

# LAVAL-DÜSEN ALS ZERSTÄUBER FÜR DIE INHALATIVE THERAPIE

**DISSERTATION**

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Barbara Fretter, geb. Groß

aus Bonn

Bonn 2007

Die Dissertation wurde angefertigt mit freundlicher Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn.

1. Referent: Prof. Dr. K.- J. Steffens

2. Referent: PD Dr. H. Rein

Tag der Promotion: 31.08.2007

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn ([http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss\\_online](http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online)) elektronisch publiziert.

Erscheinungsjahr 2007

Auszüge der Arbeit wurden in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

Groß, B., Steffens, K.- J.: Atomisation of Liquids by Laval- Nozzles – The Troat Diameter and The Point of Injection, DPhG Jahrestagung, 05. – 08. Oktober 2005, Mainz, Deutschland

Groß, B., Steffens, K.- J.: Air- assist Atomisation of Liquids by Underexpanded Laval Nozzles, 5<sup>th</sup> World Meeting on Pharmaceutics, Biopharmaceutics and Pharmaceutical Technology, 27<sup>th</sup> – 30<sup>th</sup> March 2006, Geneva, Switzerland



Die vorliegende Arbeit entstand auf Anregung und unter der Leitung von  
Herrn Prof. Dr. K.- J. Steffens  
am Pharmazeutischen Institut, Abteilung Pharmazeutische Technologie  
der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn.

Bei meinem Doktorvater Herrn Prof. Steffens bedanke ich mich herzlich für die Möglichkeit in seinem Arbeitskreis zu promovieren. Vielen Dank für die Freiheiten mit denen ich meine Arbeit anfertigen konnte, die konstruktive Kritik und die guten Arbeitsbedingungen.

Herrn PD Dr. Rein danke ich für die Übernahme des Koreferats und die kritische Durchsicht meiner Arbeit.

Mein Dank gilt auch Herrn Prof. Bendas und Herrn Prof. Kunz für ihre Teilnahme an der Promotionskommission.

Den Mitarbeitern der Firma Sympatec GmbH danke ich ganz herzlich für die Bereitstellung der Beugungsbilder und ihre Bereitschaft, Fragen und Probleme im Zusammenhang mit dem Laserbeugungsspektrometer schnell und kompetent zu beantworten.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn List und der Firma Bündler Glas GmbH, die im Anfangsstadium der Promotion einige Bauteile gefertigt haben und an einigen konstruktiven Diskussionen beteiligt waren.

Herrn Backhausen und seinen Mitarbeitern danke ich für die schnelle und unkomplizierte Hilfe bei der Düsenkürzung.

Bei Herrn Feldkeller, Herrn Hohmann und Frau Piskorz bedanke ich mich für die tatkräftige Unterstützung im technischen Bereich und ihre stetige Hilfsbereitschaft bei den großen und kleinen Problemen des Forschungsalltags.

Meinen Kollegen bin ich dankbar für die regen Diskussionen, die ausgezeichnete Arbeitsatmosphäre und die schöne Zeit im Arbeitskreis.

Allen, die privat zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben, gilt mein besonderer Dank. Ich denke, ich brauche euch nicht extra zu erwähnen.

„Wer rational denkt, muss immer bereit sein, seine Meinung zu ändern,  
wenn die Tatsachen es erfordern.“

Terry Pratchett

aus: „Darwin und die Götter der Scheibenwelt“





---

<b>1</b>	<b>EINLEITUNG</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>THEORIE</b>	<b>8</b>
<b>2.1</b>	<b>Tropfenzerfall</b>	<b>9</b>
2.1.1	Tropfenbildung aus Düsen	9
2.1.1.1	Abtropfen	10
2.1.1.2	Zertropfen	11
2.1.1.3	Zerwellen	11
2.1.1.4	Zerstäuben	12
2.1.2	Tropfenzerfall durch Einwirkung von Gasen	12
2.1.2.1	Zerfallsarten beim Tropfenzerfall durch Einwirkung von Gasen	13
2.1.2.2	Zerfallszeiten von Tropfen	15
<b>2.2</b>	<b>Spray-Eigenschaften</b>	<b>16</b>
2.2.1	Tropfengrößenverteilung	16
2.2.2	Äußere Spray-Eigenschaften	18
<b>2.3</b>	<b>Zerstäubungsvorrichtungen</b>	<b>20</b>
2.3.1	Einstoff-Druckdüsen	20
2.3.2	Zweistoffdüsen oder pneumatische Zerstäuber	20
2.3.3	Weitere Zerstäuber	21
<b>2.4</b>	<b>Strömungen kompressibler, einphasiger Fluide</b>	<b>22</b>
2.4.1	Gasdynamik	22
2.4.1.1	Erhaltungssätze	22
2.4.1.2	Schallgeschwindigkeit	23
2.4.1.3	Verdichtungsstoß und Verdünnungswelle	23
2.4.2	Rohrströmungen, Strömungen bei veränderlichem Querschnitt	24
2.4.3	Strömungen durch konvergente Düsen	26
2.4.4	Strömungen durch Laval-Düsen	27
2.4.5	Strömungsablösungen	30
<b>2.5</b>	<b>Zweiphasenströmung</b>	<b>32</b>
2.5.1	Grundlagen der Zweiphasenströmung	32

2.5.2	Kollision von Tropfen	34
<b>2.6</b>	<b>Zerstäuben von Flüssigkeiten durch Laval-Düsen</b>	<b>36</b>
2.6.1	Numerische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen in Laval-Düsen in der Literatur	37
2.6.2	Experimentelle Untersuchungen von Laval-Düsen in der Literatur	42
<b>3</b>	<b>MATERIALIEN UND METHODEN</b>	<b>47</b>
<b>3.1</b>	<b>Verwendete Materialien</b>	<b>47</b>
<b>3.2</b>	<b>Versuchsstand</b>	<b>47</b>
3.2.1	Drucksensor	48
3.2.2	Thermischer Durchflussmesser der Firma Bronkhorst	49
3.2.3	Kanülen	49
3.2.4	Steuerung des Schrittmotors	50
<b>3.3</b>	<b>Laval-Düsen</b>	<b>51</b>
<b>3.4</b>	<b>Laserbeugungsspektrometrie</b>	<b>52</b>
<b>3.5</b>	<b>Messparameter und Auswertung der Messdaten</b>	<b>55</b>
<b>3.6</b>	<b>Tensiometer</b>	<b>57</b>
<b>3.7</b>	<b>Rotationsviskosimeter</b>	<b>58</b>
<b>4</b>	<b>ERGEBNIS UND DISKUSSION</b>	<b>59</b>
<b>4.1</b>	<b>Einphasenströmung in der Laval-Düse A</b>	<b>60</b>
<b>4.2</b>	<b>Abschätzung verschiedener Einflussfaktoren</b>	<b>63</b>
4.2.1	Einfluss des Abstandes der Düsenmündung zum Laser	63
4.2.2	Einfluss der Einspritzposition innerhalb der Düse	64
4.2.3	Einfluss der Düsenposition auf dem Düsenhalter	66
<b>4.3</b>	<b>Zweiphasenströmung</b>	<b>68</b>
4.3.1	Ergebnis	68

---

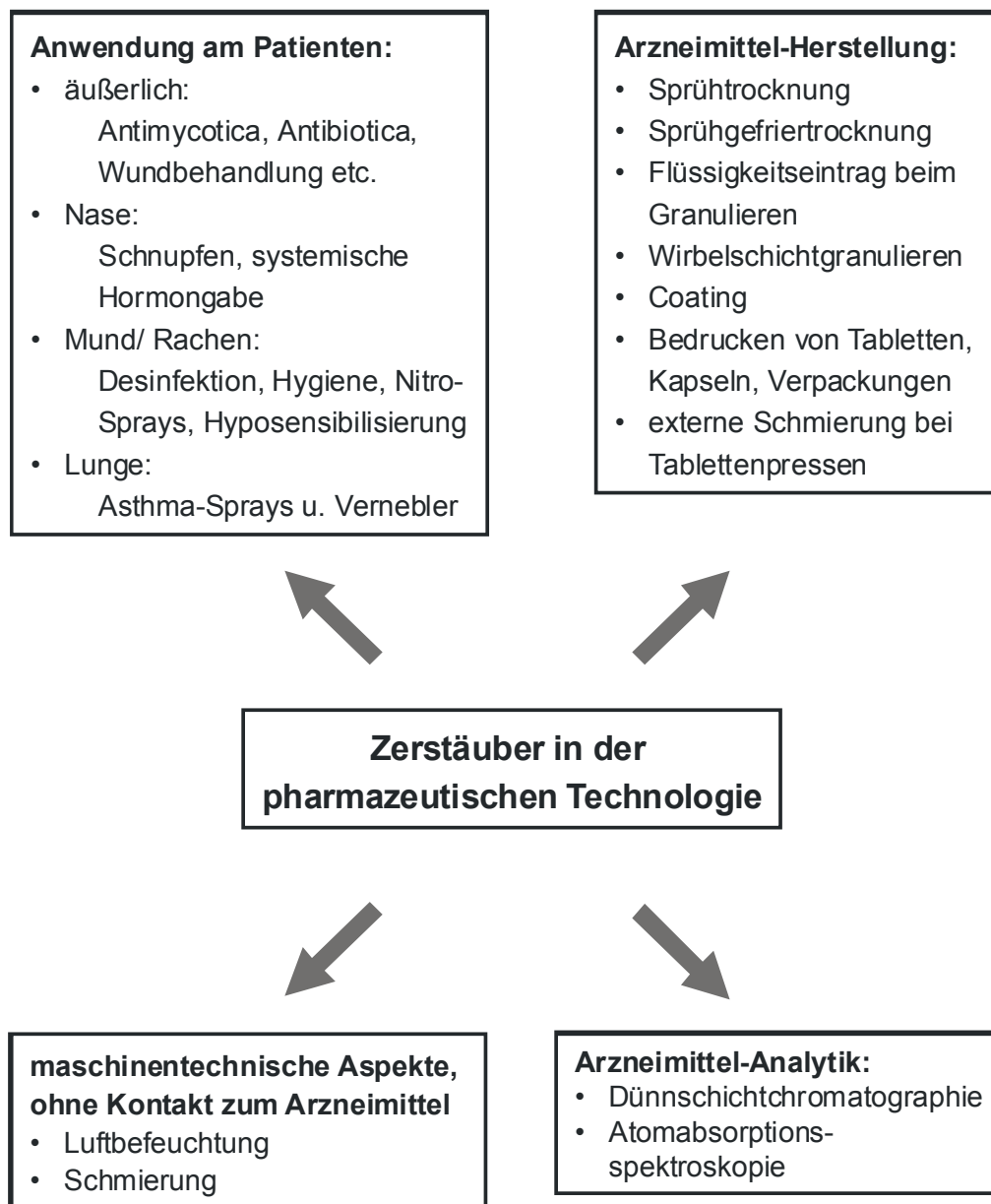
4.3.2	Diskussion	72
<b>4.4</b>	<b>Düsenlänge</b>	<b>75</b>
4.4.1	Ergebnis	77
4.4.2	Diskussion	81
<b>4.5</b>	<b>Düsendrehung</b>	<b>89</b>
4.5.1	Ergebnis	89
4.5.2	Diskussion	90
<b>4.6</b>	<b>Eingangstropfengröße</b>	<b>91</b>
4.6.1	Ergebnis	91
4.6.2	Diskussion	92
<b>4.7</b>	<b>Flüssigkeitseigenschaften</b>	<b>95</b>
4.7.1	Oberflächenspannung	95
4.7.1.1	Ergebnis	96
4.7.1.2	Diskussion	98
4.7.2	Viskosität	99
4.7.2.1	Ergebnis	99
4.7.2.2	Diskussion	100
<b>5</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK</b>	<b>102</b>
<b>6</b>	<b>ANHANG</b>	<b>105</b>
<b>7</b>	<b>LITERATURVERZEICHNIS</b>	<b>113</b>
<b>8</b>	<b>SYMBOLVERZEICHNIS</b>	<b>117</b>

