäden im Zerfallsbereich maßgeblich vom dimensionslosen Volumenstrom \dot{V}^* und der dimensionslosen Viskosität μ^* abhängen, ist eine Charakterisierung des Zerfallsmodus als Funktion dieser Kennzahlen ebenfalls sinnvoll. Die kritische Gas-Weber-Zahl $We_{g,kritisch}$, ab der der Zerfallsvorgang in Zerwellen übergeht, wurde aus den Versuchsergebnissen extrahiert, indem die Bereiche unterschiedlicher relativer Änderungen der Tropfengröße mit steigender Gas-Weber-Zahl identifiziert wurden. Abbildung 4.9 zeigt eine doppelt-logarithmische Auftragung $d^* = f(We_g)$ für eine vergleichsweise hochviskose Flüssigkeit. Der Umschlagpunkt zwischen den Zerfallsmodi ist anhand der Änderung der relativen Zunahme der Tropfengröße gut zu erkennen. Bei diesem Beispiel liegen die kritischen Gas-Weber-Zahlen für alle \dot{V}^* dicht beieinander. Bei geringeren Viskositäten ist die Abhängigkeit des Fadendurchmessers im Zerfallsbereich vom dimensionslosen Volumenstrom deutlich größer. Daher ist bei geringen μ^* auch der Zerfallsmodus deutlich stärker von \dot{V}^* abhängig.

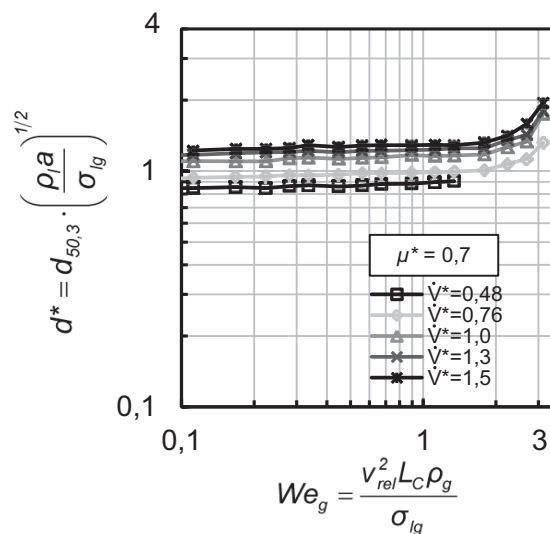


Abbildung 4.9: Dimensionslose Tropfengröße in Abhängigkeit von We_g bei unterschiedlichen Volumenströmen. Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. $\mu = 300$ mPas. In logarithmischer Darstellung kann die kritische Gas-Weber-Zahl identifiziert werden.

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

In Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen wurde eine Korrelation an die experimentellen Werte von $We_{g,kritisch}$ angepasst.

$$We_{g,kritisch} = 1,92 \cdot \dot{V}^{*0,15} \cdot \mu^{*-0,39} \quad (4.7)$$

In Abbildung 4.10 ist für alle Versuche die beobachtete Zerfallsform dargestellt. Die erhaltene Korrelation gemäß Gleichung 4.7 wurde als Linie in das Diagramm eingetragen und unterteilt die Zerfallsmodi. Es ist eine gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und korrelierten Werten zu erkennen.

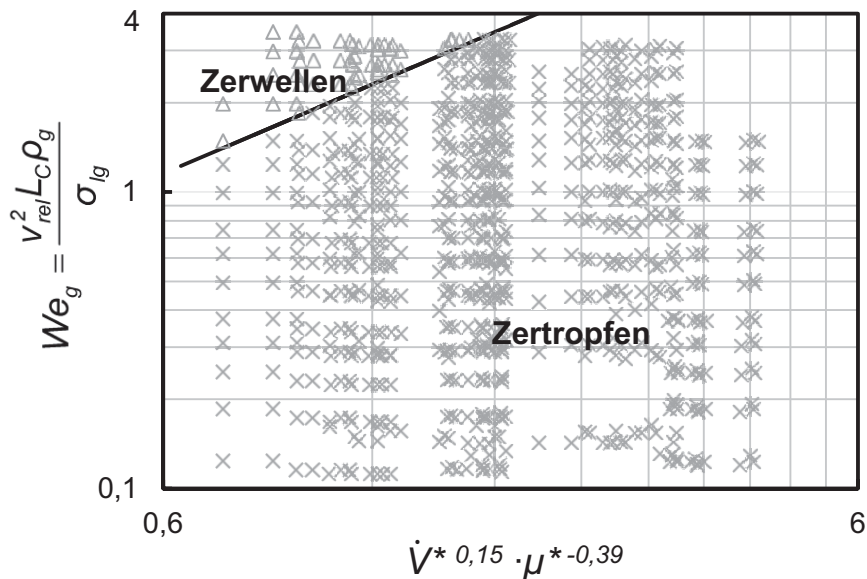


Abbildung 4.10: Darstellung von 782 Messwerten und Einteilung bezüglich der Art des Strahlzerfalls. Zertropfen (Kreuze) und Zerwellen (Dreiecke) die Linie stellt die kritische Gas-Weber-Zahl gemäß Gleichung 4.7 dar.

4.2.4 Zur Breite der Tropfengrößenverteilung (*span*)

Abbildung 4.11 zeigt den *span*-Wert der Tropfengrößenverteilung als Funktion der Gas-Weber-Zahl. Größere Werte von We_g bedeuten eine intensivere Gas/Flüssigkeits-Wechselwirkung. In Abbildung 4.11 a) ist das Verhalten für geringe Viskosität und in b) für höhere Viskosität dargestellt.

Es kann keine signifikante Abhängigkeit des *span* vom dimensionslosen Volumenstroms \dot{V}^* festgestellt werden. Im Bereich geringer We_g -Zahlen führt der dämpfende Einfluss der Viskosität dazu, dass für höher viskose Flüssigkeiten engere Verteilungen beobachtet werden können, siehe Abbildung 4.11 b). In Kombination mit höheren Anströmgeschwindigkeiten kehrt sich der Einfluss der dimensionslosen Viskosität jedoch um. Im Bereich höherer We_g -Zahlen werden breitere Tropfengrößenverteilungen für die viskose Flüssigkeit beobachtet.

Die kritische Gas-Weber-Zahl, ab der nicht-achsensymmetrisches Zerwellen für die Flüssigkeit mit $\mu^* = 0,7$ auftritt, liegt für die in b) dargestellten dimensionslosen Volumenströme nach Gleichung 4.7 bei $We_{g,kritisch} \approx 2$. Die kritische Gas-Weber Zahl ist

als strichlierte Linie in das Diagramm eingetragen. Es ist zu erkennen, dass der starke Anstieg des $span$ -Werts für $We_g > 2$ offenbar dem Einfluss des nicht-achsensymmetrischen Zerfallsmodus zugerechnet werden kann.

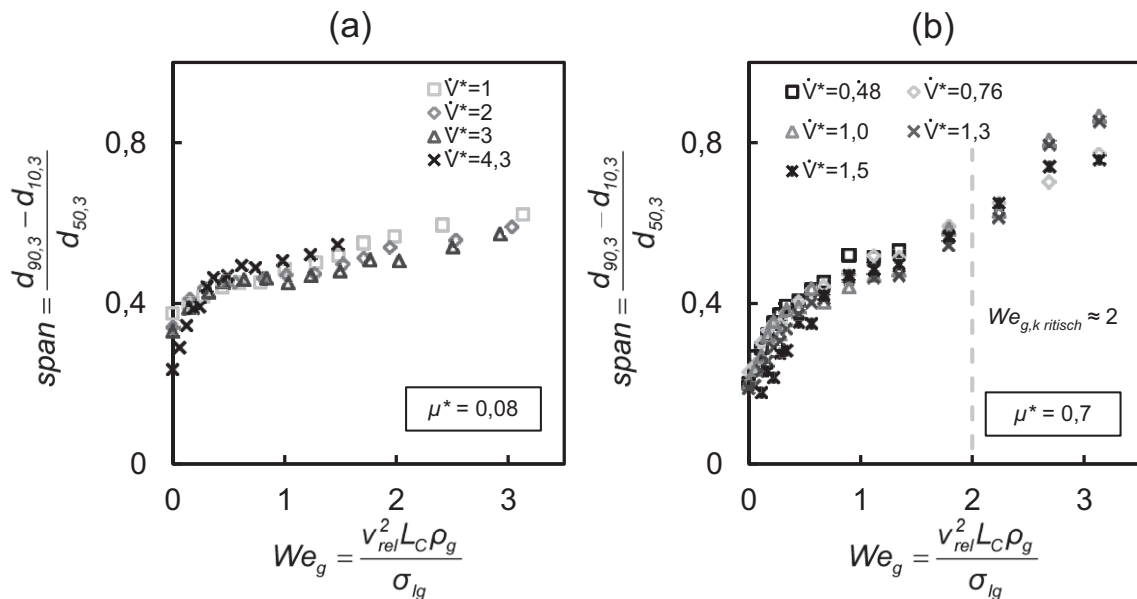


Abbildung 4.11: $span$ -Werte in Abhängigkeit von We_g für verschiedene dimensionslose Volumenströme. Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. (a) $\mu = 35$ mPas (b) $\mu = 300$ mPas. Im Bereich geringer We_g steigt der $span$ zunächst stärker und dann weniger stark an. Viskose Fäden (b) zeigen geringe Verteilungsbreiten bei kleinen We_g aber eine vergleichsweise starke Zunahme des $span$ bei höheren Anströmungsintensitäten. Der Einfluss des dimensionslosen Volumenstroms auf den $span$ -Wert ist nicht signifikant.

Im Hinblick auf die Motivation der vorliegenden Arbeit, d.h. geringe Tropfengrößenverteilungsbreiten mit Rotationszerstäubern in Sprühtrocknern zu erzielen, ist das in Abbildung 4.11 dargestellte Ergebnis von besonderer Bedeutung. Die dargestellte Tendenz, dass höhere Gas-Weber-Zahlen zu größeren $span$ -Werten führen, wurde auch für nicht-Newton'sche Flüssigkeiten beobachtet, siehe Abschnitte 4.3.1 und 4.3.2. Die Arbeitshypothese, dass höhere Anströmungsintensitäten zu breiterer TGV führen, kann damit als bestätigt angesehen werden. Sollen in Sprühtrocknungsverfahren mit laminar betriebener Rotationszerstäubung hochwertige Feststoffprodukte mit besonders enger KGV erzielt werden, dann sollten im Zerfallsbereich der Flüssigkeitsfäden niedrige Gas-Weber-Zahlen sichergestellt werden. Auf diese Weise kann ein vergleichsweise wenig gestörter Fadenzerfall und ein Spray mit geringem $span$ erwartet werden, was die Herstellung eines hochwertigen Produkts erst ermöglicht, vgl. Abschnitt 2.

Die Versuchsergebnisse wurden in eine empirische Korrelation zur Berechnung des $span$ -Werts überführt, die im nächsten Abschnitt zur Vorhersage der Verteilungsbreite der TGV für verschiedene Stoffsysteme mit Newton'schem Fließverhalten angewendet wird. Die hier gezeigten Versuchsergebnisse werden in Abschnitt 4.3 mit dem Zerfallsverhalten nicht-Newton'scher Flüssigkeiten verglichen.

4.2.5 Korrelation der Versuchsergebnisse

Die erzielten Versuchsergebnisse zum Zerfall quer angeströmter und gedehnter Fäden im Schwerfeld wurden dazu benutzt, um empirische Korrelationen zu formulieren (Mescher et al., 2012b). Diese sollen es erlauben, bei bekannten Betriebsbedingungen die Zerfallslänge, die Tropfengröße und den *span* auf einfache Weise vorherzusagen. Die Parameter der Korrelationen sind die Kennzahlen \dot{V}^* , μ^* und We_g . Die Anpassung der Konstanten erfolgte jeweils über einen numerischen Algorithmus (clustered non-linear GRG, generalized reduced gradient, MS Excel Solver).

Obwohl es sich hierbei um empirische Korrelationen handelt, sollen die Strukturen der Gleichungen auch physikalischen Bezug haben. Beispielsweise soll der Fall $We_g = 0$, also der Fadenzerfall in ruhender Atmosphäre beschrieben werden können. Analog zur Tropfengrößenbeziehung nach Weber gemäß Gleichung 3.2. soll auch ein nicht-viskoser Grenzfall $\mu^* \rightarrow 0$ beschrieben werden können. In der Tropfengrößenbeziehung nach Weber verschwindet der Einfluss der Ohnesorge-Zahl für den nicht viskosen Grenzfall $Oh \rightarrow 0$ und die Gleichung geht in die Tropfengrößenbeziehung nach Rayleigh über, siehe Abschnitt 3.

Dimensionslose Zerfallslänge L_Z^*

Die zeitliche Schwankung der Zerfallslänge der Flüssigkeitsfäden führt zu einer relativen Standardabweichung der Zerfallslänge, die im untersuchten Bereich bei ca. 10 % lag, siehe Abschnitt 4.2.2. In diesem Abschnitt werden die jeweiligen Mittelwerte der Zerfallslänge in dimensionsloser Form mit den dimensionslosen Betriebsbedingungen korreliert.

Die Versuchsergebnisse zeigen, dass die mittlere Zerfallslänge für den Fall $We_g = 0$ mit steigendem dimensionslosen Volumenstrom \dot{V}^* und steigender dimensionsloser Viskosität μ^* ansteigt. Die gewählte Korrelationsfunktion für die dimensionslose Zerfallslänge ohne Queranströmung $L_{Z,0}^*$, die auch den Grenzfall $\mu^* \rightarrow 0$ enthält, ist:

$$L_{Z,0}^* = i_1 \dot{V}^{*i_2} \cdot (1 + i_3 \mu^*)^{i_4} \quad (4.8)$$

Von der gezeigten Korrelation für die Fadenzerfallslänge ohne Gas/Flüssigkeits-Wechselwirkung ausgehend, kann der Einfluss der Gas-Weber-Zahl formuliert werden. Der Einfluss von We_g auf die Zerfallslänge ist jedoch komplex mit den Eigenschaften der Flüssigkeit bzw. dem Durchsatz verknüpft. Ist der Faden aufgrund hoher Werte von \dot{V}^* lang, so ist auch die Abnahme der Fadenlänge durch höhere Werte von We_g hoch.

In Kombination mit der Anströmung der Fäden übt die Viskosität gegenläufige Einflüsse auf den Zerfallsvorgang aus. Einerseits dämpft ein hoher Wert von μ^* den störenden Einfluss von We_g . Andererseits führen hohe Werte von μ^* zu langen und dünnen Fäden, die stärker durch die Anströmung beeinflusst werden. Die Korrelation für die dimensionslose Zerfallslänge angeströmter Fäden L_Z^* wird daher so formuliert, dass von der unangeströmten Zerfallslänge gemäß Gleichung 4.8 ein Gas-

Störungsterm abgezogen wird. Der Störungsterm beinhaltet die Gas-Weber-Zahl, die so mit den anderen Kennzahlen verknüpft ist, dass die beobachteten Messwertverläufe wiedergegeben werden und die Grenzfälle geringen dimensionslosen Volumenstroms bzw. geringer dimensionsloser Viskosität berücksichtigt werden. Die gewählte Korrelation lautet:

$$L_Z^* = L_{Z,0}^* - i_5 (1 + \dot{V}^*)^{i_6} \cdot (1 + \mu^*)^{i_7} \cdot We_g^{i_8 (1 + \mu^*)^{i_9}} \quad (4.9)$$

In Abbildung 4.12 werden die experimentellen Ergebnisse zur dimensionslosen Zerfallslänge L_Z^* mit Gleichung 4.9 verglichen. Jeder Datenpunkt geht aus der mittleren Zerfallslänge L_Z einer Messreihe mit 100 Bildern und jeweils 300 Fäden hervor, siehe Abschnitt 4.1.

Die erhaltenen Konstanten der Korrelation sind ebenfalls in Abbildung 4.12 dargestellt. Die mittlere Abweichung der Korrelation entspricht 6,14 %. Der maximal auftretende Fehler beträgt 32,7%.

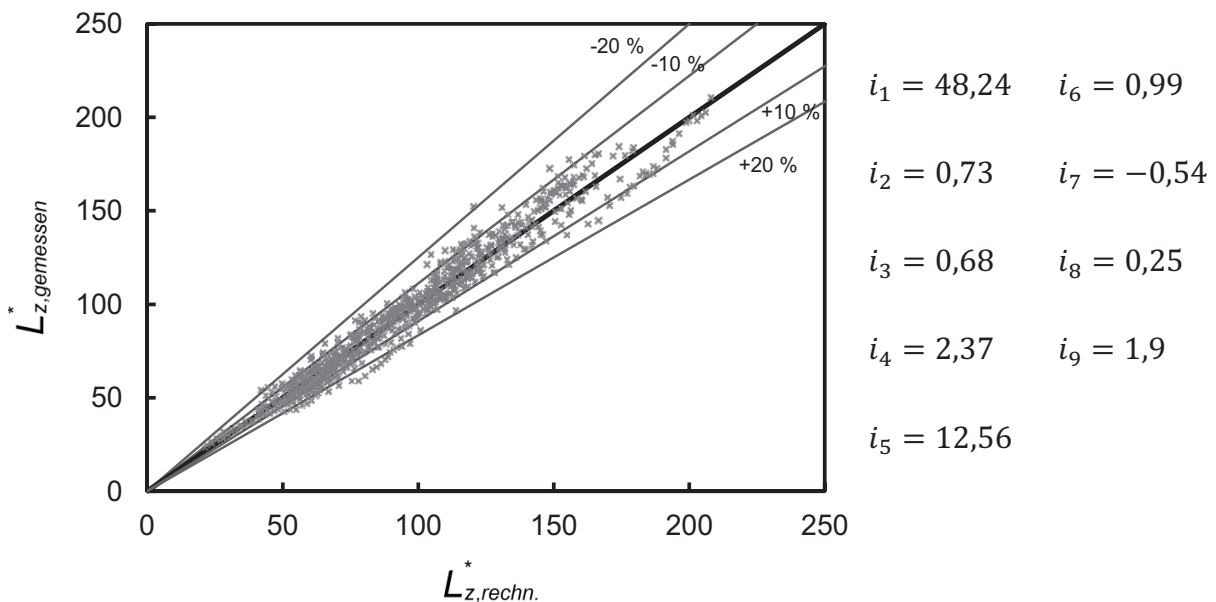


Abbildung 4.12: Korrelation der dimensionslosen Zerfallslänge. Vergleich der 782 Versuchsergebnisse mit den gemäß Gleichung 4.9 berechneten Werten. Die Linien geben die prozentuale Abweichung zwischen Experiment und Korrelation an. Rechts: Konstanten zur Bestimmung der dimensionslosen Zerfallslänge L_Z^* .

Die Korrelation kann den Zerfall gedehnter Fäden unter Berücksichtigung der Scherviskosität in der Kennzahl μ^* beschreiben, obwohl der Fadenzerfall eher durch die Dehnaviskosität bestimmt ist. Wie in Abschnitt 2.3.1 erläutert, kann aufgrund des festen Verhältnisses zwischen Dehn- und Scherviskosität bei Newton'schen Flüssigkeiten $\mu_{Dehnung} = 3 \cdot \mu_{Scherung}$ auch die Scherviskosität zur Korrelation benutzt werden.

In Abbildung 4.13 werden Messwerte von zwei Flüssigkeiten mit Newton'schem Fließverhalten mit der Korrelation gemäß Gleichung 4.9 verglichen. Neben einem

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

Glyzerin/Wasser-Gemisch werden Messwerte zur Zerfallslänge einer wässrigen Polyvinylpyrrolidon Lösung (PVP, Luvitec K30, BASF SE) gezeigt.

Bei langkettigen PVP-Systemen bzw. bei wässrigen Lösungen mit hohen PVP-Anteilen tritt nicht-Newton'sches Verhalten auf, vgl. PVP-System: Luvitec K90 in Abschnitt 4.3.1. Im Bereich der hier vorliegenden Zusammensetzung weist die PVP-K30-Lösung jedoch Newton'sches Fließverhalten auf. Der PVP-Anteil wurde so eingestellt, dass die dimensionslose Viskosität μ^* mit derjenigen des Glyzerin/Wasser-Gemisch annähernd übereinstimmt.

Abbildung 4.13 demonstriert, dass sich bei gleichem dimensionslosem Durchsatz \dot{V}^* die Messwertverläufe annähernd decken und die angepasste Korrelation die Zerfallslänge auch für das PVP-System beschreiben kann.

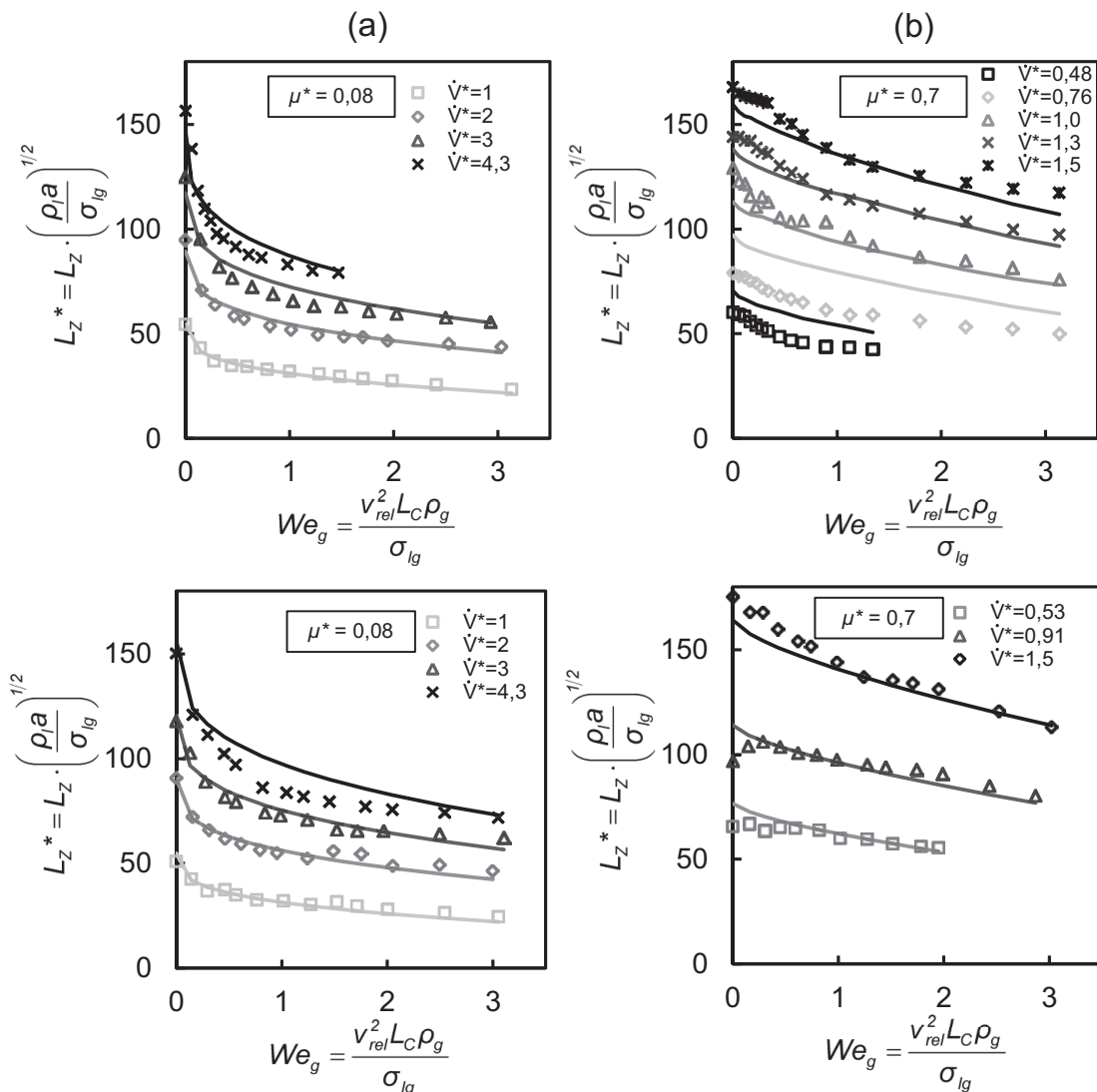


Abbildung 4.13: Gemessene und gemäß Gleichung 4.9 berechnete dimensionslose Zerfallslänge in Abhängigkeit von We_g , dargestellt für zwei Flüssigkeiten mit Newton'schem Fließverhalten. Die dimensionslosen Betriebsdaten sind gleich. Düsendurchmesser $D = 10$ mm. Oben: Wasser/Glycerin Gemisch, Viskosität (a) $\mu = 35$ mPas (b) $\mu = 300$ mPas. Unten: Wasser/PVP (K30) Gemisch.

Dimensionslose Tropfengröße d^*

Die beschriebene Korrelation für die dimensionslose Zerfallslänge L_Z^* kann auch als Eingangsgröße für das in (Gramlich et al., 2011) vorgestellte Modell zur numerischen Berechnung der Tropfengröße beim Zerfall gedehnter Fäden benutzt werden. Neben der numerischen Berechnung der Tropfengrößen auf der Basis eines physikalischen Berechnungsmodells, kann die Tropfengröße auch auf Basis einer empirischen Korrelation berechnet werden.

Die Korrelation für die dimensionslose Tropfengröße d^* wurde zweiteilig gestaltet, um sowohl den achsensymmetrischen Zerfall als auch das nicht-achsensymmetrische Zerwellen separat zu beschreiben, siehe Abschnitt 4.2.3.2. Das Kriterium nach welcher Teilkorrelation die Tropfengröße berechnet werden soll ist die kritische Gas-Weber-Zahl $We_{g,kritisch}$ gemäß Gleichung 4.7.

$$d^* = \begin{cases} d_{Zertropfen}^* : We_g \leq We_{g,kritisch} \\ d_{Zerwellen}^* : We_g > We_{g,kritisch} \end{cases} \quad (4.10)$$

Analog zur Vorgehensweise bei der Zerfallslänge wurde auch für die Tropfengröße die Korrelationsfunktion so formuliert, dass die beobachteten Messwertverläufe optimal wiedergegeben und keine unphysikalischen Randwerte vorkommen. Die gewählte Korrelation, die auch den Grenzfall $We_g = 0$ beschreibt, lautet:

$$d_{Zertropfen}^* = j_1 \dot{V}^{*j_2} \mu^{*j_3} \cdot (1 + j_4 We_g)^{j_5(1+j_6\mu^*)^{j_7}} \quad (4.11)$$

Für den Fall $We_g \rightarrow 0$ und $\mu^* \rightarrow 0$ geht die Korrelation in die Tropfengrößenbeziehung nach Schneider über (Schneider, 2002), vgl. Gleichung 3.16. Der Einfluss der Viskosität wird durch den Faktor μ^* berücksichtigt. Wie bereits bei der Zerfallslänge beobachtet wurde, ist der Einfluss der Gas-Weber-Zahl komplex mit der dimensionslosen Viskosität verknüpft, weshalb μ^* auch im Exponenten von We_g berücksichtigt wird, vgl. Gleichung 4.9.

In Abbildung 4.14 werden die Messwerte zur dimensionslosen Tropfengröße d^* mit Gleichung 4.11 verglichen. Die erhaltenen Konstanten für Gleichung 4.11 sind ebenfalls aufgeführt. Die mittlere Abweichung beträgt 2,02%, der maximale Fehler beträgt 9,9%. Jeder Punkt kann auf die mittlere Tropfengröße $d_{50,3}$ einer Messreihe mit 100 Bildern und jeweils ca. 5000 Tropfen zurückgeführt werden, siehe Abschnitt 4.2. Die Streubreite der Tropfengrößen wird in Form des *span*-Werts der TGV beschrieben, siehe unten.

Der Vergleich von Korrelation und Messwerten ist für diejenigen Betriebsbedingungen dargestellt, die zu achsensymmetrischem Zertropfen geführt haben. Dieser Zerfallsmodus wurde im Rahmen dieser Arbeit vordergründig untersucht. Die Datenbasis zur dimensionslosen Tropfengröße d^* ist im Bereich des Zertropfens mit 754 Versuchen deutlich breiter als die Datenbasis zum nicht-achsensymmetrischen Zerwellen.

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

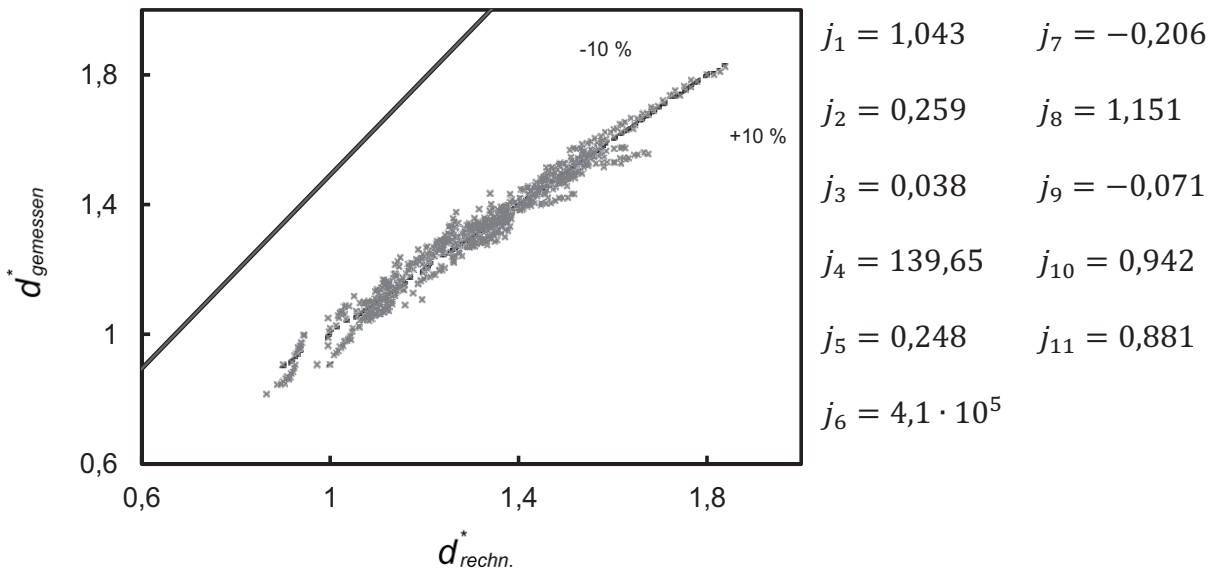


Abbildung 4.14: Korrelation der dimensionslosen Tropfengröße. Vergleich der 754 Versuchsergebnisse mit den gemäß Gleichung 4.11 berechneten Werten. Die 28 Messpunkte im Bereich des Zerwellens sind nicht dargestellt. Rechts: Konstanten zur Bestimmung von d^* .

Wird $We_{g,kritisch}$ gemäß Gleichung 4.7 überschritten, so kann die Tropfengröße mit der Korrelationsfunktion für den Bereich des nicht-achsensymmetrischen Zerwellens berechnet werden. Die erhaltenen Konstanten der Korrelationen sind ebenfalls in Abbildung 4.14 dargestellt.

$$d_{Zerwellen}^* = d_{Zertropfen}^*(We_{g,kritisch}) + j_8 \dot{V}^{*j_9} \mu^{*j_{10}} \cdot (We_g - We_{g,kritisch})^{j_{11}} \quad (4.12)$$

Die Abweichungen zwischen den Messwerten und der Korrelation im Bereich des Zerwellens sind deutlich größer als beim Zertropfen. Der mittlere Fehler beträgt hier 8,48%, der maximale Fehler 37,8%.

Der nicht-achsensymmetrische Zerfall wurde jedoch weniger intensiv untersucht als das Zertropfen, weshalb die Datenbasis für die Korrelation gemäß Gleichung 4.12 mit 28 Versuchseinstellungen bzw. Tropfengrößenmessungen vergleichsweise gering ist. Für eine exaktere Korrelation der Tropfengröße im Bereich des nicht-achsensymmetrischen Zerwellens ist eine größere Anzahl von Versuchen im Bereich $We_g > We_{g,kritisch}$ notwendig.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird jedoch insbesondere der gleichmäßigere Zerfall in Form des Zertropfens betrachtet, da dieser Zerfallsmodus auch beim Fadenzerfall an Rotationszerstäubern angestrebt wird, siehe Abschnitt 1.2. Die Tropfengrößenbeziehung gemäß Gleichung 4.11 steht daher im Vordergrund. Der Gültigkeitsbereich der Korrelation wird von Gleichung 4.7 beschrieben, welche die kritische Gas-Weber-Zahl für den achsensymmetrischen Zerfallsmodus angibt.

In Abbildung 4.15 werden Messwerte einer wässrigen PVP-Lösung mit Newton'schem Fließverhalten (Luvitec K30, BASF SE) mit Gleichung 4.10 vergli-

chen. Wie bereits für die Zerfallslänge gezeigt, sind auch für die PVP-Lösung relativ geringe Abweichungen zwischen Korrelation und Messwerten festzustellen. Im Bereich des Zerwellens steigt die Abweichung zwischen Messwert und Korrelation jedoch an. Dies kann auf die geringere Anzahl von Messungen in diesem Bereich zurückgeführt werden, die der Korrelation zugrunde liegen.

Die Tropfengröße wird jedoch auch im Bereich des Zerwellens tendenziell gut wiedergegeben und der Übergang zwischen den Zerfallsformen wird durch Gleichung 4.7 sowohl für das System Glycerin/Wasser als auch für das PVP-System zufriedenstellend beschrieben.

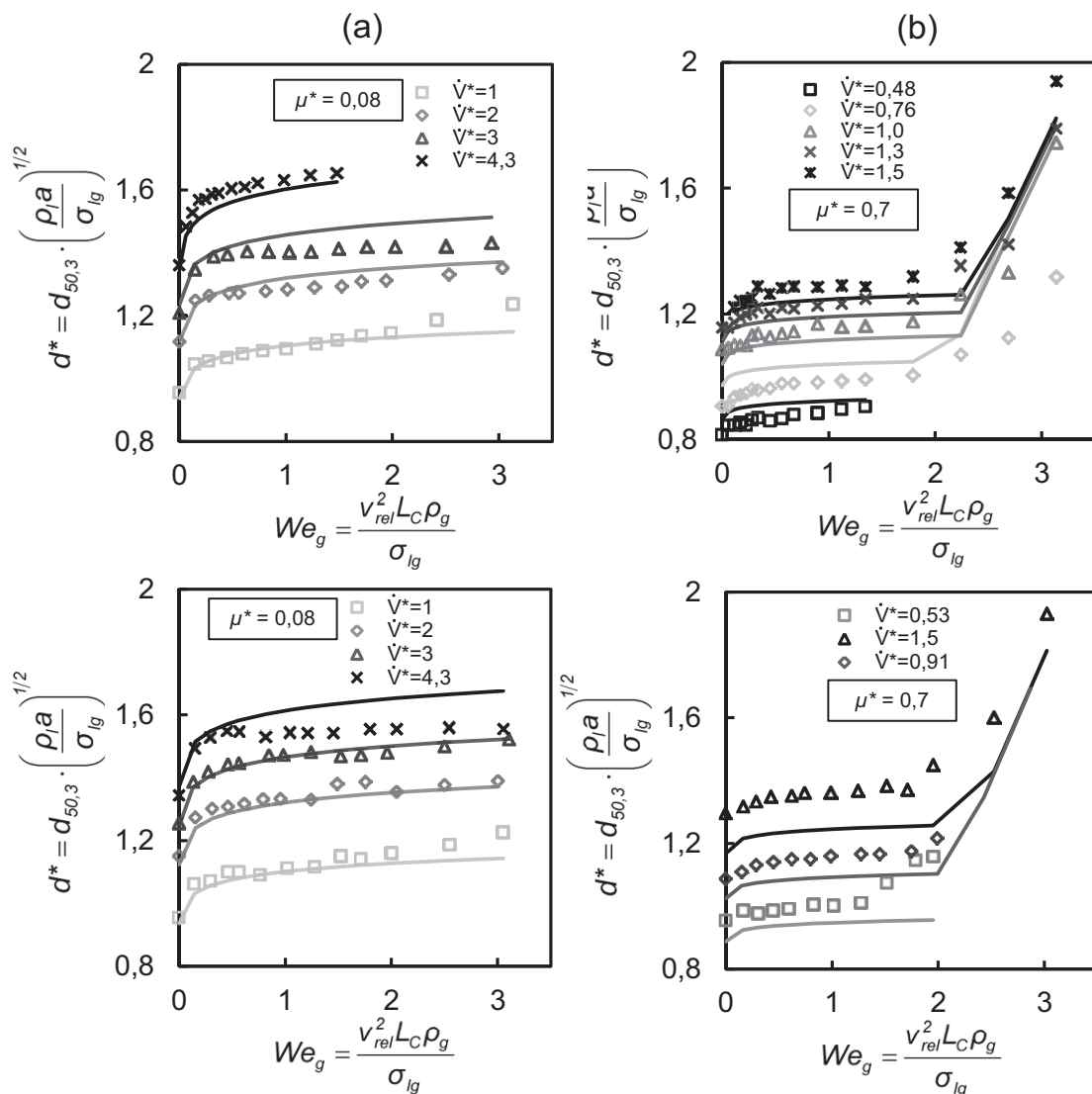


Abbildung 4.15: Gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengröße in Abhängigkeit von We_g , dargestellt für zwei Flüssigkeiten mit Newton'schem Fließverhalten. Die dimensionslosen Betriebsdaten sind identisch. Düsendurchmesser $D = 10$ mm. Oben: Wasser/Glycerin Gemisch, Viskosität (a) $\mu = 35$ mPas (b) $\mu = 300$ mPas. Unten: Wasser/PVP (K30) Gemisch

Die vorgestellte Korrelation erlaubt es die Tropfengröße beim Zerfall quer angeströmter Fäden - insbesondere im Bereich des achsensymmetrischen Zertropfens -

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

in Abhängigkeit des Flüssigkeitsdurchsatzes, der Flüssigkeitseigenschaften und der Anströmungsintensität vorherzusagen. Die Untersuchung des Fadenzerfalls im Schwerfeld war durch die Absicht motiviert, erzielte Erkenntnisse auf den Fadenzerfall an Rotationszerstäubern zu übertragen. Da Gleichung 4.10 die maßgeblichen Einflüsse auf die Tropfengröße an Rotationszerstäubern enthält, sollte sie auch für diesen Fall anwendbar sein. Ein Vergleich von Tropfengrößenmessungen an einem Rotationszerstäuber mit berechneten Werten gemäß Gleichung 4.10 bestätigt, die Anwendbarkeit der Korrelation auf die Rotationszerstäubung, siehe Abschnitte 5.1 und 5.2.2.3.