## 1 EINLEITUNG

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem Thema „Laval-Düsen als Zerstäuber für die inhalative Therapie“. In der pharmazeutischen Technologie finden Zerstäuber vielfach Anwendung. Hierbei lassen sich vier Bereiche unterscheiden: Erstens werden Zerstäuber durch Patienten angewendet. Das Europäische Arzneibuch 5.0 nennt in den vier folgenden Monographien Sprays als Darreichungsform: „Zubereitungen zur Anwendung am Ohr“, „Zubereitungen zur Anwendung in der Mundhöhle“, „Zubereitungen zur Inhalation“ und „Zubereitungen zur nasalen Anwendung“ [PH. EUR.]. Zweitens kann das Zerstäuben von Flüssigkeiten oder Feststoffen ein Zwischenschritt bei der Herstellung von Arzneimitteln sein. Davon abgrenzen lässt sich der dritte Bereich, bei dem das Zerstäuben zwar kein unmittelbarer Herstellungsprozess aber trotzdem Teil der Fertigung ohne Kontakt zum Arzneimittel ist. Viertens ist das Zerstäuben noch als Bestandteil der Analytik von Arzneimitteln zu erwähnen. Abbildung 1.1 zeigt eine beispielhafte Übersicht über die Anwendungsbereiche von Zerstäubern in der pharmazeutischen Technologie.

Je nach Anwendung werden unterschiedliche Anforderungen an die erzeugte Tropfengrößenverteilung gestellt. Arzneimittel-Sprays, die im Mund oder in der Nase wirken, sollen nicht eingeatmet werden, was nach PH. EUR. KOMMENTAR bei einer Tropfengröße über 30 µm gegeben ist. Im Gegensatz dazu unterliegen Aerosole zur Inhalation der Anforderung, dass der Wirkstoff den unteren Respirationstrakt erreichen soll. Dies wird durch eine Tropfengröße von 1 – 6 µm gewährleistet [ebenda]. Die große Bandbreite an Anwendungen hat zu einer Vielzahl an Zerstäubungsvorrichtungen geführt, deren jeweiliges Funktionsprinzip je nach Anforderungsprofil relativ einfach, wie z.B. der Pumpzerstäuber eines Nasensprays, oder recht kompliziert, wie z. B. ein Tischvernebler zur Asthmatherapie, ist.

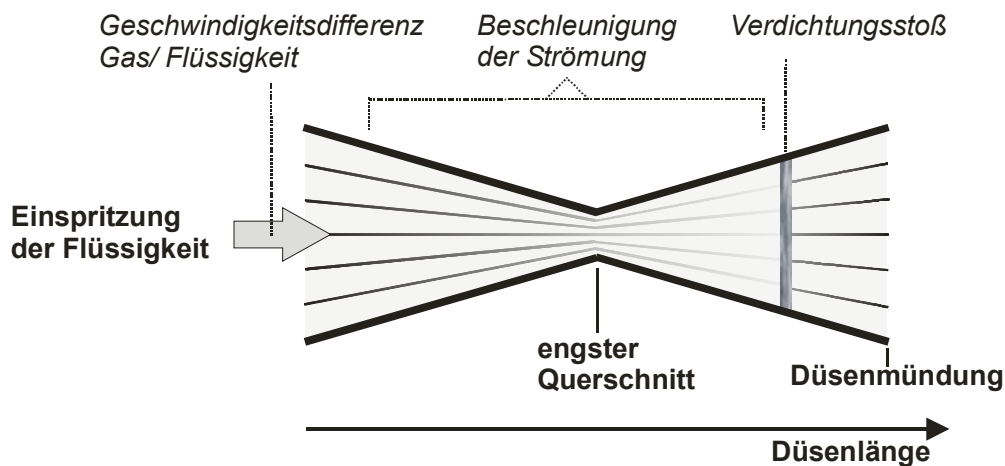
Nicht behandelt werden die thematisch nahe liegenden Bereiche des Zerstäubens von Feststoffen, Suspensionen und Emulsionen.



**Abbildung 1.1:** Zerstäuber in der pharmazeutischen Technologie

Ausgangspunkt der Arbeit ist die Entwicklung eines Inhalators, bei dem die Arzneimittelformulierung in flüssiger Form vorliegt. Um Arzneimittel mit systemischer Wirkung über die Lungen zu verabreichen, werden Inhalatoren benötigt, die ein günstigeres Tropfengrößenspektrum als die herkömmlichen Dosieraerosole besitzen, so dass die Arzneimittel die tieferen Lungenregionen erreichen können. Auch ein besseres Verhältnis von appliziertem zu resorbiertem Wirkstoff ist wichtig, das neben der Tropfengröße auch von der Atemtechnik abhängt und z.T. weniger als 20% beträgt [BRAND].

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt nicht auf der technischen Realisierung eines neuen Inhalators, sondern auf der Charakterisierung der Düse, die zum Einsatz kommen soll. Eine Düse kann als zentrales Bauteil eines Zerstäubers bezeichnet werden, da sie dazu dient, das gewünschte Tropfenspektrum zu erzeugen. Die Düsen, die in dieser Arbeit untersucht werden, sind sogenannte Laval-Düsen. Das Besondere an diesen Düsen ist, dass ihr Strömungskanal zunächst konvergent zusammenläuft, um nach dem sogenannten engsten Querschnitt im divergenten Teil wieder auseinanderzulaufen. Dadurch kann ein durchströmendes Gas innerhalb der Düse auf Überschallgeschwindigkeit beschleunigt werden. Die Schallgeschwindigkeit wird am engsten Querschnitt der Düse erreicht. Je nach Düsengeometrie wird das Gas mit oder ohne Verdichtungsstöße auf Umgebungsbedingungen verzögert. Eine Flüssigkeit kann zerstäubt werden, indem sie in das strömende Gas eingespritzt wird. Die unterschiedliche Geschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeit, die Beschleunigung der Strömung und der Verdichtungsstoß sollen dabei zur Tropfenbildung beitragen (vgl. Abbildung 1.2).



**Abbildung 1.2:** Skizze einer Laval-Düse und der Mechanismen zur Tropfenbildung

Ziel der vorliegenden Arbeit ist ein besseres Verständnis, wie Flüssigkeiten innerhalb von Laval-Düsen zerstäubt werden. Als Maß für die Zerstäuberqualitäten wird die Tropfengröße des entstehenden Sprays verwendet, da die Vorgänge innerhalb der hier verwendeten Düsen aufgrund ihrer Bauart nicht visualisiert werden können. Die vorliegende Arbeit baut auf der Dissertation von MESSERSCHMID auf, der Ein- und Zweiphasenströmungen durch Laval-Düsen untersuchte.

Bei Zweistoffdüsen, zu denen auch die Laval-Düse zählt, spielt das Verhältnis von Zerstäubergas zu zerstäubender Flüssigkeit eine große Rolle [RICHTER]. Auch MESSERSCHMID stellte einen Einfluss der Flüssigkeitsmenge auf die Tropfengröße fest. Deshalb ist die erste Fragestellung der vorliegenden Arbeit: **Wie groß ist der Einfluss der Zweiphasenströmung auf die entstehende Tropfengröße?**

MESSERSCHMID konnte für Ein- und Zweiphasenströmungen Verdichtungsstöße innerhalb der Düsen nachweisen. **Können diese Verdichtungsstöße zu einer Zerkleinerung der Tropfen führen?** Dieses wäre ein Vorteil der Laval-Düse gegenüber rein konvergenten Düsen, bei denen kein Verdichtungsstoß stattfindet. Um die Auswirkungen des Verdichtungsstoßes auf die Tropfengröße zu beurteilen, wird eine Laval-Düse daher in sechs Schritten auf eine rein konvergente Düse gekürzt.

Nach WALZEL wird eine Flüssigkeit um so wirkungsvoller zerteilt, „je kleiner die Abmessungen der an der Zerteilstelle bereits vorliegenden Flüssigkeitsgebilde sind“. Vielleicht kann dieses auch beim Zerstäuben mit einer Laval-Düse ausgenutzt werden. Eine weitere Fragestellung lautet: **Führen kleinere Eingangstropfen zu kleineren Tropfen an der Düsenmündung?**

Auch die Flüssigkeitseigenschaften Oberflächenspannung und Viskosität haben einen Einfluss auf die entstehenden Tropfengrößen. Da der Schwerpunkt auf der Funktionsweise der Düse und nicht auf einer Formulierungsentwicklung für ein späteres Arzneimittel liegt, werden einfache Beispielsubstanzen verwendet. In den meisten Versuchen wird Wasser als flüssige und Druckluft als gasförmige Phase eingesetzt. **Wie verändern Oberflächenspannung und Viskosität der Flüssigkeit die Tropfengröße?**

Die Struktur der weiteren Arbeit basiert auf den obigen Fragestellungen. Der Theorieteil befasst sich neben einer kurzen Begriffsdefinition mit den notwendigen Grundlagen für das Zerstäuben von Flüssigkeiten. Daran schließt der Ergebnis- und Diskussionsteil an, in dem die Versuche zu der jeweiligen Fragestellung in eigenen Unterkapiteln erläutert und diskutiert werden. Die verwendete Literatur ist in alphabetischer Reihenfolge in Kapitel 7, die Symbole in Kapitel 8 aufgelistet.

## 2 THEORIE

Im Folgenden soll ein Überblick über die für diese Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen gegeben werden. Dazu werden zunächst einige grundlegende Begriffe definiert.

**Fluide** sind Flüssigkeiten, Gase oder Dämpfe mit der Gemeinsamkeit, dass sich ihre Teilchen durch Druck- und Schubkräfte leicht verschieben lassen [BOHL, 2001].

Ein **Aerosol** besteht aus fein dispergierte Partikel in einer umgebenden Gasphase. Handelt es sich bei diesen Partikeln um einen Feststoff, spricht man von einem **Staubaerosol** oder schlicht von Staub. Bei flüssigen Partikeln wird das Wort **Nebelaerosol** verwendet. Als **Spray** wird streng genommen eine Darreichungsform bezeichnet, bei der ein Nebelaerosol erzeugt wird. Allerdings lassen sich Aerosol und Spray in ihrer Bedeutung nicht scharf voneinander trennen. Sie werden häufig synonym verwendet [HUNNIUS]. In der vorliegenden Arbeit wird deshalb auf den Begriff Nebelaerosol verzichtet und ausschliesslich das Wort Spray gebraucht. Soll der Entstehungsprozess eines Sprays und damit der zeitliche und kinetische Aspekt betont werden, wird im Folgenden das Wort **Sprühstoß** verwendet.