Wie noch gezeigt wird, kann die Tropfengrößenkorrelation gemäß Gleichung 4.10 vereinfacht werden, indem das Modell nicht direkt auf die dimensionslose Tropfengröße d^* sondern zunächst auf die Zerfallswellenlänge ausgerichtet wird. Für diesen Fall kann eine Korrelation mit einer geringeren Anzahl von Anpassungskonstanten formuliert werden.

Wie in Abschnitt 3 erläutert hängt die Tropfengröße von Zerfallsdurchmesser $d_{S,Z}$ und Zerfallswellenlänge λ_Z ab, siehe Abbildung 3.3. Durch Gleichsetzen der Volumina des abgeschnürten zylindrischen Flüssigkeitselements und des entstehenden Tropfens erhält man für den mittleren Tropfendurchmesser d :

$$d = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \lambda_Z^{\frac{1}{3}} \cdot d_{S,Z}^{\frac{2}{3}} \quad (4.13)$$

Der Zerfallsdurchmesser $d_{S,Z}$ kann mit dem Fadenkonturmodell nach Schröder gemäß Gleichung 3.12 berechnet werden. Das Verhältnis aus Zerfallslänge L_Z und Zerfallsdurchmesser $d_{S,Z}$ ist:

$$\frac{L_Z}{d_{S,Z}} = \frac{1}{2 \cdot Bo_0} \left[\left(\frac{D}{d_{S,Z}} \right)^4 We_0 + 8 \cdot \left(\frac{D}{d_{S,Z}} \right) - 8 - We_0 \right] \quad (4.14)$$

Die Zerfallslänge kann hierbei durch die empirische Korrelation gemäß Gleichung 4.9 berechnet werden.

$$L_Z = L_c \cdot L_Z^*(\dot{V}^*, \mu^*, We_g) \quad (4.15)$$

Nachdem der Zerfallsdurchmesser $d_{S,Z}$ des Flüssigkeitsstrahls auf diese Weise berechnet wurde, wird zur Berechnung der dimensionslosen Tropfengröße d^* noch die Zerfallswellenlänge λ_Z benötigt.

$$d^* = \frac{d}{L_c} = \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{\lambda_Z}{L_c}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \left(\frac{d_{S,Z}}{L_c}\right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.16)$$

Wird eine empirische Korrelation für die dimensionslose Zerfallswellenlänge $\lambda_Z^* = \lambda_Z/L_c$ angepasst, kann die Tropfengröße berechnet werden.

$$\lambda_Z^* = \frac{\lambda_Z}{L_c} \sim f(\dot{V}^*, \mu^*, We_g) \quad (4.17)$$

Gleichung 4.18 stellt die gewählte Korrelationsfunktion dar, die auch den nicht-viskosen Grenzfall $\mu^* \rightarrow 0$ beschreibt.

$$\lambda_Z^* = m_1 \dot{V}^{*m_2} \cdot (1 + m_3 \cdot \mu^*)^{m_4} \cdot We_g^{m_5} \quad (4.18)$$

In Abbildung 4.16 werden berechnete Werte für die dimensionslose Tropfengröße gemäß Gleichung 4.16 für den Bereich des achsensymmetrischen Zertropfens mit Messergebnissen aus diesem Bereich verglichen. Die Abweichung der halb empirischen-Korrelation von den Messwerten ist mit einem mittleren Fehler von 2,24% und einem maximalen Fehler von 13,1% etwas höher als die der direkten Korrelation gemäß Gleichung 4.11. Dem größeren Fehler der halb-empirischen Korrelation steht jedoch die geringere Zahl benötigter Anpassungskonstanten entgegen. Die angepassten Werte der Konstanten $m_1 - m_5$ sind ebenfalls in Abbildung 4.16 dargestellt.

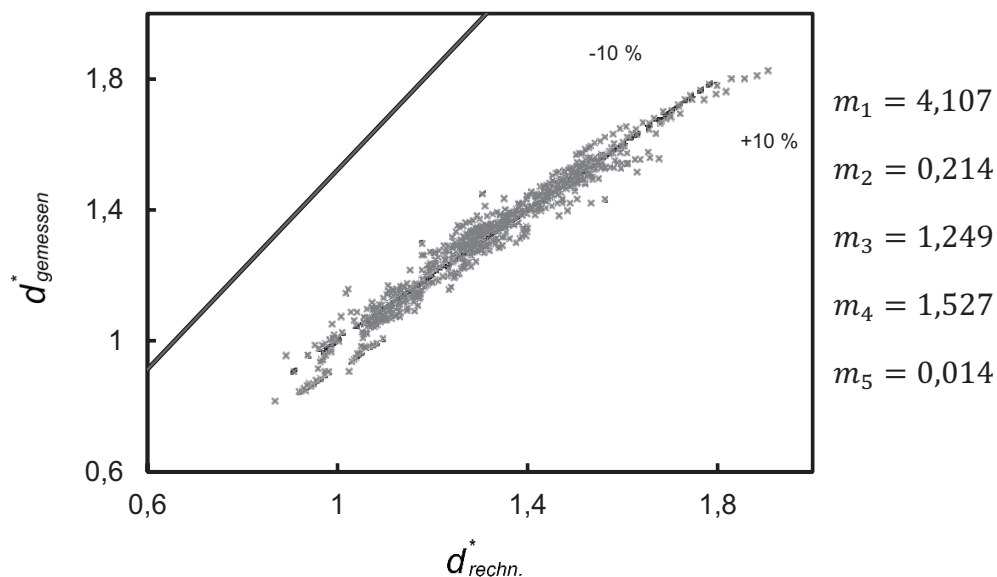


Abbildung 4.16: Halb empirische-Korrelation der dimensionslosen Tropfengröße mit Hilfe des Konturmodells nach Schröder (Gln. 3.12 bzw. 4.14). Vergleich berechneter und gemessener Werte.

Zur Berechnung der Tropfengröße im Bereich des nicht-achsensymmetrischen Zerwellens kann weiterhin Gleichung 4.12 benutzt werden. Auch das Unterscheidungskriterium $We_{g,kritisch}$ kann weiterhin mit Gleichung 4.7 berechnet werden. Beide Korrelationen zur Tropfengrößenberechnung sind einfach zu verwenden, sowohl die direkte Korrelation als auch die halb-empirische Korrelation. Aufgrund der etwas geringeren Abweichung zwischen berechneten und gemessenen Werten sollte jedoch der direkten Korrelation gemäß Gleichung 4.11 der Vorzug gegeben werden.

Die Korrelation für die Zerfallswellenlänge gemäß Gleichung 4.18 wurde auch direkt mit experimentellen Ergebnissen zur Zerfallswellenlänge verglichen. Dazu wurden manuelle Messungen der Zerfallswellenlänge gedehnter Fäden durchgeführt. Es wurde der Zerfallsbereich der Fäden hochaufgelöst fotografiert und der Abstand zweier Wellenberge unmittelbar vor dem Zerfall gemessen. Eine sinkende oder steigende Tendenz von λ_Z für höhere We_g konnte jedoch im untersuchten Bereich

$1 < \dot{V}^* < 6$ und $0,01 < \mu^* < 0,31$ nicht festgestellt werden, siehe Abbildung 4.22 in Abschnitt 4.2.9. In Gleichung 4.18 ist der angepasste Exponent m_5 , der den Einfluss von We_g ausdrückt, jedoch ebenfalls vergleichsweise klein.

span-Wert der Tropfengrößenverteilung

Analog zum Vorgehen bei der Zerfallslänge und der mittleren Tropfengröße wurde auch der *span*-Wert der TGV in dimensionsloser Form korreliert. Da keine signifikante Abhängigkeit des *span*-Werts vom dimensionslosen Volumenstrom \dot{V}^* beobachtet wurde, wird der *span* lediglich als Funktion der dimensionslosen Kennzahlen μ^* und We_g beschrieben.

$$span = [n_1 - \exp(We_g n_2 + n_3)] \cdot [n_4 \mu^{*n_5} We_g + n_6 \mu^{*n_7}] \quad (4.19)$$

In Abbildung 4.17 ist ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit berechneten Werten gemäß Gleichung 4.19 dargestellt. Die Konstanten $n_1 - n_7$ der Korrelation sind ebenfalls aufgeführt. Zu jedem Betriebspunkt wurde eine Bilderserie mit 100 Bildern und jeweils ca. 5000 Tropfen aufgenommen. Die Tropfen wurden zu einem „Quasi-Spray“ zusammengefasst und die Streubreite der Tropfengrößen wird in Form des *span*-Werts der TGV beschrieben, siehe Abschnitt 4.2. Die mittlere Abweichung zwischen Modell- und Messwert beträgt 8,48%, der maximale Fehler beträgt 106,5%. Große Abweichungen zwischen Korrelation und Messung treten insbesondere bei kleinen *span*-Werten also sehr engen Verteilungsbreiten auf.

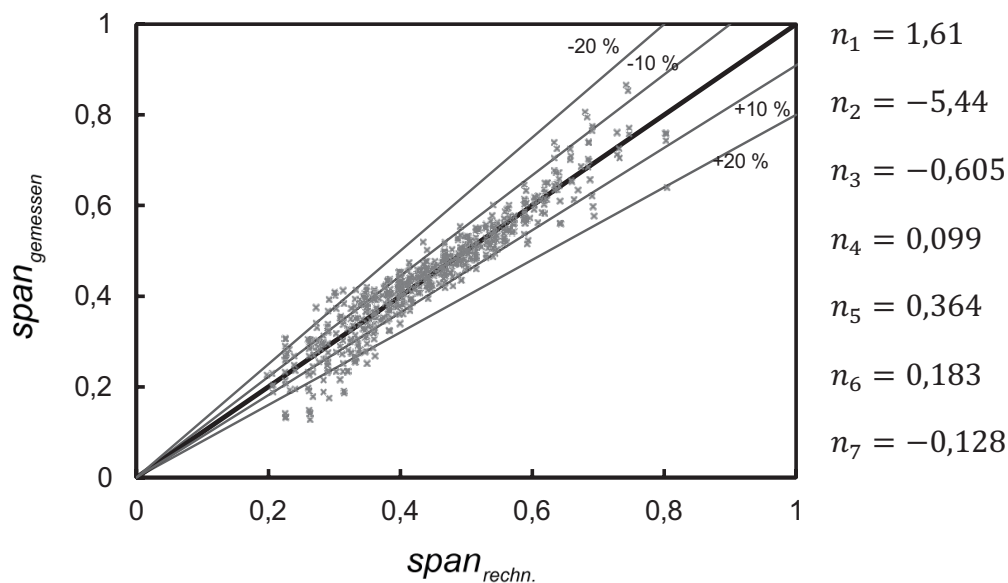


Abbildung 4.17: Korrelation des *span*-Werts. Vergleich der 782 Versuchsergebnisse mit den gemäß Gleichung 4.19 berechneten Werten. Die Linien geben die prozentuale Abweichung zwischen Experiment und Korrelation an. Rechts: Konstanten zur Bestimmung des *span*-Werts

In Abbildung 4.18 werden Messwerte einer wässrigen PVP-Lösung mit Newton'schem Fließverhalten (Luvitec K30, BASF SE) mit Gleichung 4.19 verglichen. Auch für die PVP-Lösung sind relativ geringe Abweichungen zwischen Korrelation und Messwerten festzustellen. Das in Abbildung 4.18 dargestellte Verhalten, dass höhere Gas-Weber-Zahlen grundsätzlich zu größeren *span*-Werten führen, ist

von den Flüssigkeitseigenschaften unabhängig und wurde auch an nicht-Newton'schen Flüssigkeiten beobachtet.

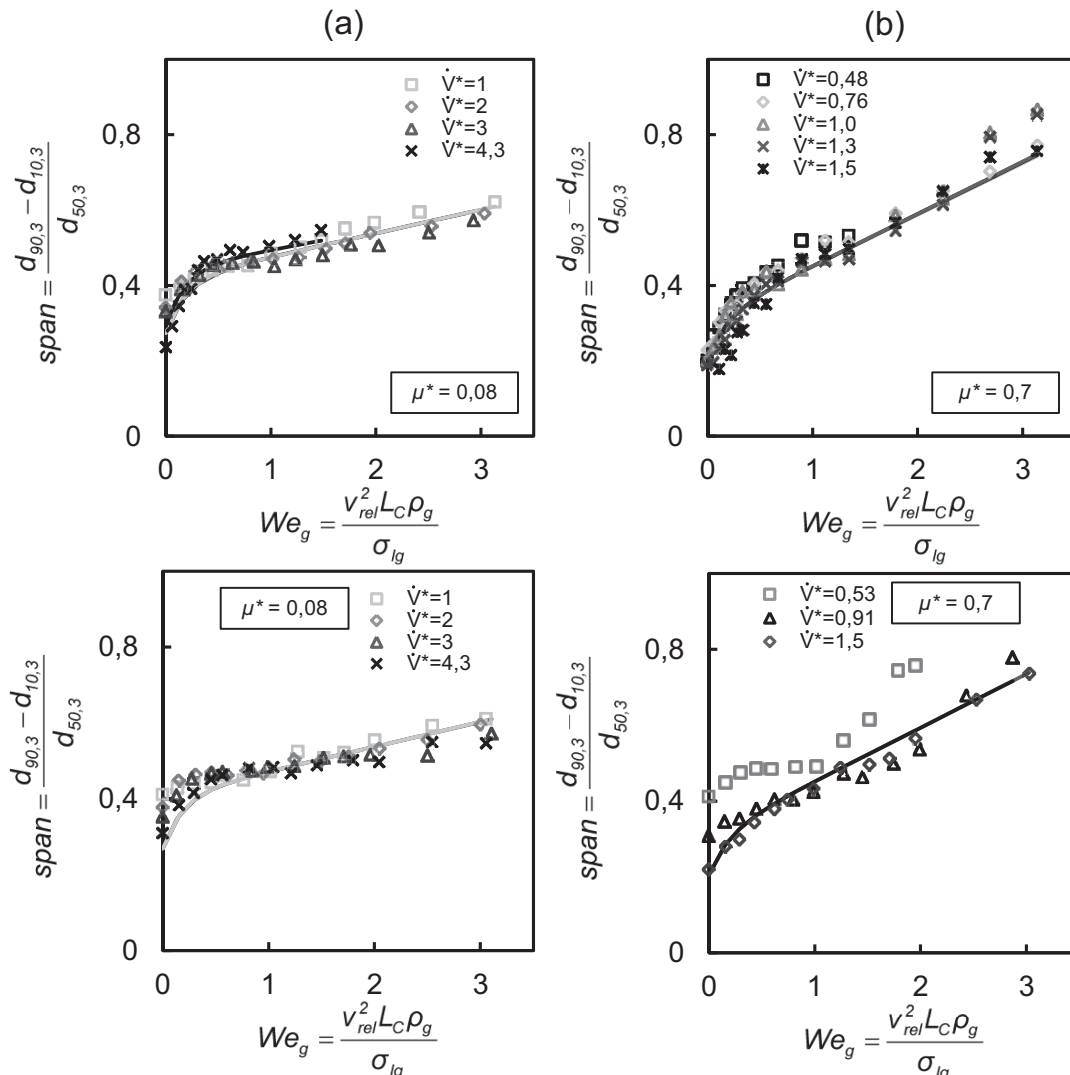


Abbildung 4.18: Gemessener und gemäß Gleichung 4.19 berechneter *span*-Wert in Abhängigkeit von We_g , dargestellt für zwei Flüssigkeiten mit Newton'schem Fließverhalten. Die dimensionslosen Betriebsdaten sind gleich. Düsendurchmesser $D = 10$ mm. Oben: Wasser/Glycerin Gemisch, Viskosität (a) $\mu = 35$ mPas (b) $\mu = 300$ mPas. Unten: Wasser/PVP (K30) Gemisch.

Sollen in Sprühtrocknungsverfahren mit laminar betriebener Rotationszerstäubung hochwertige Feststoffprodukte mit besonders enger KGV erzielt werden, so sollten stets niedrige Gas-Weber-Zahlen im Zerfallsbereich der Flüssigkeitsfäden sichergestellt werden, vgl. Abschnitt 2. Mit der Korrelation für den *span*-Wert gemäß Gleichung 4.19 kann die Auswirkung einer verringerten Gas-Weber-Zahl auf den *span* des Sprays bei der Rotationszerstäubung und letztlich auf die Breite der Korngrößenverteilung abgeschätzt werden.

Das Zerfallsverhalten nicht-Newton'scher Flüssigkeiten kann mit den vorgestellten Korrelationen nicht mit hinreichender Sicherheit beschrieben werden, da je nach rheologischem Verhalten relativ große Abweichungen zwischen Korrelation und Messwerten auftreten. In Abschnitt 4.3 befindet sich ein Vergleich von Messwerten

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

zum Fadenzerfall nicht-Newton'scher PVP-Lösungen (Luvitec K90, BASF SE) sowie einer Suspension (Sipernat, Evonik Industries) mit berechneten Werten gemäß den vorgestellten Korrelationen. Die Abweichungen von den Korrelationen können mit dem Fließverhalten dieser Medien erklärt werden.

Obwohl der Zerfallsvorgang maßgeblich durch Dehnung beeinflusst wird, wurde für die Korrelation auch die Scherviskosität eingesetzt. Für Newton'sche Flüssigkeiten war dieses Vorgehen zulässig, da Dehn- und Scherviskosität in einem festen Verhältnis stehen, siehe Abschnitt 2.3.1. Für nicht-Newton'sche Flüssigkeiten wurde die Scherviskosität bei vergleichsweise niedrigen Scherraten als Eingangsgröße für die Korrelation gewählt. Aufgrund der großen Abweichungen zwischen Korrelation und Experiment, ist dieser Ansatz aber offensichtlich ungeeignet, siehe Abschnitt 4.3.

4.2.6 Zum Einfluss des Anströmwinkels auf den Fadenzerfall

Beim Fadenzerfall an LAMROT-Zerstäubern wird die Abströmrichtung der Fäden näherungsweise als tangential zum Zerstäuberumfang betrachtet, was einer senkrechten Fadenanströmung mit $\alpha = 90^\circ$ entspricht, siehe Abschnitt 2.1 und Gleichung 4.1.

Für erhöhte radiale Ausströmgeschwindigkeiten kann die Anströmrichtung der Fäden unter Zuhilfenahme von (Schröder, 1997) abgeschätzt werden. Für das abströmende Gerinne mit Volumenstrom \dot{V}_B kann der hydraulische Durchmesser δ_h und die radiale Ausströmgeschwindigkeit v_l berechnet werden. Die Neigung der Austrittsbohrungen mit Radius R_B zur Wirkrichtung der Beschleunigung $R\omega^2$ ist durch den Winkel θ gegeben, siehe Ausströmbohrungen in Abbildung 1.5

$$v_l = \frac{R\omega^2 \cdot \cos\theta \cdot \rho_l \cdot \delta_h^2}{3 \cdot \mu_l} \quad (4.20)$$

$$\delta_h = 0,96 \cdot \left(\frac{\mu_l \cdot \dot{V}_B}{R\omega^2 \cdot \cos\theta \cdot \rho_l \cdot \sqrt{R_B}} \right)^{2/7} \quad (4.21)$$

Für typische Betriebsbedingungen von LAMROT-Zerstäubern (bspw. Zerstäuberradius $R = 50$ mm, $\mu_l \approx 50$ mPas, $\rho_l \approx 1200$ kg/m³, $n = 6000$ UpM, $\dot{V}_B = 1$ l/h) ergibt sich aus Gleichung 4.20 und der Umfangsgeschwindigkeit des Zerstäubers $R\omega$ eine Abweichung des Anströmwinkels von höchstens 5° von der senkrechten Anströmung mit $\alpha = 90^\circ$.

In Abbildung 4.19 wird der Einfluss des Anströmwinkels α auf den Fadenzerfall gezeigt. Die untersuchten Anströmwinkel $90^\circ < \alpha < 110$ schließen den bei der Rotationszerstäubung zu erwartenden Bereich ein. Die Gas-Relativgeschwindigkeit v_{rel} , wurde gemäß Gleichung 4.1 als Funktion des Anströmwinkels α berechnet. Die dimensionslose Zerfallslänge L_Z^* , die dimensionslose Tropfengröße d^* sowie der span-Wert verlaufen für verschiedene Anströmwinkel ähnlich. Es kann festgestellt werden, dass der Anströmwinkel α im untersuchten Bereich nur einen geringen und insignifikanten Einfluss von auf den Zerfallsvorgang hat.

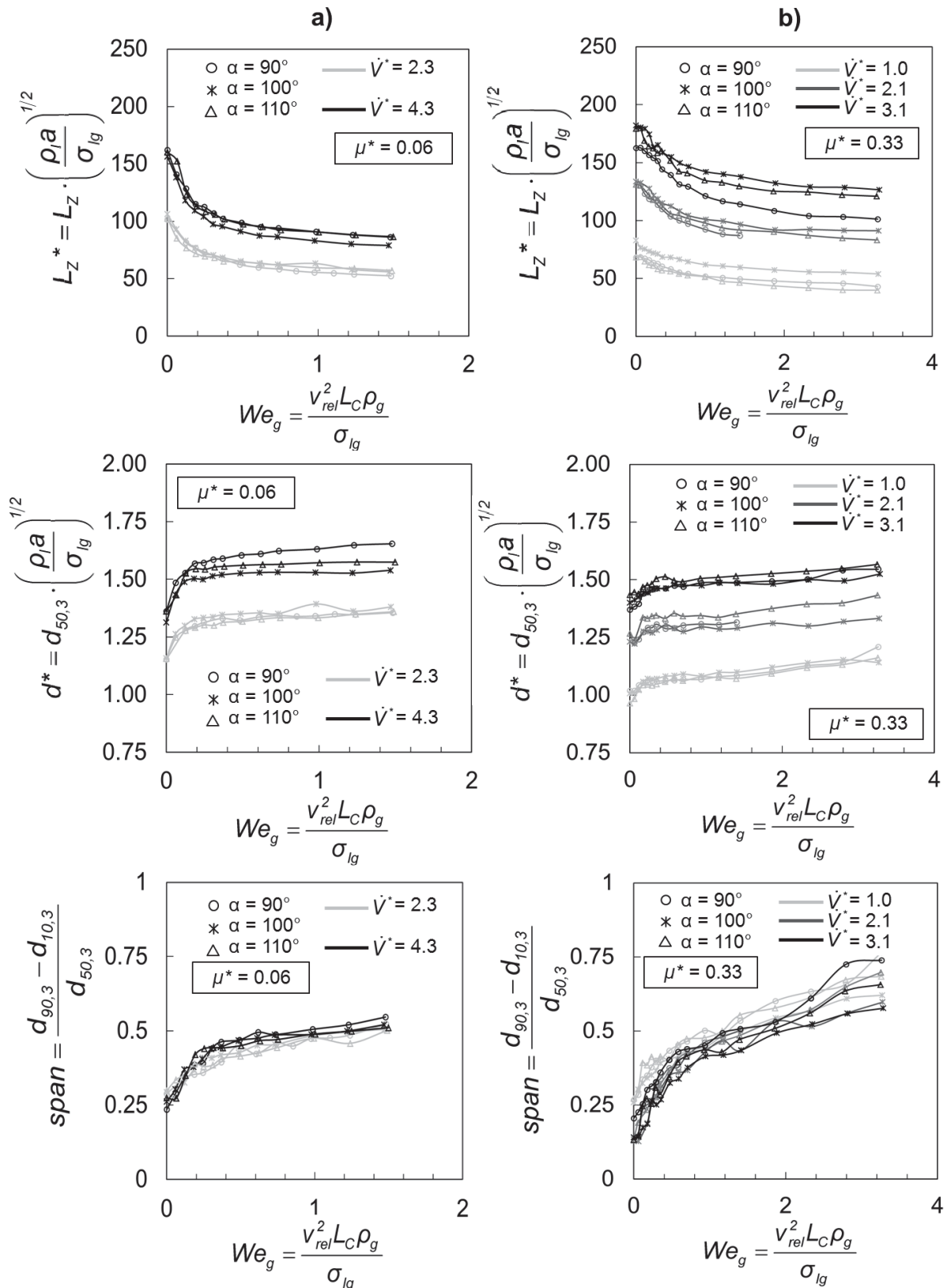


Abbildung 4.19: Dimensionslose Zerfallslänge L_Z^* , dimensionslose Tropfengröße d^* und *span*-Wert der TGV als Funktion der Gas-Weber-Zahl für verschiedene Anströmwinkel α . Der Einfluss des Anströmwinkels ist nicht signifikant. Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. Glycerin/Wasser-Gemisch Viskosität a) $\mu = 25$ mPas, b) $\mu = 140$ mPas.

4.2.7 Einfluss des Düsendurchmessers, Vergleich mit dem Konturmodell aus (Schröder, 1997) und Selbstähnlichkeit der Fadenkontur

Der in Abschnitt 2.3.1 definierte Kennzahlsatz beinhaltet als charakteristische Länge des Zerfallsvorgangs gedehnter Fäden die Kapillarlänge L_C . Der Düsendurchmesser D wurde nicht berücksichtigt, da bereits Schneider zeigen konnte, dass der Abströmdurchmesser $d_{S0} = D$ nur sehr geringen Einfluss auf die Tropfengröße hat (Schneider und Walzel, 1999). Schneider postulierte die Selbstähnlichkeit gedehnter Fäden, um den geringen Einfluss des Düsendurchmessers zu erklären, siehe Abschnitt 3. Demnach können die Konturen von gedehnten Fäden mit verschiedenen Abströmdurchmessern $d_{S0} = D$, zur Deckung gebracht werden, indem sie entlang einer gemeinsamen Strahlachse in Längsrichtung verschoben werden, siehe Abbildung 3.6. Voraussetzung für die Selbstähnlichkeit ist ein konstanter dimensionsloser Volumenstrom \dot{V}^* (Schneider und Walzel, 1999).

Die von Schneider postulierte Selbstähnlichkeit wurde experimentell überprüft, indem Fäden mit unterschiedlichen Abströmdurchmessern hinsichtlich ihrer Kontur untersucht wurden. Die ermittelten Fadenkonturen wurden darüber hinaus mit Gleichung 3.12 verglichen, um die Anwendbarkeit des Konturmodells aus (Schröder, 1997) auf die eigenen Versuchsergebnisse zu überprüfen.

In Abbildung 4.20 ist die Fadenkontur für verschiedene Düsendurchmesser D und dimensionslose Volumenströme \dot{V}^* dargestellt. Um das Postulat der Selbstähnlichkeit zu überprüfen wurden die Fadenkonturen mit verschiedenen Abströmdurchmessern entlang der Strahlachse verschoben, bis der initiale Durchmesser d_{S0} aus kleinen Düsen dem lokalen Fadendurchmesser aus der nächstgrößeren Düse entspricht, vgl. Abbildung 3.6. Der dimensionslose Volumenstrom \dot{V}^* wurde hierbei entsprechend Schneiders Postulat konstant gehalten. Für geringe dimensionslose Volumenströme, d.h. für stark gedehnte Fäden, stimmen die Konturen überein. Bei höheren dimensionslosen Volumenströmen weichen die Fadenkonturen im Düsennahbereich voneinander ab, stimmen im Zerfallsbereich der Fäden aber wieder annähernd überein. Die sehr geringen Abweichungen der Fadengestalt im Zerfallsbereich bei sehr verschiedenen Düsendurchmessern D , belegen Schneiders Theorie zur angenäherten Selbstähnlichkeit gedehnter Fäden und bestätigen seine Versuchsergebnisse (Schneider und Walzel, 1999).

Abbildung 4.20 zeigt die gute Übereinstimmung des Konturmodells nach Schröder mit den gemessenen Konturen. Bei geringen dimensionslosen Volumenströmen, also stark gedehnten Fäden, treten nur geringe Abweichungen auf. Wird \dot{V}^* erhöht weicht das Konturmodell insbesondere bei kleinen Düsendurchmessern, also wenig gedehnten Fäden, von den experimentell ermittelten Konturdaten ab. Die Abweichung bei geringen Düsendurchmessern kann mit der Relaxation des parabolischen Geschwindigkeitsprofils der Rohrströmung in das Blockprofil des Freistrahls erklärt werden, siehe (Middleman, 1995) und Abbildung 4.7. Die damit einhergehende Verjüngung des Fadens ist im Konturmodell von Schröder nicht berücksichtigt.

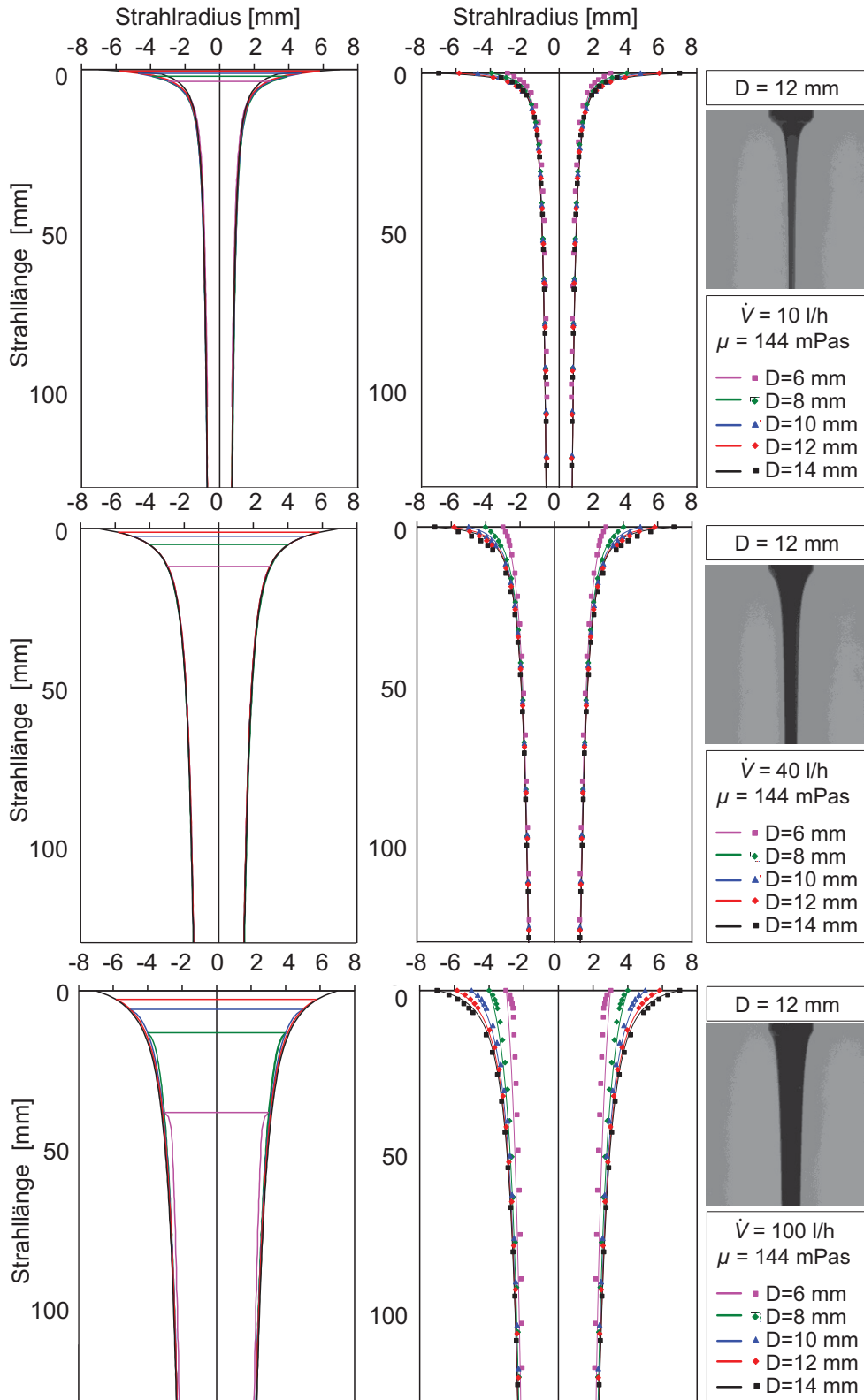


Abbildung 4.20: links: Selbstähnlichkeit experimentell bestimmter Strahlkonturen bei jeweils gleichem dimensionslosen Volumenstrom. Nach Parallelverschiebung entlang der Strahlachse decken sich die Strahlkonturen. Mitte: Vergleich der experimentell bestimmten Strahlkonturen mit dem Konturmodell gemäß Gleichung 3.12 (Schröder, 1997). Rechts ist jeweils eine Originalaufnahme des Düsennahbereichs dargestellt. Versuchsbedingungen: $\mu^* = 0,33$. Oben: $\dot{V}^* = 3,4$ Mitte: $\dot{V}^* = 13,5$ Unten: $\dot{V}^* = 33,7$

4.2.8 Vergleich der Korrelationen für gedehnte Fäden mit Experimenten zum Zerfall zylindrischer Strahlen

In Abschnitt 4.2.3.1 wurde der Zerfall von annähernd zylindrischen Strahlen untersucht, um den Einfluss einer Queranströmung auf die Zerfallswellenlänge λ_z und die Tropfengröße d zu untersuchen. Die Ergebnisse zur Zerfallslänge und zum *span*-Wert beim Zerfall ungedehnter Strahlen werden in diesem Abschnitt vorgestellt und mit den Korrelationen für gedehnte Fäden verglichen.

In Abbildung 4.21 (a) wird die Zerfallslänge ungedehnter Flüssigkeitsstrahlen als Funktion der Gas-Weber-Zahl mit Gleichung 4.9 verglichen. Aufgrund der geringen Dehnung der Flüssigkeitsstrahlen wird der Strahlzerfall mit der Weber-Zahl We und der Ohnesorge-Zahl Oh beschrieben, siehe Abschnitt 3. Die dimensionslosen Kennzahlen und die Korrelation gemäß Gleichung 4.9 werden mit dem Düsendurchmesser gebildet. Im Bereich der untersuchten Flüssigkeitsdurchsätze und Gas-Relativgeschwindigkeiten wird eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung von Messwerten und Korrelation erzielt.

In Abbildung 4.21 (b) ist der *span*-Wert der TGV als Funktion der Gas-Weber-Zahl sowie ein Vergleich mit Gleichung 4.19 dargestellt. Qualitativ ist der Verlauf des *span* bei gedehntem und ungedehntem Zerfall gleich. Der *span* ist beim Zerfall eines ungedehnten Flüssigkeitsstrahls jedoch geringer, als es für gedehnte Fäden beobachtet wurde. Dies kann mit der Fluktuation der Zerfallslänge im gedehnten Fall und dem dadurch begründeten Einfluss auf den Zerfallsdurchmesser erklärt werden. Durch die Fluktuation des Zerfallsdurchmessers streut auch die Tropfengröße und es kann ein höherer *span* beobachtet werden, vgl. Abschnitt 4.2.4.

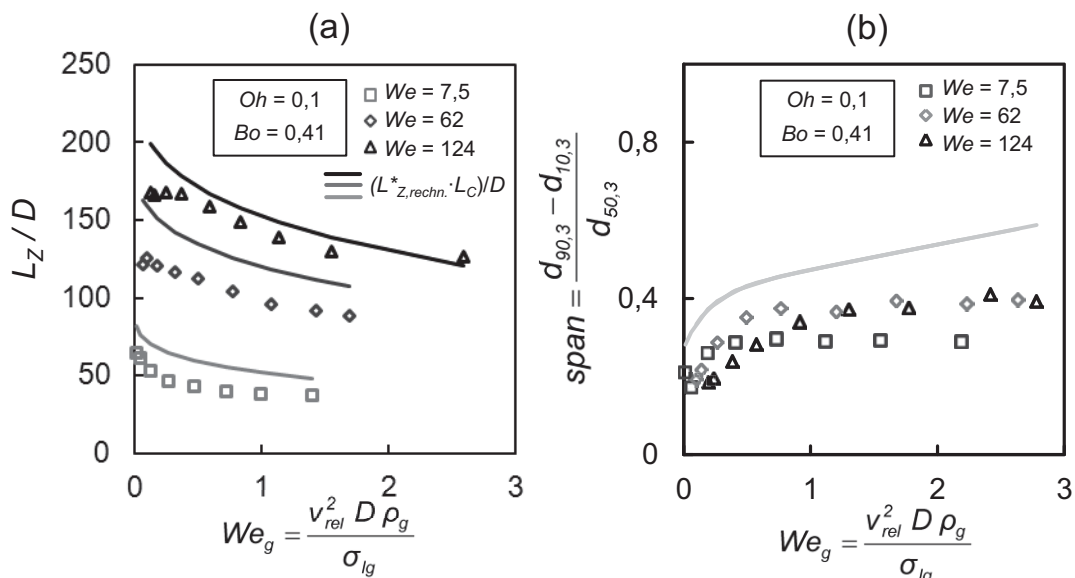


Abbildung 4.21: Messwerte zum Zerfall ungedehnter Strahlen und Vergleich mit den Korrelationen für gedehnte Fäden (a) Zerfallslängen, siehe Gleichung 4.9 (b) *span* Werte, siehe Gleichung 4.19. Die Experimente wurden analog zum Vorgehen in (Kitamura und Takahashi, 1976) durchgeführt.

4.2.9 Untersuchung der Zerfallswellenlänge gedehnter Fäden

In diesem Abschnitt soll die Korrelation für die Zerfallswellenlänge (λ_Z) gemäß Gleichung 4.18 direkt mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden. Es wurden manuelle Messungen der Zerfallswellenlänge gedehnter Fäden durchgeführt, indem der Zerfallsbereich der Fäden hochaufgelöst fotografiert wurde, vgl. Abbildung 4.6 (b). Der Abstand zweier Wellenberge unmittelbar vor dem Zerfall wurde manuell gemessen. Die Messung von λ_Z stellte sich jedoch als vergleichsweise schwierig heraus, da sich die Zerfallsbereiche auch bei gleichen Betriebsbedingungen auf verschiedenen Fotoaufnahmen stark unterschiedlich darstellen. Nicht jede Gegenlichtaufnahme, die mit der in Abschnitt 4.1 beschriebenen optischen Messmethode produziert wird, zeigt exakt den Moment der Tropfenbildung. Um auf Basis der vorhandenen Messtechnik eine Aussage über λ_Z zu treffen, wurden aus den aufgenommenen Bildern nur diejenigen ausgewertet, bei denen die Gestalt des Fadenzerfallsbereichs dem in Abbildung 3.3 entspricht und am wahrscheinlichsten der Moment der Tropfenablösung zu sehen ist. Durch die Auswertung von jeweils 100 Bildern je Betriebspunkt soll die Auswertungsgenauigkeit erhöht werden.

In Abbildung 4.22 werden experimentell ermittelte Zerfallswellenlängen mit der Korrelation gemäß Gleichung 4.18 verglichen. Die Standardabweichung der Messung ist groß und wird durch die Fehlerbalken dargestellt. Trotz der streuenden Messwerte kann gefolgert werden, dass der Einfluss der Anströmung auf die Zerfallswellenlänge gering ist. Einerseits kann keine signifikante Abhängigkeit des Mittelwertes von We_g gefunden werden. Andererseits ist auch in der Korrelation, die auf der Basis anderer Daten gewonnen wurde, der Einfluss von We_g relativ klein, siehe Exponent m_5 von Gleichung 4.18 in Abschnitt 4.2.5. Ein Zusammenhang zwischen der Streubreite der Zerfallswellenlänge und dem *span*-Wert der TGV konnte nicht nachgewiesen werden.

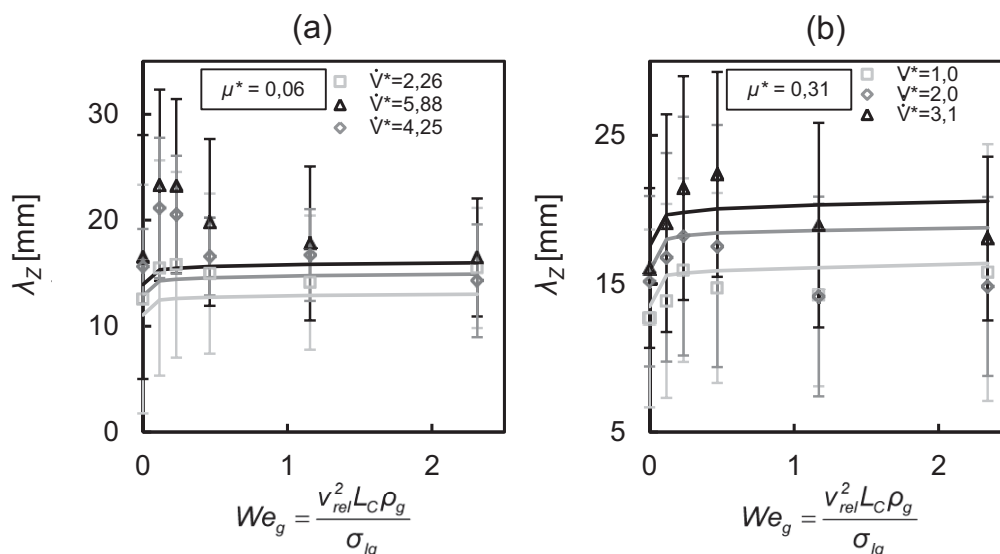


Abbildung 4.22: Vergleich gemessener und gemäß Gleichung 4.18 berechneter Zerfallswellenlängen in Abhängigkeit von We_g . Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. Wasser/Glycerin Gemisch, Viskosität. Links: $\mu = 27$ mPas, Rechts: $\mu = 137$ mPas

4.3 Versuchsergebnisse zum Zerfall angeströmter und im Schwerfeld gedehnter Fäden nicht-Newton'scher Flüssigkeiten

In diesem Abschnitt werden die Versuchsergebnisse und empirischen Korrelationen, die für den Zerfall gedehnter und angeströmter Fäden Newton'scher Flüssigkeiten abgeleitet wurden, mit dem Fadenzerfall nicht-Newton'scher Medien verglichen. Es wurde eine nicht-Newton'sche PVP-Lösung (Luvitec K90, BASF SE) sowie eine wässrige Kieselsäure-Suspension (Sipernat WK 7620, Evonik Industries) benutzt.

Für ein Newton'sches Medium gilt, dass die bei der Scherrate du/dz erzeugte Spannung τ proportional zur Scherrate ist. Der Proportionalitätsfaktor μ ist die Scherviskosität.

$$\tau = \mu \frac{du}{dz} \quad (4.22)$$

Bei nicht-Newton'schen Medien gilt diese Proportionalität nicht. Hier ist die Scherviskosität selbst eine Funktion der Scherrate:

$$\tau = \mu \left(\frac{du}{dz} \right) \cdot \frac{du}{dz} \quad (4.23)$$

In Abbildung 4.23 ist das Fließverhalten für verschiedene Medien gezeigt. Bei der Newton'schen Flüssigkeit beschreibt die Schubspannungs/Scherraten-Abhängigkeit eine Ursprungsgerade, deren Steigung der Scherviskosität entspricht. Bei nicht-Newton'schen Medien muss die lokale Steigung zur Beschreibung der rheologischen Eigenschaften betrachtet werden (Oertel et al., 2009).

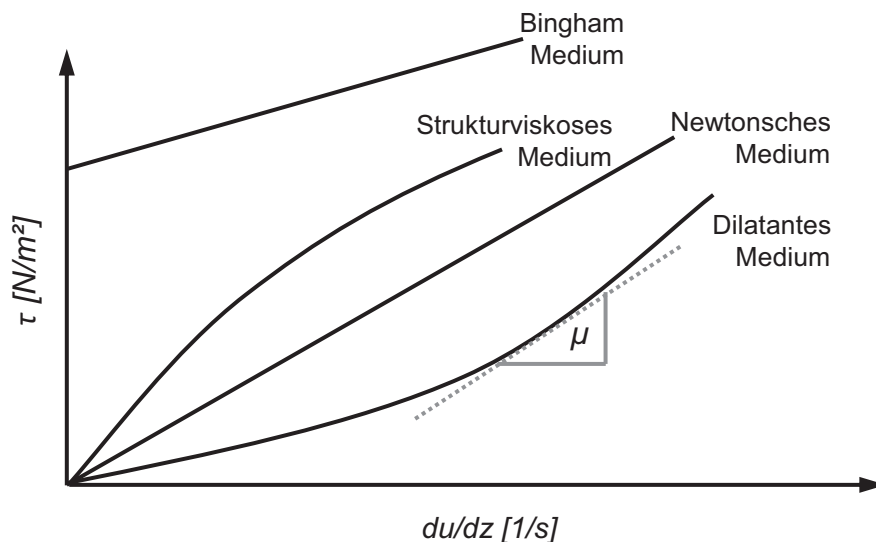


Abbildung 4.23: Schubspannungs/Scherraten-Diagramm für Newton'sche und nicht-Newton'sche Flüssigkeiten (Oertel et al., 2009)

Beim Zertropfen gedehnter Fäden ist jedoch nicht die Scherviskosität, sondern die Dehnaviskosität die charakteristische Stoffeigenschaft, siehe Abschnitt 2.3.1. Die Beschreibung von gedehnten Fäden Newton'scher Flüssigkeiten in Abschnitt 4.2 kann-

te nur deshalb durch die Scherviskosität erfolgen, da hierbei ein festes Verhältnis zwischen Scher- und Dehnviskosität besteht. Bei nicht-Newton'schen Medien kann die Dehnviskosität jedoch nicht als proportional zur Scherviskosität betrachtet werden (Böhme, 2000) und die Dehnviskosität muss beispielsweise unter Verwendung eines Kapillardehnungsviskosimeters (Oertel et al., 2009) gemessen werden.

Die oben genannten Flüssigkeiten wurden seitens der Industriepartner für Sprühtrocknungsversuche bereitgestellt und für die Fadenzerfallsversuche freigegeben. Um die Flüssigkeiten sprühtrocknungsbegleitend hinsichtlich ihres Fadenzerfallsverhaltens zu charakterisieren, wurden sie mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen experimentellen Aufbau analog zu den Newton'schen Flüssigkeiten untersucht. In Tabelle 4.1 sind die Versuchsbedingungen dargestellt. Das Zerfallsverhalten nicht-Newton'scher Flüssigkeiten hat sich bei den Untersuchungen als stark abweichend von den Newton'schen Medien herausgestellt. Die Versuchsergebnisse werden in den Abschnitten 4.3.1 und 4.3.2 beschrieben.

Tabelle 4.1: Bedingungen bei der Untersuchung des Fadenzerfalls nicht-Newton'scher Flüssigkeiten.

	w [Gew.-%]	\dot{V} [l/h]	v_g [m/s]
PVP K90	0,044; 0,07; 0,088	3 - 15	0 - 8
Sipernat WK 7620	ca. 0,15	3 - 21	0 - 8

Da für einen Vergleich der Versuchsergebnisse mit den empirischen Korrelationen zum Fadenzerfall die Viskosität bekannt sein muss, die Dehnviskositäten der nicht-Newton'schen Flüssigkeiten aber nicht zur Verfügung standen, wurden einige Annahmen und Vereinfachungen getroffen.

Zunächst wurde die Dehnrates der Fäden abgeschätzt. Wie in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, kann durch Bilanzierung der kinetischen und potenziellen Energie des Fadens die Dehnrates $\dot{\epsilon}$, d.h. die lokale Geschwindigkeitsänderung entlang des Fadens abgeschätzt werden. In Abbildung 4.24 sind gemäß Gleichung 2.3 berechnete Dehnrates für verschiedene Betriebsbedingungen dargestellt. Als Eingangsgrößen für die Berechnung der Dehnrates wurden die Bedingungen eingesetzt, wie sie bei der Untersuchung der Fadenkontur in Abbildung 4.20 vorlagen. Auf diese Weise können sowohl stärker als auch weniger stark gedehnte Fäden verglichen werden.

Die Dehnrates wurde in Abbildung 4.24 als Funktion einer Längenkoordinate dargestellt, die der dimensionslosen Zerfallslänge entspricht. Der Auftragung kann daher entnommen werden wie groß die lokale Dehnrates im Zerfallsbereich eines Fadens mit der dimensionslosen Zerfallslänge L_z^* ist. Die experimentell ermittelten dimensionslosen Zerfallslängen waren niemals kleiner als 10. Unter typischen Bedingungen liegt L_z^* in der Größenordnung von 100. Für diese Fälle liegen die berechneten Dehnrates in der Größenordnung von 10/s und darunter. Zur Beschreibung der nicht-Newton'schen Flüssigkeiten kann vereinfachend angenommen werden, dass im Bereich geringer Dehnrates die in Abschnitt 2.3.1 beschriebene Trouton-Beziehung gilt (Böhme, 2000).

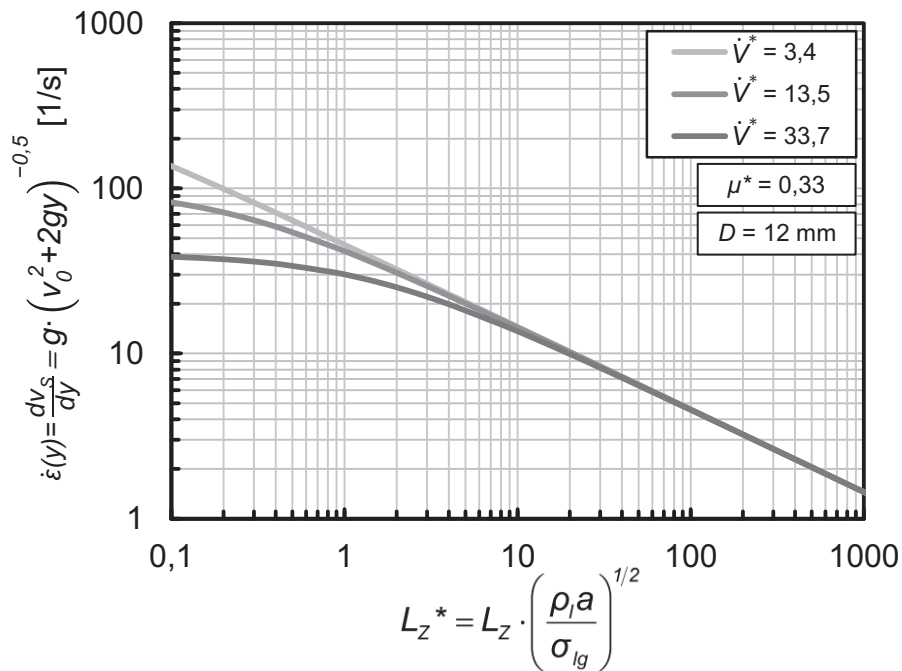


Abbildung 4.24: Dehnraten in Flüssigkeitsfäden. Die Dehnraten sind als Funktion der Zerfallslänge L_z^* dargestellt, um die Dehnraten im Zerfallsbereich ablesen zu können. In Abbildung 4.20 sind Gegenlichtaufnahmen und Konturdaten zu den hier gezeigten Bedingungen dargestellt.

Es muss jedoch angemerkt werden, dass die in Abbildung 4.24 berechneten Dehnraten noch deutlich höher sind als jene, für die in (Böhme, 2000) die Validität der Trouton-Beziehung gezeigt wird. Die untersuchten nicht-Newton'schen Medien weisen im Bereich höherer Schergeschwindigkeiten ein strukturviskoses, d.h. scherentzähendes Verhalten auf, siehe Abbildung 4.25 und Abbildung 4.28. Scherentzähende Fluide zeigen oftmals ein dehnverzähendes Verhalten (Böhme, 2000). Bei den gewählten Untersuchungsbedingungen kann die tatsächliche Dehnviskosität daher nochmals deutlich größer sein als die Trouton-Viskosität.

Für den Vergleich der PVP(K90)-Lösung und des Sipernats mit dem Zerfall Newton'scher Flüssigkeiten wurde angenommen, dass die Trouton-Beziehung gilt. Zunächst wurde daher die Scherviskosität unter Zuhilfenahme eines Rotationsviskosimeters bestimmt, siehe Abbildung 4.25 und Abbildung 4.28. Als Eingangsgröße für die empirischen Korrelationen wurden die Viskositäten gewählt, die bei den niedrigsten eingestellten Scherraten gemessen wurden.

4.3.1 Polyvinylpyrrolidon Luvitec K90

Das Polyvinylpyrrolidon (Luvitec K90, BASF SE) wird für zahlreiche Anwendungen zur Viskositätsanpassung in Pharmazie und Kosmetik verwendet. Wässrige Lösungen von PVP (K90) sind auch bei geringen PVP Anteilen vergleichsweise viskos. Der Stoff ist beispielsweise ein wesentlicher Bestandteil von Klebestiften. In Abbildung 4.25 ist das rheologische Verhalten von PVP-Lösungen mit verschiedenen PVP-Gewichtsanteilen w unter Scherbeanspruchung dargestellt.

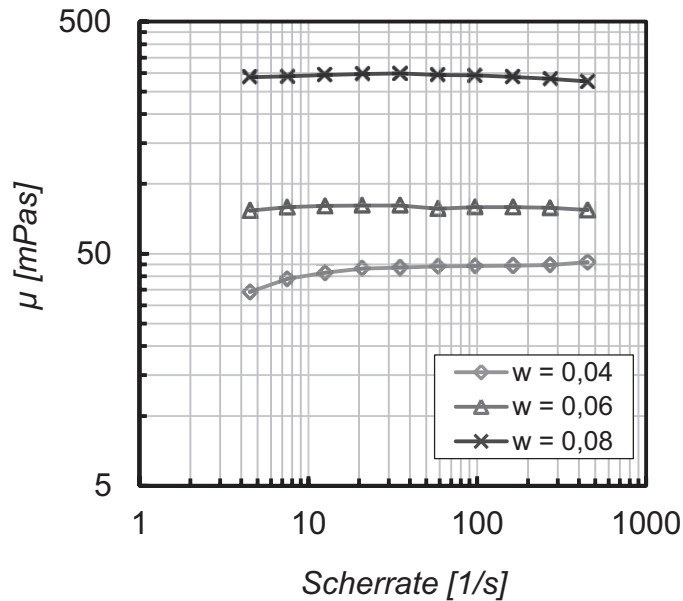


Abbildung 4.25: Rheologische Eigenschaften von verschiedenen Wasser/PVP (K90) Gemischen

Die Messungen wurden mit einem Rotationsviskosimeter durchgeführt. Die Lösung mit $w = 0,08$ zeigt ein nicht-Newton'sches Fließverhalten. Bei kleinen Scherraten verhält sich das Fluid dilatant, die Viskosität wird also mit steigender Scherrate größer. Dieses Verhalten ändert sich mit steigender Scherrate und geht in ein strukturviskoses Verhalten über, siehe Abbildung 4.23. Bei geringerer PVP-Konzentration ist der absolute Einfluss der Scherrate auf die Viskosität zwar deutlich geringer, es liegt jedoch auch hier nur angenähert Newton'sches Fließverhalten vor.

Nachfolgend werden Versuchsergebnisse zum Zerfall gedehnter und angeströmter Fäden verschiedener PVP-Lösungen beschrieben und mit den empirischen Korrelationen verglichen, die an die Versuchsergebnisse zum Fadenzerfall von Newton'schen Flüssigkeiten angepasst wurden.

Dimensionslose Zerfallslänge L_z^*

In Abbildung 4.26 ist die dimensionslose Zerfallslänge als Funktion der Gas-Weber-Zahl dargestellt. Die Verläufe der Zerfallslänge bei steigender Anströmungsintensität werden für verschiedene PVP-Anteile und Volumenströme gezeigt.

Das in Abbildung 4.26 a) dargestellte Verhalten der nicht-Newton'schen Flüssigkeit kann gut mit der Korrelation für die Zerfallslänge gemäß Gleichung 4.9 beschrieben werden. Hierbei handelt es sich um die weniger konzentrierte PVP-Lösung. Die Abhängigkeit der Zerfallslänge entspricht der einer Newton'schen Flüssigkeit bei gleicher Viskosität, $\mu = \sim 35$ mPas.

Bei den in Abbildung 4.26 b) gezeigten Ergebnissen zum Fadenzerfall einer PVP-Lösung mit einem Gewichtsanteil von 8,8 Gew.-% zeigt sich dagegen ein anderes Verhalten. Die Sensitivität der Zerfallslänge bezüglich We_g ist vergleichsweise gering. Außer dass die Fäden bei steigenden We_g nur geringfügig kürzer werden fällt auf, dass die Zerfallslänge für $We_g \rightarrow 0$ deutlich kleiner ist als dies für Newton'sche Medien gleicher Viskosität der Fall ist, $\mu = \sim 300$ mPas. Für höhere We_g ist die Über-

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

einstimmung der Versuchsergebnisse mit der Korrelation gemäß Gleichung 4.9 geringfügig besser.

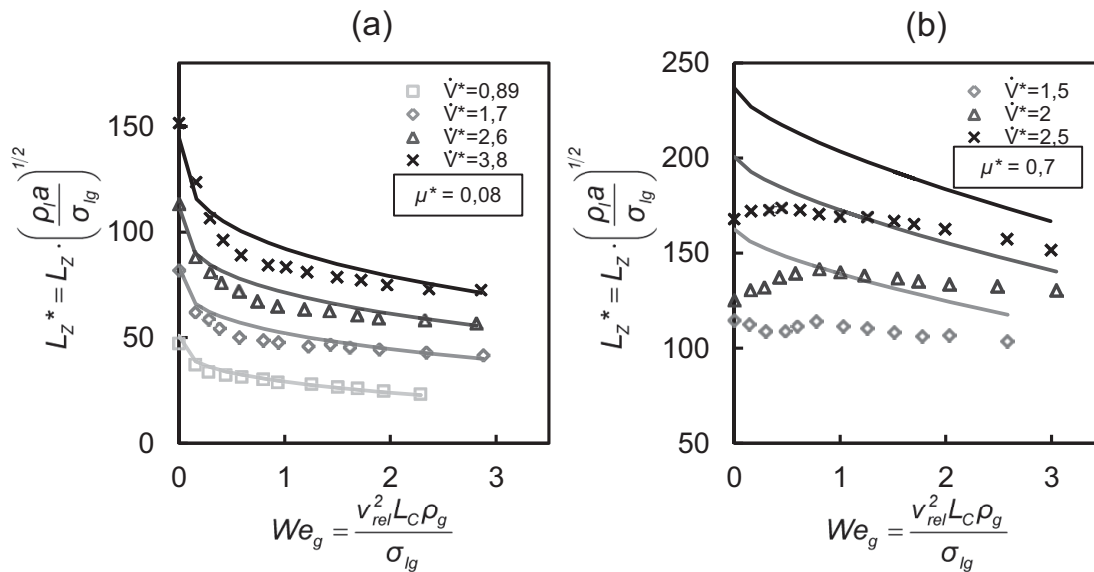


Abbildung 4.26: Gemessene und gemäß Gleichung 4.9 berechnete dimensionslose Zerfallslänge in Abhängigkeit von We_g , dargestellt für unterschiedliche dimensionslose Volumenströme. Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. Wasser/PVP (K90), (a) PVP Anteil: 4,4 Gew.-%, $\mu = \sim 35$ mPas (b) PVP Anteil: 8,8 Gew.-%, $\mu = \sim 300$ mPas. Für geringe Viskositäten stimmen Korrelation und Messung gut überein. Bei höheren Viskositäten (b) ist die Abweichung größer, was auf das nicht-Newton'sche Fließverhalten zurückgeführt werden kann, welches in Gleichung 4.9 nicht berücksichtigt ist.

Durch Thixotropie, d.h. eine zeitweilige Scherentzähung, können die geringeren Zerfallslängen $L_{Z,0}^*$ nicht erklärt werden. Obwohl eine Entzähung der Flüssigkeit in Folge der Scherung innerhalb der Rohrdüse möglich ist und eine geringe Relaxationsgeschwindigkeit der Viskosität damit zu geringerer Fadenviskosität führen könnte, reicht die Scherrate für eine ausreichende Viskositätsverminderung nicht aus. Die Scherrate in einer laminaren Rohrströmung ist $du/dr = 4\dot{V}/(\pi R^3)$ (Strauß, 1991). Für die in Abbildung 4.26 b) dargestellten Versuchsergebnisse liegen die Scherraten innerhalb der Rohrdüse im Bereich von 10 – 20 1/s. Eine zeitweilig anhaltende Scherentzähung kann daher praktisch ausgeschlossen werden, siehe Abbildung 4.25. Dass L_Z^* mit steigender Anströmung kaum sinkt, kann hingegen auf die erwartete Dehnverzähung der Flüssigkeit zurückgeführt werden.

Dimensionslose Tropfengröße d^* und $span$ -Wert der Tropfengößenverteilung

Abbildung 4.27 zeigt gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengrößen sowie gemessene und gemäß Gleichung 4.19 berechnete $span$ -Werte. Analog zur Zerfallslänge verhalten sich auch die mittlere Tropfengröße sowie die Verteilungsbreite für die geringere Viskosität ähnlich wie bei einer Newton'schen Flüssigkeit. Die Korrelation zur Berechnung von d^* gibt den Verlauf vergleichsweise gut wieder. Auch bei einem Gewichtsanteil von 8,8%, d.h. im Be-

reich eher nicht-Newton'schen Verhaltens, kann keine deutliche Abweichung der Tropfengröße zum Newton'schen Fall beobachtet werden. Auch der Wechsel der Zerfallsmechanismen vom Zertropfen zum nicht-achsensymmetrischen Zerwellen wird gut wiedergegeben, vgl. Abschnitt 4.2.3.2.

Der *span* hingegen Verhält bei der höherviskosen Flüssigkeit geringfügig anders als es für die Newton'sche Flüssigkeit gleicher dimensionsloser Viskosität μ^* beobachtet wurde. Der *span* steigt bei der höherviskosen PVP K90 Lösung proportional zur Anströmung an. Der überproportionale Anstieg bei kleinem We_g , der bei Newton'schen Medien beobachten wurde, tritt hier nicht auf, vgl. Abbildung 4.18.

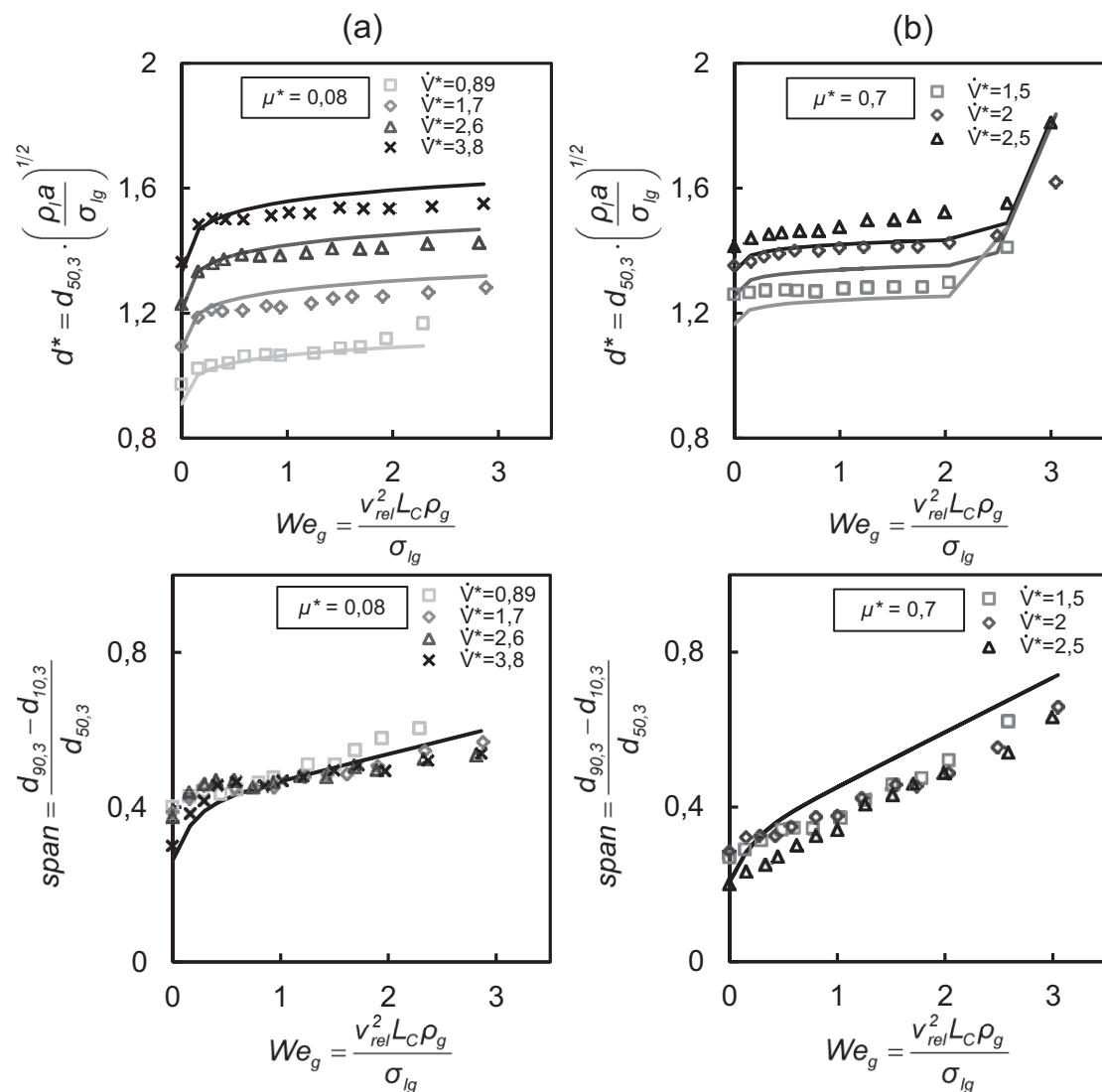


Abbildung 4.27: Oben: gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengröße in Abhängigkeit von We_g , dargestellt für unterschiedliche dimensionslose Volumenströme. Unten: Gemessene und gemäß Gleichung 4.19 berechnete *span*-Werte Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. Wasser/PVP (K90), (a) PVP Anteil: 4,4 Gew.-%, $\mu = \sim 35$ mPas (b) PVP Anteil: 8,8 Gew.-%, $\mu = \sim 300$ mPas. Die Korrelation für Newton'sche Flüssigkeiten und die Messung am nicht-Newton'schen Medium stimmen verhältnismäßig gut überein.

4.3.2 Kieselsäure-Suspension Sipernat WK 7620

Die Kieselsäure-Suspension mit nicht-Newton'schem Fließverhalten wurde nicht selbst hergestellt bzw. eingestellt, sondern wurde vom Industriepartner Evonik Industries verarbeitungsfertig angeliefert. Getrocknetes Sipernat hat ein breites Anwendungsspektrum, bspw. als Katalysatorträger.

Die Suspension besteht aus ca. 15 Gew.-% Polykieselsäure Partikeln mit einer mittleren Größe von ca. 5 μm (Herstellerangabe), die in Wasser suspendiert wurden. Da die Polykieselsäure zu Gelbildung und Sedimentation neigt, ist die Suspension durch Zugabe von einem pH -Puffer sauer eingestellt und stabilisiert. Vor Versuchsdurchführung wurde das Material aufgerührt. Trotz der Stabilisierung musste der Vorlagebehälter der Versuchsanlage stets gerührt werden, um eine Sedimentation des Feststoffs während der Versuchsdurchführung auszuschließen.

Die Scherviskosität wurde unter Zuhilfenahme eines Rotationsviskosimeters bestimmt. In Abbildung 4.28 ist zu erkennen, dass sich die Suspension strukturviskos verhält. Die Viskosität nimmt mit steigender Scherbeanspruchung ab.

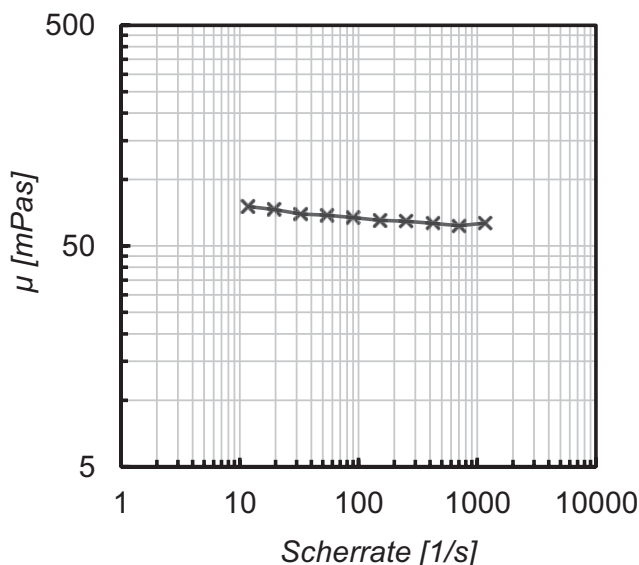


Abbildung 4.28: Rheologische Eigenschaften der untersuchten Sipernat Suspension WK 7620

Nachfolgend werden Versuchsergebnisse zum Zerfall gedehnter und angeströmter Fäden der Suspension beschrieben und mit den empirischen Korrelationen verglichen, die an die Versuchsergebnisse zum Fadenzerfall von Newton'schen Flüssigkeiten angepasst wurden.

Dimensionslose Zerfallslänge L_Z^*

Die dimensionslosen Zerfallslängen L_Z^* , die beim Zertropfen der untersuchten Sipernat Suspension gemessen wurden, sind in Abbildung 4.29 dargestellt. Auffällig ist dabei, dass die Zerfallslänge über We_g nahezu unverändert bleibt. In Abbildung 4.29 (b) und (c) sind Gegenlichtaufnahmen des Fadenzerfalls dargestellt. Bei höherem dimensionslosem Volumenstrom kann eine leichte Abnahme von L_Z^* beobachtet werden. Im Vergleich zu der ausgeprägten Abhängigkeit der Fadenzerfallslänge bei Newton'schen Flüssigkeiten ist die Zerfallslängenabnahme beim Sipernat sehr ge-

ring, vgl. Abbildung 4.13. Die Abhängigkeit der Zerfallslänge vom dimensionslosen Volumenstrom \dot{V}^* ist vergleichbar mit dem Verhalten Newton'scher Flüssigkeiten.

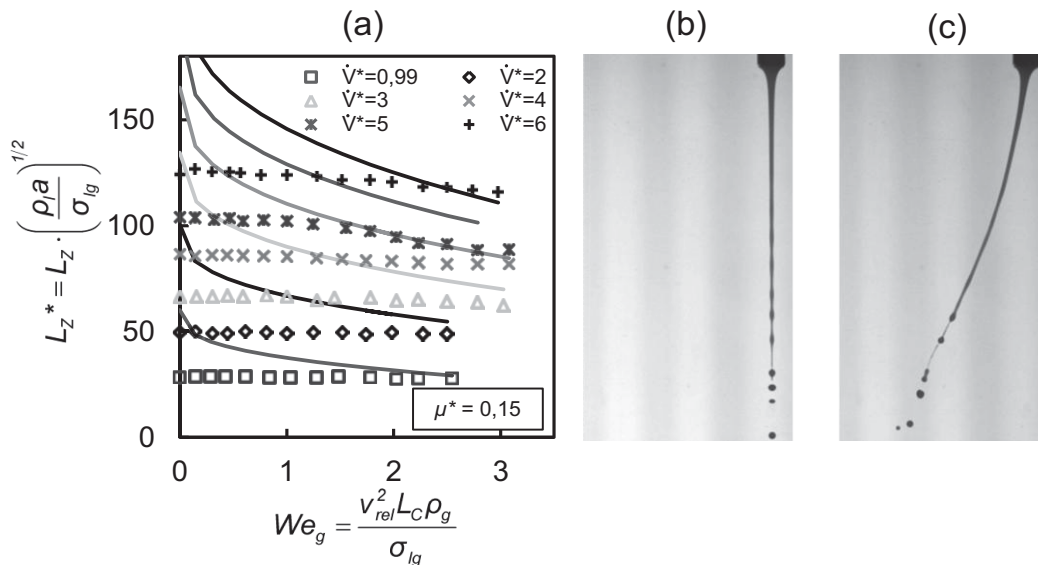


Abbildung 4.29: (a) Gemessene und gemäß Gleichung 4.9 berechnete dimensionslose Zerfallslänge in Abhängigkeit von We_g , dargestellt für unterschiedliche dimensionslose Volumenströme. Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. Sipernat Suspension, $\mu = \sim 70$ mPas. Gegenlichtaufnahmen des Fadenerfalls von Sipernat bei konstantem Volumenstrom ohne (b) und mit Anströmung $We_g = 2,5$ (c). Die Zerfallslänge der Sipernat Fäden ist nur geringfügig von der Anströmung abhängig, weshalb sich die Messwerte und Gleichung 4.9 stark unterscheiden.

Die Korrelation gemäß Gleichung 4.9, welche die dimensionslose Zerfallslänge Newton'scher Flüssigkeiten beschreibt, gibt die Messwerte der Suspension nur ungenügend wieder. Bei kleinen Volumenströmen und höheren Gas-Weber-Zahlen nähert sich die Modellfunktion den gemessenen Werten von L_Z^* an.

Da die Messwerte im unangeströmten Fall ($We_g = 0$) deutlich kleiner als erwartet sind, kann davon ausgegangen werden, dass die wirkende Viskosität kleiner ist als angenommen. Aufgrund der geringen Scherraten in der Rohrdüse kann dies jedoch wie auch bei der PVP K90-Lösung nicht auf Thixotropie, d.h. eine zeitweilige Scherentzähung zurückgeführt werden, siehe „Zerfallslänge“ in Abschnitt 4.3.1. Da für höhere Werte von We_g die Zerfallslänge nahezu unverändert bleibt, existieren offenbar auch hier dehnverzähende Effekte, die den Faden gegen den Einfluss der Queranströmung stabilisieren.

Dimensionslose Tropfengröße d^* und span-Wert der Tropfengrößenverteilung

Abbildung 4.30 (a) zeigt gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfendurchmesser. Ähnlich wie die Zerfallslänge bleibt auch der Tropfendurchmesser bei steigender Gas-Weber-Zahl nahezu konstant. Entgegen den Beobachtungen bei Newton'schen Flüssigkeiten kommt es zu einer geringfügigen Abnahme von d^* mit steigenden We_g .

Zerfallsverhalten angeströmter und gedehnter Flüssigkeitsfäden

Für die Newton'schen Medien konnte gezeigt werden, dass der Zerfallsdurchmesser des Fadens $d_{s,z}$ den größten Einfluss auf die Tropfengröße hat. Da die Zerfallslänge L_z bei den Sipernat Fäden jedoch von der Gas-Weber-Zahl nahezu unbeeinflusst bleibt, kann eine Veränderung des Zerfallsdurchmessers der Fäden bei höheren Anströmungsgeschwindigkeiten ausgeschlossen werden.

Für den Fall eines konstanten Zerfallsdurchmessers kann die sinkende Tropfengröße nur mit einer verringerten Zerfallswellenlänge λ_z erklärt werden, siehe Abschnitt 4.2.3.1. Bei Newton'schen Flüssigkeiten ergaben Messungen der Zerfallswellenlänge gedehnter Fäden jedoch keine signifikante Abhängigkeit der Wellenlänge von der Gas-Weber-Zahl. Eine sinkende oder steigende Tendenz von λ_z für höhere We_g konnte im untersuchten Bereich $1 < \dot{V}^* < 6$ und $0,01 < \mu^* < 0,31$ nicht festgestellt werden, siehe Abbildung 4.22 in Abschnitt 4.2.9.

Zur Aufklärung der geringfügigen Abnahme von d^* mit steigenden We_g kann die Zerfallswellenlänge beim Fadenzerfall der Suspension bestimmt werden. Messungen von λ_z wurden bislang jedoch nur für die Newton'sche Medien durchgeführt.

Der *span* Wert der gemessenen Tropfengrößenverteilungen ist in Abbildung 4.30 (b) dargestellt. Die Streuung der Messwerte ist größer, als bei den untersuchten Newton'schen Medien, vgl. Abbildung 4.18. Dennoch liegt der *span* auch für den Fadenzerfall von Sipernat in der Größenordnung von Newton'schen Flüssigkeiten. Steigende Gas-Weber-Zahlen führen auch hier zu größeren *span*-Werten der TGV.