Unter **Zerstäuben** wird im Allgemeinen sowohl das Herstellen eines Staubaerosols, als auch eines Sprays verstanden, obwohl das Wort Zerstäuben nur auf einen Staub als Endprodukt hindeutet [WALZEL]. Das Erzeugen von Tropfen aus einer Flüssigkeitsmenge wird auch als **Versprühen** bezeichnet.

Unter Zerstäuben ist ein Prozess zu verstehen, der mit dem Vorgang des Zerteilens einer Flüssigkeitsmenge beginnt. Nach ihrer Entstehung können die Tropfen weiter zerfallen, aufeinander oder auf eine Wand prallen. BAUCKHAGE teilt deshalb den Prozess Zerstäuben in drei Bereiche ein: den Disintegrationsvorgang, in dem die Tropfen erzeugt werden, die Mehrphasenströmung im Spray und den Auftreffvorgang der Tropfen. Wichtigste Prozess-Leitgröße ist die **Tropfengröße**.



## 2.1 TROPFENZERFALL

Grundvoraussetzung für das Erzeugen von Tropfen aus kontinuierlichen Flüssigkeitskörpern ist der Eintrag von Energie, um die Oberfläche zu vergrößern. Der Energieeintrag kann auf unterschiedliche Art erfolgen. Eine Flüssigkeit kann durch die eigene kinetische Energie zerteilt werden. Oder die Flüssigkeit kann in ein schnell strömendes Gas eingebracht werden, dessen kinetischer Energie sie zerstäubt. Weitere Möglichkeiten des Energieeintrages sind Ultraschall und elektrostatische Kräfte.

Im Folgenden werden die beiden für diese Arbeit relevanten Mechanismen der Tropfenbildung beschrieben: erstens die Tropfenbildung aus Düsen, bei der die Flüssigkeit aus einem Rohr in ein ruhendes Gas zerteilt wird, und zweitens die Tropfenbildung durch Einwirkung von Gasen. Der Fokus liegt bei letzterem auf der Nachzerteilung von bereits bestehenden Tropfen.

### 2.1.1 Tropfenbildung aus Düsen

Der einfachste Fall der Tropfenbildung ist das Abtropfen einer Flüssigkeit von einer festen Oberfläche oder aus einem Rohr bei geringen Flüssigkeitsdurchsätzen. Wird die Geschwindigkeit der Flüssigkeit erhöht, kommt es zu unterschiedlichen Zerfallsarten. Dabei können vier verschiedene Zerfallsregime unterschieden werden (s. Abbildung 2.1). Ein Sonderfall stellt das Auslaufen (a) dar, bei dem die Abmessungen des Rohres so groß sind, dass es nur noch teilweise mit Flüssigkeit gefüllt ist. Das Auslaufen ist streng genommen nicht zu den Zerfallsregime zu zählen [WALZEL].

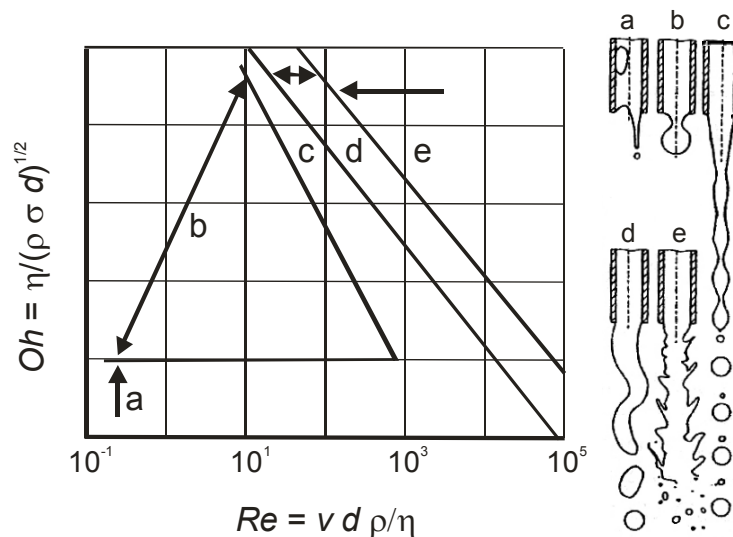
Das Auftreten der verschiedenen Zerfallsregime ist abhängig von der Ohnesorge-Kennzahl  $Oh$  und der Reynolds-Zahl  $Re$ . Die  $Oh$ -Zahl ist definiert als

$$Oh = \frac{\eta}{\sqrt{\sigma \rho D}}. \quad (2.1)$$

und beschreibt mit der Viskosität  $\eta$ , der Oberflächenspannung  $\sigma$ , der Dichte  $\rho$  und dem Röhrendurchmesser  $D$  den Zähigkeitseinfluss der Flüssigkeit. Die  $Re$ -Zahl beschreibt den Reibungseinfluss, wobei die Geschwindigkeit  $v$  der Flüssigkeit in die Gleichung eingeht.

$$Re = \frac{vD\rho}{\eta} \quad (2.2)$$

Wird eine bestimmte  $Re$ -Zahl vom Fluid überschritten, wird aus einer laminaren eine turbulente Strömung. [TRUCKENBRODT]



**Abbildung 2.1:** Zerfallsregime und deren Abgrenzung im  $Re$ - $Oh$ -Diagramm [nach SCHMIDT] (a: Auslaufen, b: Abtropfen, c: Zertropfen, d: Zerwellen, e: Zerstäuben)

### 2.1.1.1 Abtropfen

Beim Abtropfen handelt es sich um einen langsamen Vorgang mit konstanter Beschleunigung z.B. durch Gravitation, bei dem sich allmählich ein Tropfen abschnürt. Durch einen geringen Flüssigkeitsdurchsatz bildet sich ein Tropfen, der allmählich größer und damit schwerer wird. Zunächst gibt es ein Gleichgewicht zwischen Oberflächenspannung und Schwerkraft des Tropfens. Wird ein bestimmter kritischer Tropfendurchmesser überschritten, kommt es zur Instabilität des Systems und zum Abtropfen. Dabei lässt sich der maximale Tropfendurchmesser  $d_{max}$  beim Abtropfen aus rohrförmigen Düsen mit

$$d_{max} = \left( \frac{6D\sigma}{\rho a} \right)^{1/3} \quad (2.3)$$

abschätzen, wobei die Beschleunigung  $a$  meist die Erdbeschleunigung  $g$  ist. Wichtig ist zudem die Benetzung der Düse durch die Flüssigkeit. Durch die Benetzung kann

sich die Fläche, an der der Tropfen haften bleibt, stark vergrößern und muss daher berücksichtigt werden. Die Viskosität der Flüssigkeit hat aufgrund der geringen Deformationsgeschwindigkeiten in der Regel keinen Einfluss. Wird der Durchmesser der Düse zu groß, kommt es zum Auslaufen der Flüssigkeit, was sich durch die Bond-Zahl  $Bo$  abschätzen lässt.

$$Bo = \frac{D^2 \rho g}{\sigma} \quad (2.4)$$

Die Bond-Zahl ist eine dimensionslose Kennzahl und bildet das Verhältnis von Schwerkraft zu Kapillarkraft ab. Für  $Bo > 28$  wird die Flüssigkeitsoberfläche an der Kapillaröffnung instabil, und die Flüssigkeit läuft aus. [SCHMIDT, WALZEL, WOZNAK]

#### 2.1.1.2 Zertropfen

Wird der Flüssigkeitsdurchsatz erhöht, geht das Abtropfen in das Zertropfen über. In der Düse herrscht weiterhin laminare Strömung. Die Flüssigkeit verlässt die rohrförmige Düse als glatter Strahl, der in einigem Abstand beginnt, Wellen zu bilden, deren Täler sich allmählich vergrößern, bis der Flüssigkeitsstrahl schließlich zu Tropfen zerfällt. Die Oberflächenspannung der Flüssigkeit ist nach innen gerichtet und zieht den Flüssigkeitsstrahl zusammen. Dieses ist der Grund für die Instabilitäten und Wellenbildung. Der Durchmesser der entstehenden Tropfen ist abhängig vom Durchmesser des zerfallenden Strahls und damit vom Durchmesser der Düse. Er lässt sich mit

$$d = 1,89D \quad (2.5)$$

ermitteln. Die Tropfenbildungsfrequenz ist abhängig von der Wellenbildung. Beim natürlichen Strahlzerfall bilden sich neben den Haupttropfen noch deutlich kleinere Satellitentropfen. Dieses kann durch Schwingungsanregung verhindert werden. Dabei kann die Düse entweder axial vibrieren, oder die Flüssigkeit tritt pulsierend aus der stillstehenden Düse aus. [ebenda]

#### 2.1.1.3 Zerwellen

Wird die Geschwindigkeit der Flüssigkeit weiter erhöht, wird der relativ schmale Übergangsbereich des Zerwellens erreicht. Hier bildet der Strahl unmittelbar hinter der Düse unregelmäßige Wellen und zerfällt in unterschiedlich große Tropfen, die im

Gegensatz zum Abtropfen und Zertropfen deutlich kleiner als der Düsendurchmesser sind. [ebenda]

#### 2.1.1.4 Zerstäuben

Noch höhere Strahlgeschwindigkeiten führen zu einer turbulenten Strömung. Der Strahlaufbruch erfolgt durch die kinetischen Kräfte der inneren Turbulenz, wodurch er auch im Vakuum möglich ist. Durch Wechselwirkungen mit dem umgebenden Gas wird die Zerstäubung unterstützt. Da röhrenförmige Düsen mit glatten Wänden eine geringe Neigung zur Turbulenz zeigen, werden relativ große Tropfen erzeugt. Hohe Drücke  $p > 100$  bar sind notwendig, um kleine Tropfen zu erhalten. [ebenda]

### 2.1.2 Tropfenzerfall durch Einwirkung von Gasen

In diesem Kapitel wird der Tropfenzerfall bereits existierender Tropfen beschrieben. Diese Vorgänge sind von Bedeutung für das Zerstäuben von Flüssigkeiten, da die Tropfenbildung nicht unbedingt nur in einem Schritt erfolgt, sondern die gebildeten Tropfen häufig weiter zerfallen.

Trifft ein Gas mit einer ausreichenden Relativgeschwindigkeit auf einen Tropfen, kommt es neben der Beschleunigung des Tropfens zu seiner Deformation. Der Tropfen wird abgeflacht, wobei die Oberflächenspannung der Flüssigkeit der Deformation entgegen wirkt. Ist die Geschwindigkeit des anströmenden Gases ausreichend groß, kommt es zu einer oszillierenden Bewegung von Deformierung und erneuter Kugelbildung. Als Maß für die Belastung des Tropfens kann die Weber-Zahl  $We$  angesehen werden. Sie drückt das dimensionslose Verhältnis von Staudruck zu Innendruck aus.

$$We = \frac{v^2 \rho_g d}{\sigma} \quad (2.6)$$

Mit steigenden  $We$ -Zahlen wird der Tropfen zunehmend deformiert. Wird die sogenannte kritische Weber-Zahl überschritten, kommt es zum Zerfall des Tropfens. Die kritische Weber-Zahl wird meist empirisch ermittelt und variiert je nach Versuchsdurchführung und Strömungsgegebenheiten.