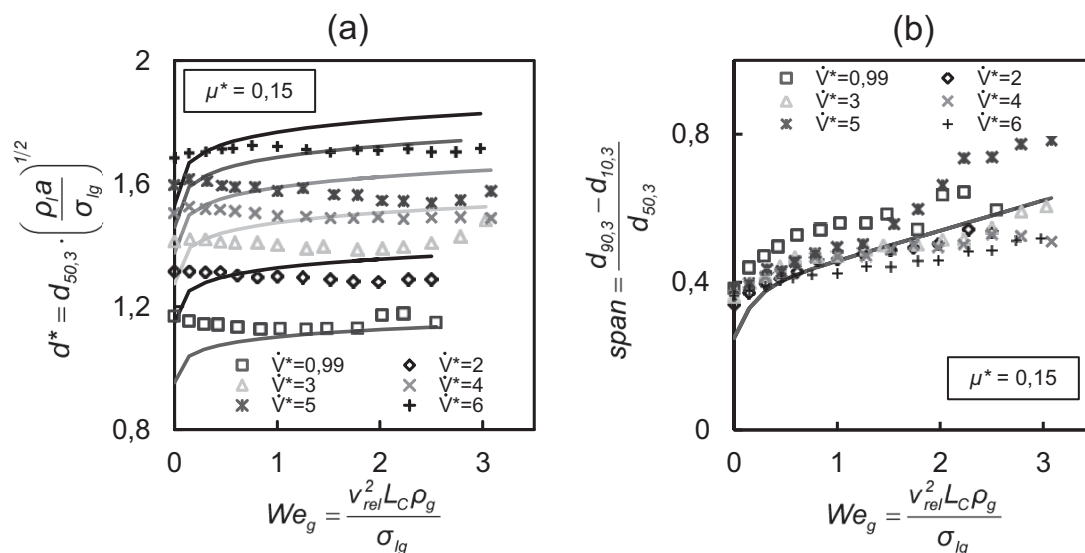


Abbildung 4.30: (a): gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengröße in Abhängigkeit von We_g , dargestellt für unterschiedliche dimensionslose Volumenströme. (b): Gemessene und gemäß Gleichung 4.19 berechnete *span*-Werte. Versuchsbedingungen: Düsendurchmesser $D = 10$ mm. Sipernat Suspension, $\mu = \sim 70$ mPas.

5 Übertragung der Ergebnisse der Modellversuche auf den Betrieb von LAMROT-Zerstäubern in Sprühtrocknern

Der Ansatz zur Optimierung der Qualität - insbesondere der Korngrößenverteilung - sprühgetrockneter Produkte war rekursiv, siehe Abschnitt 2. Von den Anforderungen an das Feststoffprodukt ausgehend, wurden die zugrundeliegenden Einflüsse im Verfahren untersucht. Ausgangspunkt der Untersuchung war die Arbeitshypothese, dass der Einfluss der Gas/Flüssigkeits-Wechselwirkung den Fadenzerfall im Sprühtrockner stört und sich negativ auf die Korngrößenverteilung auswirkt. Die dadurch motivierte Untersuchung des Fadenzerfalls im Modellversuch, erlaubt nun verschiedene Einflüsse auf den Fadenzerfall quantitativ zu beschreiben. Die Ergebnisse der Modellversuche geben Aufschluss über die Einflussgrößen auf Fadenzerfallslänge, mittlere Tropfengröße und Verteilungsbreite der TGV. Im Hinblick auf den Fadenzerfall an Rotationszerstäubern, die in Sprühtrocknungsapparaten eingesetzt werden, ergeben sich aus diesen Ergebnissen Hinweise für die Optimierung des Sprühtrocknungsprozesses.

Nachfolgend werden die Erkenntnisse aus den Modellversuchen im Schwerfeld ($a = g$) auf den Fadenzerfall am Rotationszerstäuber ($a = R\omega^2$) im Sprühtrockner übertragen. Unter der Voraussetzung, dass ein Produkt wirtschaftlich und mit bestimmten Eigenschaften durch Sprühtrocknung hergestellt werden soll, sind einige Prozessparameter bereits definiert und können nicht geändert werden. Die Eigenschaften und Zusammensetzung der Speise können zumeist nicht variiert werden. Daher steht der Parameter μ^* fest. Die erwünschte mittlere Korngröße und Produktmenge bestimmen den Betriebspunkt des Zerstäubers. Der dimensionslose Volumenstrom \dot{V}^* kann jedoch bei konstantem Gesamtdurchsatz der Speise über die Anzahl der Abströmstellen variiert werden. Eine höhere Anzahl von Abströmstellen erlaubt geringe Werte von \dot{V}^* je Flüssigkeitsfaden und damit geringere Zerfallslängen und geringere Tropfendurchmesser. Die Verteilung der Speise auf zahlreiche Abströmstellen ist mit einem Flüssigkeitsverteiler gemäß Patent DE-102007047411A1 (Walzel, 2009a) möglich.

Die Modellversuche haben gezeigt, dass eine Änderung der Gas-Weber-Zahl ebenfalls den Zerfallsvorgang beeinflusst. Wie in den Abschnitten 2.1 und 2.2 gezeigt, ist We_g durch die Flüssigkeitseigenschaften, den Zerstäuberbetriebspunkt und durch die Heißgasströmung bestimmt.

Beispiel zum Wert der Gas-Weber-Zahl bei der Sprühtrocknung:

LAMROT-Zerstäuber mit $D_Z = 100$ mm, Zerstäuberdrehzahl $n = 6000$ UpM, Speise: $\rho_l = 1207$ kg/m³, $\mu = 57$ mPas, $\sigma = 67,4$ mN/m, axiale Heißgasbeaufschlagung: $\rho_g = 1$ kg/m³, axiale Anströmungsgeschwindigkeit: 30 m/s. Hieraus resultieren $\mu^* = 0.86$ und **$We_g = 1.48$** . Zur Berechnung der Kennzahlen, siehe Abschnitt 5.1.

Unter Berücksichtigung der Ergebnisse der Modellversuche, kann davon ausgegangen werden, dass eine verringerte Gas-Weber-Zahl den Fadenzerfall und damit die

Übertragung der Erkenntnisse auf die Sprühtrocknung

Eigenschaften des Sprays beeinflusst. Nachfolgend soll die Sensitivität des Fadenzerfallsvorgangs im Sprühtrockner bezüglich der Gas-Weber-Zahl betrachtet werden. Falls es gelänge, We_g beim Fadenzerfall am Rotationszerstäuber im Sprühtrockner zu kleineren Werten hin abzusenken, veränderten sich die Zerfallslänge, die mittlere Tropfengröße und die Breite der TGV in folgender Weise:

- Die Zerfallslänge der Fäden nimmt zu, siehe Abschnitt 4.2.2. Dieser Effekt ist jedoch von geringerer praktischer Bedeutung. Selbst die in Abschnitt 4.2.2 beobachtete Verdreifachung von L_z ergäbe keine unmittelbaren Nachteile.
- Die Tropfengröße nimmt ab, siehe Abschnitt 4.2.3. Dieser Effekt ist grundsätzlich positiv. Sollen die größeren Tropfen erhalten bleiben, könnte dies durch eine Verringerung der Zerstäuberdrehzahl erzielt werden.
- Der *span*-Wert der TGV sinkt, siehe Abschnitt 4.2.4. Die Breite der Tropfengrößenverteilung zu senken wäre von großem Vorteil für das Verfahren. Wie in Abschnitt 2 erläutert, erlaubt ein geringer *span* des Sprays ein hochwertiges Feststoffprodukt mit enger KGV.

Die Konsequenzen, die eine Verringerung der Gas-Weber-Zahl auf das Trocknungsverfahren hätte, sind durchweg positiv. Die vorgegebenen Eigenschaften der Flüssigkeit sowie der vorgegebene Zerstäuberbetriebspunkt fixieren die Parameter μ^* und \dot{V}^* , betreffen die Gas-Relativgeschwindigkeit der Flüssigkeitsfäden v_{rel} jedoch nicht unmittelbar. Bei geeigneter Heißgasführung ist eine Senkung von v_{rel} und damit der Gas-Weber-Zahl durchaus möglich.

5.1 Vergleich der Ähnlichkeitsversuche mit dem Fadenzerfall bei der Rotationszerstäubung

Ein wesentlicher Schritt zur Übertragung der Versuchsergebnisse zum Zerfall gedehnter und angeströmter Flüssigkeitsfäden im Schwerfeld auf den Fall der Rotationszerstäubung im Sprühtrockner ist die Überprüfung der Ähnlichkeit der Systeme. Die Untersuchungen im Schwerfeld wurden unter Zuhilfenahme des in Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Kennzahlsatzes durchgeführt. Bevor die in Abschnitt 4 vorgestellten Erkenntnisse auf die Rotationszerstäubung im Sprühtrockner übertragen werden, soll in diesem Abschnitt die Ähnlichkeit der Systeme diskutiert werden. Hierzu wurden Zerstäubungsversuche mit einem laminar betriebenen Rotationszerstäuber durchgeführt. Das Spray wurde mittels Laserbeugungsspektrometrie hinsichtlich der mittleren Tropfengröße und dem *span* der TGV charakterisiert (Malvern Spraytec).

In Abbildung 5.1 ist die verwendete Versuchsanlage schematisch dargestellt. Der Rotationszerstäuber wurde in einer Sprühkammer installiert, wobei ein Teil des Sprays die Sprühkammer durch einen Schlitz verlassen konnte und dort mit dem Laserbeugungsspektrometer (LBS) vermessen wurde, siehe auch Abschnitt 5.2.2.3.

Zum Vergleich der Versuchsergebnisse aus dem Schwerfeld mit der Rotationszerstäubung müssen die mittels LBS ermittelten Tropfengrößen sowie die Betriebsdaten des Zerstäubers in dimensionsloser Form berechnet werden. Der Kennzahlsatz

für die Beschreibung des Zerfalls gedehnter Fäden unter Queranströmung beinhaltet als dimensionslose Betriebsgrößen den dimensionslosen Volumenstrom \dot{V}^* , die dimensionslose Viskosität μ^* und die Gas-Weber-Zahl We_g .

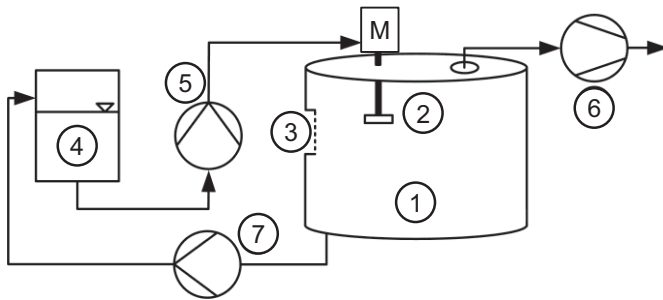


Abbildung 5.1: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung des Fadenzerfalls am LAMROT-Zerstäuber: (1) Sprühkammer, (2) Zerstäuber, (3) Messschlitz, (4) Vorlagebehälter, (5) Pumpe (6), Absaugung, (7) Rücklaufpumpe

Bei der Übertragung auf den Rotationszerstäuber ist hinsichtlich der Kennzahlen zu beachten, dass \dot{V}^* mit dem Volumenstrom pro Faden berechnet werden muss, d.h. die Anzahl der Ausströmbohrungen Bohrungen des Zerstäubers muss berücksichtigt werden. Die Beschleunigung der Fäden $a = R\omega^2$ am Rotationszerstäuber ist drehzahlabhängig. Entgegen den Versuchen im Schwerfeld hängen \dot{V}^* und μ^* damit nicht nur von der verwendeten Flüssigkeit und dem Volumenstrom ab. Zur Definition der Gas-Weber-Zahl am Rotationszerstäuber $We_{g,Rotation}$ wird die Relativgeschwindigkeit der Fäden zur Umgebung v_{rel} benötigt. Hier kann die Zerstäuberumfangsgeschwindigkeit $v_{rel} = v_s = R\omega$ eingesetzt werden, siehe Abschnitt 2.1.

$$We_{g,Rotation} = \frac{(R\omega)^2 \cdot L_c \cdot \rho_g}{\sigma_{lg}} \quad (5.1)$$

In Abbildung 5.2 werden Sprühversuche mit LAMROT-Zerstäuber mit den Korrelationen aus den Versuchen unter Schwerkraftwirkung verglichen, vgl. Abschnitt 4.2.5. Es wurde eine Glycerin/Wasser-Mischung unter typischen Bedingungen zerstäubt.

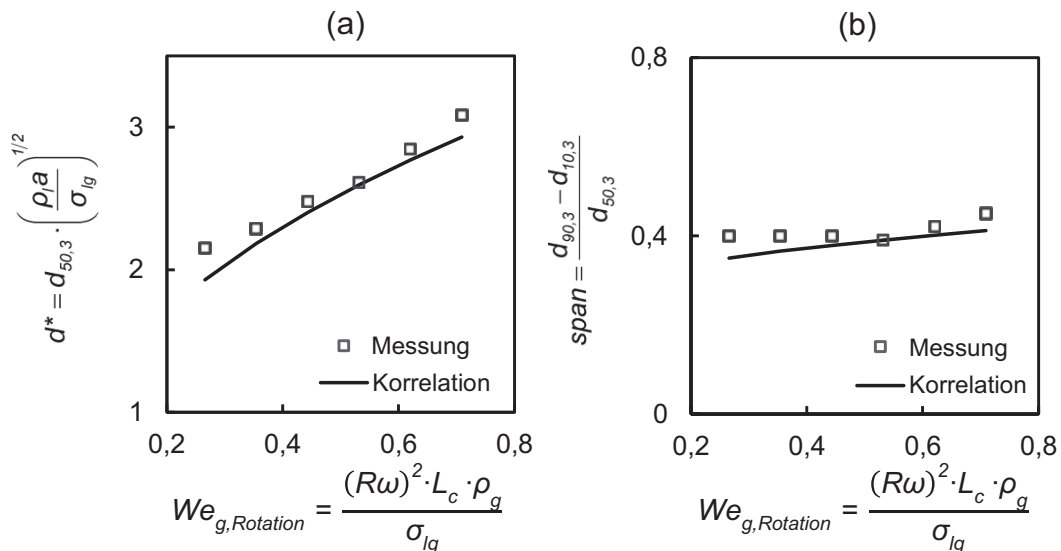


Abbildung 5.2: Dimensionslose Tropfengröße und *span*-Wert am Rotationszerstäuber als Funktion von $We_{g,Rotation}$. Vergleich von Spray-Messungen mit Gleichung 4.10 und Gleichung 4.19. Versuchsbedingungen: $D_z = 66,6$ mm, 40 Ausströmbohrungen, $3000 < n < 8000$ UpM, Glycerin/Wasser-Mischung: $\mu = 24$ mPas, $0,24 < \mu^* < 0,4$, $\dot{V}_{l,gesamt} = 14,2$ l/h, $9,4 < \dot{V}^* < 42$.

Sowohl die dimensionslose Tropfengröße d^* als auch der $span$ -Wert steigen mit $We_{g,Rotation}$ und werden gut von den in Abschnitt 4.2.5 vorgestellten Korrelationen beschrieben. Die Gas-Weber-Zahl steigt hier mit der Umfangsgeschwindigkeit des Zerstäubers. Die Korrelationen beschreiben die Messungen gut, obwohl der Bereich des dimensionslosen Volumenstroms oberhalb desjenigen liegt, der in den Untersuchungen im Schwerfeld realisiert werden konnte, und obwohl sich die dimensionsbehafteten Längenskalen der Systeme deutlich unterscheiden.

Der Düsendurchmesser und damit der Fadenabströmdurchmesser d_{S0} im Schwerfeld lag bei 10 mm. Der Abströmdurchmesser am Rotationszerstäuber kann unter Zuhilfenahme von Gleichung 4.20 aus der Ausströmgeschwindigkeit der Flüssigkeit und dem bohrungsspezifischen Durchsatz berechnet werden, siehe Abschnitt 4.2.6. Für die hier gezeigten Bedingungen stellen sich Abströmdurchmesser im Bereich $270 \mu\text{m} < d_{S0} < 410 \mu\text{m}$ ein.

Auf dieser Grundlage kann anhand der Erkenntnisse aus dem Schwerfeld die Optimierung der Anströmung laminar betriebener Rotationszerstäuber in Sprühtrocknungsverfahren durchgeführt werden.

5.2 Konzept der optimalen Heißgasbeaufschlagung

Um im Sprühtrockner kleine Werte der Gas-Weber-Zahl beim Fadenzerfall zu erzielen und diesen damit geringstmöglich zu stören, ist die Gas-Relativgeschwindigkeit der Flüssigkeitsfäden v_{rel} ein geeigneter Ansatzpunkt. Bei geeigneter Luftführung kann v_{rel} zu kleinen Werten verschoben und damit die Gas-Weber-Zahl verringert werden. Dazu kann das Heißgas auf solche Weise in den Sprühtrockner eingeleitet werden, dass sich die Bewegung des Heißgases und der Flüssigkeitsfäden in Richtung und Geschwindigkeit weitgehend decken. Für diesen Fall wäre die Gas-Relativgeschwindigkeit der Fäden $v_{rel} \approx 0$.

Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, ist die Ausbreitungsrichtung der Flüssigkeitsfäden tangential zum Zerstäuberumfang orientiert. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Fäden entspricht näherungsweise der Zerstäuberumfangsgeschwindigkeit $v_S = v_{tan} = R\omega$. Soll die Gas-Relativgeschwindigkeit minimiert werden, so ist die Heißgasbeaufschlagung so zu gestalten, dass sich das Heißgas im Nahbereich um den Zerstäuber annähernd tangential zum Zerstäuber ausbreitet, und die Gasgeschwindigkeit im Bereich der Zerstäuberumfangsgeschwindigkeit $R\omega$ liegt. Eine solche Luftführung fördert jedoch ein Auftreffen von Tropfen oder restfeuchten Partikeln auf der Wand des Trockners. Aus diesem Grund müssen die Tropfen axial nach unten abgelenkt werden.

Gängige Heißgasverteiler in Sprühtrocknern mit Rotationszerstäubern erzeugen einen intensiven Gasstrahl, der die Tropfen axial nach unten ablenkt. Die Ergebnisse der Modellversuche zum Zerfall angeströmter und gedehnter Fäden bestätigen die in Abschnitt 2.2 beschriebenen negativen Auswirkungen einer solchen Luftführung, sofern der Gasstrahl die Fäden im Nahbereich um den Zerstäuber erfasst. Um den

Fadenzerfall nicht durch die axiale Tropfenablenkung zu stören, sieht das hier vorgestellte Konzept der optimalen Heißgasbeaufschlagung einen intensiven Gasstrahl aus einem zweiten Ringschlitz mit großem Innendurchmesser vor.

Abbildung 5.3 illustriert das beschriebene Konzept. Die optimale Heißgasbeaufschlagung erlaubt niedrigste Relativgeschwindigkeiten zwischen Heißgas und Flüssigkeit im Nahbereich um den Zerstäuber und garantiert hierdurch einen ungestörten Fadenzerfall bei niedrigen Gas-Weber-Zahlen. In ausreichendem Abstand zum Bereich des Fadenzerfalls, werden die bereits abgeschnürten Tropfen von einem intensiven axialen Heißgasstrahl abgelenkt, um Wandablagerungen des Materials zu verhindern.

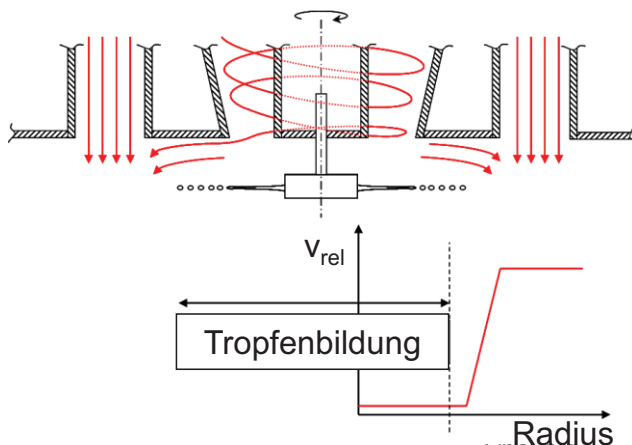


Abbildung 5.3: Konzept der optimalen Heißgasbeaufschlagung. Niedrige Gasgeschwindigkeiten im Bereich des Fadenzerfalls nahe dem Zerstäuber erlauben eine ungestörte Tropfenbildung. Außerhalb des Zerfallsbereichs der Strahlen werden die Tropfen axial nach unten abgelenkt, um Wandanhaftungen im Sprühtrocknungsprozess vorzubeugen.

Aus den Anforderungen an die optimale Heißgasbeaufschlagung lassen sich Rückschlüsse ziehen, wie die Verteilungsgeometrie gestaltet werden sollte. Um niedrige Relativgeschwindigkeiten zwischen Flüssigkeit und Gas zu erzielen, sollten sich Ausbreitungsrichtung sowie Geschwindigkeit von Gas und Flüssigkeitsfäden entsprechen. Hinsichtlich der Ausbreitungsrichtung führt diese Anforderung zu einer stark drallbehafteten Strömung, die sich nach dem Austritt aus dem Verteiler möglichst tangential zum Zerstäuberumfang ausbreitet. Der Heißgasverteiler sollte daher im Nahbereich des Zerstäubers eine Drallströmung erzeugen und der Gasauslass sollte möglichst nah zum Zerstäuber platziert werden. Die Drallströmung kann durch tangentielle Einläufe in den Gasverteiler erzeugt werden.

Zur Erzeugung des axialen Gasstrahls, der die Tropfen ablenken soll, kann ebenfalls ein Ringschlitz-Gasverteiler benutzt werden. Zur Auslegung der Abmessungen des Ringschlitzes ist zu beachten, dass die Flüssigkeitsfäden im Bereich des Gasstrahls bereits zu Tropfen zerfallen sein sollten. Hierzu können die Ergebnisse der Ähnlichkeitsversuche verwendet werden, indem die Korrelation der Fadenzerfallslänge gemäß Gleichung 4.9 zur Berechnung eines minimalen inneren Ringschlitzradius benutzt wird. Um eine gleichmäßige Verteilung des Heißgasstroms über den Umfang des Gasverteilers zu erzielen, kann auch für den äußeren Ringschlitz eine Drallströmung im Gasverteiler erzeugt werden. Der Drall muss jedoch vor dem Ausströmen aus dem Gasverteiler gebrochen werden, damit sich der Gasstrahl in axialer Richtung ausbreiten kann und die Tropfen abgelenkt werden.

Nachfolgend werden zwei mögliche Geometrien zur Heißgasverteilung vorgestellt, die günstige Anströmverhältnisse um den Rotationszerstäuber erlauben. Die beiden vorgestellten Heißgasverteiler unterscheiden sich in der Komplexität der Geometrie aber auch im erzielbaren Vorteil für den Fadenzerfall. Die Vorgaben an die optimale Heißgasverteilung gemäß Abbildung 5.3 werden durch die vorgestellten Konzepte unterschiedlich gut umgesetzt.

5.2.1 Ausbaustufe 1: Heißgaseinleitung durch Einzelschlitz-Gasverteiler mit variablem Strömungsdrall

Zunächst wird ein Heißgasverteiler gezeigt, der über einen einzigen Ringschlitz verfügt. In Abbildung 5.4 ist die Geometrie eines Gasverteilers dargestellt, die bereits von Koch beschrieben wurde (Koch, 2003). Der gezeigte Verteiler kann in Kombination mit der Sprühtrocknungsanlage im Technikumsmaßstab verwendet werden, siehe Abbildung 1.2.

Der Gasverteiler hat tangential sowie axiale Einlässe und erlaubt über geeignete Mischverhältnisse der Teilströme A und B das Heißgas mit variablem Drall in den Trockenturm einzuleiten. Als Grenzfälle stellen sich eine an der Decke anliegende Drallströmung oder ein axialer Schlitzstrahl ein. Bei Drosselung des Tangentialvolumenstroms B führt die axiale Einleitung des Heißgases in den Trockner zu einer deutlichen Ablenkung des Sprays, siehe Abbildung 5.5 oben. Wand- und Deckenablagerungen des Produkts können hierdurch unterdrückt werden.

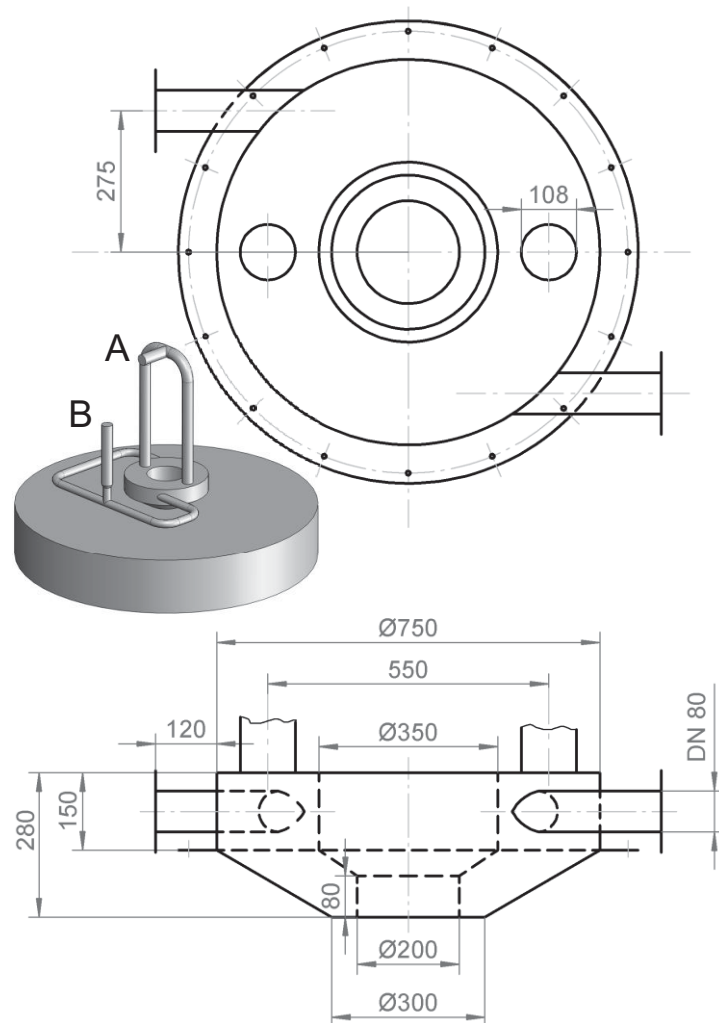


Abbildung 5.4: Skizze eines Heißgasverteilers mit Einzelschlitz und variablem Drall. Durch Aufteilung des Heißgasstroms auf die Zuleitungen A und B kann der Drallanteil der Einströmung in die Trocknungskammer eingestellt werden. Es sind sowohl stark drallbehaftete, deckengängige Einströmungen, als auch axiale strahlartige Einströmungsformen möglich (Mescher et al., 2012a)

Obwohl diese Art der Luftführung günstig zur Vermeidung von Decken- und Wandablagerung ist, stellt die intensive Anströmung im Nahbereich des Zerstäubers eine Störung für den Fadenzerfall dar. Wird der axiale Volumenstrom A gedrosselt so stellt sich eine deckengängige Drallströmung ein. Der Heißgasstrom breitet sich entlang der Decke des Apparats tangential zum Ringschlitzumfang aus. Die hierdurch induzierte Rezirkulation im Trockner führt zu einer Rückströmung zum Zerstäuber, die das Spray nach oben ablenkt, siehe Abbildung 5.5 unten. Diese Luftführung ist zwar im Hinblick auf die Anströmung im Nahbereich des Zerstäubers günstiger als die rein axiale Einströmung, führt jedoch zu ausgeprägter Decken- und Wandablagerung des Produkts.

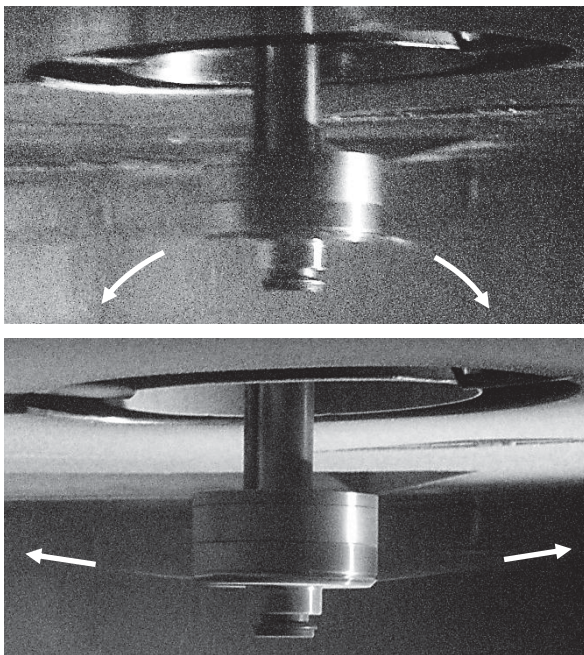


Abbildung 5.5: Trocknung von Polyvinylpyrrolidon aus wässriger Lösung. Durch Aufteilung des Heißgasstroms auf die Zuleitungen des Heißgasverteilers kann der Drallanteil der Einströmung in die Trocknungskammer eingestellt werden, siehe Abbildung 5.4.

Oben: Bei geringem Drall wird das Spray axial nach unten abgelenkt.

Unten: Bei hohem Drallanteil der Einströmung führt die Rückströmung des Heißgases zu einer Ablenkung des Sprays nach oben.

Betriebsbedingungen: Rotationszerstäuber gemäß Abbildung 1.5, $n = 5000 \text{ UpM}$, $\dot{V} = 10 \text{ l/h}$, Heißluftdurchsatz: $\sim 1500 \text{ m}^3/\text{h}$.

Oben Drallanteil der Strömung: 0%

Unten: Drallanteil der Strömung: 50%

Zwischen den in Abbildung 5.5 dargestellten Extremfällen kann jedoch eine Luftführungseinstellung gefunden werden, die einen Kompromiss darstellt, d.h. den Fadenzerfall geringstmöglich stört und dennoch zu wenigen Produktablagerungen führt. Dazu wurden Sprühtrocknungsversuche mit dem Modellsystem Polyvinylpyrrolidon (PVP, Luvitec K30, BASF SE) zur Charakterisierung des Gasverteilers durchgeführt. Zur Einstellung der Luftführung auf den gewählten Zerstäubungsbetriebspunkt wurde der Drallanteil der Heißgasströmung, also der Anteil des Drallluftstroms $B/(A+B)$ am Gesamtluftstrom, von der rein deckengängigen Strömung ausgehend, solange verringert bis die Ablenkung der Tropfen ausreichte, um Wandablagerungen zu verhindern (Mescher et al., 2012a).

Nachfolgend wird exemplarisch ein Ergebnis der Gasverteilercharakterisierung mit dem Modellsystem PVP gezeigt. In Tabelle 5.1 sind die Betriebsbedingungen der Sprühtrocknung einer wässrigen Lösung mit einem PVP Anteil von 30 Gew.-% sowie die erzielte mittlere Korngröße und der *span*-Wert der Korngrößenverteilung dargestellt (Mescher et al., 2012a). Außer dem Drallanteil der Heißluftströmung wurden die Trocknungsbedingungen konstant gehalten.

Übertragung der Erkenntnisse auf die Sprühtrocknung

Tabelle 5.1: Parameter und Ergebnisse der Sprühtrocknungsversuche mit wässriger PVP-Lösung. Korn- und Tropfengrößen wurden mittels Laserbeugungsspektrometrie (Malvern Spraytec) bestimmt.

Flüssigkeitsdurchsatz	[l/h]	10	
Zerstäuberdrehzahl	[UpM]	5000	
Trocknereinlasstemperatur	[°C]	150	
Trocknerauslasstemperatur	[°C]	110	
Heißluftdurchsatz	[m ³ /h]	~1500	
Drallanteil	[%]	10	40
$d_{50,3}$	[µm]	207	
$span_{TGV}$	[-]	0,49	
$d_{P,50,3}$	[µm]	146,2	121,9
$span_{KGV}$	[-]	0,96	0,89

In Abbildung 5.6 sind die Verteilungsdichtefunktionen $q_3(d_P)$ der erhaltenen Korngrößenverteilungen dargestellt. Zunächst fällt auf, dass die Verteilungsbreite des Feststoffprodukts $span_{KGV}$ deutlich größer ist als die des Sprays. Bei einem Drallanteil von 40 % wurden ein geringerer $span_{KGV}$ sowie ein geringerer mittlerer Partikeldurchmesser gefunden als bei kleineren Drallanteilen.

Wie in den Abschnitten 4.2.2 bis 4.2.4 gezeigt kann die geringere Korngröße $d_{P,50,3}$ ebenso wie der kleinere $span$ auf eine geringere Gas-Weber-Zahl der Flüssigkeitsfäden zurückgeführt werden. Obwohl die eng verteilten Tropfengrößen hier in vergleichsweise breit verteilte Korngrößen überführt werden, kann dennoch festgehalten werden, dass die Korngrößenverteilung bei günstiger Luftführung positiv beeinflusst werden kann.

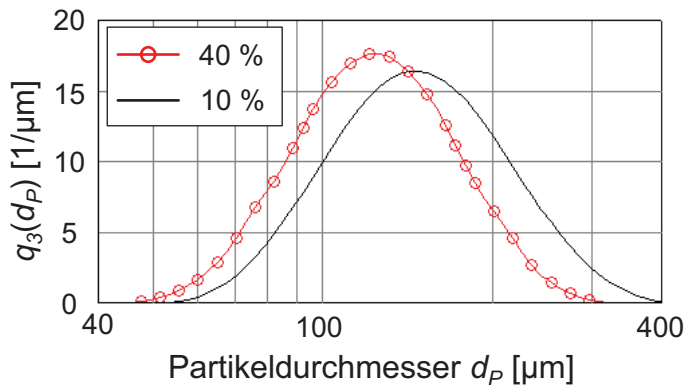


Abbildung 5.6: Vergleich der Korngrößenverteilungen aus Sprühtrocknungsversuchen mit wässriger PVP-Lösung. Außer dem Drallanteil der Heißgaseinstromung sind alle Versuchsparameter identisch. Bei einem Drallanteil von 40% werden eine geringere mittlere Korngröße und eine geringere Verteilungsbreite der KGV erzielt.

Die Prozessdaten, wie Luft- und Speisevolumenströme aber auch die Zerstäuberdrehzahl können durch die installierte Mess- und Schreibertechnik (ABB Bildschirmreiber SM 1000) aufgezeichnet werden, siehe auch Abbildung 1.2.

Die optimalen Einstellungen, die für das Modellsystem PVP gefunden wurden, können anhand der aufgezeichneten Daten auch auf andere Sprühtrocknungsaufgaben übertragen werden. Wesentlich ist dabei jedoch, dass die Drehzahl des Zerstäubers und schließlich die Tropfengröße mit den PVP-Trocknungsversuchen vergleichbar sind. Die gezeigte Heißgasverteilungsgeometrie wurde zusammen mit dem in Abbil-

dung 1.5 gezeigten Rotationszerstäuber für die in Abschnitt 1.1 beschriebenen Trocknungsversuche mit D-Mannitol benutzt. Im Vergleich zur Sprühtrocknung von PVP ist die Herstellung von D-Mannitol Partikeln deutlich anspruchsvoller. Restfeuchte Mannitolpartikel haften besonders leicht an der Trocknerwand an und führen rasch zu Decken- und Wandablagerungen.

Bereits vor der Installation der Mess- und Schreibertechnik wurden Vorversuche zur Sprühtrocknung von D-Mannitol durchgeführt. Ohne die beschriebene Messtechnik und die PVP-Basisversuche war keine systematische Einstellung der Luftführung um den Zerstäuber möglich. Ungeeignete Luftführungseinstellungen führten zu ausgeprägte Decken- und Wandablagerung des Zuckers. Während der relativ kurzen Sprühversuchsdauer von 1 - 2 Stunden lag die Ausbeute an fließfähigem Material teilweise unter 5%. Darüber hinaus wiesen die Pulver teilweise breit verteilte Korngrößen und Agglomerate auf. Durch gezielte Einstellung der Luftführung auf Basis der Basisversuche mit PVP konnten jedoch Deckenablagerungen des Materials gänzlich verhindert werden. Wandablagerungen beschränkten sich auf den konischen unteren Teil des Trockenturms. Die Ausbeute stieg während der ebenfalls 1 – 2 stündigen Sprühversuche auf etwa 50%, wobei der Zucker auf dem Trocknerkonus lose auflag ohne anzuhafte. Bei längeren Sprühzeiten sind daher höhere Ausbeuten wahrscheinlich. Durch die gezielt eingestellte Luftführung wurde auch die Homogenität der getrockneten Pulver hinsichtlich ihrer Morphologie deutlich verbessert. Man kann daher davon ausgehen, dass der Trocknungsgasstrahl die Tropfen erst außerhalb der sensiblen Fadenzerfallszone ablenkt. Auf dieser Basis konnten die in Abschnitt 1.1 beschriebenen D-Mannitol Trägermaterialien gezielt mit verschiedenen Oberflächenrauigkeiten sprühgetrocknet werden (Littringer et al., 2011).

Der in Abbildung 5.4 dargestellte Heißgasverteiler stellt eine Möglichkeit dar, den Fadenzerfall an Rotationszerstäubern im Sprühtrockner vergleichsweise wenig zu stören und verbesserte Produkteigenschaften zu erzielen. Dennoch wird anhand des erzielten $span_{KGV}$ im Vergleich zur TGV deutlich, dass es sich hierbei noch nicht um ein Optimum, sondern um einen Kompromiss handelt. Von Vorteil ist die vergleichsweise einfache Geometrie. Andererseits wird das Konzept der optimalen Heißgasbeaufschlagung gemäß Abbildung 5.3 nur unvollständig umgesetzt. Die Ausbreitung der drallbehafteten Heißgasströmung führt zu einer Rückströmung zum Zerstäuber, die den Fadenzerfall beeinflusst, siehe Abbildung 5.5. Selbst für den Fall, dass das Heißgas die Tropfen erst außerhalb der Tropfenbildungszone ablenkt, ist damit eine erhöhte Anströmung im Nahbereich des Zerstäubers nicht zu vermeiden.

Auch unter idealen Luftführungsbedingungen ohne Rückströmung zum Zerstäuber wäre die Gas-Weber-Zahl der Fäden immer noch ungleich Null. Die verbleibende Anströmung rührt aus der Eigenbewegung der Fäden relativ zum Heißgas in der Zerstäubungsebene her. Für das eingangs vorgestellte Beispiel führt die Unterdrückung der *axialen* Anströmungsgeschwindigkeit auf 0 m/s zu $We_g = 0.78$, vgl. Beispiel auf Seite 69. Die Versuchsergebnisse der Abschnitte 4.2.2 bis 4.2.4 zeigen auch für solche Bedingungen noch Optimierungspotenzial auf.

5.2.2 Ausbaustufe 2: Heißgaseinleitung durch Doppelringschlitz

Um der optimalen Heißgasbeaufschlagung gemäß Abbildung 5.3 näher zu kommen wird nachfolgend eine Heißgasverteilungsgeometrie vorgestellt, die dieses Konzept bestmöglich umsetzen soll. Auf Basis der in Abbildung 5.3 skizzierten Grundgeometrie wurde dieser Heißgasverteiltertyp unter Zuhilfenahme numerischer Strömungssimulation entwickelt.

5.2.2.1 Entwicklung eines Heißgasverteilers unter Zuhilfenahme numerischer Strömungssimulation

Zur Optimierung der Geometrie eines Doppelringschlitz-Gasverteilers wurde die kommerzielle Simulationssoftware Ansys® CFX 12 benutzt, siehe Abschnitt 2.4.1. Ziel war es eine Strömungsform zu erzeugen, die dem Konzept der optimalen Heißgasbeaufschlagung gemäß Abbildung 5.3 möglichst entspricht. Der Gasverteiler sollte für Rotationszerstäuber mit Durchmessern von $D_Z = 100$ mm optimiert werden, siehe Abbildung 1.5. Es wurden dazu Simulationen der Gasströmung durchgeführt. Das Rechengebiet umfasste den Gasverteiler selbst, einen Rotationszerstäuber gemäß Abbildung 1.5 sowie den oberen Teil des Sprühtrockners. Das Rechengebiet wurde in ca. $5 \cdot 10^6$ tetraedrische Elemente diskretisiert, wobei der Nahbereich um den Rotationszerstäuber besonders fein aufgelöst wurde. Das gewählte SST-Turbulenzmodell kombiniert das robuste K - ϵ -Modell in Wandferne mit dem K - ω -Modell in Wandnähe (Laurien und Oertel, 2003), siehe Abschnitt 2.4.1. Wärmeverluste über die Gasverteilerwände an die Umgebung wurden nicht berücksichtigt. Der Gasverteiler wurde so ausgelegt, dass der erforderliche Luftdurchsatz von den Gebläsen der Technikums-Sprühtrocknungsanlage erzeugt werden kann, siehe Abbildung 1.2. Da der Luftstrom für den Doppelringschlitz-Gasverteiler auf einen drallbehafteten Strom für den Nahbereich des Verteilers und einen axialen Strom aufgeteilt werden muss, könnten auch verschiedene Temperaturen für die Luftströme realisiert werden. Es wurde daher in Betracht gezogen, die Drallströmung im Nahbereich des Zerstäubers mit Kaltluft zu erzeugen. Hierdurch sollen Verkrustungen am Rotationszerstäuber verhindert werden. Mit dem verbleibenden heißen Luftstrom, der axial außerhalb der Tropfenbildungszone eingeleitet wird, muss jedoch eine ausreichende Trocknungskapazität sichergestellt werden.

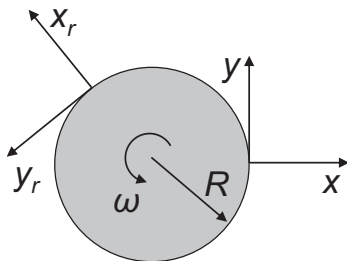
Von dem in Abbildung 5.3 gezeigten Konzept ausgehend, wurde der Gasverteiler durch systematische Variation der Geometrie optimiert, um die erforderlichen Strömungsverhältnisse im Nahbereich des Zerstäubers zu erhalten. Dazu wurde für die Ringschlitzverteiler ein Drallparameter DP formuliert, der das Verhältnis von Drehimpuls zu Axialimpuls der Strömung charakterisiert.

$$DP = \frac{D_a \pi R_e}{2A_e} \quad (5.2)$$

Der Drallparameter enthält als geometrische Größen den Austrittsdurchmesser D_a aus dem Gasverteilerschlitz sowie den Eintrittsradius R_e und die Gesamtquerschnittsfläche A_e der tangentialen Einlassrohre in den Verteiler. Vergleichbare Drall-

parameter werden häufig bei der Charakterisierung von einphasigen Drallströmungen verwendet. Beispiele hierfür sind die Charakterisierung der Drallströmung in Hohlkegeldüsen (Lefebvre, 1989; Walzel, 2009b) oder in Gasbrennerfeuerungen (Hillemanns, 1988; Schmid, 1991; Burmberger, 2009).

Da die Zielgröße der Geometrieoptimierung die Relativgeschwindigkeit der Flüssigkeitsfäden zur Gasströmung ist, wurden die Simulationsergebnisse der Gasströmung mit dem kinematischen Modell zur Berechnung der Trajektorien der Flüssigkeitsfäden nach Koch verglichen (Koch, 2003), siehe auch Abschnitt 2.1. Unter Zuhilfenahme einer MathWorks® MATLAB-Routine wurde das Ergebnis der Strömungssimulation eingelesen und vom Rotationszerstäuber ausgehend entlang einer Fadentrajektorie gemäß Gleichung 5.4 von der Geschwindigkeit des Fadens subtrahiert. Der Betrag der Fadengeschwindigkeit wurde gemäß dem kinematischen Modell mit der Zerstäuberumfangsgeschwindigkeit $v_s = R\omega$ angenommen. Die Fadengeschwindigkeitsvektoren verlaufen hierbei tangential zum Zerstäuberumfang.



$$\vec{x}(t) = \begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ R\omega \cdot t \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

$$\vec{x}_r(t) = \begin{pmatrix} R \cdot \cos(\omega t) + R\omega \cdot t \cdot \sin(\omega t) - R \\ R\omega \cdot t \cdot \cos(\omega t) - R \cdot \sin(\omega t) \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Abbildung 5.7: Modifiziertes kinematisches Modell nach (Koch, 2003) zur Berechnung der Fadentrajektorie an Rotationszerstäubern. Das kinematische Modell sieht vor, dass sich die Fäden tangential zum Zerstäuberumfang mit der Zerstäuberumfangsgeschwindigkeit $R\omega$ fortbewegen. Durch Transformation dieser linearen Bewegung in rotierende Koordinaten $\vec{x}_r(t)$, kann die Fadentrajektorie für den ortsfesten Beobachter konstruiert werden.

Das Simulationsergebnis liegt in Form ortsdiskreter Werte vor und muss auf die Fadentrajektorien $\vec{x}_r(t)$ interpoliert werden. Dazu wird in der MATLAB-Routine ein Umfeldparameter solange vergrößert bis mindestens 4 diskrete Werte des Simulationsergebnisses berücksichtigt werden. Diese Werte werden proportional zu ihrem Abstand zum Flüssigkeitsfaden $\vec{x}_r(t)$ gewichtet und zur Interpolation des Simulationsergebnisses verwendet. Aufgrund der hohen Auflösung der Simulation im Nahbereich des Rotationszerstäubers ist der Umfeldparameter jedoch stets klein.

- ➔ Faden: $\vec{x}_r(t)$, $v_s = R\omega$
- ➔ Simulationsergebnis

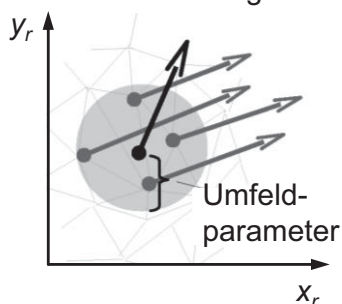


Abbildung 5.8: Berechnung der Gas-Relativgeschwindigkeit eines Flüssigkeitsfadens aus dem Gasgeschwindigkeitsfeld (CFD) und der Bewegungsgleichung eines Strahls. Das diskrete Gasgeschwindigkeitsfeld wird proportional zu seinem Abstand zu einem infinitesimalen Strahlelement gewichtet und mit der Geschwindigkeit des Strahlelements verrechnet. Das Berechnungsverfahren beinhaltet keine Interaktion zwischen Gas und Flüssigkeit.

Übertragung der Erkenntnisse auf die Sprühtrocknung

In Abbildung 5.9 sind Berechnungsergebnisse zur Gas-Relativgeschwindigkeit der Flüssigkeitsfäden dargestellt. In (a) ist der Grundzustand der Fadenanströmung für einen Rotationszerstäuber mit Durchmesser $D_Z = 100$ mm und einer Drehzahl von $n = 6000$ UpM dargestellt. Die dargestellten Vektoren basieren auf der Fadentrajektorie gemäß Gleichung 5.4 und verlaufen gemäß dem Modell aus (Koch, 2003) tangential zum Zerstäuberumfang. Der Betrag der Geschwindigkeit ist unter den genannten Bedingungen $v_s = v_{tan} = R\omega = 31,4$ m/s.

Die Teilabbildungen (b) und (c) zeigen die Gas-Relativgeschwindigkeiten für steigenden Drallluftdurchsatz. Durch die Art der Luftführung verändert sich die Gas-Relativgeschwindigkeit in Betrag und Richtung. Die axiale Komponente der simulierten Gas-Relativgeschwindigkeit wird durch die Farbkonturdarstellung beschrieben.

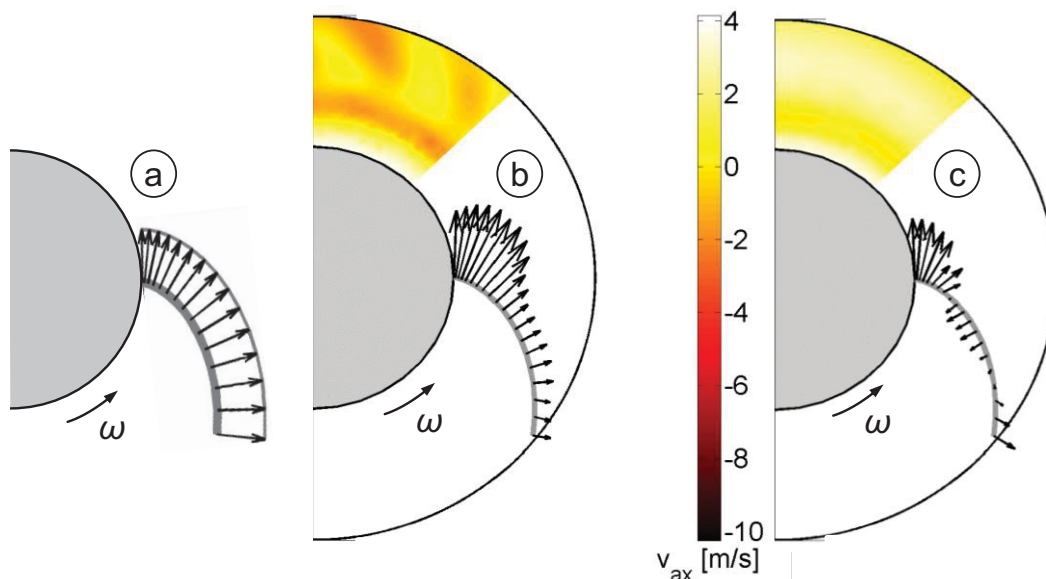


Abbildung 5.9: Relativgeschwindigkeit zwischen Flüssigkeitsstrahl und Umgebung bei konstanten Betriebsbedingungen des Rotationszerstäubers und verschiedenen Drallluftvolumenströmen. (a) zeigt die Gas-Relativgeschwindigkeit eines Flüssigkeitsfadens in ruhender Atmosphäre und ohne Berücksichtigung einer mitrotierenden Gas-Grenzschicht um den Zerstäuber. Abb. (b) und (c) zeigen die resultierenden Gas-Relativgeschwindigkeiten für steigende Drallluftbeaufschlagung.

Als Zielgröße der Optimierung kann die mittlere Relativgeschwindigkeit der Fäden im Zerstäubernahbereich verwendet werden. Diese kann als integrales Mittel der Relativgeschwindigkeit entlang der Fadentrajektorie gemäß Gleichung 5.4 berechnet werden. Hierfür wird die Fadenzerfallslänge mit der Korrelation gemäß Gleichung 4.9 für typische Betriebsbedingungen abgeschätzt, vgl. eingangs vorgestelltes Beispiel auf Seite 69.

Beispiel zur Abschätzung der Fadenzerfallslänge am Rotationszerstäuber

LAMROT-Zerstäuber mit $D_Z = 100$ mm, 60 Ausströmbohrungen, Zerstäuberdrehzahl $n = 6000$ UpM, Speise: $\rho_l = 1207$ kg/m³, $\mu = 57$ mPas, $\sigma = 67,4$ mN/m, $\dot{V} = 10$ l/h, Hieraus resultieren $\mu^* = 0.86$, $We_g = 0.78$ und $\dot{V}^* = 16$, Die Kapillarlänge ist $L_C = 53,2$ μ m. Nach Gleichung 4.9 ergibt sich $L_Z = L_Z^* \cdot L_C = 51,4$ mm.

Zerfallslängen bis 50 mm sind charakteristisch für die LAMROT-Zerstäubung unter günstigen Betriebsbedingungen, vgl. auch Abbildung 1.5, Abbildung 2.4 und Abbildung 2.5. Daher wurde die Optimierung der Gasverteilungsgeometrie mit diesem Wert für die Fadenzerfallslänge durchgeführt.

In Abbildung 5.10 ist das Ergebnis der Geometrieoptimierung des Doppelringschlitz-Gasverteilers für einen Rotationszerstäuber mit Durchmesser $D_Z = 100$ mm dargestellt. Der kompakte Gasverteiler hat einen Außendurchmesser von ca. 400 mm und eine Gesamthöhe von ca. 300 mm. Eine vereinfachte Konstruktionszeichnung des Apparats befindet sich im Anhang der Arbeit in Abschnitt A.2.1.

Die optimierte Geometrie erlaubt eine deutliche Verringerung der Gas-Relativgeschwindigkeit der Fäden. Bei einer Bahngeschwindigkeit der Fäden von 31,4 m/s beträgt die gemittelte Gas-Relativgeschwindigkeit v_{rel} im Zerstäubernahbereich 9,32 m/s. Dies entspricht einer Reduktion von v_{rel} um 70,3 % im Vergleich zu dem Zustand in Abbildung 5.9 (a).

In Abbildung 5.10 rechts ist exemplarisch ein Simulationsergebnis dargestellt, das die Funktionsweise des Gasverteilers verdeutlicht. Die drallbehaftete Strömung im Nahbereich des Zerstäubers (1) wird im inneren Gasverteiler erzeugt. Der zugehörige Ringschlitzauslass wird außen von einer Gasverteilerwand und innen vom Rotationszerstäuber (4) begrenzt. Die axiale Heißgasströmung wird außerhalb des Zerfallsbereichs der Flüssigkeitsfäden eingeleitet (3). Um eine gleichmäßig über den Umfang verteilte Einströmung zu erreichen, wurde der äußere Gasverteiler ebenfalls mit tangentialen Einlassrohren versehen. Der Drall dieser Strömung wird am äußeren Ringschlitz durch Schaufeleinbauten gebrochen.

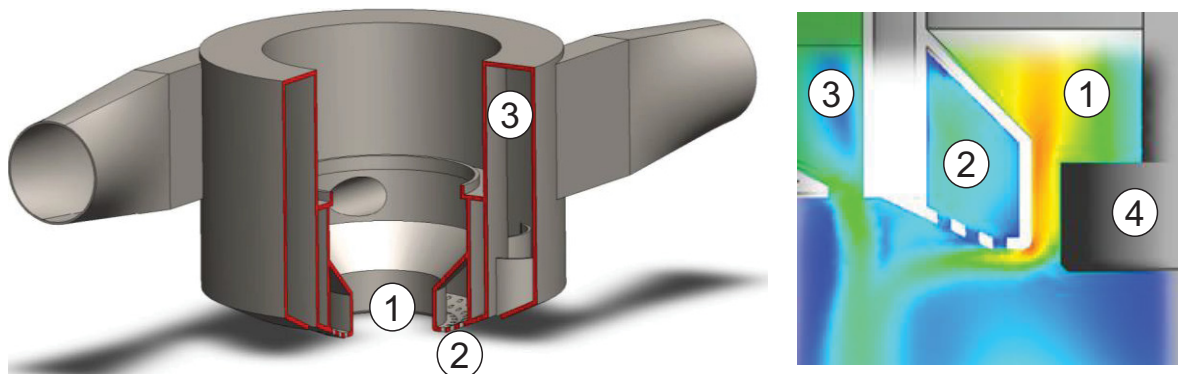


Abbildung 5.10: Entwickelter Doppelringschlitz-Gasverteiler (1) Drallströmung: Der Drall dieser Strömung verringert im Nahbereich um den Zerstäuber die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeitsfäden. Die Beaufschlagung erfolgt durch zwei tangentiale Einläufe. (2) Lochströmung: Hiermit wird dem Anlegen der Drallströmung an den Gasverteiler entgegengewirkt. (3) Axialströmung: Das Heißgas wird tangential in den Gasverteiler eingeleitet und ein über den Umfang konstanter Gasvolumenstrom gewährleistet. Dieser Drall wird durch Schaufeleinbauten am Ringschlitz gebrochen. (4) eingesetzter LAMROT-Zerstäuber

Ein weiterer Kaltluftstrom kann durch eine zusätzliche mit einem Lochblech versehene Kammer eingeleitet werden (2). Dieser Luftstrom wurde während der Simulati-

Übertragung der Erkenntnisse auf die Sprühtrocknung

onen zur Geometrieoptimierung eingeführt. Die drallbehaftete Strömung aus dem inneren Gasverteiler konnte auf diese Weise in der Zerstäubungsebene stabilisiert werden. Die Zerstäubungsebene, in der sich die Flüssigkeitsfäden bewegen, befindet sich an der oberen Kante der Zerstäuberfase, siehe Abbildung 5.10 rechts, (4). Die experimentelle Validierung der Strömungssimulation zeigte jedoch, dass die gewünschte Strömung in der Zerstäubungsebene auch ohne den zusätzlichen Kaltluftstrom erzeugt werden kann. Der experimentell beobachtete Effekt der zusätzlichen Strömung durch das Lochblech wird in Abschnitt 5.2.2.2 näher beschrieben.

Die gewählten Drallparameter der optimierten Geometrie sowie die berechneten Luftdurchsatzbedingungen und Druckverluste sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst.

Tabelle 5.2: Berechnete Bedingungen für die Luftströme durch den Doppelring Schlitz-Gasverteiler gemäß Abbildung 5.9 (c)

	Luftdurchsatz [m ³ /h]	Temperatur [°C]	Druckverlust [mbar]	DP [-]
Innerer Gasverteiler	340	20	45,99	4,9
Äußerer Gasverteiler	1257	200	14,29	8,1
Lochblech	137	20	4,52	k.A.

5.2.2.2 Charakterisierung eines Modells des Doppelring Schlitz-Gasverteilers

Zur Validierung der Simulationsergebnisse wurde ein Modell des Gasverteilers außerhalb des Sprühturms aber unter vergleichbaren Bedingungen untersucht. Das Modell sollte gut für Validierungsmessungen zugänglich sein, weshalb ein möglichst großer Maßstab anzustreben war.

Die Einflussgrößen auf den Zustand einphasiger Strömungen sind die charakteristische Länge L , ihre Geschwindigkeit v sowie die Dichte ρ und dynamische Viskosität μ des strömenden Mediums. Aus den drei Grunddimensionen des Systems Masse, Länge und Zeit ergibt sich, dass die Strömung mit der Reynolds-Zahl $Re = Lv\rho/\mu \sim \dot{V}\rho/(L\mu)$ beschrieben werden kann, siehe auch Abschnitt 2.4.1.

Die Kaltluftströmung im Modellmaßstab soll denselben Strömungscharakter besitzen, wie die Strömung im Hauptausführungsmaßstab. Die Re -Zahlen liegen im Hauptausführungsmaßstab im Bereich $Re > 10^5$. Da die Strömung im Hauptausführungsmaßstab turbulenten Charakter mit $Re \gg 1000$ besitzt, sollten auch im Modellmaßstab ähnlich hohe Re -Zahlen für einen vergleichbarem Strömungscharakter eingestellt werden.

Da eine größere charakteristische Länge bei konstantem Durchsatz \dot{V}_{Luft} zu einem kleineren Wert von Re führt, wurde für den Maßstab des Modells ein Kompromiss getroffen, der ohne außergewöhnliche Gebläseleistung zu vergleichbaren Reynolds-Ähnlichkeit führt und dennoch groß genug ist, um eine gute Zugänglichkeit für Messungen zu bieten.

$$L_{Modell}/L_{Haupt} = 2 : 3 \quad (5.5)$$

Das Modell wird mit Kaltluft betrieben. Ein Vorteil des Betriebs mit Kaltgas ist, dass auf die Temperierung der Luft verzichtet werden kann und dass das Modell aus dem transparenten Kunststoff PMMA gefertigt werden kann, siehe Abbildung 5.11.

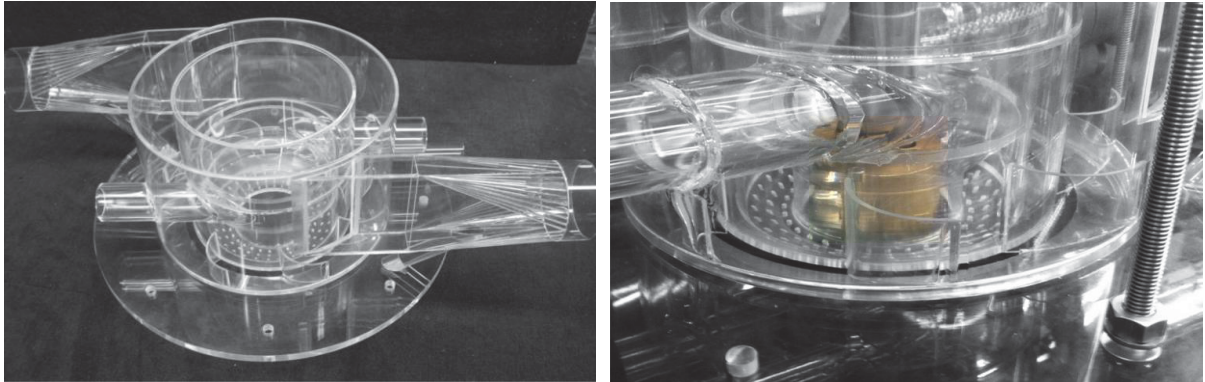


Abbildung 5.11: Modell des Doppelringschlitz-Gasverteilers aus PMMA. Die Geometrie wurde im Maßstab 2:3 gefertigt. Bei Kaltgasbeaufschlagung kann auch für den axialen „Heißgasstrom“ durch den äußeren Ringschlitz Re -Ähnlichkeit erzielt werden. Rechts: Installiertes Modell mit maßstäblich verkleinertem Rotationszerstäuber aus Messing.

Die kinematische Viskosität $\nu = \mu/\rho$ der Luft ist im Modellmaßstab kleiner als im Hauptausführungsmaßstab (VDI, 2006), siehe Tabelle 5.3.

$$\nu_{g,200\text{ °C}}/\nu_{g,20\text{ °C}} \approx 2,31 \quad (5.6)$$

Tabelle 5.3: Stoffdaten von Luft bei einem Druck von 1 bar (VDI, 2006)

	ρ_g [kg/m ³]	μ_g [μPas]	ν_g [mm ² /s]
Temperatur: 20 °C	1,1885	18,205	15,32
Temperatur: 200 °C	0,7359	26,046	35,39

Die erforderlichen Durchsätze ergeben sich aus der Forderung nach vergleichbaren Re -Zahlen. Aufgrund der geringeren kinematischen Viskosität der Luft unter den Betriebsbedingungen des Modells, kann der Luftdurchsatz \dot{V}_{Luft} nochmals geringer gewählt werden. Die Bedingung für identische Re -Zahlen ist:

$$\frac{\dot{V}_{g,Haupt}}{L_{Haupt} \cdot \nu_{g,Haupt}} = \frac{\dot{V}_{g,Modell}}{L_{Modell} \cdot \nu_{g,Modell}} \quad (5.7)$$

Zur Auswahl geeigneter Gebläse muss der Druckverlust der Strömung bestimmt werden. Aufgrund der geometrischen Ähnlichkeit der Haupt- und Modellausführung, kann der Druckverlust Δp des Strömungsmodells auf Basis der Simulation der Hauptausführung abgeschätzt werden, siehe Tabelle 5.2.

Für den dimensionslosen Druckverlust geometrisch ähnlicher durchströmter Körper, also dem Verhältnis von Druckverlust Δp zu dynamischem Druck der Strömung gilt:

$$\Delta p^* = idem \quad \left. \frac{2\Delta p}{\rho_g \cdot (\dot{V}_g/L^2)^2} \right|_{Haupt} = \left. \frac{2\Delta p}{\rho_g \cdot (\dot{V}_g/L^2)^2} \right|_{Modell} \quad (5.8)$$

In Tabelle 5.4 sind die berechneten Durchsätze und Druckverluste des Strömungsmodells dargestellt. Die erforderlichen Durchsätze können durch die Verwendung von Seitenkanal-Gebläsen realisiert werden.

Tabelle 5.4: Berechnete Bedingungen für die Luftströme durch das Strömungsmodell des Doppelschlitz-Gasverteilers bei Kaltgasbeaufschlagung mit Luft bei 1 bar und 20°C.

	$\dot{V}_{g,Modell}$ [m ³ /h]	Δp_{Modell} [mbar]
Innerer Gasverteiler	262	9,7
Äußerer Gasverteiler	362	103,5
Lochboden	91	10,2

Ein weiterer Vorteil des vergleichsweise großen Maßstabs ist, dass ein voll funktionsfähiger Rotationszerstäuber in das Modell integriert werden kann. Der in Abbildung 1.5 gezeigte Rotationszerstäuber wurde in maßstäblich verkleinerter Bauform hergestellt. Die Geometrie des Modellzerstäubers wurde an den Modellmaßstab 2:3 angepasst. Die Anzahl der Ausströmbohrungen wurde von 60 auf 40 Stück reduziert. Das Gasverteiler-Modell und der Modellzerstäuber wurden in den Versuchstand zur Charakterisierung von Rotationszerstäubern integriert, siehe Abbildung 5.1. Für vergleichbare Betriebsbedingungen des Modellzerstäubers müssen der dimensionslose Volumenstrom \dot{V}^* pro Bohrung, die dimensionslose Viskosität μ^* der Flüssigkeit und die Gas-Weber-Zahl We_g gleich sein, siehe Abschnitt 2.3.1.

Die Gas-Weber-Zahl am Rotationszerstäuber wird mit der Relativgeschwindigkeit der Fäden zur Umgebung v_{rel} gebildet. Für den Fall eines ruhenden Umgebungsgases kann We_g mit der Zerstäuberumfangsgeschwindigkeit $v_{rel} = v_S = R\omega$ berechnet werden, siehe Gleichung 5.1. Für den Fall mit Drallluftbeaufschlagung durch den Gasverteiler muss die verringerte Relativgeschwindigkeit der Flüssigkeitsfäden zum Umgebungsgas für die Berechnung von We_g berücksichtigt werden. Die Gas-Relativgeschwindigkeit der Flüssigkeitsfäden kann durch die Vektoraddition der Fadengeschwindigkeit und der Geschwindigkeit der Drallluftbeaufschlagung berechnet werden.

Die Gas-Relativgeschwindigkeit v_{rel} entspricht bei der Rotationszerstäubung mit Drallluftbeaufschlagung der Fadengeschwindigkeit $v_S = R\omega$ abzüglich des Betrags v_g der Geschwindigkeit der Luftströmung.

$$We_{g,Gasverteiler} = \frac{(R\omega - v_g)^2 \cdot L_c \cdot \rho_g}{\sigma_{lg}} \quad (5.9)$$

Zur Berechnung von $We_{g,Gasverteiler}$ musste daher zunächst das Geschwindigkeitsfeld charakterisiert werden, das der Gasverteiler um den rotierenden Zerstäuber produ-

ziert. Da sich die Flüssigkeitsfäden annähernd in einer Ebene vom Zerstäuber fortbewegen, wurde lediglich ein zweidimensionales Geschwindigkeitsfeld bestimmt.

Es wurde ein Hitzdrahtanemometer in der Bewegungsebene der Flüssigkeitsfäden platziert. An der Spitze des Hitzdrahtanemometers wurde ein flexibler Faden befestigt, der die Richtung der Strömung qualitativ anzeigt und die Ausrichtung des Messgeräts im Strömungsfeld erleichtert. Auf diese Weise wurde der Betrag v_g der Luftgeschwindigkeit für verschiedene radiale Positionen mit $60 \text{ mm} < r_{\text{Mess}} < 110 \text{ mm}$ und für 30 Positionen in Umfangsrichtung bei rotierendem Zerstäuber und unter Drallluftbeaufschlagung gemessen, siehe Abbildung 5.12.

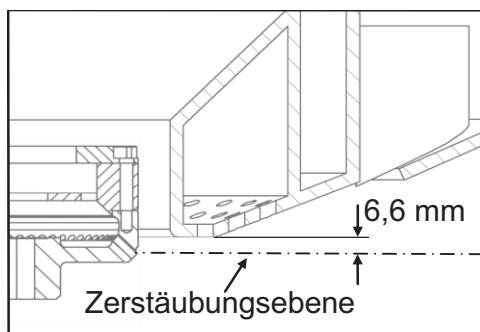


Abbildung 5.12: Messebene zur Charakterisierung der Gasgeschwindigkeit um den Zerstäuber. Die Messung wurde in der Zerstäubungsebene durchgeführt. Die Abströmbohrungen des Rotationszerstäubers befinden sich 6,6 mm unterhalb des Gasverteilerbodens. Die strichlierte Linie zeigt die Zerstäubungsebene, in der die Gasgeschwindigkeit gemessen wurde.

Nach Luftbeaufschlagung des Gasverteiler-Modells wurde jedoch festgestellt, dass sich der gewünschte Strömungszustand nicht so einstellt, wie es die Simulation ergab. Wird der innere Ringschlitz des Gasverteilers mit den in Tabelle 5.4 beschriebenen Bedingungen betrieben, so stellt sich im Experiment zunächst eine Abströmung der Luft in Form eines Hohlkegels ein, siehe Abbildung 5.13 links. Durch geringfügige manuelle Störung schlägt die Strömung um und es kann das gewünschte Verhalten beobachtet werden, siehe Abbildung 5.13 rechts. Bei erneuter Manipulation der Strömung kann sich wiederum das unerwünschte axiale Abströmen einstellen. Der Strömungszustand ist offenbar instabil (aerodynamischer Flip-Flop). Es konnte keine Abhängigkeit der Strömungsform vom Luftdurchsatz oder der Zerstäuberdrehzahl beobachtet werden. Das Umschlagen der Strömung konnte lediglich durch die manuelle Störung des Auslassschlitzes beeinflusst werden.

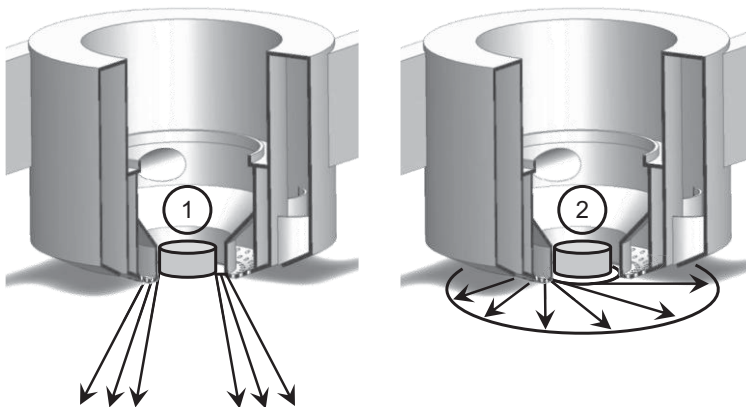


Abbildung 5.13: Beobachtete Strömungsformen aus dem inneren Ringschlitz des Doppelringschlitz-Gasverteilers.

- (1) Hohlkegelausströmung,
- (2) die gewünschte Drallströmung, vgl. Simulation in Abbildung 5.10.

Aus diesem Grund musste eine dauerhafte Lösung zur Stabilisierung der Strömung im gewünschten Zustand umgesetzt werden. Es wurden dazu flache Bleche mit ei-

Übertragung der Erkenntnisse auf die Sprühtrocknung

ner Dicke $s < 1$ mm am äußeren Umfang des Auslassschlitzes befestigt. Die Bleche ragen ca. 0,8 mm in den Auslassschlitz zwischen Gasverteiler und Rotationszerstäuber hinein und erfüllen den Zweck der Strömungsstabilisierung unabhängig von Luftdurchsatz und Zerstäuberdrehzahl. Auf diese Weise konnte auch bei geringen Luftdurchsätzen die erwünschte Strömungsform erzielt werden. In Abbildung 5.14 ist eine Skizze sowie eine Fotografie des Gasverteilers mit vier Störblechen gezeigt.

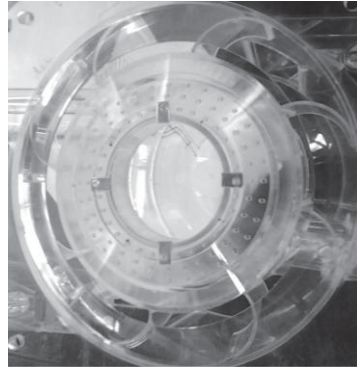
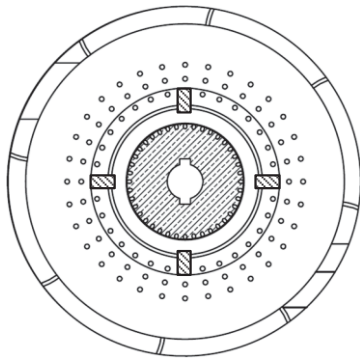


Abbildung 5.14: Störbleche zur Stabilisierung der Drallströmung. Links: Horizontaler Schnitt durch die Anbauten und durch den Rotationszerstäuber.

Zur Untersuchung des Einflusses der Störbleche auf die Strömung wurden Versuche mit vier sowie mit acht über den Umfang verteilten Blechen durchgeführt. Dazu wurde der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit v_g für verschiedene Luftdurchsätze gemessen. In Abbildung 5.15 sind die erhaltenen Geschwindigkeitsprofile für je zwei Luftvolumenströme gezeigt. Die Messwerte wurden in der Zerstäubungsebene auf einen Radius $r_{Mess} = 60$ mm, d.h. im Abstand von 27 mm zum Zerstäuber aufgenommen, siehe Abbildung 5.12. Die gewählte Messposition ist repräsentativ für die Fadenzerfallslänge unter typischen Zerstäubungsbedingungen, siehe dazu Beispiel auf Seite 80.

Die Geschwindigkeit wurde in Polarkoordinaten dargestellt. Die Umfangskoordinate entspricht der Messposition in Umfangsrichtung. Die radiale Koordinate entspricht in der gewählten Darstellung dem Betrag v_g der Gasströmungsgeschwindigkeit.

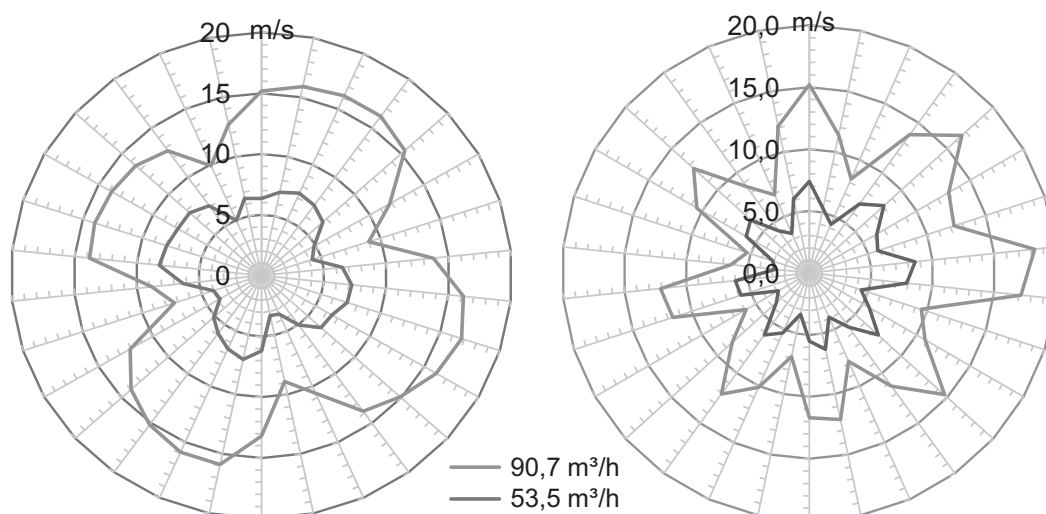
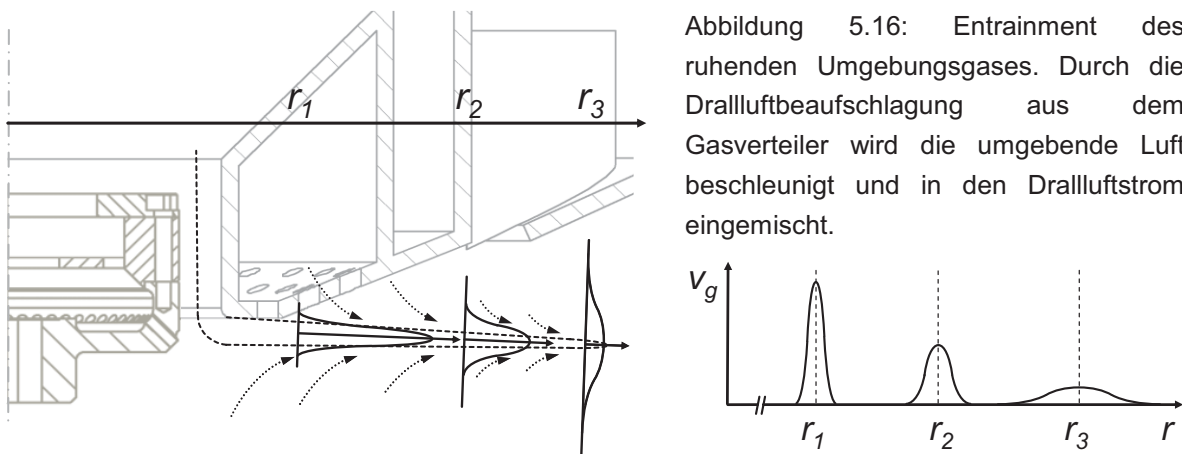


Abbildung 5.15: Geschwindigkeitsprofil der Drallströmung mit 4 Anbauten und 8 Anbauten für verschiedene Luftdurchsätze. Der Drall der Luftströmung verläuft im Uhrzeigersinn.

Das Hitzdrahtanemometer sowie die Fadensonde an der Spitze des Messgeräts zeigten eine stabile Luftströmung, deren Geschwindigkeitsbetrag zeitlich annähernd konstant ist und deren Strömungsrichtung tangential zum Gasauslassschlitz verläuft.

Die Geschwindigkeitsprofile zeigen jedoch auch, dass je nach Anzahl der Störbleche vier bzw. acht Geschwindigkeitsmaxima und Minima auftreten. Die Inhomogenität der Gasgeschwindigkeit wurde auf allen untersuchten Messradien im Bereich $60 \text{ mm} < r_{\text{Mess}} < 110 \text{ mm}$ festgestellt. Da die Geschwindigkeitsspitzen mit der Anzahl und der Position der Störelemente korrelieren und sowohl bei niedrigen als auch bei höheren Luftdurchsätzen auftreten, können die Störbleche als Ursache der inhomogen verteilten Strömungsgeschwindigkeit angesehen werden.