Stabilisierend auf den Tropfen wirkt zum einen die Oberflächenspannung. Bei größerer Oberflächenspannung muss der Staudruck ebenfalls größer werden, um den Tropfen zu deformieren bzw. zum Zerfallen zu bringen. Zum anderen ist die Viskosität der Flüssigkeit eine stabilisierende Größe. Sie dämpft die Oszillationsbewegungen, die durch das Wechselspiel zwischen Deformation und Kugelbildung entstehen. Wird die Viskosität der Flüssigkeit zu groß, ist kein Tropfenzerfall mehr möglich. Die Grenze liegt bei  $Oh > 4$ , wobei anstelle des Rohrdurchmessers  $D$  der Tropfendurchmesser  $d$  zur Berechnung verwendet wird. [WALZEL, BAYVEL, SCHMELZ, LEVEBURE]

#### 2.1.2.1 Zerfallsarten beim Tropfenzerfall durch Einwirkung von Gasen

Der Zerfall eines Tropfens nach der Überschreitung der kritischen Weber-Zahl kann durch unterschiedliche Mechanismen erfolgen, die sich in acht verschiedene Zerfallsformen einteilen lassen. Abbildung 2.2 zeigt schematisch die verschiedenen Zerfallsformen, wobei der Übergangszerfall nicht dargestellt ist.

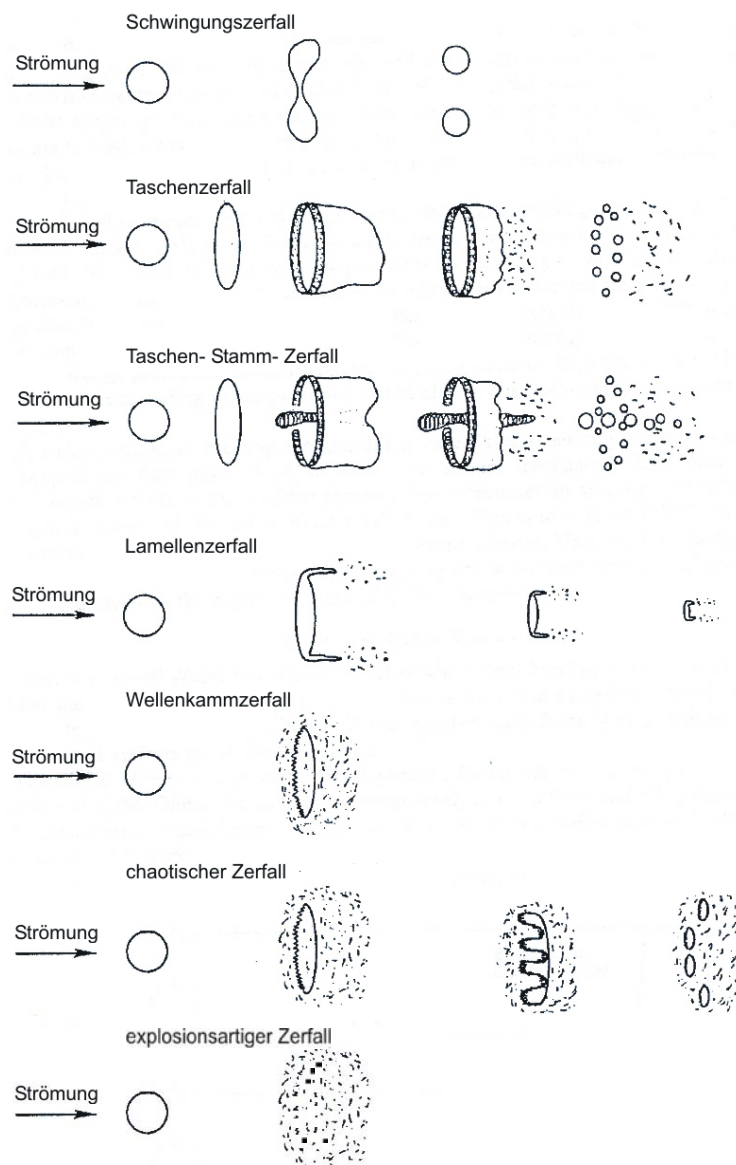
Der **Schwingungszerfall** tritt bei Weber-Zahlen nahe der kritischen Weber-Zahl auf. Die Oszillationsbewegung des Tropfens wird durch die Wechselwirkung mit dem Gas verstärkt und die Schwingungsamplitude wächst an, bis der Tropfen eine hantelähnliche Form annimmt und in mehrere größere Fragmente zerfällt. Die Dauer dieser Zerfallsform ist deutlich länger, als die der anderen Zerfallsarten.

Der **Taschenzerfall** kann mit dem Zerfall einer Seifenblase, die an einem Ring hängt, verglichen werden. Es entsteht zunächst eine Scheibe, aus der sich ein äußerer Ring mit der Hauptmasse des Tropfen und eine dünne Lamelle bildet, die sich zu einer Tasche formt. Die Tasche zerfällt in viele kleine Tropfen, der Ring anschließend in wenige große.

Hat die Hauptmasse der Flüssigkeit nicht die Zeit, sich vollständig im Ring zu sammeln, bleibt in der Mitte der Tasche ein „Stamm“ zurück, der wie der Ring in wenige große Tropfen zerfällt. Diese Form wird **Taschen-Stamm-Zerfall** genannt.

Der **Übergangszerfall** zeichnet sich durch starke Verformungen aus. Es finden sich sowohl Zerfallsformen des Taschenzerfalls wie auch des **Lamellenzerfalls**, bei dem sich an den Seiten des Tropfens lamellenartige Fragmente ausbilden, die in kleine Tropfen zerfallen.

Bei hohen Gasströmungen bilden sich an der Anströmseite des zur Scheibe deformierten Tropfens kurze Wellen, deren Amplitude so groß ist, dass kontinuierlich kleine Tropfen davon abgeschnürt werden, daher **Wellenkammzerfall**.



**Abbildung 2.2:** Tropfenzerfallsarten durch Einwirkung von Gasen [nach PILCH, WOZNIAK]

Beim **chaotischen Zerfall** werden an der Tropfenoberfläche Wellen mit großer Wellenlänge gebildet, die in den Wellentälern zu mehreren großen Fragmenten zerfallen. Anschließend ist ein weiterer Zerfall nach anderen Zerfallsarten möglich.

Der **explosionsartige Zerfall** zeichnet sich schließlich durch das sofortige Zerfallen des Tropfens in wesentlich kleine aus, ohne dass Übergangserscheinungen

auftreten. Er tritt z.B. bei starken Stoßwellen auf. [WALZEL, BAYVEL, SCHMELZ, LEVEBVRE, PILCH, HINZE, HAAS]

#### 2.1.2.2 Zerfallszeiten von Tropfen

Neben der Zerfallsart kommt auch der Dauer eines Tropfenaufbruchs eine große Bedeutung zu. Drei verschiedene Zerfallszeiten sind hierbei von Interesse: der Beginn des Tropfenaufbruchs, der primäre und der vollständige Tropfenaufbruch. PILCH ET AL. geben einen guten Überblick über die Literatur.

Der Beginn des Tropfenaufbruchs lässt sich in vielen Fällen nicht genau feststellen und variiert mit den Zerfallsarten und den Untersuchungsmethoden. So wird z.B. der Beginn des Tropfenaufbruchs beim Taschenzerfall durch den Beginn der Taschenbildung definiert. Die ersten Anzeichen einer Lamelle, die sich stromabwärts ausbildet, markieren den Beginn des Lamellenzerfalls. Für jede Zerfallsart hat der Beginn des Tropfenaufbruchs andere Kriterien. Im Allgemeinen nimmt die Zeit, die notwendig ist, um den Beginn des Tropfenaufbruchs einzuleiten, mit zunehmender Weber-Zahl ab. Hat die Flüssigkeit eine hohe Viskosität  $\eta$ , verzögert sich der Beginn des Tropfenaufbruchs, ohne dass sich die Zerfallsart ändert.

Die primäre Zerfallszeit wird definiert als die Zeit, nach der kein kohärenter Tropfen mehr vorhanden ist. Hierbei kann die primäre Zerfallszeit mit der vollständigen Zerfallszeit zusammenfallen. Dieses gilt z.B. beim Taschenzerfall, da hier der intakte Ring noch als kohärenter Tropfen angesehen werden kann, obwohl die Tasche schon zerfallen ist. Der primäre Zerfall ist häufig schlecht zu detektieren, da sich ablösende Tröpfchen den Zerfall des kohärenten Tropfens überdecken. An den primären Zerfall können sich weitere Zerfallsarten anschließen, die dann sekundärer Zerfall genannt werden.

Die vollständige Zerfallszeit ist definiert als die Zeit, nach der weder der kohärente Tropfen noch die gebildeten Fragmente weiter zerfallen. Auch diese Zerfallszeit nimmt mit zunehmender Weber-Zahl ab. Sie dauert von um die 10 ms bis einige hundertstel Millisekunden.

## 2.2 SPRAY-EIGENSCHAFTEN

Durch die vielen Anwendungsbereiche für das Zerstäuben von Flüssigkeiten variieren auch die Anforderungen, die an ein Spray gestellt werden. Die Tropfengröße ist in den meisten Anwendungen eine entscheidende Größe. Während bei einem Haarspray die erzeugten Tropfen so groß sein sollen, dass sie nicht eingeatmet werden können, ist letzteres bei einem Dosieraerosol gegen Asthma gerade notwendig.

Neben der Tropfengröße sind Spray-Eigenschaften wie die Form des Sprays, die Geschwindigkeit der Tropfen, die Tropfenverteilung im Spray oder der Spraywinkel häufig relevant.

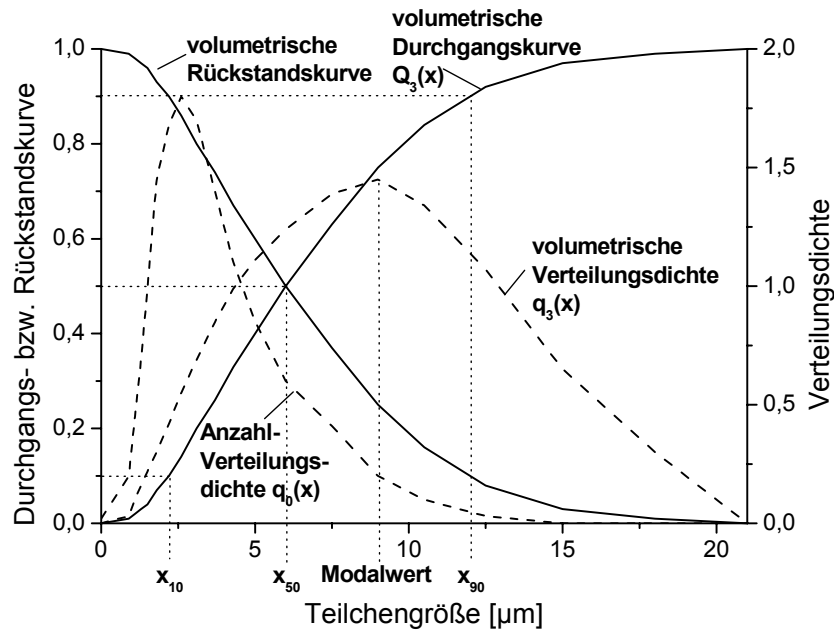
### 2.2.1 Tropfengrößenverteilung

Ein Spray besteht meistens nicht nur aus einer definierten Tropfengröße, sondern aus einer Tropfengrößenverteilung. Deshalb reicht die durchschnittliche Tropfengröße zur Charakterisierung des Sprays in der Regel nicht aus.