Die Gasgeschwindigkeit der Luftströmung nimmt in Strömungsrichtung mit zunehmendem Abstand zum Auslassschlitz ab, siehe Abbildung 5.24. Die sinkende Gasgeschwindigkeit mit zunehmendem Abstand vom Zerstäuber kann mit dem Entrainment, d.h. der Beschleunigung der ruhenden Umgebungsluft, erklärt werden, siehe Abbildung 5.16.



Das in Abbildung 5.3 vorgestellte Konzept der optimalen Heißgasbeaufschlagung beinhaltet neben dem bislang Behandelten auch einen Luftstrom zur axialen Ablenkung der Tropfen im Sprühtrockner. Die Simulationsstudien haben darüber hinaus gezeigt, dass ein zusätzlicher Luftstrom, bspw. durch ein Lochblech im Boden des Gasverteilers dazu benutzt werden kann, das gewünschte Strömungsverhalten einzustellen. Hierdurch sollte ein Anlegen der Drallströmung aus dem inneren Auslassschlitz an die Gasverteilerwandung verhindert werden, siehe Abbildung 5.10.

Zerstäubungsversuche mit dem gezeigten Gasverteilermodell ergaben jedoch keinen merklichen Vorteil durch Zuschalten des zusätzlichen Luftstroms durch den Lochboden. Durch einen Sichtschlitz in der verwendeten Versuchsanordnung konnte unter Zuhilfenahme einer Stroboskop-Beleuchtung beobachtet werden, dass die Flüssigkeitsfäden sich wie gewünscht in der Zerstäubungsebene ausbreiten und dass kein zusätzlicher Strömungsdruck von oben auf die Fäden einwirken muss. Ein wesentliches Ergebnis der Charakterisierung des Gasverteilers im Modellmaßstab

Übertragung der Erkenntnisse auf die Sprühtrocknung

ist daher, dass auf den zusätzlichen Luftstrom durch das Lochblech in der Hauptausführung verzichtet werden kann. Auch der Hauptluftstrom, der die Tropfen außerhalb des Zerfallsbereichs der Fäden axial nach unten ablenken soll, beeinflusste die Ausbreitung der Fäden im Nahbereich des Zerstäubers nicht merklich.

Die Inhomogenität der Drallluftströmung aus dem inneren Auslassschlitz war jedoch Anlass die Gas-Verteilergeometrie später weiter zu optimieren. Der Drallluftstrom sollte im Nahbereich des Zerstäubers ohne „Störelemente“ stabil in die Zerstäubungsebene umgelenkt werden. Die abgerundete Kante des Gasauslasses wurde hierzu mit einem nochmals deutlich größeren Verrundungsradius versehen, um die Drallluftströmung unter Zuhilfenahme des Coanda-Effekts in die Zerstäubungsebene umzuleiten, siehe Abschnitt 5.2.2.4. Die in diesem Abschnitt vorgestellte Gasverteiler-Geometrie erzeugt trotz der Inhomogenität des Geschwindigkeitsprofils im Nahbereich des Rotationszerstäubers eine zeitlich stationäre Strömung. Es wurden daher mit dem gezeigten Gasverteiler auch Zerstäubungsversuche durchgeführt.

5.2.2.3 Spraycharakterisierung am maßstäblichen Modell des Doppelring-schlitz-Gasverteilers und Vergleich mit dem Zerfall angeströmter Fäden im Schwerfeld

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse von Zerstäubungsversuchen mit dem Modell des Doppelring-schlitz-Gasverteilers beschrieben. Die Versuchsergebnisse werden mit den in Abschnitt 4.2.5 vorgestellten Korrelationen verglichen.

Hierzu wurde das Gasverteilermodell in den in Abschnitt 5.1 beschriebenen Zerstäuberversuchsstand integriert, vgl. Abbildung 5.1 und Abbildung 5.17. Der Versuchsstand besteht aus einer Sprühkammer (1) in der ein LAMROT – Zerstäuber (2) betrieben werden kann. Verschiedene Zerstäuberdrehzahlen können unter Zuhilfenahme eines Frequenzumrichters eingestellt werden.

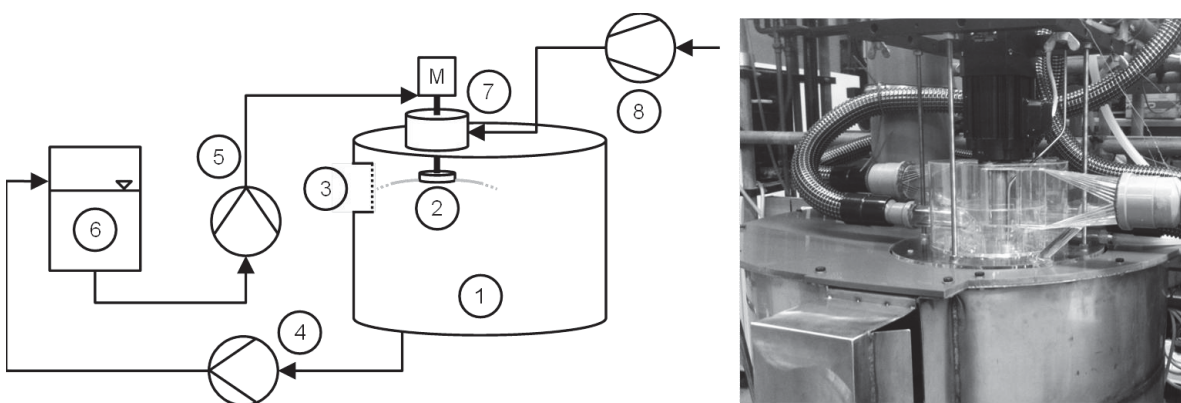


Abbildung 5.17: Experimenteller Aufbau zum Fadenzerfall am LAMROT-Zerstäuber mit Doppelring-schlitz-Gasverteiler: (1) Sprühkammer, (2) Zerstäuber, (3) Messschlitz, (4) Rücklaufpumpe, (5) Zulauf-Pumpe, (6) Vorlagebehälter, (7) Gasverteiler, (8) Gebläse

Analog zu der Vorgehensweise in Abschnitt 5.1 verlässt ein Teil des erzeugten Sprays die Sprühkammer durch eine seitliche Öffnung (3) und wird an dieser Stelle mittels Laserbeugungsspektrometrie vermessen.

Der Zerstäuber kann durch eine drehzahlgeregelte Pumpe (5) mit Flüssigkeitsvolumenströmen im Bereich von $10 < \dot{V} < 100$ l/h beaufschlagt werden. Um den Zerstäuber wurde das in Abschnitt 5.2.2.2 beschriebene Gasverteilermodell installiert (7). Die Gasströmungen können über jeweils ein drehzahlgeregeltes Seitenkanalgebläse (8) unabhängig voneinander eingestellt werden, siehe Tabelle 5.4. Für die in diesem Abschnitt beschriebene Untersuchung wurde jedoch lediglich der Drallluftstrom im Nahbereich des Rotationszerstäubers benötigt, der die Gas-Relativgeschwindigkeit der Flüssigkeitsfäden reduzieren soll.

Es wurden Drehzahlen im Bereich von $3000 < n < 8000$ UpM und zwei Glycerin/Wasser-Mischungen untersucht. Der Flüssigkeitsvolumenstrom betrug jeweils $\dot{V} = 14$ l/h.

Der in Abschnitt 2.3.1 eingeführte und für die Untersuchungen im Schwerfeld verwendete Kennzahlsatz beinhaltet als dimensionslose Betriebsgrößen den dimensionslosen Volumenstrom \dot{V}^* , die dimensionslose Viskosität μ^* und die Gas-Weber-Zahl We_g . Die Gas-Weber-Zahl am Rotationszerstäuber wurde gemäß Gleichung 5.9 berechnet. Die Gas-Relativgeschwindigkeit $v_{rel} = (R\omega - v_g)$ entspricht der Fadengeschwindigkeit am Rotationszerstäuber abzüglich des Betrags der Geschwindigkeit der Luftströmung aus dem Gasverteiler. Der Betrag v_g der Gasgeschwindigkeit wurde durch Mittelung des gemessenen Geschwindigkeitsprofils über den Umfang des Gasvertailers für einen Messradius von 60 mm bestimmt, vgl. Geschwindigkeitsprofile in Abbildung 5.15. Diese Messposition soll die Bestimmung einer repräsentativen Gas-Relativgeschwindigkeit ermöglichen.

In Tabelle 5.5 sind die dimensionslosen Betriebsbedingungen beim Fadenzerfall am Rotationszerstäuber dargestellt, die sich aus den gewählten Betriebsbedingungen und den stofflichen Eigenschaften der Flüssigkeiten ergeben.

Tabelle 5.5: Betriebsbedingungen bei den Modellversuchen zur Rotationszerstäubung. $\dot{V} = 14$ l/h

	ρ_g [kg/m ³]	μ_g [μPas]	σ_{lg} [mN/m]	n [tUPM]	\dot{V}^*	μ^*	We_g
Lösung 1	1183,1	23,8	ca. 63	3-8	9,4-41	0,24-0,4	0 - 0,7
Lösung 2	1204,1	50,2	ca. 63	3-8	9,6-42	0,51-0,84	0 - 0,7

In Abbildung 5.18 und Abbildung 5.19 sind Versuchsergebnisse zur Rotationszerstäubung unter Drallluftbeaufschlagung aus dem Gasverteiler dargestellt. Es werden Versuchsergebnisse zur dimensionslosen Tropfengröße d^* des Sprays für verschiedene Zerstäuberbetriebspunkte und für verschiedene Luftdurchsätze des Gasvertailers \dot{V}_{gas} , als Funktion der Gas-Weber-Zahl $We_{g, Gasverteiler}$ dargestellt. Die dargestellten Messwertverläufe sind nach dem gewählten Luftdurchsatz durch den Gasvertei-

Übertragung der Erkenntnisse auf die Sprühtrocknung

ler gegliedert. Jede Messreihe beschreibt dabei die dimensionslose Tropfengröße für Zerstäuberdrehzahlen n im Bereich von 3000 bis 8000 UpM.

Wie bereits in Abschnitt 5.1 gezeigt, steigt auch bei der Rotationszerstäubung die *dimensionslose* Tropfengröße mit höherer Gas-Weber-Zahl. Die Ergebnisse zu d^* unter Drallluftbeaufschlagung zeigen geringere dimensionslose Tropfengrößen für höhere Luftdurchsätze durch den Gasverteiler. Dies kann mit der geringeren gaseitigen Störung der Fäden aufgrund der mitgeführten Luft erklärt werden, vgl. Abschnitt 4.2.3.

In Abbildung 5.18 und Abbildung 5.19 sind auch berechnete Tropfengrößen d^* gemäß Gleichung 4.10 dargestellt. Für den Fall geringerer Viskosität in Abbildung 5.18 ist eine gute Übereinstimmung der korrelierten und gemessenen Werte gegeben.

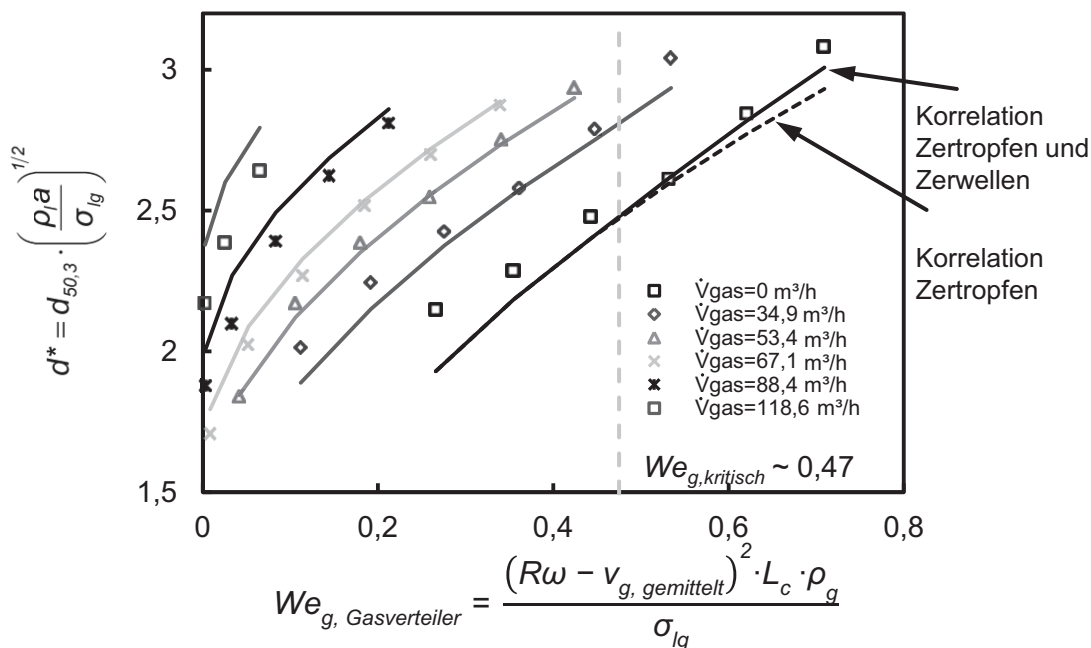


Abbildung 5.18: Gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengröße für verschiedene Zerstäuberdrehzahlen $3000 < n < 8000$ UpM und Luftdurchsätze der Drallströmung, vgl. Abbildung 5.10 (1). Versuchsbedingungen: Glycerin/Wasser-Mischung $\mu = 24$ mPas, $0,24 < \mu^* < 0,4$, $\dot{V}_{l, \text{ gesamt}} = 14,2$ l/h, $9,4 < \dot{V}^* < 41$, $D_z = 66,6$ mm, 40 Ausströmbohrungen.

Der berechnete Umschlagspunkt zwischen achsensymmetrischem und nicht-achsensymmetrischem Fadenzerfall am Rotationszerstäuber ist durch eine strichlierte Linie dargestellt. Die kritische Gas-Weber-Zahl für nicht-achsensymmetrisches Zerwellen $We_{g, \text{ kritisch}}$ wurde gemäß Gleichung 4.7 berechnet. Obwohl Flüssigkeitsdurchsatz und Viskosität in den Diagrammen jeweils konstant sind, führt die erhöhte Zerstäubergeschwindigkeit ω zu höheren Werten von \dot{V}^* und μ^* . Am Rotationszerstäuber ist $We_{g, \text{ kritisch}}$ daher auch bei konstanter Flüssigkeitsbeaufschlagung und konstanten stofflichen Eigenschaften von der Zerstäuberdrehzahl abhängig. Zum Vergleich ist in den Abbildungen für den Luftdurchsatz $\dot{V}_{\text{gas}} = 0$ auch die Tropfengrößen-Korrelation ohne Berücksichtigung des nicht-achsensymmetrischen Zerwellens

dargestellt. Hier gilt unabhängig von $We_{g,kritisch}$ $d^* = d^*_{Zertropfen}$, vgl. Gleichungen 4.10 und 4.11. Die Berücksichtigung der Zerfallsform führt zu geringeren Abweichungen zwischen Korrelation und Messwerten.

Bei der höheren Viskosität, die in Abbildung 5.19 gezeigt wird, ist die Übereinstimmung zwischen Korrelation und den experimentellen Daten geringer, was mit der größeren Zerfallslänge der höherviskosen Fäden erklärt werden kann.

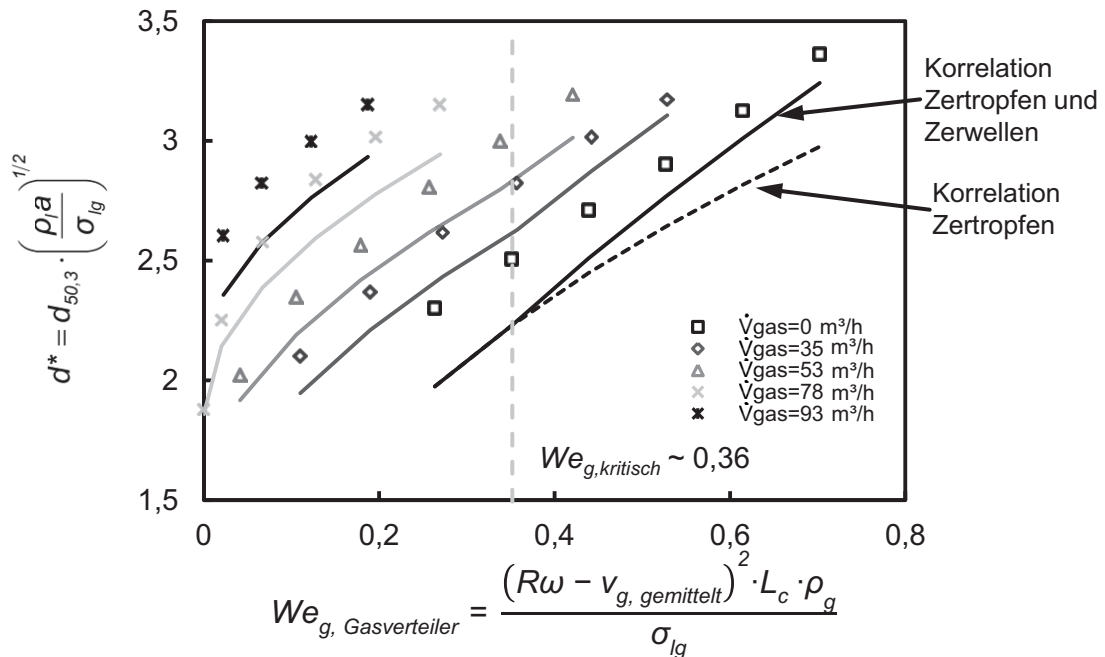


Abbildung 5.19: Gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengröße für verschiedene Zerstäuberdrehzahlen $3000 < n < 8000$ UpM und Luftdurchsätze der Drallströmung, vgl. Abbildung 5.10 (1). Versuchsbedingungen: Glycerin/Wasser-Mischung $\mu = 50$ mPas, $0,5 < \mu^* < 0,84$. $\dot{V}_{l,gesamt} = 14,2$ l/h, $9,6 < \dot{V}^* < 42$. $D_Z = 66,6$ mm, 40 Ausströmbohrungen.

Die Ursache der Abweichung zwischen Messwert und Korrelation kann die berechnete Gas-Relativgeschwindigkeit $v_{rel} = (R\omega - v_g)$ sein, die auf Basis der Gasgeschwindigkeitsmessungen für die radiale Position $r_{Mess} = 60$ mm durchgeführt wurde. Falls der gewählte Messradius für den Fall längerer Fäden nicht repräsentativ ist, kann dies die Abweichung begründen. Um dies weitergehend zu untersuchen, kann das Geschwindigkeitsprofil als Funktion des Radius $v_g(r)$ berücksichtigt werden, vgl. Abbildung 5.24. Die Gas-Relativ-Geschwindigkeit kann in diesem Fall beispielsweise als integrales Mittel über die Fadenlänge bestimmt werden.

In Abbildung 5.20 werden zwei exemplarische Gegenlichtaufnahmen zum Fadenzerfallsmodus an Rotationszerstäubern gezeigt. Bei kürzeren Zerfallslängen wird achsensymmetrisches Zertropfen beobachtet, wohingegen bei langen, dünnen Fäden und hohen Gas-Relativgeschwindigkeiten das nicht-achsensymmetrische Zerwellen beobachtet wird.

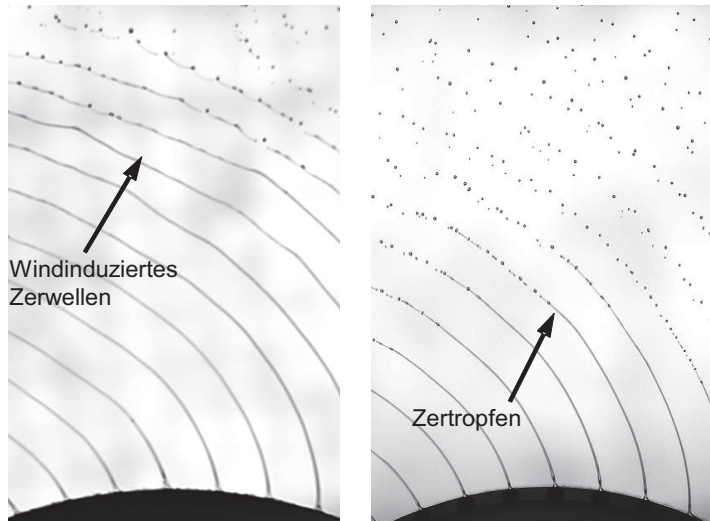


Abbildung 5.20: Nicht-achsensymmetrische Deformation und windinduziertes Zerwellen am LAMROT-Zerstäuber. Die Gegenlichtaufnahme wurde ohne das Gasverteilermodell erstellt.

span-Wert am Rotationszerstäuber unter Drallluftbeaufschlagung

Die wichtigste Zielgröße der Gasverteiler-Optimierung ist der *span*-Wert, d.h. die Breite der Tropfengrößenverteilung. In Abbildung 5.21 ist der *span* für verschiedene Zerstäuberdrehzahlen und Luftdurchsätze dargestellt.

In Abbildung 5.21 (a) ist der Einfluss der Drallluftbeaufschlagung in der Gas-Weber-Zahl $We_{g,Rotation}$ nicht berücksichtigt, siehe Gleichung 5.1. Durch diese Darstellung kann der Einfluss der Luftströmung aus dem Gasverteiler-Modell auf den *span*-Wert bei konstanter Zerstäuberdrehzahl, d.h. bei $We_{g,Rotation} = \text{const.}$ abgelesen werden. Es ist zu erkennen, dass der *span* mit steigendem Luftdurchsatz durch den Gasverteiler ansteigt, im Bereich höherer Luftdurchsätze aber mit $We_{g,Rotation}$ sinkt. Einerseits bedeutet der höhere *span* mit höherem Luftdurchsatz de facto eine Verschlechterung der Zerstäubungsqualität. Andererseits zeigt die Abnahme des *span* mit der Drehzahl bei hohem Luftdurchsatz, dass durch geeignete Abstimmung von Zerstäuberdrehzahl und Luftführung die Breite der TGV positiv beeinflusst werden kann.

In Abbildung 5.21 (b) ist die gemittelte Gasgeschwindigkeit $v_{g,gemittelt}$ der Drallluftströmung in der Gas-Weber-Zahl berücksichtigt. Die Messwerte können in dieser Darstellung mit der Korrelation für den *span* gemäß Gleichung 4.19 verglichen werden. Der Verlauf der Korrelation stellt in dieser Darstellung den unter idealen Bedingungen erreichbaren *span* dar.

Der Vergleich von Korrelation und Messwerten deutet darauf hin, dass bei den dargestellten Messungen eine Störung des Zerfallsvorgangs existiert, die in den Modellversuchen, aus denen die Korrelation abgeleitet wurde, nicht vorhanden war. Eine mögliche Begründung für den vergleichsweise ungünstigen Verlauf des *span*-Werts mit steigendem Luftdurchsatz durch den Gasverteiler kann die Inhomogenität des Gasgeschwindigkeitsprofils sein. Diese geht von den Störblechen aus, die zur Umlenkung der Drallströmung aus dem Gasverteiler in eine planare Strömung installiert wurden, siehe Abschnitt 5.2.2.2. Die Anbauten führten jedoch zu ausgeprägten Minima und Maxima der Gasströmungsgeschwindigkeit v_g , siehe Abbildung 5.15.

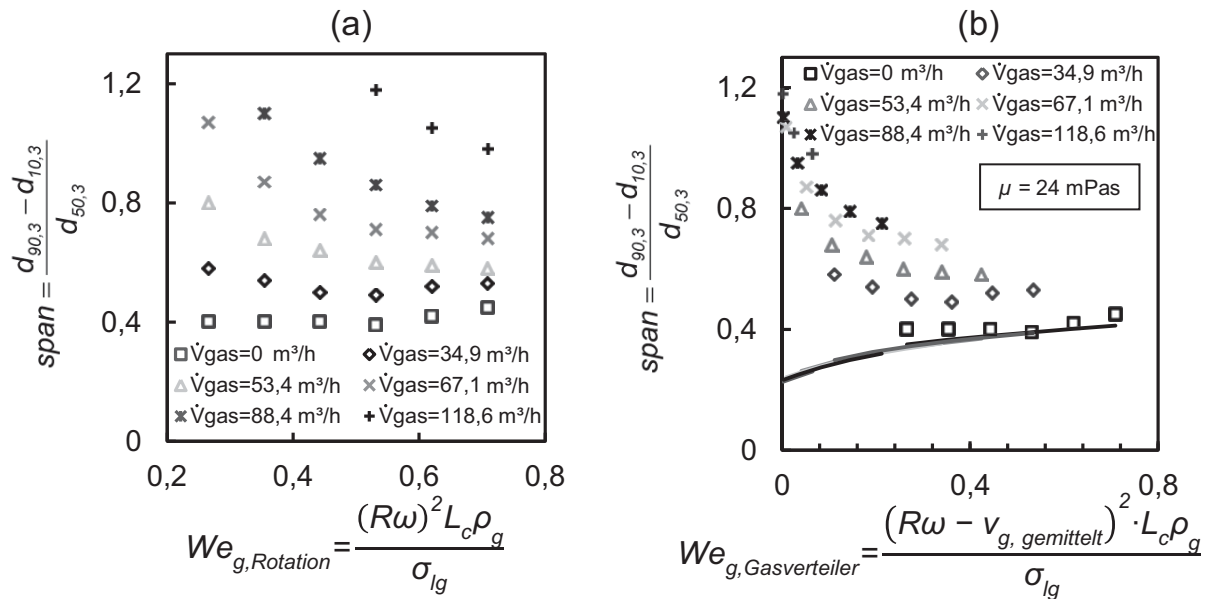


Abbildung 5.21: span-Wert als Funktion der Gas-Weber-Zahl für verschiedene Luftdurchsätze durch den Gasverteiler. Links: Darstellung ohne Berücksichtigung des Gasgeschwindigkeitsprofils. Rechts: Darstellung mit Berücksichtigung des Gasgeschwindigkeitsprofils und Vergleich mit der Korrelation gemäß Gleichung 4.19 (Linien). Versuchsbedingungen: Glycerin/Wasser-Mischung $\mu = 24 \text{ mPas}$, $0,24 < \mu^* < 0,4$, $3000 < n < 8000 \text{ UpM}$. $\dot{V}_{l,gesamt} = 14,2 \text{ l/h}$, $9,4 < \dot{V}^* < 42$. $D_z = 66,6 \text{ mm}$.

5.2.2.4 Optimierte Geometrie eines Doppelringchlitz-Gasverteilers

Um ein homogeneres Gasgeschwindigkeitsprofil zu erzeugen, wurde die Auslassgeometrie des Ringschlitzes für die Drallströmung im Nahbereich des Zerstäubers überarbeitet. Eine bislang ungenutzte Möglichkeit die Drallströmung in die Zerstäubungsebene umzulenken stellt ein vergleichsweise großer Verrundungsradius am Auslass des Ringschlitzes dar. Gasströmungen legen sich unter geeigneten Bedingungen auch an konvex gekrümmte Flächen an und folgen der Kontur der Oberfläche. Dieser sogenannte Coanda-Effekt wurde u.a. von Fernholz untersucht (Fernholz, 1965). In der genannten Arbeit wird die Umlenkung von Gasströmungen um Zylinder mit verschiedenen Radien untersucht. Die Gasströmung wird hierbei durch einen Schlitz der Höhe h tangential zum Zylinderumfang aufgegeben. In Abhängigkeit von der Schlitzhöhe h und dem Umlenkradius $R_{Umlenkung}$ gibt Fernholz an, bis zu welchem Umlenkwinkel sich die Gasströmung um den Zylinder führen lässt.

Ist das Verhältnis von Umlenkradius zu Schlitzhöhe $R_{Umlenkung}/h > 4$, so kann die Gasströmung um bis zu 180° um den Zylinder geführt werden (Fernholz, 1965). Beim Doppelringchlitz-Gasverteiler im Hauptausführungsmaßstab beträgt die Spaltweite des Ringschlitzes zwischen Rotationszerstäuber und Gasverteiler $12,5 \text{ mm}$. Aus diesem Grund ist nach Fernholz ein Verrundungsradius von ca. 50 mm für eine Umlenkung erforderlich. Große Verrundungsradien beanspruchen jedoch vergleichsweise viel Raum und führen die Drallströmung erst in größerer Entfernung zum Zerstäuber in die Zerstäubungsebene ein. Der gewählte Verrundungs-

Übertragung der Erkenntnisse auf die Sprühtrocknung

radius stellt daher einen Kompromiss zwischen sicherer Umlenkung der Strömung sowie dem erforderlichen Abstand zum Zerstäuber dar.

Der Verrundungsradius kann geringer als die vierfache Schlitzweite gewählt werden, da die Gasströmung nicht in radialer Richtung um die toroidale Auslassverrundung umgelenkt werden muss, sondern den Ringschlitz in tangentialer Richtung verlässt. Die Strömung überstreicht dabei dann eine konvex gekrümmte Bahn, deren tatsächlicher Umlenkradius größer als der Verrundungsradius selbst ist. Unter Berücksichtigung der genannten Auslegungskriterien wurde eine Auslassverrundung mit einem Radius von 35 mm für den Gasverteiler vorgesehen. In Abbildung 5.22 ist eine Schnittansicht des Gasverteilers mit dem verrundeten Auslass gezeigt.

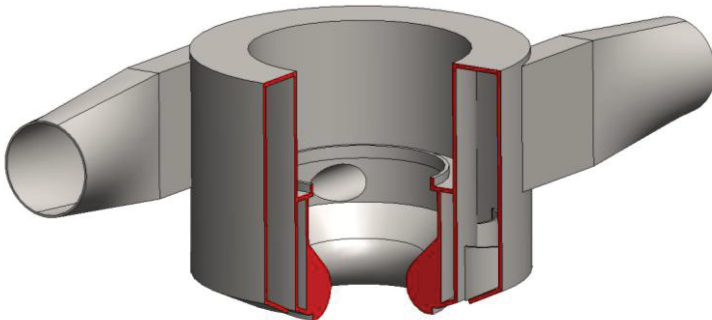


Abbildung 5.22: Doppelringschlitz-Gasverteiler mit optimierter Auslassgeometrie

In Abbildung 5.23 ist ein Vergleich von Geometrien des Gasauslasses dargestellt. Im linken Teil der Skizze ist die Geometrie mit dem verrundeten Auslass dargestellt, während im rechten Teil der Skizze die zuvor untersuchte Geometrie dargestellt ist, die aus den in Abschnitt 5.2.2.1 beschriebenen Simulationen abgeleitet wurde.

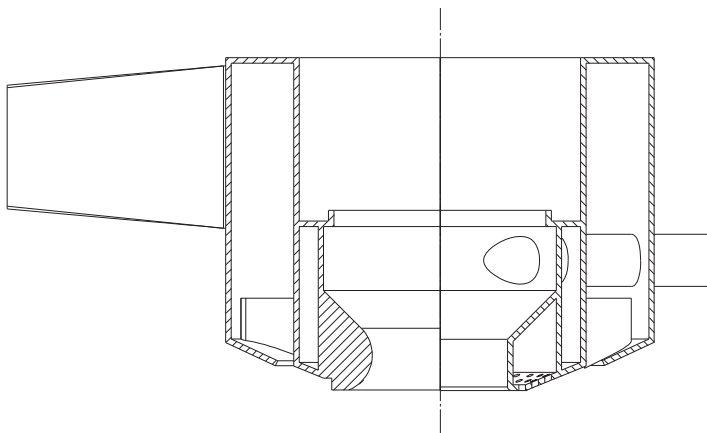


Abbildung 5.23: Vergleich der Geometrien des Doppelringschlitz-Gasverteilers im Schnitt. Links: Geometrie mit optimiertem Auslass. Rechts: Ursprüngliche Geometrie gemäß Abschnitt 5.2.2.1.

Eine vereinfachte Konstruktionszeichnung des Gasverteilers im Hauptausführungsmaßstab mit einigen Hauptabmessungen befindet sich im Anhang der Arbeit in Abschnitt A.2.2.

Für das maßstäblich verkleinerte Modell des Doppelringschlitz-Gasverteilers beträgt die Spaltweite des Ringschlitzes zwischen Rotationszerstäuber und Gasverteiler ca. 8,3 mm. Unter Berücksichtigung der oben genannten Auslegungskriterien wurde eine Auslassverrundung mit einem Radius von 22,5 mm in das Modell des Gasverteilers integriert. Mit dem auf diese Weise überarbeiteten Modell des Doppelringschlitz-Gasverteilers wurden Versuche zum Strömungsverhalten durchgeführt.

Zunächst wurde wieder das Geschwindigkeitsprofil um den Gasverteiler vermessen, vgl. Abschnitt 5.2.2.2. In Abbildung 5.24 sind die Ergebnisse der Geschwindigkeitsmessungen dargestellt. Links ist der Betrag der Gasgeschwindigkeit für verschiedene radiale Messpositionen in der Zerstäubungsebene dargestellt. Die Messwerte wurden über den Umfang des Gasverteilers gemittelt. Der Betrag der Gasgeschwindigkeit v_g sinkt mit zunehmendem Radius wieder aufgrund des Entrainments der ruhenden Umgebungsluft.

Rechts ist der Betrag der Gasgeschwindigkeit in der Zerstäubungsebene für die 30 Messpositionen in Umfangsrichtung dargestellt. Die gezeigten Messwerte wurden für die radiale Koordinate $r_{Mess} = 70$ mm aufgenommen, siehe Fadenkreuz in Skizze.

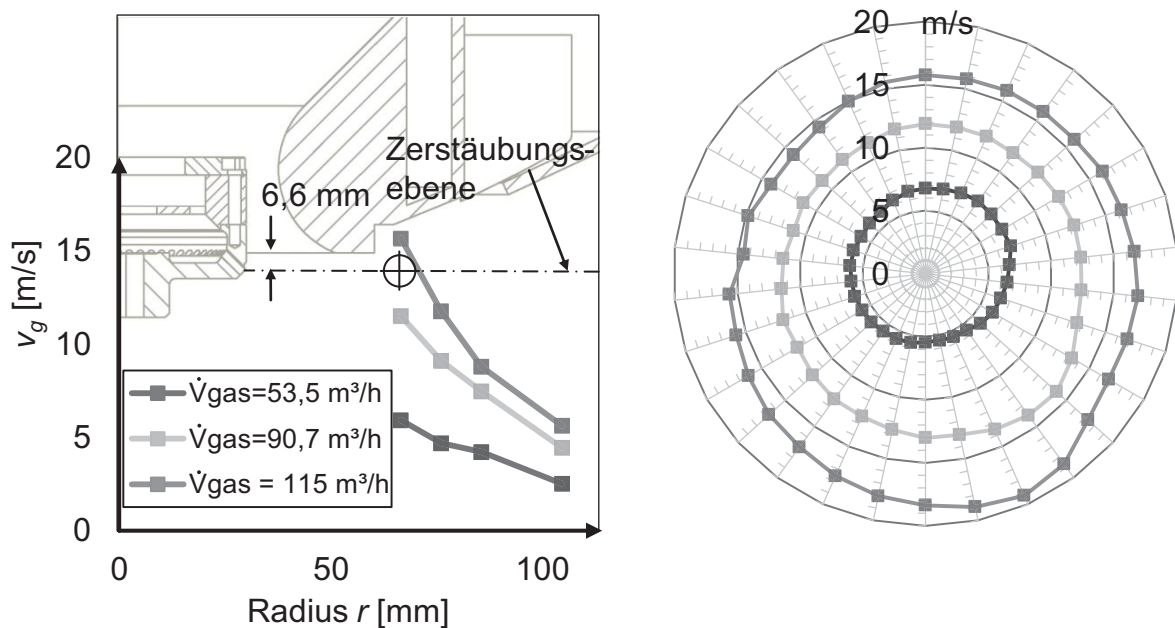


Abbildung 5.24: Geschwindigkeitsprofil der Drallströmung am Doppelringschlitz-Gasverteiler mit optimierter Auslassgeometrie für verschiedene Luftdurchsätze. Links: Radialer Geschwindigkeitsverlauf sowie Schnittskizze des Gasverteilers und Rotationszerstäubers. Rechts: Geschwindigkeitsprofil in der Zerstäubungsebene für $r = 70$ mm, Messort siehe Fadenkreuz in Schnittskizze links.

Die Geschwindigkeitsverteilung ist auch in Umfangsrichtung vergleichsweise homogen. Die Veränderung der Auslassgeometrie führt zu einer deutlichen Vergleichmäßigung der Ausströmung aus dem Gasverteilermodell, vgl. Gasgeschwindigkeitsprofile in Abbildung 5.15.

Das überarbeitete Gasverteilermodell mit optimierter Auslassgeometrie wurde wie auch das originale Modell im Zerstäubungsversuchstand erprobt, vgl. Abschnitt 5.2.2.3. Auch für das optimierte Gasverteilermodell wurden verschieden viskose Flüssigkeiten bei verschiedenen Zerstäuber-drehzahlen und Luftdurchsätzen durch den Gasverteiler zerstäubt. Die Versuchsflüssigkeit, die Flüssigkeitsbeaufschlagung des Zerstäubers, die Zerstäuber-drehzahlen sowie die Luftdurchsätze durch das Gasverteilermodell sind jedoch vergleichbar mit den Einstellungen bei den Versu-

Übertragung der Erkenntnisse auf die Sprühtrocknung

chen am ersten Modell. Mittels Laserbeugungsspektrometrie wurden mittlere Tropfengröße sowie der *span*-Wert der TGV bestimmt. Im Vergleich zu der ersten Geometrie des Doppelringschlitz-Gasverteilers konnte bezüglich des *span*-Werts ein deutlicher Vorteil durch die Optimierung der Auslassgeometrie mit erheblich geringeren Verteilungsbreiten erzielt werden.

Zum Vergleich wird in Abbildung 5.25 der *span* unter Drallluftbeaufschlagung über der Gas-Weber-Zahl $We_{g, Gasverteiler}$ für das erste Gasverteilermodell (a) und das optimierte Modell (b) gezeigt. Die dargestellten Messergebnisse vom ursprünglichen Modell in (a) entsprechen den Daten in Abbildung 5.21. Die Viskositäten der Versuchsflüssigkeiten unterscheiden sich bei den Versuchsreihen geringfügig. Dennoch ist der Bereich der dimensionslosen Viskosität μ^* beider Versuchsreihen vergleichbar.