Die einfachste Tropfengrößenverteilung ist das Histogramm, bei dem die Anzahl oder das Volumen bzw. die Masse der Tropfen über die jeweilige Tropfengrößenklasse aufgetragen wird. Werden die Klassenmitten miteinander verbunden, entsteht die sogenannte Verteilungsdichte der Tropfengrößen. Wobei das Wort „Dichte“ hierbei irreführend ist, eindeutiger ist das Wort „Häufigkeitsverteilung“ nach dem englischen frequency distribution.

Beim Auftragen des Volumens bzw. der Masse der Tropfen verschiebt sich die Kurve nach rechts, da der Durchmesser mit der dritten Potenz in das Volumen einfließt. Wird die Verteilungsdichte-Kurve integriert, so erhält man die Verteilungssummenkurve, die kumulative Addition der Dichteverteilung. Sie gibt den Anteil der Verteilung an, der unterhalb einer bestimmten Tropfengröße liegt. Dabei kann der Anteil dimensionslos von 0 -1 oder prozentual von 0 – 100% angegeben werden. Weniger gebräuchlich ist die Rückstandskurve, die den Anteil an Tropfen über einer bestimmten Größe angibt.





**Abbildung 2.3:** unterschiedliche Darstellungen einer Tropfengrößenanalyse

Um verschiedene Tropfenkollektive miteinander vergleichen zu können, werden neben dem Vergleich der Summen- und/oder Dichteverteilung einzelne charakteristische Tropfengrößen verglichen. Hier gibt es zunächst den  $x_{50}$ -Wert, der im englischen auch mass median diameter (MMD) genannt wird. Er ist der Median der volumenbasierten Summenverteilung und teilt die Verteilung in zwei gleich große Hälften. Da die Tropfengrößenverteilungen selten normal verteilt sind, ist der  $x_{50}$ -Wert selten der Modalwert der Dichteverteilung. Analog zum  $x_{50}$ -Wert gibt es die Werte  $x_{10}$ ,  $x_{16}$ ,  $x_{84}$  und  $x_{90}$ , die die Tropfengröße angeben, bei der 10%, 16%, 84% bzw. 90% der Tropfen kleiner als der angegebene Wert sind. In der Literatur sind auch die Bezeichnungen  $x_{0.1}$ ,  $x_{0.5}$  und  $x_{0.9}$  zu finden.

Eine weitere Tropfengröße ist der sogenannte Sauter-Durchmesser  $x_{32}$ , der v.a. für Berechnungen des Wärme- und Stoffübergangs in Sprays von Bedeutung ist. Dieser Durchmesser gibt die Tropfengröße an, die das gleiche Volumen-Oberflächenverhältnis hat, wie das gesamte Spray.

$$x_{32} = \frac{\sum_{i=1}^n N_i d_i^3}{\sum_{i=1}^n N_i d_i^1} \quad (2.7)$$

Dabei bezeichnet  $i$  die betrachtete Tropfengrößenklasse,  $n$  die Anzahl der Größenklassen,  $N$  die Anzahl der Tropfen und  $d$  den mittleren Tropfendurchmesser der entsprechenden Klasse.

Eine Auflistung weiterer Tropfendurchmesser, die für bestimmte Berechnungen eingesetzt werden, findet sich bei LEFEBVRE.

Die Breite einer Tropfengrößenverteilung wird mit dem relativen span Faktor  $b$  angegeben, der wie folgt definiert ist.

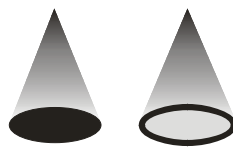
$$b = \frac{X_{90} - X_{10}}{X_{50}} \quad (2.8)$$

Je kleiner dieser Wert, desto enger liegt die Verteilung um den Median herum. [LEVEBVRE, BAYVEL, RICHTER, WOZNAK]

### 2.2.2 Äußere Spray-Eigenschaften

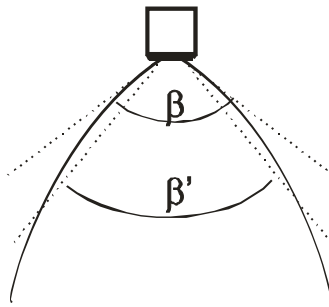
Neben der Tropfengrößenverteilung können sich Sprays auch durch ihre äußeren Eigenschaften unterscheiden. Dazu gehören die Form des Sprays, der Spraywinkel und die Penetrationslänge des Sprays.

Die Form des Sprays wird hauptsächlich durch die Geometrie des Zerstäubers bestimmt. Bei einer Vollkegeldüse wird die Sprayfläche vollständig ausgefüllt, während bei einer Hohlkegeldüse die Flüssigkeit lediglich im Randbereich zerstäubt wird (s. Abbildung 2.4). Bei beiden Düsenformen können neben der kreisrunden Fläche auch mehr oder weniger ovale Flächen erzeugt werden.



**Abbildung 2.4:** Vollkegelspray und Hohlkegelspray

Der Spraywinkel  $\beta$  wird ebenfalls durch die Geometrie des Zerstäubers bestimmt, zusätzlich noch durch die Eigenschaften der Flüssigkeit und des Gases, in das die Flüssigkeit hinein gesprüht wird. Da der Sprühkegel durch die Wechselwirkungen mit dem umgebenden Gas gebogene Ränder hat, kann die Bestimmung des Sprühwinkels problematisch sein (s. Abbildung 2.5).



**Abbildung 2.5:** Spraywinkel  $\beta$

Als Entrainment wird das Mitreißen des umgebenden Gases durch die Tropfen bezeichnet. Beim Verlassen der Düse reißen die Tropfen umgebendes Gas mit sich, welches den Platz zwischen den Tropfen ausfüllt und so das Spray aufweitet. Gleichzeitig wird das Spray verdünnt.

Die Penetrationslänge des Sprays ist die größte Distanz, die das Spray vom Düsenausgang in ein stehendes Umgebungsgas hinein zurücklegt. Dabei wirken zwei Kräfte entgegengesetzt: erstens die kinetische Energie der Tropfen und zweitens der aerodynamische Widerstand des umgebenden Gases. Unmittelbar nach dem Düsenausgang ist die kinetische Energie der Tropfen sehr groß. Sie wird mit zunehmender Strecke an das umgebende Gas abgegeben, bis sie so klein ist, dass die Erdanziehung die weitere Flugbahn der Tropfen bestimmt. [LEFEBVRE, BAYVEL, WOZNIAK, RICHTER]

## **2.3 ZERSTÄUBUNGSVORRICHTUNGEN**

Die unterschiedlichen Anforderungen an Sprays hat zu einer Vielzahl von Zerstäubern geführt. Im Allgemeinen werden sie nach Art der Energiezufuhr eingeteilt. Der Wirkungsgrad eines Zerstäuber gibt an, wie groß der Anteil der aufgewendeten Energie zur Oberflächenbildungsleistung ist, und kann für die einzelnen Zerstäuber stark variieren [WALZEL].

Die Funktionsweise der einzelnen Zerstäuber wird hier nur kurz zusammengefasst. Ausführliche Beschreibungen der Zerstäuber finden sich bei [LEFEBVRE, BAYVEL].

### **2.3.1 Einstoff-Druckdüsen**

Einstoff-Druckdüsen bedienen sich der unter 2.1.1 erwähnten Zerfallsregime. Die zur Tropfenbildung notwendige Energie wird aus der kinetischen Energie der zu zerstäubenden Flüssigkeit gewonnen, die aus der zugeführten Druckenergie umgesetzt wird. Der Anteil der kinetischen Energie, der tatsächlich zum Tropfenaufbruch führt, ist sehr klein.

Um den Durchsatz von Einstoff-Druckdüsen zu variieren, müssen Düsen zu- bzw. abgeschaltet werden, da eine Änderung des Vordruckes gleichzeitig eine Änderung der Tropfengröße nach sich zieht, was häufig unerwünscht ist. Im schlimmsten Fall kann sich das Zerfallsregime ändern.

Nach der Art, wie die Flüssigkeit aus der Düse austritt, werden zwei Düsentypen unterschieden. Bei der Lamellendüse bilden sich dünne Flüssigkeitslamellen am Düsenaustritt, die erst in einiger Entfernung zu Tropfen zerfallen. Der Flüssigkeitsstrahl tritt bei den Turbulenzzerstäubern mit hoher Geschwindigkeit und Turbulenz aus der Düse aus und zerfällt kurz hinter dem Düsenausgang. Um die Turbulenz zu erhöhen, werden häufig Schikanen in die Düsen eingebaut, die die Strömung zu starken Richtungswechseln zwingen. [WALZEL, WOZNIAK]

### **2.3.2 Zweistoffdüsen oder pneumatische Zerstäuber**

Die zur Zerstäubung notwendige Energie wird bei pneumatischen Zerstäuberdüsen durch das Zerstäubergas bereitgestellt. Die Flüssigkeit wird durch das Gas beschleunigt und aufgrund des Staudrucks und der Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeit zerstäubt. Die Geschwindigkeit der Flüssigkeit ist in der Regel

sehr niedrig. Die Verstopfungsneigung ist gegenüber den Einstoff-Druckdüsen deutlich reduziert. Allerdings ist die Handhabung komplexer, und der Gasbedarf produziert zusätzliche Kosten.

Die Vielzahl unterschiedlicher Bauarten eröffnet mehrere Möglichkeiten die pneumatischen Zerstäuber einzuteilen. Nach dem Ort, an dem die beiden Phasen zusammen treffen, werden Zweistoff-Düsen mit äußerer und innerer Mischung unterschieden. Bei der ersten Bauart treten beide Phasen erst außerhalb der Düse in Kontakt. Bei der zweiten ist eine Mischkammer innerhalb der Düse vorhanden. Beide Phasen treten gemeinsam aus der Düse aus. [WALZEL, WOZNIAK]

[LEFEBVRE] nimmt eine andere Einteilung der Zerstäuber vor. Er unterscheidet zunächst air-assist von airblast atomizern. Die ersten haben ein Druckluftreservoir, durch das es möglich ist, mit wenig Luft aber hoher Geschwindigkeit zu zerstäuben. Die airblast Zerstäuber erreichen dagegen nur eine geringere Luftgeschwindigkeit (maximal ca. 120 m/s), wodurch mehr Luft zum Zerstäuben benötigt wird. Diese Art von Zerstäubern wird häufig bei Verbrennungsmotoren eingesetzt, bei denen die eingesetzte Luft für die Verbrennung nachgenutzt wird. Allerdings unterscheidet [LEFEBVRE] ebenfalls Zweistoffdüsen mit innerer und äußerer Mischung.