Zum Vergleich mit den Messergebnissen aus dem Schwerfeld, die auch hier den unter idealen Bedingungen erreichbaren *span* beschreiben, ist jeweils die Korrelation gemäß Gleichung 4.19 in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen eingetragen, siehe Abschnitt 4.2.5. In Abbildung 5.25 (a) sind insbesondere für höhere Luftdurchsätze durch den Gasverteiler vergrößerte *span*-Werte zu erkennen.

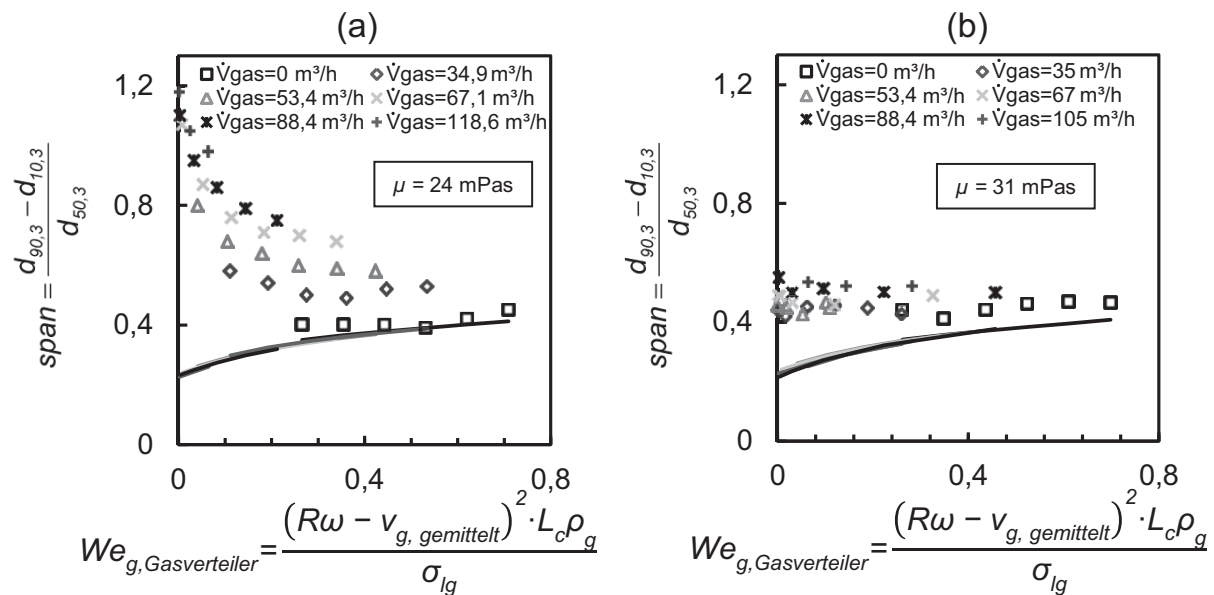


Abbildung 5.25: Vergleich der Gasverteilermodelle ohne (a) und mit (b) optimierter Auslassgeometrie. Es wird jeweils der *span*-Wert als Funktion der Gas-Weber-Zahl für verschiedene Luftdurchsätze durch den Gasverteiler dargestellt und mit der Korrelation gemäß Gleichung 4.19 verglichen (Linien). Versuchsbedingungen: (a) siehe Abbildung 5.21. (b) $3000 < n < 8000$ UpM, $D_z = 66,6$ mm, $\dot{V}_{l,gesamt} = 14,2$ l/h, $9,3 < \dot{V}^* < 40,5$. Glycerin/Wasser-Mischung $\mu = 31$ mPas, $0,32 < \mu^* < 0,52$.

Die Versuchsergebnisse, die mit der optimierten Auslassgeometrie erzielt wurden, zeigen in Abbildung 5.25 (b) sowohl im Bereich höherer Gas-Weber-Zahlen der Flüssigkeitsfäden als auch im Bereich niedriger $We_{g, Gasverteiler}$ -Zahlen geringe *span*-Werte und eine bessere Übereinstimmung mit dem idealen *span* gemäß Gleichung

4.19. In Abbildung 5.26 sind Versuchsergebnisse zu höherviskosen Flüssigkeiten dargestellt. Der $span$ ist dabei etwas höher als im niedrig viskosen Fall. Dieses Verhalten wurde auch bei den Modellversuchen im Schwerfeld beobachtet und konnte erwartet werden. Auch bei den höher viskosen Flüssigkeiten kann jedoch stets $span < 0,7$ erzielt werden. Mit der in diesem Abschnitt gezeigten Geometrie kann somit auch für höher viskose Flüssigkeiten eine deutliche Verringerung des $span$ -Werts bei der Rotationszerstäubung erzielt werden.

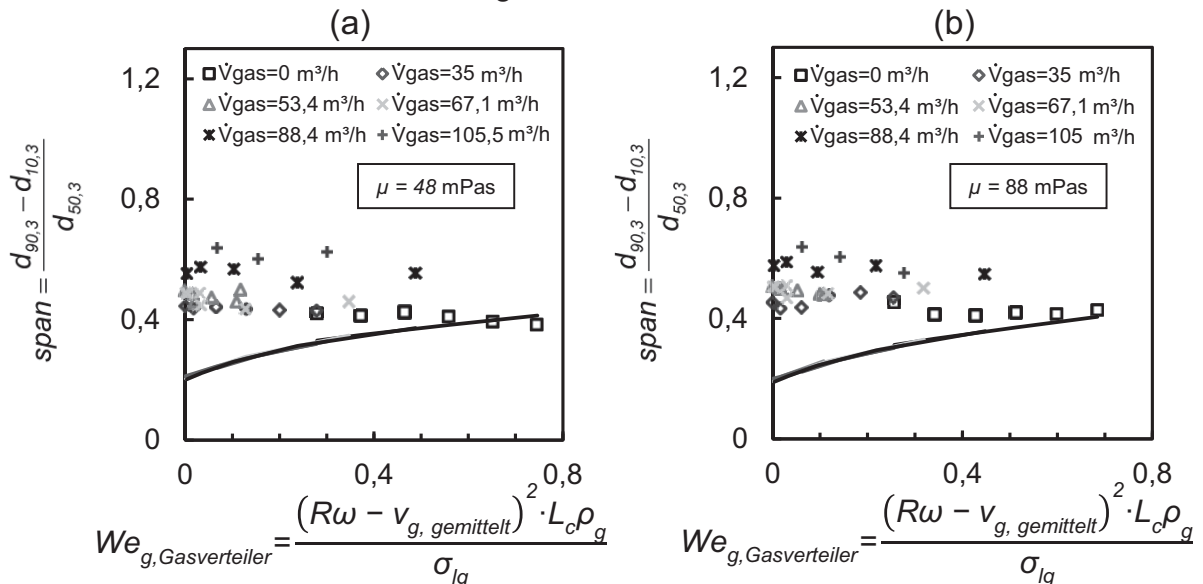


Abbildung 5.26: Gemessener und gemäß Gleichung 4.19 berechneter $span$ für verschiedene Zerstäuberdrehzahlen $3000 < n < 8000$ UpM und Luftdurchsätze am optimierten Gasverteilermodell. Versuchsbedingungen: $\dot{V}_{l,gesamt} = 14,2$ l/h, (a) Glycerin/Wasser-Mischung $\mu = 48$ mPas, $0,54 < \mu^* < 0,88$, $11,2 < \dot{V}^* < 48,7$. (b) $\mu = 88$ mPas, $0,9 < \mu^* < 1,45$, $9,1 < \dot{V}^* < 49$.

Durch Zuschalten des Hauptluftstroms durch das Gasverteilermodell gemäß Tabelle 5.4 kann die Strömung, die auch im Sprühtrockner vorherrscht, erzeugt werden, siehe Abschnitt 5.2.2.2. Dieser Luftstrom soll die Tropfen im Sprühtrockner axial ablenken, ohne dass die Tropfen durch zu hohe Gas-Weber-Zahlen $We_g = v_{rel}^2 d \rho_g / \sigma_{lg} < 6$ zerteilt werden (Hinze, 1955; Hsiang und Faeth, 1992).

Der Hauptluftstrom führt auch im Modellversuch dazu, dass kein Spray mehr die Öffnung des Versuchsstands erreicht, sondern zum Boden des Auffangbehälters abgelenkt wird. Unter Zuhilfenahme einer Stroboskop-Beleuchtung konnte auch für den in diesem Abschnitt gezeigten Gasverteiler kein Einfluss auf die Flüssigkeitsfäden festgestellt werden. In Zerstäubernähe werden die Fäden nur durch den Drallluftstrom und nicht vom axialen Hauptluftstrom beeinflusst.

Es kann daher davon ausgegangen werden, dass bei der Einleitung des Trocknungsgases in einen Sprühtrockner mit einem Gasverteiler der hier gezeigten Bauform, vergleichbar geringe $span$ -Werte der TGV erhalten werden können, wie sie in diesem Abschnitt gezeigt wurden.

6 Schlussfolgerungen und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte ein Fortschritt bezüglich der Tropfengrößenverteilungsbreite an Rotationszerstäubern im Sprühtrockner erzielt werden.

Sowohl der in Abschnitt 5.2.1 beschriebene Gasverteiler mit einstellbarem Gasströmungsprofil, insbesondere jedoch der in Abschnitt 5.2.2 entwickelte Doppelring-schlitz-Gasverteiler, erlauben unter Sprühtrocknungsbedingungen *span*-Werte, die geringer als bislang erzielbare Werte sind. Der in Abschnitt 5.2.1 beschriebene Gasverteiler mit einstellbarem Gasströmungsprofil erlaubte im Sprühtrocknungsverfahren im Technikumsmaßstab vergleichsweise geringe Korngrößenverteilungsbreiten. Diese waren jedoch immer noch deutlich höher, als die außerhalb des Trockners gemessenen Tropfengrößenverteilungsbreiten, mit $span = 0,49$. Mit diesem Gasverteilertyp konnte unter den in Tabelle 5.1 beschriebenen Zerstäubungs- und Trocknungsbedingungen ($\dot{V}^* = 11$, $\mu^* = 1,79$, $d^* = 3,12$) und optimaler Einstellung des Gasvertelers ein Wert von $span_{KGV} = 0,9$ erzielt werden. Berücksichtigt man jedoch, dass der *span*-Wert der Tropfengrößenverteilung der außerhalb des Sprühtrockners gemessen wurde, deutlich geringer war, als der erzielbare Partikel-*span* wird deutlich, dass dieser Gasverteilertyp nicht das Optimum darstellt. Dennoch ist festzuhalten, dass dieser vergleichsweise einfach gestaltete Apparat bereits geringere *span*-Werte als bspw. die Flüssigkeitszerstäubung mit Hohlkegeldüsen (HKD) erlaubt, $span_{HKD} \approx 1,5$ (Walzel, 2009b).

Mit dem in Abschnitt 5.2.2 vorgestellten Doppelring-schlitz-Gasverteiler mit optimierter Auslassgeometrie können hingegen *span*-Werte erzielt werden, die nur geringfügig oberhalb des theoretisch minimalen *span* liegen, der in den Ähnlichkeitsversuchen im Schwerfeld ermittelt wurde, siehe Abschnitt 4. Diese vergleichsweise komplexe Gasverteilungsgeometrie wurde in Ähnlichkeitsversuchen außerhalb des Sprühtrockners untersucht. Dabei konnte unter Strömungsbedingungen, die der Situation im Sprühtrockner entspricht und unter typischen Zerstäubungsbedingungen ($9,1 < \dot{V}^* < 49$, $0,32 < \mu^* < 1,45$, $2,1 < d^* < 3,8$) stets $span < 0,7$ erzielt werden.

In einem Sprühtrocknungsverfahren mit LAMROT-Zerstäubung können mit dem zuletzt gezeigten optimierten Gasverteiler Feststoffprodukte mit enger Korngrößenverteilung und $span_{KGV} \lesssim 0,7$ erwartet werden.

Obwohl die erzielte Tropfengrößenverteilungsbreite damit einen Fortschritt gegenüber den anderen in dieser Arbeit beschriebenen Gasverteilergeometrien bedeutet, entspricht der *span* für $We_g \rightarrow 0$, nicht dem Optimum, das durch die Versuche im Schwerfeld beschrieben wird, und es verbleibt ein noch ungenutztes Optimierungspotenzial.

Dass der ideale *span* nicht erreicht wird, kann vor allem damit erklärt werden, dass bereits bei der Konzeption des Doppelring-schlitz-Gasvertelers ein Kompromiss für das Gasgeschwindigkeitsfeld gewählt werden musste. Die verwirklichte Geometrie

erreichte dabei in den Simulationsstudien eine Verringerung der Gas-Relativgeschwindigkeit der Flüssigkeitsfäden um 70,3 %, siehe Abschnitt 5.2.2.1. Der gezeigte Zustand $We_{g, \text{Gasverteiler}} = 0$ stellt daher zwar den Fall der geringstmöglichen Anströmung dar. Die Gas-Relativgeschwindigkeit der Fäden ist jedoch immer noch größer Null. Dennoch kann auf der Basis der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse in Zukunft ein Doppelringschlitz-Gasverteiler in die Trocknungsanlage im Technikumsmaßstab integriert und erprobt werden, siehe Abbildung 1.2.

Praktische Bedeutung der erzielten Versuchsergebnisse

Für den Fall, dass ein LAMROT-Zerstäuber in einem Sprühtrocknungsverfahren eingesetzt werden soll, ist von der Verwendung von Einzelringschlitzgasverteilern abzuraten, die das Trocknungsgas mit hohem axialem Impuls im Nahbereich des Zerstäubers einleiten.

Es sollte ein Trocknungsgasverteiler verwendet werden, der eine geringe Störung des Fadenzerfalls am Rotationszerstäuber erlaubt. Soll einer der in dieser Arbeit vorgestellten Gasverteiler verwendet werden, so muss auf der Basis des gewünschten Feststoff-Produkts und dem erzielbaren Mehrwert, der aus engeren Verteilungsbreiten des Produkts entsteht, abgewogen werden, ob ein Gasverteiler gemäß Abschnitt 5.2.1 oder gemäß Abschnitt 5.2.2 verwendet werden soll. Betrachtet man die vergleichsweise einfache Geometrie des vorgestellten Einzelringschlitz-Gasverteilers, so ist davon auszugehen, dass ein solcher Apparat zum Zeitpunkt der Erstausrüstung eines Sprühtrockners ohne nennenswerte Mehrkosten installiert werden kann, vgl. Abbildung 5.4. Der vorgestellte Doppelringschlitz-Gasverteiler erlaubt hingegen besonders niedrige *span*-Werte und darüber hinaus die Möglichkeit, den Gasstrom im Nahbereich des Zerstäubers vergleichsweise kalt einzuleiten. Dies kann hinsichtlich der Temperaturbelastung des Zerstäubers und den damit einhergehenden Auswirkungen auf die Speise im Zerstäuber von Vorteil sein.

Die Kosten der beiden Apparate setzen sich jeweils aus Material und Fertigungskosten zusammen. Der Mehraufwand an Edelstahlblech liegt für den Doppelringschlitz Gasverteiler bei ca. 100 %. Es sind ebenfalls ca. doppelt so viele Teile zuzuschneiden, umzuformen und zu fügen, so dass für einen Doppelringschlitz-Gasverteiler näherungsweise auch von den doppelten Kosten ausgegangen werden kann. Tendenziell lohnt sich die Investition in einen Doppelringschlitz-Gasverteiler daher mehr, je höher der Ertrag aus engeren Korngrößenverteilungen ausfällt. Beispielsweise für pharmazeutische Produkte, wie den in Abschnitt 1.1 beschriebenen D-Mannitol Partikeln, ist eine höhere Investition für geringere *span*-Werte empfehlenswert. Die in Abschnitt 1.1 beschriebenen Träger/Wirkstoff-Mischungen wurden bereits hinsichtlich ihrer medizinischen aber auch ihrer mechanischen Eigenschaften bewertet (Littringer et al., 2011). Die Ergebnisse dieser Studien bestätigen für dieses Material den pharmazeutischen Mehrwert eng verteilter Partikelgrößen.

Die in den Abschnitten 5.2.1 und 5.2.2 gezeigten Gasverteiler wurden jeweils mit tangentialen Einlassstutzen ausgeführt. Einerseits kann durch den hieraus resultie-

renden Drall das gewünschte Strömungsverhalten im Nahbereich des Rotationszerstäubers erzielt werden, andererseits erlaubt diese Gestaltung eine homogene Verteilung des Trocknungsgases über den Umfang des Apparats. Von Nachteil kann jedoch der Druckverlust der reibungsbehafteten Drallströmung sein. Bevor ein leistungsstärkeres Gebläse verwendet wird, sollte zunächst überprüft werden, ob an anderer Stelle der Trocknungsanlage ein Druckverlust eingespart werden kann.

Da Sprühtrocknungsanlagen zumeist über Gaszyklone zur Partikelabtrennung verfügen, besteht für die meisten Trocknungsanlagen die Möglichkeit hier Druckverlust einzusparen. Unter Verwendung eines gewickelten Tauchrohrs wie es in (Schmidt, 1990) beschrieben wird, konnte in eigenen Versuchen bereits eine Verminderung des Zyklon-Druckverlusts um 10 % und ohne Einbußen an Trennleistung erzielt werden. Ein noch geringerer Druckverlust kann unter Verwendung eines Tauchrohrs mit Schraubenspalt-Diffusor erzielt werden, wie es ebenfalls von Schmidt et al. beschrieben wird (Schmidt, 1985; Schulz und Schmidt, 1986). Die komplexe Umformung, die zur Herstellung dieses Tauchrohrs notwendig ist, führt jedoch zu deutlich höheren Herstellkosten im Vergleich zu klassischen Tauchrohren oder dem gewickelten druckverlustarmen Tauchrohr aus (Schmidt, 1990). Um die Investitionsentscheidung zu erleichtern, soll in daher Zukunft ein Kostenmodell für eine Sprühtrocknungsanlage mit optimierter Heißgasverteilung und optimierter Tauchrohrgeometrie am Zyklon aufgestellt werden.

Die Ergebnisse der durchgeführten Ähnlichkeitsversuche dienen im Rahmen dieser Arbeit dazu, den Fadenzerfall an Rotationszerstäubern in Sprühtrocknern zu optimieren. Darüber hinaus stellen die Versuchsergebnisse eine umfangreiche Datensammlung zum Fadenzerfall unter Berücksichtigung zahlreicher Einflussgrößen dar. Im Bereich der Grundlagenforschung können die Versuchsergebnisse daher zur Validierung numerischer Modelle genutzt werden. In Zukunft sollten jedoch die Auswirkungen der Rheologie nicht-Newton'scher Flüssigkeiten noch näher untersucht werden. Für die in dieser Arbeit gezeigten nicht-Newton'schen Systeme Sipernat WK 7620 und Luvitec K90 muss zunächst die Dehnrheologie charakterisiert werden. Auf dieser Grundlage kann in den in Abschnitt 4.2.5 abgeleiteten Korrelationen die Viskosität auf geeignetere Weise als bislang berücksichtigt werden. Die Korrelationen stellen aber auch eine vergleichsweise einfache Möglichkeit dar, um Fadenzerfallslängen, mittlere Tropfengrößen und Verteilungsbreiten zu berechnen. Da in Abschnitt 5.1 gezeigt werden konnte, dass die Korrelationen auch für die Rotationszerstäubung gültig sind, können die Gleichungen zur Zerstäuberauslegung benutzt werden.

7 Zusammenfassung der Ergebnisse

Ziel der Arbeit war die Untersuchung der Gas/Flüssigkeitswechselwirkung beim Fadenzerfall an laminar betriebenen Rotationszerstäubern in Sprühtrocknern. Die Arbeit wurde in Abschnitt 1 dadurch motiviert, dass beim Betrieb eines solchen Rotationszerstäubers außerhalb des Sprühtrockners Tropfengrößenverteilungen erzielt werden können, die enger sind, als die Korngrößenverteilungen des sprühtrockneten Feststoffprodukts.

Aus der Abwesenheit der Heißgasströmung bei den Versuchen außerhalb des Trockners wurde in Abschnitt 2 die Arbeitshypothese abgeleitet, dass eine gasseitige Störung den Zerfallsvorgang der gedehnten Fäden negativ beeinflusst. In den Abschnitten 2.1 und 2.2 wurde festgestellt, dass die Flüssigkeitsfäden aufgrund ihrer Eigenbewegung und der Heißgasströmung im Trockner quer zu ihrer Längsachse angeströmt werden. Um eine Datengrundlage für die Optimierungsaufgabe zu erhalten, wurden Ähnlichkeitsversuche zum Fadenzerfall durchgeführt. Dazu wurde in Abschnitt 2.3.1 ein Kennzahlsatz definiert, der die Übertragung der Rotationszerstäubung auf den Zerfall von Flüssigkeitsfäden erlaubt, die im Erdschwerefeld gedehnt und quer angeströmt werden.

In Abschnitt 4.2 wurde der Fadenzerfall Newton'scher Flüssigkeiten behandelt. Der Zerfallsvorgang wurde in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen hinsichtlich der Fadenzerfallslänge, der mittleren Tropfengröße und der Breite der Tropfengrößenverteilung (*span*) charakterisiert und mit vorhandenen Literatur-Modellen verglichen. Zu nennen ist hier insbesondere das Modell aus (Kitamura und Takahashi, 1976), das den Einfluss einer Queranströmung auf den Zerfall *zylindrischer Strahlen* beschreibt. Bezüglich der Zerfallslänge und dem *span* wurde gefunden, dass sich gedehnte Fäden und zylindrische Strahlen insofern ähnlich verhalten, als dass die Zerfallslänge mit zunehmender Intensität der Queranströmung abnimmt (Abschnitt 4.2.2) und der *span* ansteigt (Abschnitt 4.2.4). Die mittlere Tropfengröße hingegen steigt bei gedehnten Fäden mit zunehmender Anströmungsintensität, was im Widerspruch zum Modell für zylindrische steht (Abschnitt 4.2.3). In Abschnitt 4.2.3.1 wurde gezeigt, wie der Einfluss der Queranströmung auf die Tropfengröße über die dominante Störungswellenlänge sowie den Fadendurchmesser im Zerfallsbereich der Fäden übertragen wird. Für gedehnte Fäden wurde festgestellt, dass mit intensivierter Anströmung die Zerfallslänge sinkt und der Zerfallsdurchmesser ansteigt, womit die vergrößerten Tropfendurchmesser erklärt werden konnten.

Ein wesentliches Ergebnis der Untersuchungen im Schwerefeld stellen die in Abschnitt 4.2.5 formulierten empirischen Korrelationen dar, die den Einfluss des Betriebszustandes auf Zerfallslänge, die mittleren Tropfengrößen und den *span* beschreiben. Für die mittlere Tropfengröße konnte darüber hinaus ein halbempirisches-Modell formuliert werden, das auf der physikalischen Beschreibung der Kontur gedehnter Fäden gemäß (Schröder, 1997) aufbaut. In Abschnitt 4.2.7 wird ge-

zeigt, dass der Düsendurchmesser im hier untersuchten Bereich als Einflussgröße auf den Zerfallsvorgang ausscheidet. Letzteres konnte durch den experimentellen Nachweis der in (Schneider, 2002) postulierten Selbstähnlichkeit gedehnter Fäden verschiedener Abströmdurchmesser aber konstanten dimensionslosen Durchsatzes erklärt werden. Im Abschnitt 4.3 wurde der Fadenzerfall nicht-Newton'scher Flüssigkeiten mit dem Newton'schen Fall verglichen. Unabhängig von den Flüssigkeitseigenschaften wurde für alle Versuche im Schwerfeld festgestellt, dass der *span* mit zunehmender Anströmungsintensität zunimmt. Aus den Ergebnissen der Modellversuche im Schwerfeld konnte daher für den Fadenzerfall an Rotationszerstäubern in Sprühtrocknern die grundsätzliche Forderung nach geringstmöglichen Anströmungsintensitäten der Fäden abgeleitet werden.

In Abschnitt 5.1 wurde nachgewiesen, dass die Modellversuche auf die Rotationszerstäubung übertragbar sind. Um der Forderung nach geringen Relativgeschwindigkeiten der Flüssigkeitsfäden gerecht zu werden, wurde ein geeignetes Gasverteilungskonzept für Sprühtrockner entwickelt, das in Abschnitt 5.2 vorgestellt wurde. Es realisiert die Einleitung des Trocknungsgases mit minimaler Störung im Fadenzerfallsbereich.

Im Abschnitt 5.2.1 wurde eine vergleichsweise einfache Gasverteilergeometrie vorgestellt, die einen Kompromiss zwischen apparativem Aufwand und erlangtem Vorteil bezüglich der Fadenanströmung darstellt. Der Apparat sieht die Einleitung des Heißgases durch einen einzelnen Ringschlitz vor und erlaubt die Einströmrichtung des Gases zu variieren. Auf diese Weise kann die Gaseinleitung außerhalb des empfindlichen Zerfallsbereichs der Flüssigkeitsfäden erfolgen. In Sprühtrocknungsversuchen konnten vergleichsweise eng verteilte Korngrößen mit $span < 0,9$ erhalten werden. Im Abschnitt 5.2.1 wurde eine systematische Vorgehensweise zur Ermittlung einer geeigneten Einstellung dieses Heißgasverteilerstyps beschrieben.

In Abschnitt 5.2.2 wurde ein optimierter Gasverteiler vorgestellt. Bei dem in diesem Abschnitt gezeigten Apparat sollen nicht nur die zusätzlichen gaseitigen Störungen im Sprühtrockner vermieden werden, sondern es soll auch diejenige relative Anströmung vermindert werden, die aus der Eigenbewegung der Fäden herrührt. Dazu wird im Nahbereich um den Zerstäuber eine Gasströmung erzeugt, die sich mit den Flüssigkeitsfäden im Gleichdrall ausbreitet. Dieser Teilstrom des Gases kann vergleichsweise kalt eingeleitet werden, um den Zerstäuber vor Verkrustung zu schützen. In den Abschnitten 5.2.2.1, 5.2.2.2 und 5.2.2.3 wurden die Entwicklung der Gasverteilergeometrie durch numerische Strömungssimulationen, deren Validierung unter Zuhilfenahme eines Strömungsmodells sowie Zerstäubungsversuche mit dem Modell beschrieben. Auf der Basis dieser Versuche wurde in Abschnitt 5.2.2.4 eine weitere Optimierung der Geometrie beschrieben. Der auf diese Weise optimierte Doppelringschlitz-Gasverteiler ermöglicht bislang geringste Störungen des Flüssigkeitsfadenzerfalls und erlaubt auch für höherviskose Flüssigkeiten Tropfenbildung mit enger TGV bei $span < 0,7$.

8 Literaturverzeichnis

- Bär, P., 1935. Über die physikalischen Grundlagen der Zerstäubungstrocknung. Dissertation, TU Karlsruhe.
- Becher, R.-D., Schlünder, E.-U., 1997. Agglomeration von Partikeln bei der Wirbelschicht-Sprühgranulation. *Chemie Ingenieur Technik*, 69, (6), pp. 805-808, doi: 10.1002/cite.330690608.
- Birouk, M., Azzopardi, B.J., Stäbler, T., 2003. Primary Break-up of a Viscous Liquid Jet in a Cross Airflow. *Particle & Particle Systems Characterization*, 20, (4), pp. 283-289, doi: 10.1002/ppsc.200390034.
- Böhme, G., 2000. Strömungsmechanik nichtnewtonscher Fluide, 2. Neubearb. u. erw. Auflage. Teubner Verlag, Leipzig.
- Buckingham, E., 1914. On Physically Similar Systems: Illustration of the Use of Dimensional Equations. *Physical Review*, 4, pp. 345–376.
- Burmberger, S.G., 2009. Optimierung der aerodynamischen Flammenstabilisierung für brennstoffflexible, vorgemischte Gasturbinenbrenner. Dissertation, Technische Universität München.
- Cheong, B.S., Howes, T., 2004. Capillary jet instability under the influence of gravity. *Chem. Eng. Sci.*, 59, (11), pp. 2145 - 2157
- Cheong, B.S., Howes, T., 2005. Effect of initial disturbance amplitude in gravity affected jet break-up. *Chem. Eng. Sci.*, 60, (13), pp. 3715-3719
- Chicheportiche, J.M., Zainoun, J.B., Renaudeau, J.P., Jenger, M., Liu, G., 2011. A New Vibro-Rotating Spray Generator, ILASS-Europe 2011, 24th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Estoril.
- Decent, S.P., King, A.C., Simmons, M.J.H., Parau, E.I., Wallwork, I.M., Gurney, C.J., Uddin, J., 2009. The trajectory and stability of a spiralling liquid jet: Viscous theory. *App. Math. Mod.*, 33, pp. 4283–4302.
- Eggers, J., Dupont, T.F., 1994. Drop formation in a one-dimensional approximation of the Navier-Stokes equation. *J. Fluid Mech.*, 262, pp. 205 - 221.
- Eggers, J., Villermaux, E., 2008. Physics of liquid jets. *Rep. Prog. Phys.*, 71.
- Fernholz, H., 1965. Umlenkung von Freistrahlen an konvexgekrümmten Wänden (Coanda Effekt). Habilitationsschrift, TU-Berlin.
- Gavis, J., Modan, M., 1967. Expansion and Contraction of Jets of Newtonian Liquids in Air: Effect of Tube Length. *Phys. Fluids*, 10, (3), pp. 487-497.

Literaturverzeichnis

- Giesekus, H., 1994. Phänomenologische Rheologie: Eine Einführung. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.
- Gramlich, S., 2011. Numerische und experimentelle Untersuchungen zum Zerfall feststoffbeladener Flüssigkeitsstrahlen im Zentrifugalfeld. Dissertation, Institut für Mechanische Verfahrenstechnik, Universität Stuttgart.
- Gramlich, S., Mescher, A., Piesche, M., Walzel, P., 2011. Modeling and Numerical Simulation of the Gas-Induced Breakup of Liquid Threads Stretched by Gravity Chem. Eng. Technol., 34, pp. 921 - 926.
- Haenlein, A., 1931. Über den Zerfall eines Flüssigkeitsstrahles. Forschung im Ingenieurwesen, 2, (4), pp. 139 - 149.
- Hillemanns, R., 1988. Das Strömungs- und Reaktionsfeld sowie Stabilisierungseigenschaften von Drallflammen unter dem Einfluss der inneren Reaktionszone. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Hinze, J.O., 1955. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism and secondary breakup. AIChE J, 1, pp. 289-295.
- Hsiang, L.-P., Faeth, G., 1992. Near-Limit drop deformation and secondary breakup. Int. J. Multiphase Flow, 18, (4), pp. 545-560.
- Kitamura, Y., Takahashi, T., 1976. Stability of a liquid jet in air flow normal to the jet axis. J. Chem. Jpn., 9, pp. 282–286.
- Koch, M., 2003. Beiträge zur Katalysatorverkapselung im Sprühverfahren. Dissertation, Fachbereich Bio- und Chemieingenieurwesen, Universität Dortmund.
- Laurien, E., Oertel, H., 2003. Numerische Strömungsmechanik. Vieweg Verlag, Braunschweig / Wiesbaden.
- Lefebvre, A.H., 1989. Atomization and Sprays. Taylor and Francis Boca Raton, N.W., USA.
- Littringer, E.M., Mescher, A., Eckhard, S., Schröttner, H., Langes, C., Fries, M., Griesser, U.J., Walzel, P., Urbanetz, N.A., 2011. Spray Drying of Mannitol as a Drug Carrier - The Impact of Process Parameters on Product Properties. Drying Technology, 30, (1), pp. 114-124, doi: 10.1080/07373937.2011.620726.
- Maas, S.G., Schaldach, G., Walzel, P., Urbanetz, N.A., 2010. Tailoring dry powder inhaler performance by modifying carrier surface topography by spray drying. Atomization & Sprays, 20, (9), pp. 163-774.

- Maas, S.G., Schaldach, G., Littringer, E.M., Mescher, A., Griesser, U.J., Braun, D.E., Walzel, P., Urbanetz, N.A., 2011. The impact of spray drying outlet temperature on the particle morphology of mannitol. *Powder Technol.*, 213, (1-3), pp. 27-35 doi: 10.1016/j.powtec.2011.06.024.
- Masters, K., 1985. *Spray Drying Handbook*, 4th. George Godwin Ltd., London.
- Mehrhardt, E., 1978. Zerstäubung von Flüssigkeiten mit rotierenden Scheiben. Flüssigkeitsauflösung, Tropfengrößen und Tropfengrößenverteilungen Dissertation, Fachbereich Verfahrenstechnik, TU Berlin.
- Mescher, A., Walzel, P., 2010a. Breakup of stretched liquid threads at low gas relative velocities - Comparison of the laminar rotary atomization to the gravity condition, ILASS - Europe 2010, 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Brno, Czech Republic.
- Mescher, A., Walzel, P., 2010b. Production of narrow distributed Particles by laminar rotary atomization - The influence of the ambient gas on the breakup of stretched liquid threads, 17th International Drying Symposium, Magdeburg, Germany.
- Mescher, A., Littringer, E.M., Paus, R., Urbanetz, N.A., Walzel, P., 2012a. Homogene Produkteigenschaften in der Sprühtrocknung durch laminare Rotationszerstäubung. *Chem.-Ing.-Techn.*, 84, doi: 10.1002/cite.201100155.
- Mescher, A., Möller, A., Dirks, M., Walzel, P., 2012b. Gravity affected break-up of laminar threads at low gas-relative-velocities. *Chem. Eng. Sci.*, 69, (1), pp. 181-192, doi: 10.1016/j.ces.2011.10.021.
- Middleman, S., 1995. *Modeling Axisymmetric Flows: Dynamics of Films, Jets, and Drops*. Academic Press, London.
- Nonnenmacher, S., 2003. Numerische und experimentelle Untersuchungen zur Restentgasung in statischen Entgasungsapparaten. Dissertation, Institut für Mechanische Verfahrenstechnik, Universität Stuttgart.
- Oertel, H.J., Böhle, M., Dohrmann, U., 2009. *Strömungsmechanik*, 5. Auflage. Vieweg und Teubner GWV Fachverlage GmbH, Wiesbaden.
- Părău, E., Decent, S., Simmons, M., Wong, D., King, A., 2007. Nonlinear viscous liquid jets from a rotating orifice. *Journal of Engineering Mathematics*, 57, (2), pp. 159-179, doi: 10.1007/s10665-006-9118-2.
- Părău, E.I., Decent, S.P., King, A.C., Simmons, M.J.H., Wong, D.C., 2006. Nonlinear travelling waves on a spiralling liquid jet. *Wave Motion*, 43, (7), pp. 599-618, doi: 10.1016/j.wavemoti.2006.05.004.

Literaturverzeichnis

- Plateau, J., 1873. Statique experimentale et theorique des liquides soumis aux seules forces moleculaires. Gauthier-Villars.
- Rayleigh, 1878. On the instability of jets. Proc. London Math. Soc., 10, pp. 4-13.
- Sallam, K., Aalborg, C., Faeth, G., 2004. Breakup of Round Nonturbulent Liquid Jets in Gaseous Crossflow AIAA Journal, 42, (12), pp. 2529-2540.
- Scheuermann, R., 1919. Über die Gestalt und die Auflösung des fallenden Flüssigkeitsstrahls Annalen der Physik, 365, (19), pp. 223-255.
- Schmid, C., 1991. Drallbrenner-Simulation durch Starrkörperwirbel-Strömungen unter Einbeziehung von drallfreier Primärluft und Verbrennung. Dissertation, Universität Karlsruhe.
- Schmidt, P., 1985. Zyklonabscheider mit Schraubenspalt-Diffusor. Staub - Reinhaltung der Luft, 45, (1), pp. 163-165.
- Schmidt, P., 1990. Ungewöhnliche Zyklonabscheider. Chem.-Ing.-Techn., 62, (7), pp. 536-543.
- Schneider, S., Walzel, P., 1999. Desintegration of liquid jets under gravity, ILASS-Europe, Toulouse, pp. 169 - 170.
- Schneider, S., 2002. Erzeugung und Zerfall gedehnter Laminarstrahlen im Schwerfeld. Dissertation, Fachbereich Chemietechnik, Universität Dortmund.
- Schröder, T., 1997. Tropfenbildung an Gerinneströmungen im Schwere und Zentrifugalfeld, VDI Fortschrittberichte, Düsseldorf.
- Schröder, T., Walzel, P., 1998. Design of Laminar Operating Rotary Atomizers under Consideration of the Detachment Geometry. Chem. Eng. Technol., 21, (4), pp. 349-354.
- Schulz, S., Schmidt, P., 1986. Zyklonabscheider mit statischen Leitvorrichtungen im Abscheideraum zur Reduzierung des Druckverlustes und Verbesserung des Abscheidevermögens. Chem.-Ing.-Techn., 58, (6), pp. 502-503.
- Sitzler, H., Palzer, S., Sommer, K., 2001. Charakterisierung und Modellierung der Strahlgeometrie und des Strahlabrisses eines Rotationszerstäubers. Chem.-Ing.-Techn., 73, (5), pp. 480-485.
- Sternowsky, S.B., 2001. Der Fadenzerfall Newton'scher Flüssigkeiten bei der Rotationszerstäubung. Fachbereich Produktionstechnik, Universität Bremen.
- Strauß, K., 1991. Strömungsmechanik. Wiley-VCH, Weinheim.

- Theissing, P., 1976. Erzeugung von Flüssigkeitsfilmen, Flüssigkeitslamellen und Tropfen durch rotierende Scheiben, VDI Forschungsheft 574. VDI-Verlag, Düsseldorf.
- VDI, 2006. Wärmeatlas, Wärmeatlas, 10. Auflage. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, p. 1446.
- Wallwork, I.M., Decent, S.P., King, A.C., Schulkes, R.M.S.M., 2002. The trajectory and stability of a spiralling liquid jet. Part 1. Inviscid theory. *J. Fluid Mech.*, 459, (1), pp. 43-65.
- Walzel, P., 1980. Turbulenter Zerfall von Flüssigkeitsstrahlen aus der Sicht der Ähnlichkeitstheorie. *Chem.-Ing.-Tech.*, 52, (6), pp. 525-526.
- Walzel, P., 1990. Zerstäuben von Flüssigkeiten. *Chem.-Ing.-Tech.*, 62, (12), pp. 983-994.
- Walzel, P., Schaldach, G., Wiggers, H., 2008. New aspects for the application and performance of LAMROT Atomizers, International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, Como Lake, Italy.
- Walzel, P., 2009a. Vorrichtung zum Aufteilen von Flüssigkeiten in Rotationszerstäubern. DE-102007047411A1.
- Walzel, P., 2009b. Spraying and Atomizing of Liquids, *Ullmann-Encyclopedia*. Wiley-VCH, p. 20.
- Walzel, P., 2011. Influence of Spray Method on Product Quality and Morphology in Spray Drying. *Chem. Eng. Technol.*, 34, (7), pp. 1039-1048 doi: 10.1002/ceat.201100051.
- Weber, C., 1931. Zum Zerfall eines Flüssigkeitstrahles. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, 11, (2), pp. 136-154.
- Weisbach, J.L., 1855. *Die Experimental-Hydraulik*, Freiberg.
- Wilhelm, S., 1992. Tropfenbildung beim Zerteilen von Lamellen und Filmen. Dissertation, Fachbereich Energie- und Verfahrenstechnik, Universität - Gesamthochschule- Essen.
- Wong, D.C.Y., Simmons, M.J.H., Decent, S.P., Parau, E.I., King, A.C., 2004. Break-up dynamics and drop size distributions created from spiralling liquid jets. *Int J Multiphas Flow*, 30, pp. 499–520.
- Wozniak, G., 2003. *Zerstäubungstechnik*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg.

9 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1.1: REM Aufnahmen sprühgetrockneter D-Mannitol Partikel	3
Abbildung 1.2: Vereinfachtes Fließbild der Technikums-Sprühtrocknungsanlage	4
Abbildung 1.3: Zerfallsformen an Rotationszerstäubern	5
Abbildung 1.4: Strömungszustände in gebohrten Rotationszerstäubern	5
Abbildung 1.5: Querschnitt durch einen LAMROT-Zerstäuber.	6
Abbildung 2.1: Fadenbildung am LAMROT-Zerstäuber.....	8
Abbildung 2.2: Gas- und Fadenrelativgeschwindigkeit am LAMROT-Zerstäuber.....	9
Abbildung 2.3: Charakterisierung des Sprays eines LAMROT-Zerstäubers	10
Abbildung 2.4: Anströmung der Flüssigkeitsfäden in Sprühtrocknern	11
Abbildung 2.5: Zerfall angeströmter und gedehnter laminarer Fäden	12
Abbildung 2.6: Vergleich der Strahldehnung im Schwerfeld und am Rotationszerstäuber.....	13
Abbildung 3.1: Zerfallsmechanismen an Rohrdüsen im Schwerfeld.....	21
Abbildung 3.2: Reynolds–Ohnesorge–Diagramm	22
Abbildung 3.3: Tropfenbildung und Tropfengröße aus laminarem Strahlzerfall	22
Abbildung 3.4: Dimensionslose Wachstumsrate Q achsensymmetrischer Störungen als Funktion der dimensionslosen Wellenzahl k^*	25
Abbildung 3.5: Berechnung der Strahlkontur eines gedehnten Flüssigkeitsstrahls nach dem Konturmodell von Schröder.....	26
Abbildung 3.6: Modellvorstellung zur Selbstähnlichkeit der Kontur gedehnter Strahlen	28
Abbildung 4.1: Experimenteller Aufbau zum Fadenzerfall im Schwerfeld.....	31
Abbildung 4.2: Gegenlichtaufnahmen des Fadenzerfalls	33
Abbildung 4.3: Vergleich eigener Experimente mit den Modellen von Schneider.....	34
Abbildung 4.4: Dimensionslose Zerfallslängen in Abhängigkeit von We_g	35
Abbildung 4.5: Dimensionslose Tropfengröße in Abhängigkeit von We_g	36
Abbildung 4.6: Zerwellen der Flüssigkeitsfäden	37

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 4.7 Abhängigkeit der Tropfengröße aus ungedehnten Strahlen von der Gas-Weber-Zahl.	39
Abbildung 4.8: „Korrekturfaktor f_2 “ zur Berechnung der Wellenzahl in Abhängigkeit von We_g (Kitamura und Takahashi, 1976)	40
Abbildung 4.9: Dimensionslose Tropfengröße in Abhängigkeit von We_g	41
Abbildung 4.10: Einteilung der Messwerte bezüglich der Art des Strahlzerfalls.....	42
Abbildung 4.11: <i>span</i> -Werte in Abhängigkeit von We_g	43
Abbildung 4.12: Korrelation der dimensionslosen Zerfallslänge	45
Abbildung 4.13: Gemessene und gemäß Gleichung 4.9 berechnete dimensionslose Zerfallslänge.	46
Abbildung 4.14: Korrelation der dimensionslosen Tropfengröße	48
Abbildung 4.15: Gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengröße in Abhängigkeit von We_g	49
Abbildung 4.16: Halb empirische-Korrelation der dimensionslosen Tropfengröße mit Hilfe des Konturmodells nach Schröder	51
Abbildung 4.17: Korrelation des <i>span</i> -Werts.....	52
Abbildung 4.18: Gemessener und gemäß Gleichung 4.19 berechneter <i>span</i> -Wert in Abhängigkeit von We_g	53
Abbildung 4.19: Dimensionslose Zerfallslänge L_z^* , dimensionslose Tropfengröße d^* und <i>span</i> -Wert der TGV als Funktion der Gas-Weber-Zahl für verschiedene Anströmwinkel.....	55
Abbildung 4.20: Selbstähnlichkeit experimentell bestimmter Strahlkonturen bei gleichem dimensionslosen Volumenstrom.....	57
Abbildung 4.21: Messwerte zum Zerfall ungedehnter Strahlen und Vergleich mit den Korrelationen für gedehnte Fäden.	58
Abbildung 4.22: Vergleich gemessener und gemäß Gleichung 4.18 berechneter Zerfallswellenlängen in Abhängigkeit von We_g	59
Abbildung 4.23: Schubspannungs/Scherraten-Diagramm für Newton'sche und nicht-Newton'sche Flüssigkeiten (Oertel et al., 2009).....	60
Abbildung 4.24: Dehnraten in Flüssigkeitsfäden.....	62
Abbildung 4.25: Rheologische Eigenschaften von verschiedenen Wasser/PVP (K90) Gemischen.....	63

Abbildung 4.26: Gemessene und gemäß Gleichung 4.9 berechnete dimensionslose Zerfallslänge in Abhängigkeit von We_g	64
Abbildung 4.27: Gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengröße in Abhängigkeit von We_g	65
Abbildung 4.28: Rheologische Eigenschaften der untersuchten Suspension	66
Abbildung 4.29: Gemessene und gemäß Gleichung 4.9 berechnete dimensionslose Zerfallslänge in Abhängigkeit von We_g	67
Abbildung 4.30: Gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengröße in Abhängigkeit von We_g	68
Abbildung 5.1: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung des Fadenzerfalls am LAMROT-Zerstäuber	71
Abbildung 5.2: Dimensionslose Tropfengröße und <i>span</i> -Wert am Rotationszerstäuber als Funktion von $We_{g,Rotation}$	71
Abbildung 5.3: Konzept der optimalen Heißgasbeaufschlagung	73
Abbildung 5.4: Skizze eines Heißgasverteilers mit variablem Drall	74
Abbildung 5.5: Trocknung von Polyvinylpyrrolidon aus wässriger Lösung.	75
Abbildung 5.6: Vergleich der Korngrößenverteilungen aus Sprühtrocknungsversuchen mit wässriger PVP-Lösung	76
Abbildung 5.7: Modifiziertes kinematisches Modell nach (Koch, 2003) zur Berechnung der Fadentrajektorie an Rotationszerstäubern	79
Abbildung 5.8: Berechnung der Gas-Relativgeschwindigkeit eines Flüssigkeitsfadens aus dem Gasgeschwindigkeitsfeld (CFD) und der Bewegungsgleichung eines Strahls	79
Abbildung 5.9: Relativgeschwindigkeit zwischen Flüssigkeitsstrahl und Umgebung bei konstanten Betriebsbedingungen des Rotationszerstäubers und verschiedenen Drallluftvolumenströmen	80
Abbildung 5.10: Entwickelter Doppelringschlitz-Gasverteiler	81
Abbildung 5.11: Modell des Doppelringschlitz-Gasverteilers aus PMMA	83
Abbildung 5.12: Messebene zur Charakterisierung der Gasgeschwindigkeit um den Zerstäuber	85
Abbildung 5.13: Beobachtete Strömungsformen aus dem inneren Ringschlitz des Doppelringschlitz-Gasverteilers.	85

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 5.14: Störbleche zur Stabilisierung der Drallströmung.	86
Abbildung 5.15: Geschwindigkeitsprofil der Drallströmung mit 4 Anbauten und 8 Anbauten für verschiedene Luftdurchsätze	86
Abbildung 5.16: Entrainment des ruhenden Umgebungsgases	87
Abbildung 5.17: Experimenteller Aufbau zum Fadenzerfall am LAMROT-Zerstäuber mit Doppelringschlitz-Gasverteiler	88
Abbildung 5.18: Gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengröße für verschiedene Zerstäuberdrehzahlen $3000 < n < 8000$ UpM und Luftdurchsätze der Drallströmung.	90
Abbildung 5.19: Gemessene und gemäß Gleichung 4.10 berechnete dimensionslose Tropfengröße für verschiedene Zerstäuberdrehzahlen $3000 < n < 8000$ UpM und Luftdurchsätze der Drallströmung	91
Abbildung 5.20: Nicht-achsensymmetrische Deformation und windinduziertes Zerwellen am LAMROT-Zerstäuber	92
Abbildung 5.21: <i>span</i> -Wert als Funktion der Gas-Weber-Zahl für verschiedene Luftdurchsätze durch den Gasverteiler	93
Abbildung 5.22: Doppelringschlitz-Gasverteiler mit optimierter Auslassgeometrie ..	94
Abbildung 5.23: Vergleich der Geometrien des Doppelringschlitz-Gasverteilers	94
Abbildung 5.24: Geschwindigkeitsprofil der Drallströmung am Doppelringschlitz-Gasverteiler mit optimierter Auslassgeometrie für verschiedene Luftdurchsätze	95
Abbildung 5.25: Vergleich der Gasverteilermodelle ohne (a) und mit (b) optimierter Auslassgeometrie	96
Abbildung 5.26: Gemessener und gemäß Gleichung 4.19 berechneter <i>span</i> für verschiedene Zerstäuberdrehzahlen $3000 < n < 8000$ UpM und Luftdurchsätze am optimierten Gasverteilermodell	97
Abbildung A.1: Originalaufnahmen verschiedener Tropfenformen und schematische Darstellung der implementierten Tropfenauswahlkriterien	116
Abbildung A.2: Automatisierte Bildbearbeitung.....	117

A Anhang

A.1 Rechnergestützte Bildauswertung

Die Vermessung der Strahlkontur und der Tropfengrößenverteilung wird durch ein MathWorks® MATLAB-Script automatisiert durchgeführt. Zur automatisierten Auswertung der Versuche werden zunächst die Versuchsparameter, wie Düsendurchmesser, Volumenstrom, die experimentell ermittelte Gasgeschwindigkeit und die Stoffdaten an MATLAB übergeben. Die Laufwerk-Pfade zu den Bildern sowie zu einem „Nullbild“, also einem Bild ohne Flüssigkeitsfäden und Tropfen werden ebenfalls übergeben. Auf den Bildern müssen die Düsenenden zu sehen sein, da diese als Maßstab zur Umrechnung von Pixeln in die gewünschte Längeneinheit dienen. Die Auswertung läuft nach den folgenden Schritten ab:

1. Korrektur des Nullbildes: Eventuell an den Düsen anhängende Flüssigkeit wird auf Basis der bekannten Düsengeometrie unterhalb der Fasen am Düsenende abgetrennt.
2. Bestimmung des Umrechnungsfaktors Pixel/mm aus dem Düsendurchmesser
3. Subtraktion des korrigierten Nullbildes von den auszuwertenden Versuchsbildern.
4. Filterung der Bilder und Binärisierung.
5. Identifizierung der schwarzen Bildbereiche als Objekte. Die Objekte werden in einer Objektmatrix der Größe nach sortiert und gespeichert. Die Größe wird durch zählen, der in dem Eintrag in der Bildmatrix enthaltenen Pixel ermittelt.
6. Identifizierung der Flüssigkeitsfäden als die drei größten Objekte in der Objektmatrix.
7. Die Zerfallslänge wird als Bogenlänge vom „obersten“ zum „untersten“ Eintrag des Faden-Objekts entlang der Meridiankurve bestimmt. Die Strahlkontur wird aus der „linken“ und „rechten“ Grenze der in der Objektmatrix enthaltenen Zeilen entnommen. Für den lokalen Durchmesser der Fäden wird die Krümmung der Meridiankurve berücksichtigt.
8. Die übrigen Objekte werden als Tropfen definiert. Aus der Bildmatrix jedes Tropfens lässt sich durch Zählen der Pixel die Schattenfläche entnehmen, woraus der Durchmesser des flächengleichen Kreises ermittelt wird. Dieser Durchmesser entspricht bei sphärischen Tropfen dem Tropfendurchmesser.
9. Die zu untersuchenden Parameter, wie z.B. $d_{50,3}$, $span$ Wert und die mittlere Zerfallslänge werden berechnet und in einer Excel® Datei ausgegeben.

Die Annahme, dass nur sphärische Tropfen im Spray enthalten sind, ist nicht immer richtig. Auf den Bildern sind teilweise auch Ligamente unterhalb der Fäden zu finden, die die Umwandlung zum Tropfen noch nicht vollzogen haben. Um diesen Fehler in der Versuchsauswertung zu minimieren findet in Schritt 8 des Auswertungsalgorithmus eine Tropfenselektion statt.

Anhang

Dazu werden die einzelnen Objekte in der jeweiligen Bildmatrix hinsichtlich ihrer maximalen Ausdehnung in x - und y -Koordinatenrichtung untersucht. Ist die Schattenfläche kreisförmig, wird von einem sphärischen Tropfen ausgegangen. Hier ist die maximale Ausdehnung in y -Richtung gleich der maximalen Ausdehnung in x -Richtung. Als Auswahlkriterium wird demnach das Verhältnis von y_{max}/x_{max} betrachtet und ein oberer und ein unterer Schwellenwert definiert. Um nicht zu viele Tropfen auszusortieren und die Messung damit statistisch zu schwächen, muss ein Kompromiss in der geforderten Sphärizität der Tropfen gefunden werden. Dazu wurden Versuchsbilder manuell ausgewertet und mit den Ergebnissen der MATLAB-Auswertung verglichen.

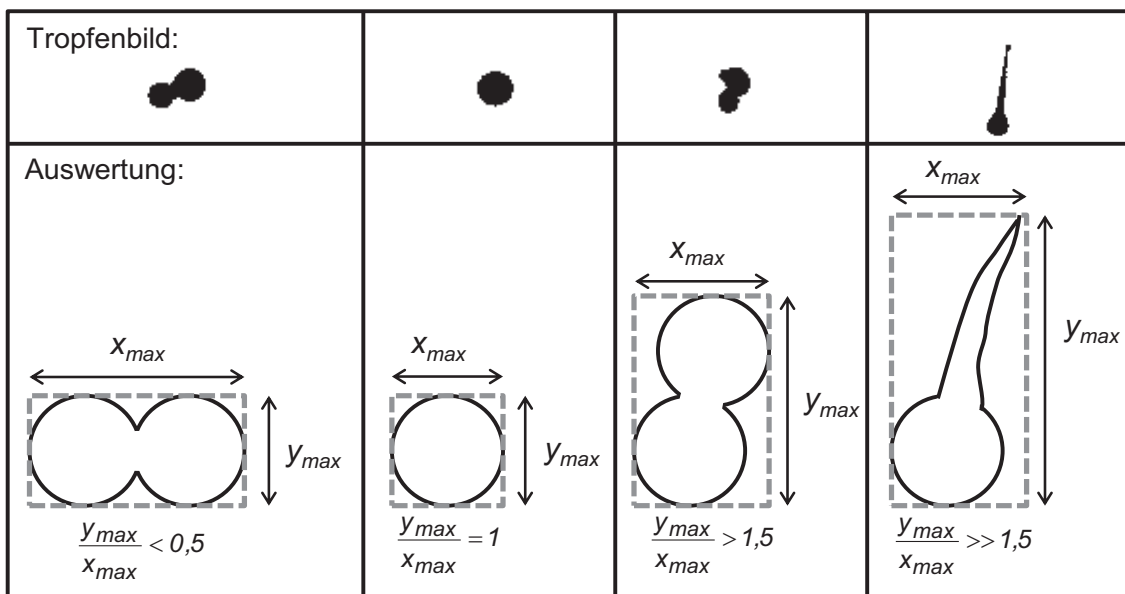


Abbildung A.1: Originalaufnahmen verschiedener Tropfenformen und schematische Darstellung der implementierten Tropfenauswahlkriterien

Dabei wurden als sinnvolle Schwellenwerte identifiziert:

$$0,5 \leq \frac{y_{max}}{x_{max}} < 1,5 \quad (\text{A.1})$$

Durchschnittlich wurden so 8,9 % der Objekte auf den ausgewerteten Versuchsbildern aussortiert.

Abbildung A.2 zeigt die wichtigsten Schritte der Bildbearbeitung. Das Originalbild (linkes Bild) wird vom Hintergrund und den Düsen getrennt, sodass nur die Flüssigkeitsfäden und die Tropfen enthalten sind. Die einzelnen Objekte werden identifiziert (mittleres Bild) und hinsichtlich der oben beschriebenen Schwellenwerte selektiert (rechtes Bild).

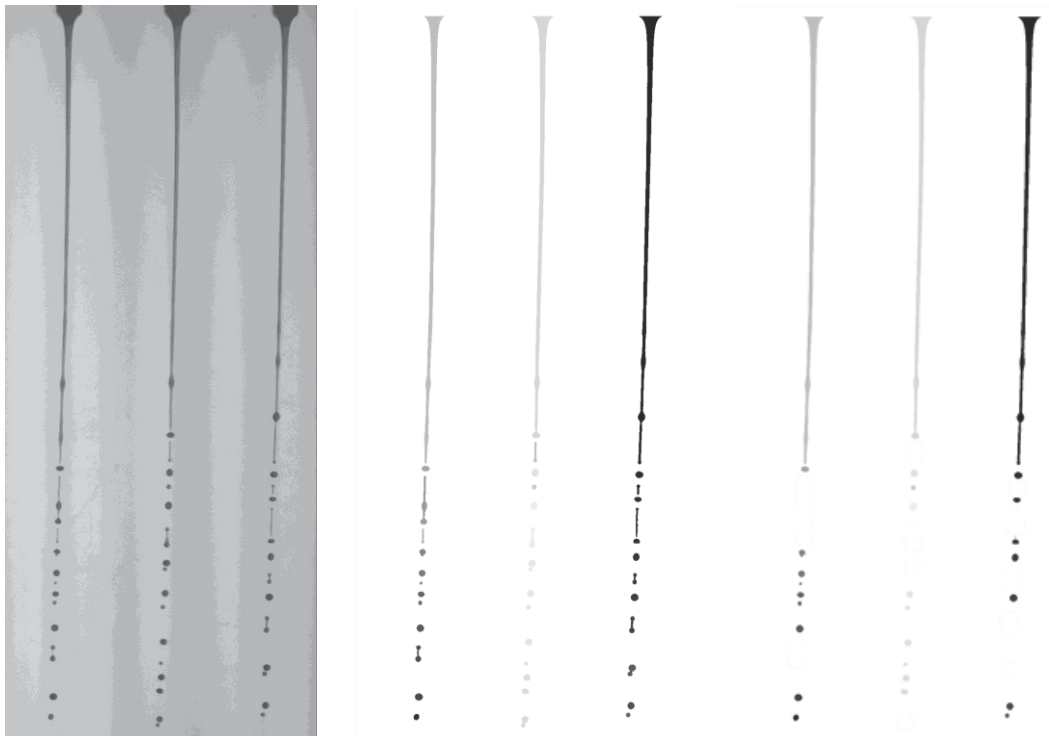


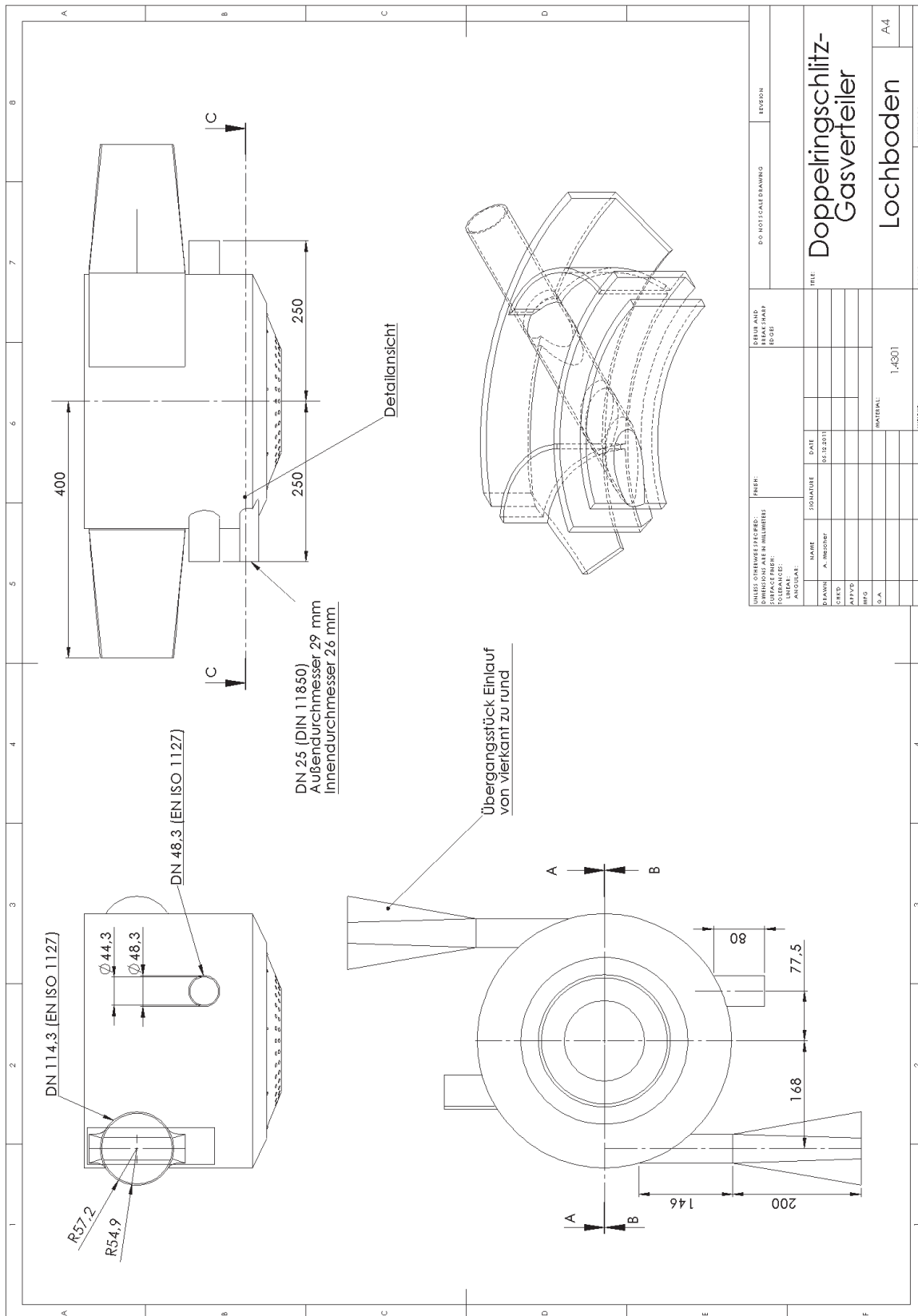
Abbildung A.2: Die wichtigsten Schritte der Bildbearbeitung in der automatisierten Auswertung; Links: Originalbild, Mitte: Einzelobjekte ohne Rohrdüsen und Hintergrund, Rechts: Fäden und Tropfenauswahl

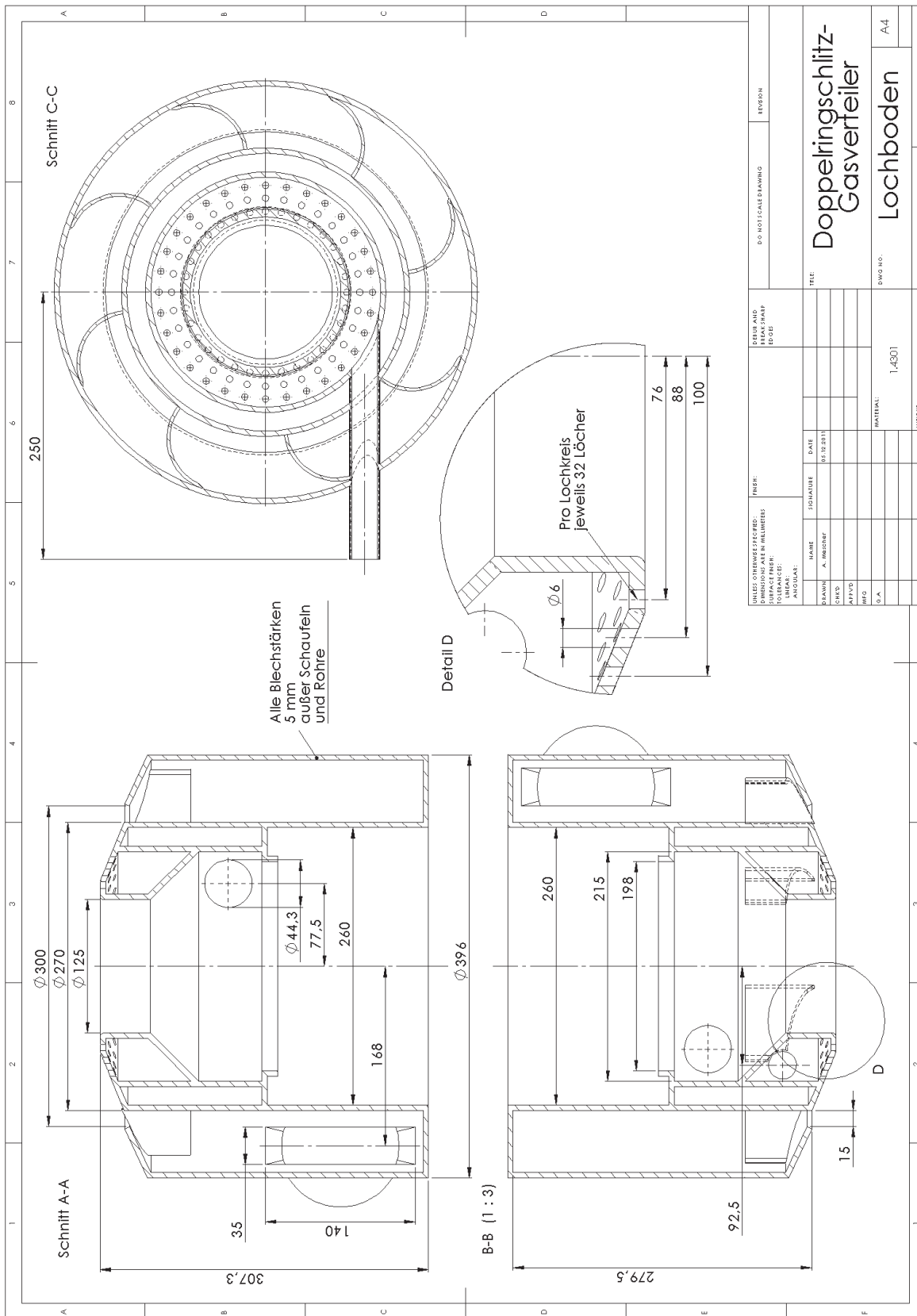
A.2 Konstruktionszeichnungen

Auf den Seiten 118 und folgende sind vereinfachte Konstruktionszeichnungen der entwickelten Doppelringschlitz-Gasverteiler dargestellt. Die Zeichnungen sind maßstäblich ausgeführt und beinhalten die Hauptabmessungen der Apparate.

Im Abschnitt A.2.1 befindet sich die Zeichnung zu dem Gasverteiler mit Lochblech-Boden, der unter Zuhilfenahme von Simulationsstudien entwickelt wurde, siehe Abschnitt 5.2.2.1. Der Apparat verteilte die Luft jedoch in ungeeigneter Weise, weshalb der in Abschnitt A.2.2 gezeigte Gasverteiler mit optimierter Auslassgeometrie entwickelt wurde, siehe hierzu Abschnitt 5.2.2.4.

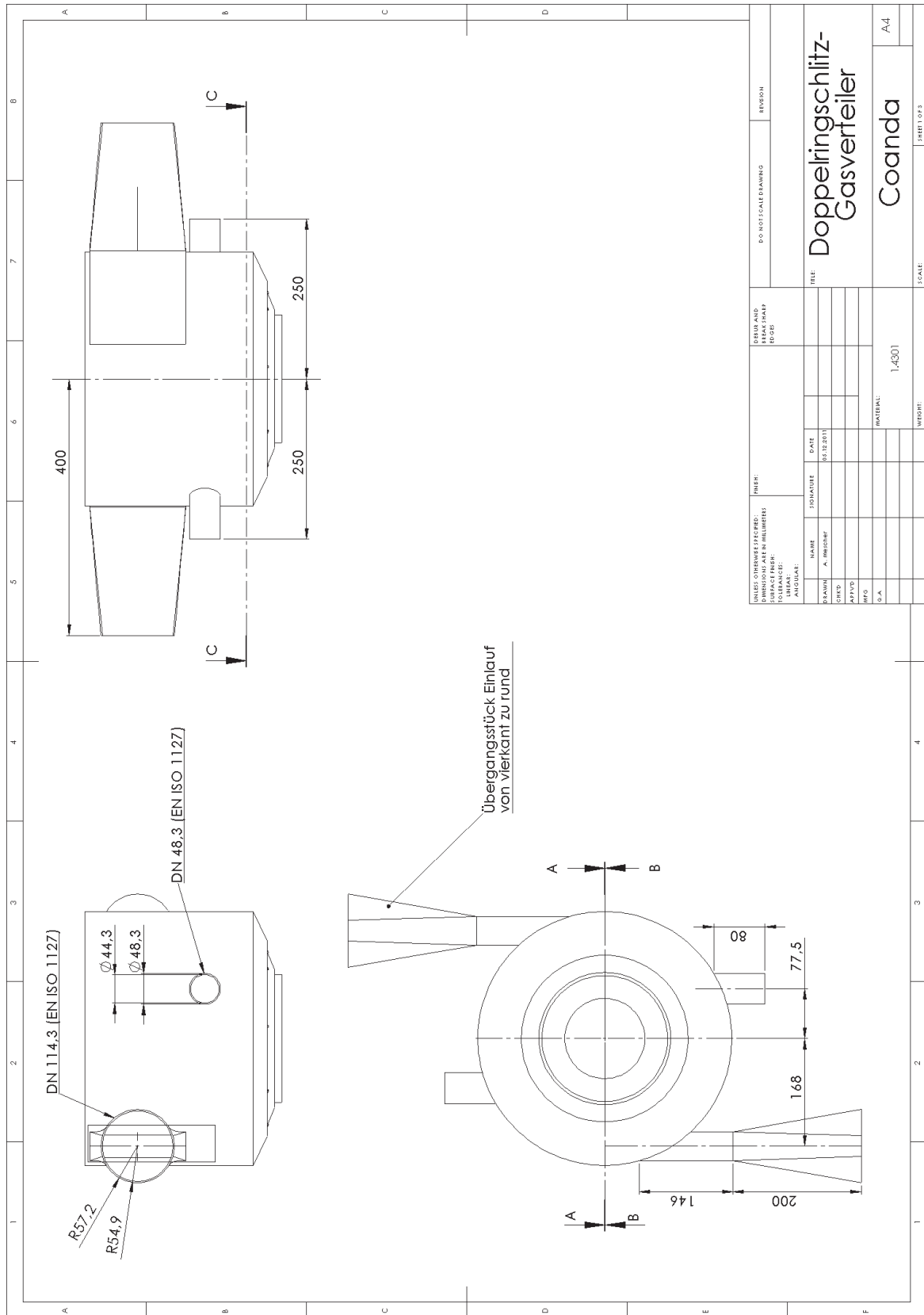
A.2.1 Doppelringschlitz-Gasverteiler

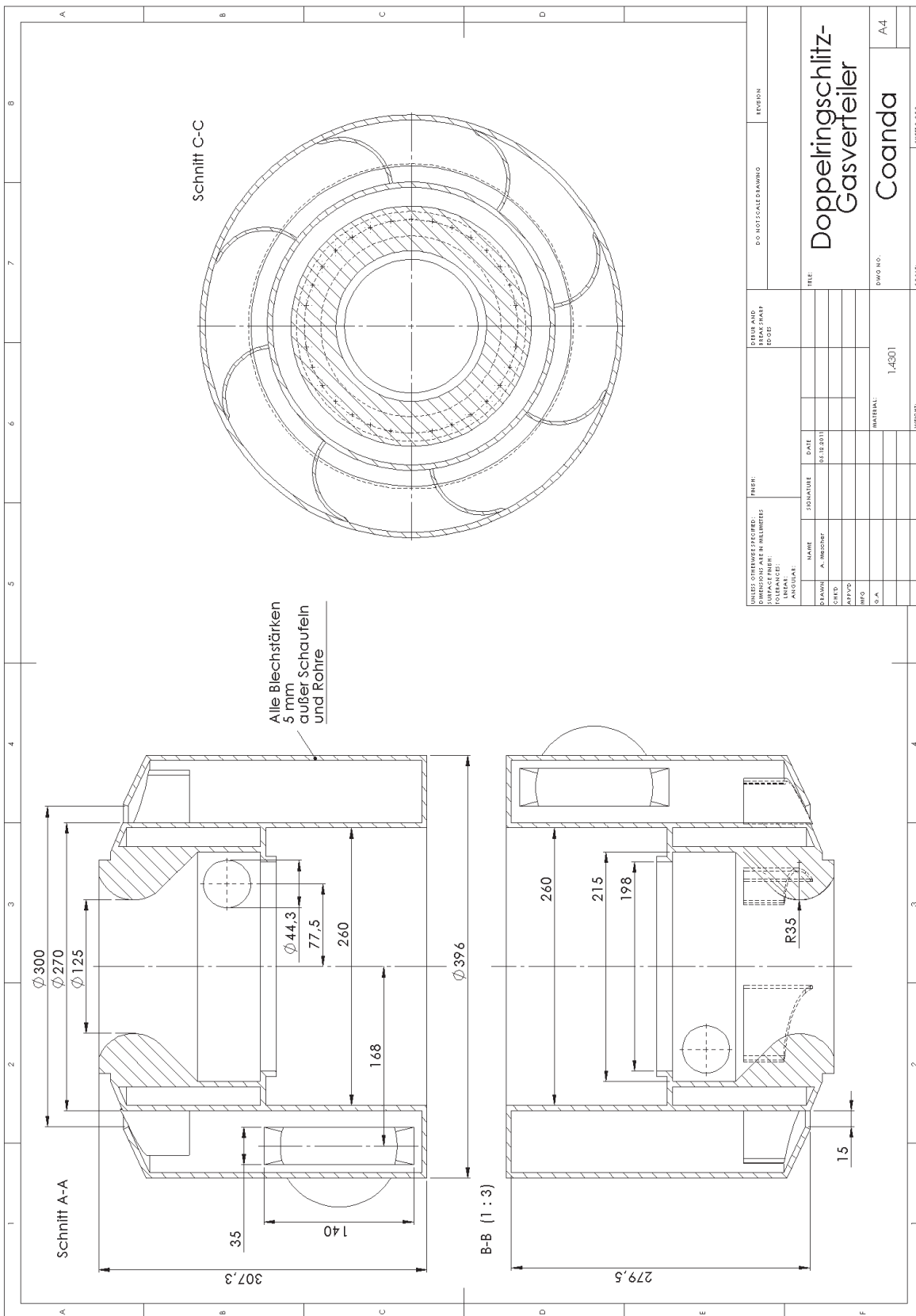




UNITS: DIMENSIONS GIVEN IN MILLIMETERS		DATE		DRAWING NO.	
TOLERANCES: ANGLES:		10.12.2011		14301	
NAME	ISCHAUZE	DATE	INITIALS:		
A. INGENIEUR			S.A.		
ZEICHN.			1:4301		
ENTW.			1:4301		
PROJ.			1:4301		
D.A.			1:4301		
DO NOT SCALE DRAWING		EBCRON		SHEET 0 OF 2	
DETAIL AND DIMENSIONS		TITLE		SHEET NO.	
		Doppelringschlitzz-Gasverteiler		A4	
		Lochboden		A4	

A.2.2 Doppelringschlitz-Gasverteiler mit optimierter Geometrie





UNITS: OTHER UNITS SPECIFIED: DIMENSIONS ARE IN MILLIMETERS DIMENSIONS IN PARENTHESES ARE IN INCHES TOLERANCES: FRACTIONS DECIMALS			DATE: 10/20/2011		DWG NO.: 14301		SHEET NO.: 013	
DESIGNER: A. WISCHER	DRAWN: A. WISCHER	CHECKED: A. WISCHER	APPROVED: A. WISCHER	DATE:	MATERIAL:	WEIGHT:	SHEET SIZE: A4	
TITLE: Doppelringschlitz-Gasverteiler DWG NO.: 14301 SCALE:				DESIGNED AND DRAWN BY: A. WISCHER CHECKED BY: A. WISCHER DATE: 10/20/2011 MATERIAL: 1.4301 WEIGHT:				

Lebenslauf

Axel Mescher

geboren am 23.10.1982

Geburtsort Hattingen

Nationalität deutsch

Familienstand verheiratet



Promotion und Forschung

Seit 04/2009 Promotion am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik
Fakultät Bio- und Chemieingenieurwesen
Technische Universität Dortmund
Forschungsbereiche: Zerstäubung und Sprühtrocknung

Studium

10/2004 – 03/2009 Studium des Chemieingenieurwesens
Fakultät Bio- und Chemieingenieurwesen
Technische Universität Dortmund

Schulbildung

08/1993 – 07/2002 Gymnasium Holthausen
08/1989 – 08/1993 Grundschule Heggerfeld

Wehrdienst

10/2002 – 08/2004 6. / Instandsetzungsbataillon 7, Dülmen
2. / Instandsetzungsbataillon 7, Unna
Logistik-Kompanie / ISAF 4, Kabul (AFG)

Berufliche Tätigkeit

Seit 04/2009 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik
Fakultät Bio- und Chemieingenieurwesen
Technische Universität Dortmund

05/2006 – 03/2009 Werkstudent bei Fa. Pleiger Kunststoff GmbH & Co. KG

11/2007 - 06/2008 Stud. Hilfskraft am Lehrstuhl für Technische Chemie B
Fakultät Bio- und Chemieingenieurwesen
Technische Universität Dortmund