Neben der Zerstäubung eines Flüssigkeitsstrahls gibt es noch die sogenannten prefilming Zerstäuber, bei denen der Flüssigkeitsstrahl vor der Zerstäubung zu einem dünnen Flüssigkeitsfilm ausgebreitet wird. [LEFEBVRE, BAYVEL]

### **2.3.3 Weitere Zerstäuber**

Der Vollständigkeit halber sollen noch einige weitere Zerstäuber erwähnt werden, obwohl sie in der Arbeit keine Rolle spielen. Die Rotationszerstäuber zerstäuben die Flüssigkeit aufgrund von Zentrifugalkräften durch eine rotierende Scheibe. Ultraschall-Zerstäuber versetzen die Flüssigkeit mit Ultraschall in Schwingungen. Bei genügend großer Amplitude wird die Flüssigkeit zerstäuben. Eine weitere, selten eingesetzte Zerstäubungsart ist das elektrostatische Zerstäuben, bei dem die abstoßenden Kräfte gleichpoliger Ladung zum Zerteilen benutzt werden. [WALZEL, WOZNIAK]

## 2.4 STRÖMUNGEN KOMPRESSIBLER, EINPHASIGER FLUIDE

Da die Flüssigkeitszerstäubung durch Laval-Düsen auf einer Gasströmung basiert, werden in diesem Kapitel die Grundlagen der Gasdynamik und das Strömen von kompressiblen, einphasigen Fluiden erläutert, sofern dies für die Arbeit relevant ist. Als Literatur für diese Kapitel dienen TRUCKENBRODT, BÖSWIRTH UND BOHL, 2001.

### 2.4.1 Gasdynamik

Die Gasdynamik beschäftigt sich mit der Strömung kompressibler Fluide. Anders als bei inkompressiblen Fluiden kann bei kompressiblen Fluiden die Dichte- bzw. Volumenänderung aufgrund von Druck-, Geschwindigkeits- oder Temperaturänderungen nicht vernachlässigt werden. Die für diese Arbeit relevanten Bereiche der Gasdynamik behandeln die Erhaltungssätze, die Schallgeschwindigkeit, den Verdichtungsstoß und die Verdünnungswelle.

#### 2.4.1.1 Erhaltungssätze

Der Massenerhaltungssatz besagt, dass in einem geschlossenen System keine Masse verloren gehen oder dazu gewonnen werden kann, d.h. der Massenstrom  $\dot{m}$  ist in einem Kontrollvolumen konstant.

$$\dot{m} = \rho \cdot v \cdot A = \text{konst.} \quad (2.9)$$

Dabei entspricht das Produkt aus dem Querschnitt  $A$  und der Geschwindigkeit  $v$  dem Volumenstrom  $\dot{V}$ .

Die Impulserhaltung besagt, dass die Summe aller von außen an ein Fluid angreifenden Kräfte  $F$  gleich der Änderung des Impulsstroms  $\dot{I}$  ist, d.h.

$$dF = d\dot{I} = \dot{m} \cdot dc \quad (2.10)$$

Die Energiegleichung für ein adiabates System, das keine Wärme mit der Umgebung austauscht, besagt, dass sich die Totalenthalpie  $h_0$  nicht ändert, d.h. die Summe aus spezifischer Enthalpie  $h$  und spezifischer kinetischer Energie  $v^2/2$  ist konstant.

$$h + \frac{v^2}{2} = h_0 = \text{konst.} \quad (2.11)$$

### 2.4.1.2 Schallgeschwindigkeit

Die Schallgeschwindigkeit  $c$  ist die Geschwindigkeit, mit der sich kleinere Druckstöße in einem Gas fortbewegen. Bei einer isentropen Ausbreitung in einem idealen Gas ist die Schallgeschwindigkeit

$$c = \sqrt{\kappa \cdot \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\kappa \cdot R_s \cdot T} \quad (2.12)$$

Die Schallgeschwindigkeit ist also abhängig vom Isentropenexponenten  $\kappa$ , dem Druck  $p$  und der Dichte  $\rho$  bzw. der Temperatur  $T$  und der spezifischen Gaskonstante.

Mithilfe der Schallgeschwindigkeit lässt sich die dimensionslose Machzahl  $Ma$  definieren, durch die sich eine Strömung in Bezug auf ihre Geschwindigkeit lokal charakterisieren lässt. Die Machzahl ist das Verhältnis der Geschwindigkeit an einem bestimmten Ort zu der dort herrschenden Schallgeschwindigkeit.

$$Ma = \frac{v}{c} \quad (2.13)$$

Aufgrund der Machzahl werden folgende Strömungen unterschieden:

- $Ma < 1$ : Unterschallströmung (subsonic)
- $Ma \approx 1$ : schallnahe oder transsonische Strömungen (transsonic)
- $Ma > 1$ : Überschallströmungen (supersonic)
- $Ma \gg 1$ : Hyperschallströmungen (hypersonic)

Strömt ein Fluid mit Schallgeschwindigkeit ( $Ma = 1$ ), wird dieser Zustand auch kritischer Zustand genannt. Die Zustandsgrößen, die sich hierbei einstellen, werden kritische Größen genannt und mit einem \* gekennzeichnet (z.B.  $p^*$ ,  $T^*$ ).

### 2.4.1.3 Verdichtungsstoß und Verdünnungswelle

Im Gegensatz zu kleineren Druckstößen, die sich mit Schallgeschwindigkeit ausbreiten, können sich große Druckstörungen mit Überschallgeschwindigkeit fortpflanzen. Solche großen Druckwellen kommen u.a. in Düsen, bei Detonationen und beim Umströmen überschallschneller Körper vor. Bei der Ausbreitung dieser überschallschnellen Druckwellen können abhängig von den Strömungsgegebenheiten Verdichtungsstöße oder Verdünnungswellen entstehen.

Verdichtungsstöße gehen mit einer schlagartigen, un stetigen Änderung von Geschwindigkeit, Druck, Temperatur, Dichte und Entropie innerhalb einer sehr kurzen Wegstrecke im  $\mu\text{m}$ -Bereich einher. Bei graden Verdichtungsstößen findet der Stoß senkrecht zur Strömungsrichtung statt. Die Überschallströmung wird in eine Unterschallströmung überführt, wobei die Richtung der Strömung beibehalten wird. Auf die Berechnung von Verdichtungsstößen wird in Kapitel 2.4.4 näher eingegangen. Schräge Verdichtungsstöße treten z.B. an einer vorspringenden Ecke auf. Ihre Stoßfront steht schräg zur Strömungsrichtung und führt zu einer Richtungsänderung der Strömung.

Verdünnungswellen entstehen bei Überschallströmungen, die einer abgeknickten Wand folgen. Im Gegensatz zu den Verdichtungsstößen findet hier eine Expansion statt. Sie erfolgt stetig durch eine fächerförmige Verdünnungswelle.

#### 2.4.2 Rohrströmungen, Strömungen bei veränderlichem Querschnitt

Werden kompressible Fluide durch Rohre geleitet, kommt es aufgrund des Reibungsverlustes zu einem Druckabfall in Strömungsrichtung. Dieser Druckabfall ist im Gegensatz zu inkompressiblen Fluiden nicht linear. Gleichzeitig ändern sich Geschwindigkeit, Temperatur und Dichte.

Bei einer isentropen Strömung können die Zustandsänderungen von Temperatur, Druck und Dichte zwischen zwei beliebigen Orten mit der dort herrschenden Machzahl bestimmt werden.

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_1^2} \quad \frac{p_1}{p_2} = \left( \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_1^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \frac{\rho_1}{\rho_2} = \left( \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_2^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma_1^2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (2.14)$$

Auch der Zusammenhang zwischen den Totalgrößen und den Größen an einem bestimmten Ort lassen sich mithilfe der Machzahl bestimmen. Für den Ruhe- oder Totalzustand gilt  $Ma = 0$ .

$$\frac{T}{T_0} = \frac{1}{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2} \quad \frac{p}{p_0} = \left( \frac{1}{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \left( \frac{1}{1 + \frac{\kappa-1}{2} Ma^2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}} \quad (2.15)$$



Weitere wichtige Zusammenhänge bestehen zwischen den Totalgrößen und den kritischen Größen, die bei  $Ma = 1$  herrschen. Hierbei vereinfachen sich die Gleichungen zu

$$\frac{T^*}{T_0} = \frac{2}{\kappa + 1} \quad \frac{p^*}{p_0} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad \frac{\rho^*}{\rho_0} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (2.16)$$

Für Luft mit einem Isentropenexponent  $\kappa = 1,4$  ist

$$T^*/T_0 = 0,883; p^*/p_0 = 0,634 \text{ und } \rho^*/\rho_0 = 0,528.$$

Ändert sich der Querschnitt der Röhre, durch die das kompressible Fluid strömt, muss unterschieden werden, ob das Fluid Unter- oder Überschallgeschwindigkeit besitzt. Aufgrund des Massenerhaltungssatzes (Gleichung 2.9) lassen sich die in Tabelle 2.1 zusammengefassten Verhaltensweisen unterscheiden.

Röhrenform	Unterschallströmung	Überschallströmung
konvergent	Expansion $v \nearrow, p \searrow, T \searrow, \rho \searrow$	Kompression $v \searrow, p \nearrow, T \nearrow, \rho \nearrow$
divergent	Kompression $v \searrow, p \nearrow, T \nearrow, \rho \nearrow$	Expansion $v \nearrow, p \searrow, T \searrow, \rho \searrow$

**Tabelle 2.1:** Unterschiedliches Verhalten von Unter- und Überschallströmung bei veränderlichen Querschnittsflächen

Wird die Querschnittsfläche an einem Punkt minimal, wird diese als kritische Querschnittsfläche  $A^*$  oder engster Querschnitt bezeichnet. Hier herrscht  $Ma = 1$ . Folgende wichtige Gleichung bezieht die zu einer bestimmten Machzahl gehörende Querschnittsfläche  $A$  auf die kritische Querschnittsfläche  $A^*$ .

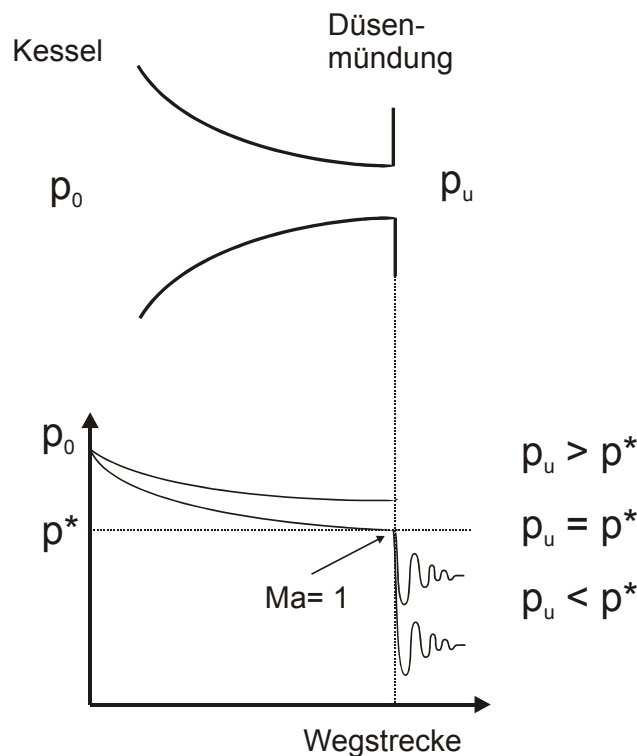
$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{Ma} \left( \frac{1 + \frac{\kappa - 1}{2} Ma^2}{\frac{\kappa + 1}{2}} \right)^{\frac{1}{2} \frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \quad (2.17)$$

Für den Massenstrom eines Fluids, das durch ein Rohr mit veränderlicher Querschnittsfläche strömt, lässt sich eine Beziehung aufstellen, die nur abhängig von der Querschnittsfläche  $A$  und den Totalgrößen Druck  $p_0$  und Dichte  $\rho_0$  ist.

$$\dot{m} = A \cdot \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} p_0 \rho_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}} \quad (2.18)$$

### 2.4.3 Strömungen durch konvergente Düsen

Die konvergente Düse ist durch eine in Strömungsrichtung abnehmende Querschnittsfläche gekennzeichnet. Die Düse wird idealisiert durch einen unendlich großen Kessel gespeist, in dem die Geschwindigkeit Null ist und der Druck  $p_0$  und die Temperatur  $T_0$  herrschen. In der konvergenten Düse wird das Fluid beschleunigt und tritt an der Düsenmündung in die Umgebung mit dem Druck  $p_u$  ein. In Abbildung 2.6 wird der Druckverlauf beim Durchströmen einer konvergenten Düse dargestellt. Für die bessere Übersichtlichkeit wurde der Ausgangs- bzw. Kesseldruck konstant dargestellt und der Umgebungsdruck variiert.



**Abbildung 2.6:** Druckverläufe beim Durchströmen einer konvergenten Düse mit unterschiedlichen Umgebungsdrücken  $p_u$  [nach TRUCKENBRODT]

Drei verschiedene Druckverläufe lassen sich unterscheiden. Beim ersten ist der Umgebungsdruck  $p_u$  gleich dem Druck an der Düsenmündung  $p_e$ , aber größer als der kritische Druck  $p^*$ . In der ganzen Düse herrscht Unterschall.

Der zweite Druckverlauf ist der Grenzfall zwischen dem ersten und dritten. Hier ist  $p_u$  gleich  $p_e$  und  $p^*$ . Die Strömung erreicht gerade Schallgeschwindigkeit an der Düsenmündung.

Beim dritten Druckverlauf ist  $p_u$  kleiner als  $p^*$  und  $p_e$ . Der Druck in der Düsenmündung kann nicht weiter abgesenkt werden, da der Massenstrom bereits sein Maximum erreicht hat und das Fluid mit Schallgeschwindigkeit strömt. Eine vollständige Expansion der Strömung kann erst außerhalb der Düse erfolgen.

In einer konvergenten Düse kann ein Fluid maximal auf Schallgeschwindigkeit beschleunigt werden. Es wird hier auch von Blockierung der Düse gesprochen, da eine weitere Absenkung von  $p_u$  nicht zu einer Erhöhung des Massenstroms führt.

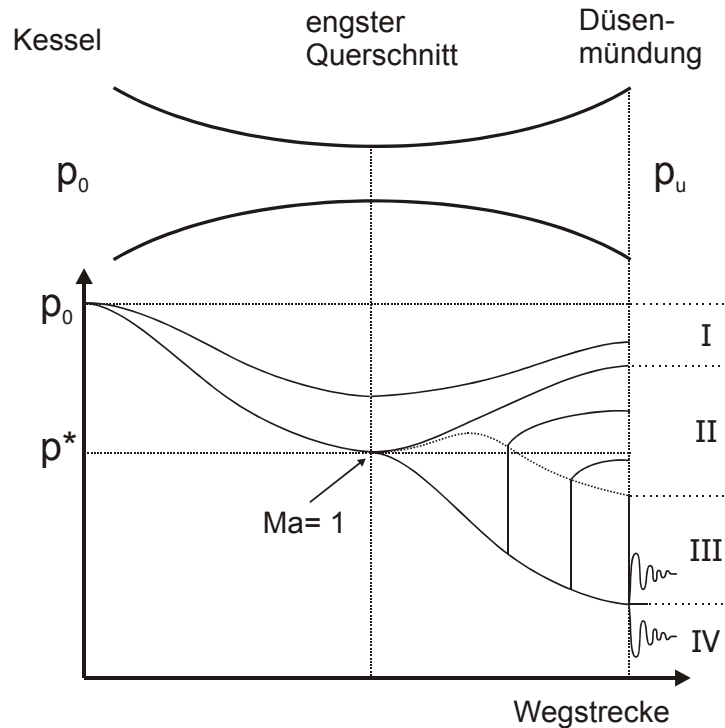
#### 2.4.4 Strömungen durch Laval-Düsen

Für eine weitere Expansion der Strömung muss die Querschnittsfläche einer Düse nach dem Minimum wieder zunehmen. Eine solche konvergente-divergente Düse wird auch Laval-Düse genannt.

Eine Laval-Düse ist grundsätzlich geeignet, Überschallströmungen zu erzeugen. Allerdings gibt es noch weitere Betriebszustände der Düse, die abhängig von dem Ausgangsdruck am Düseneintritt, dem Gegendruck an der Düsenmündung und dem Querschnittsverlauf sind.

Abbildung 2.7 zeigt einen Überblick über diese Betriebszustände. Analog zur Strömung durch konvergente Düsen wird auch hier die Laval-Düse durch einen unendlich großen Kessel gespeist. Es lassen sich vier verschiedene Bereiche (mit römischen Ziffern gekennzeichnet) unterscheiden, deren drei Grenzfälle sich so stark unterscheiden, dass es insgesamt sieben unterschiedliche Betriebszustände gibt.

Im **Bereich I** (Venturi-Bereich) herrscht in der gesamten Düse Unterschall. Das Fluid wird im konvergenten Teil beschleunigt. Schallgeschwindigkeit wird im engsten Querschnitt jedoch nicht erreicht. Im anschließenden divergenten Teil tritt eine Verzögerung und damit einhergehend ein Druckanstieg ein. An der Düsenmündung ist der Druck  $p_e$  gleich dem Umgebungsdruck  $p_u$ .



**Abbildung 2.7:** Druckverläufe beim Durchströmen einer Laval-Düse mit unterschiedlichen Umgebungsdrücken  $p_u$  [nach TRUCKENBRODT]

Der **Grenzfall zum Bereich II** ist der Betriebszustand, der Grenzventuri genannt wird. Er entspricht dem Venturi-Bereich, mit dem Unterschied, dass der engste Querschnitt kritisch durchströmt wird. Im divergenten Teil wird die Strömung wieder auf Unterschall verzögert. Bereits im Grenzventuri-Bereich wird der Massenstrom für einen gegebenen Kesseldruck maximal. Auch hier gilt, dass durch eine weitere Absenkung des Gegendrucks keine weitere Erhöhung des Massenstroms erfolgt.

Auch im **Bereich II** gilt  $Ma = 1$  im engsten Querschnitt. Im divergenten Teil der Düse wird das Fluid weiter expandiert und Überschallströmung erreicht. Der Gegendruck ist so groß, dass ein Druckausgleich durch einen senkrechten Verdichtungsstoß innerhalb der Düse erfolgt. Die Stelle, an der der Verdichtungsstoß stattfindet, ist abhängig vom Verhältnis  $p_0 / p_u$ . Nach dem Verdichtungsstoß herrscht wieder Unterschall und die Strömung wird weiter verzögert, bis  $p_e = p_u$  gilt. Durch den Verdichtungsstoß verläuft die Strömung nicht isentrop.

Beim **Grenzfall zu Bereich III** findet der Verdichtungsstoß genau am Düsenausgang statt. Unmittelbar nach dem Stoß gilt  $p_e = p_u$ .

Im **Bereich III** kann sich aufgrund des geringen Gegendrucks kein senkrechter Verdichtungsstoß mehr ausbilden. Da  $p_e < p_u$ , wird das Fluid außerhalb der Düse

durch ein komplexes Muster an schrägen Stößen und Expansionswellen nachkomprimiert. Innerhalb der Düse ist die Strömung vollständig isentrop. Der Gegendruck hat keinen Einfluss innerhalb der Düse mehr.

Ein besonderer Betriebszustand ist der **Grenzfall zum Bereich IV**. Hier verläuft die Strömung innerhalb der Düse so, dass der Druck an der Düsenmündung gleich dem Umgebungsdruck ist. In diesem speziellen Fall wird von einer angepassten Laval-Düse gesprochen.

Beim **Bereich IV** ist der Gegendruck so niedrig, dass  $p_e > p_u$ . Außerhalb der Düse muss der Druck noch auf den Umgebungsdruck durch ein komplexes Muster an Expansions- und Kompressionswellen nachexpandiert werden. Auch hier verläuft die Strömung innerhalb der Düse vollständig isentrop. Der Gegendruck hat keinen Einfluss auf die Zustände innerhalb der Düse.

In den Bereichen III (vor dem Stoß) und IV verläuft die Strömung innerhalb der Düse völlig gleich. Im divergenten Teil herrscht Überschallgeschwindigkeit. Dadurch können sich Störungen der Strömung nicht stromaufwärts ausbreiten.

Für die Berechnung der Strömung in der Düse stehen die Gleichungen aus Kapitel 2.4.2 zur Verfügung. Mit der Gleichung 2.17 lässt sich der Zusammenhang zwischen Querschnitt und Machzahl iterativ ermitteln. Die einzelnen Zustandsgrößen sind nun über die Machzahl berechenbar. Für den Verdichtungsstoß im Bereich III kann angenommen werden, dass die Stoßfront sehr dünn ist und sich damit der Querschnitt über den Stoß hinweg nicht ändert. Die Zustandsgrößen vor dem Stoß (Index „1“) und danach (Index „2“) lassen sich über die sogenannten Machbeziehungen beschreiben. Dabei ist zu beachten, dass diese Gleichungen streng genommen nur für ideale Gase gelten.

$$Ma_2^2 = \frac{1 + \frac{\kappa-1}{\kappa+1}(Ma_1^2 - 1)}{1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1}(Ma_1^2 - 1)} \quad (2.19)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1}(Ma_1^2 - 1) \quad (2.20)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{c_2}{c_1} = \frac{1}{Ma_1^2} \left[ 1 + \frac{\kappa-1}{\kappa+1}(Ma_1^2 - 1) \right] \quad (2.21)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1}{Ma_1^2} \left[ 1 + \frac{2\kappa}{\kappa+1}(Ma_1^2 - 1) \right] \left[ 1 + \frac{\kappa-1}{\kappa+1}(Ma_1^2 - 1) \right] \quad (2.22)$$

Die Prandtl'sche Beziehung verbindet die Geschwindigkeiten vor und nach dem Stoß mit der Lavalgeschwindigkeit  $La$ , der Geschwindigkeit im kritischen Zustand.

$$c_1 \cdot c_2 = La^2 \quad (\text{mit } La^2 = \sqrt{\kappa \cdot R_s \cdot T^*}) \quad (2.23)$$

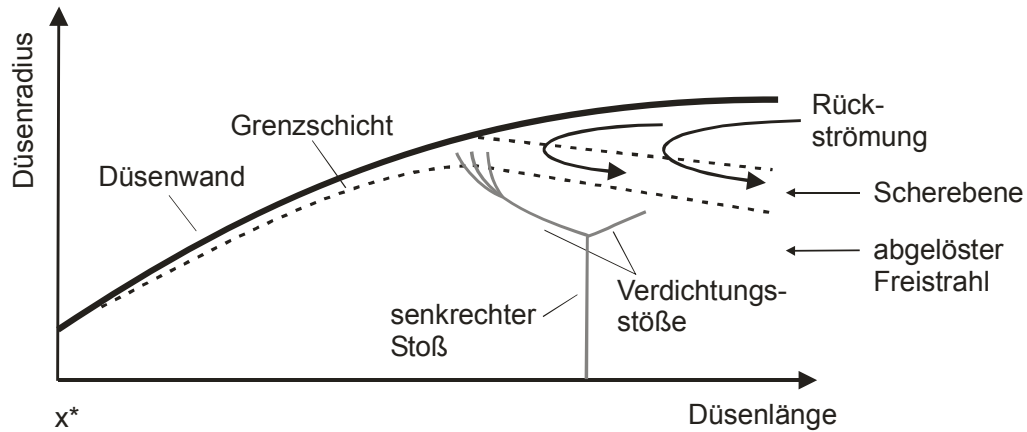
Mithilfe dieser Gleichungen lässt sich ein Betriebszustand innerhalb der Düse beschreiben. Die Nachkompression und die Nachexpansion außerhalb der Düse erfolgen in komplexen Mustern und sind mit obigen Gleichungen nicht berechenbar.

### 2.4.5 Strömungsablösungen

In den beiden vorhergehenden Kapiteln wurde zur Vereinfachung der Strömungsberechnung eine eindimensionale Strömung angenommen, was bedeutet, dass der Druck über den Düsenquerschnitt als konstant angesehen wird. Streng genommen ist dieses nicht der Fall. In unmittelbarer Nähe zur Düsenwand gibt es eine sogenannte Grenzschicht, in der die Reibung zwischen Fluid und Wand dominiert, während nur in der übrigen von der Wand entfernten Strömung der Reibungseinfluss vernachlässigbar ist. In der Grenzschicht wird das Fluid durch die Reibung verzögert, durch die Düseninnenströmung aber beschleunigt. Dadurch baut sich ein Geschwindigkeits- und Druckgradient auf. Wird die Druckdifferenz zu groß, kommt es zur Strömungsablösung von der Wand. In der Überschallströmung geht die Umlenkung der Strömung durch eine Ablösung immer mit der Bildung von Verdichtungswellen einher, die zu einem Verdichtungsstoß zusammenlaufen. Es wird daher auch von der Stoß-Grenzschicht-Wechselwirkung gesprochen.

In einer überexpandierten Düse kann es aufgrund des großen Druckunterschiedes zwischen Umgebung und Düseninneren, der sich durch einen Verdichtungsstoß ausgleicht, zur Strömungsablösung kommen (s. Abbildung 2.8). Dabei löst sich die Strömung vollständig von der Düsenwand und tritt als Strahl aus der Düse aus. Die Strömungsablösung geht mit Verdichtungswellen einher, die zum eigentlichen Verdichtungsstoß zusammenlaufen. Zwischen der Düsenwand und dem abgelösten Strahl strömt Umgebungsluft aufgrund des niedrigeren Innendrucks der Düse ein. Der Ort, an dem die Ablösung stattfindet, ist u.a. abhängig von der Druckdifferenz zwischen Kessel- und Umgebungsdruck, dem Divergenzwinkel und der Düsengeometrie. Als Richtwert für eine Strömungsablösung gibt [BOHL, 2002] einen Divergenzwinkel von  $\geq 10^\circ$  an. Ein Wiederanlegen der Strömung an die Düsenwand

wird bei Kegeldüsen, wie sie in dieser Arbeit verwendet wurden, nicht beobachtet, weshalb hier nicht weiter darauf eingegangen wird. [SCHMUCKER, FREY, TRUCKENBRODT]



**Abbildung 2.8:** Freistrahlablösung in einer überexpandierten Düse [nach SCHMUCKER]

## 2.5 ZWEIPHASENSTRÖMUNG

Zweiphasenströmungen unterscheiden sich von Einphasenströmungen dadurch, dass zwei verschiedene Phasen nebeneinander und gleichzeitig strömen. Dabei ist die eine Phase fest oder flüssig, die andere Phase flüssig oder gasförmig. Im Folgenden wird nur auf die für die Arbeit relevanten Gas-Flüssigkeitsströmungen eingegangen, obwohl auch Feststoffe oder Suspensionen zerstäubt werden können. Das besondere bei Gas-Flüssigkeitsströmungen ist, dass sie aus einem inkompressiblen und einem kompressiblen Anteil bestehen. Sie weisen gegenüber reinen Flüssigkeitsströmung eine höhere Kompressibilität, gegenüber reinen Gasströmung eine höhere Dichte auf. Dieses hat Auswirkungen auf einige Eigenschaften des Fluidgemisches.

Daneben kommt es bei Gas-Flüssigkeitsgemischen fast immer zu Wärme- und Stoffaustausch, was die Eigenschaften des Gemisches verändert. [WOZNIAK]

### 2.5.1 Grundlagen der Zweiphasenströmung

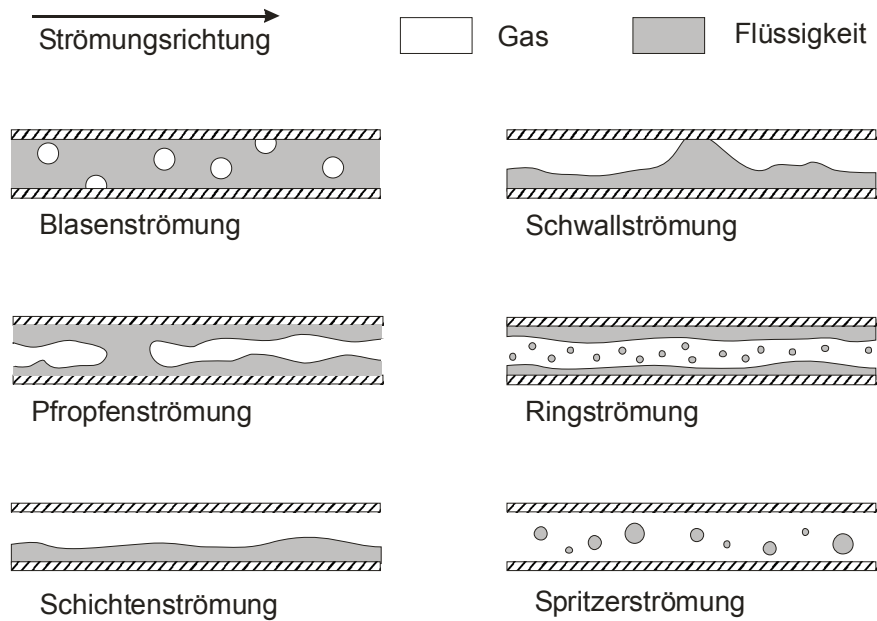
Die Strömungsform der Zweiphasenströmung ist komplexer als die der Einphasenströmung, die je nach Reynolds-Zahl laminar oder turbulent fließen kann. Bei der Zweiphasenströmung können sowohl die Gas- als auch die Flüssigkeitsphase unabhängig von einander laminar oder turbulent fließen. Zusätzlich können beide Phasen dispers oder kontinuierlich vorliegen. Abbildung 2.9 zeigt schematisch einige Strömungsformen einer Zweiphasenströmung.

Die Abgrenzung der einzelnen Strömungsformen ist schwierig und abhängig vom dimensionslosen Massenstromverhältnis  $X$ , den Dichten, Viskositäten und Oberflächenspannungen der Fluide.

$$X = \frac{\dot{m}_g}{\dot{m}_g + \dot{m}_f} \quad (2.24)$$

Bei Massenstromverhältnissen nahe eins strömt das Fluidgemisch meist als Blasenströmung. Für die Zerstäubungstechnik sind die Ring- und die Spritzerströmung von Bedeutung.





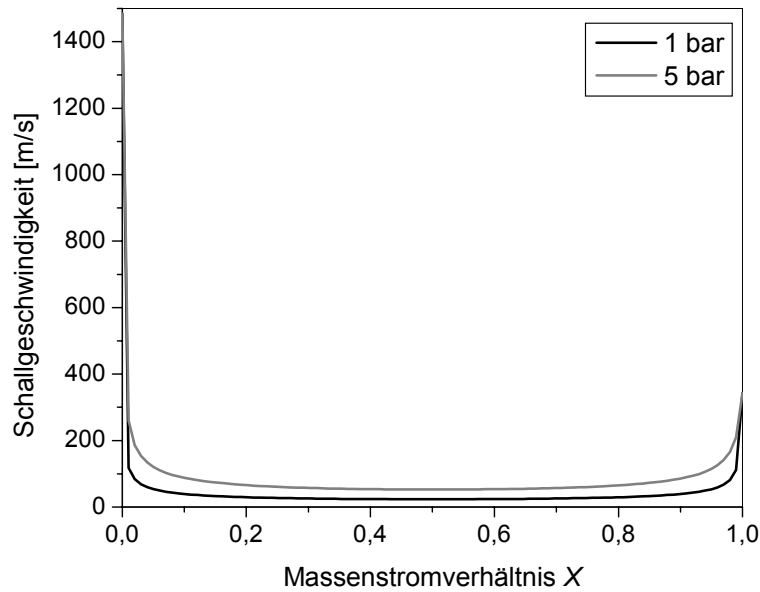
**Abbildung 2.9:** waagerechte Strömungsformen eines Gas-Flüssigkeitsgemisches [nach WOZNIAK]

Neben den Strömungsformen hat die Schallgeschwindigkeit von Gas-Flüssigkeitsgemischen einen besonderen Stellenwert. Die Schallgeschwindigkeit des Gemisches kann weit unter den Werten der Einzelkomponenten liegen. Der Grund dafür ist, dass die Kompressibilität des Gemisches hauptsächlich durch den Gasanteil bestimmt wird, die Dichte aber durch den Flüssigkeitsanteil [CROCKER]. Die Schallgeschwindigkeit einer homogenen Zweiphasenströmung kann über folgende Gleichung berechnet werden.

$$\frac{1}{c^2} = \rho_{ges} \left( \frac{X}{\rho_g \cdot c_g^2} + \frac{1-X}{\rho_{fl} \cdot c_{fl}^2} \right) \quad (2.25)$$

Dabei ist die Gesamtdichte  $\rho_{ges}$  gleich

$$\rho_{ges} = \rho_g \cdot X + \rho_{fl} \cdot (1-X). \quad (2.26)$$



**Abbildung 2.10:** Schallgeschwindigkeit eines homogenen Luft-Wasser-Gemisches in Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses  $X$  bei 20 °C

In Abbildung 2.10 ist die Schallgeschwindigkeit in Abhängigkeit des Massenstromverhältnisses bei 20 °C für einen Druck von 1 und 5 bar dargestellt. Ein Massenstromverhältnis von  $X = 0$  bzw.  $X = 1$  bedeutet, dass nur eine Phase vorhanden ist. Die Schallgeschwindigkeit für Wasser ist  $c_{Wasser} = 1484$  m/s und für Luft  $c_{Luft} = 343$  m/s. Bei höherem Druck steigt die Schallgeschwindigkeit des Fluidgemisches, da die Dichte des Gases größer wird und die Dichte der Flüssigkeit in diesen Druckbereichen konstant bleibt. Für ein  $X = 0,6$  ist  $c_{1\ bar} = 24$  m/s und  $c_{5\ bar} = 54$  m/s.

Die obigen Gleichungen und Werte gelten nur für eine homogene Zweiphasenströmung, d.h., dass die Fluide eine ideale Mischung darstellen und dass es zu keiner Verdampfung oder Kondensation kommt. [CROCKER]

### 2.5.2 Kollision von Tropfen

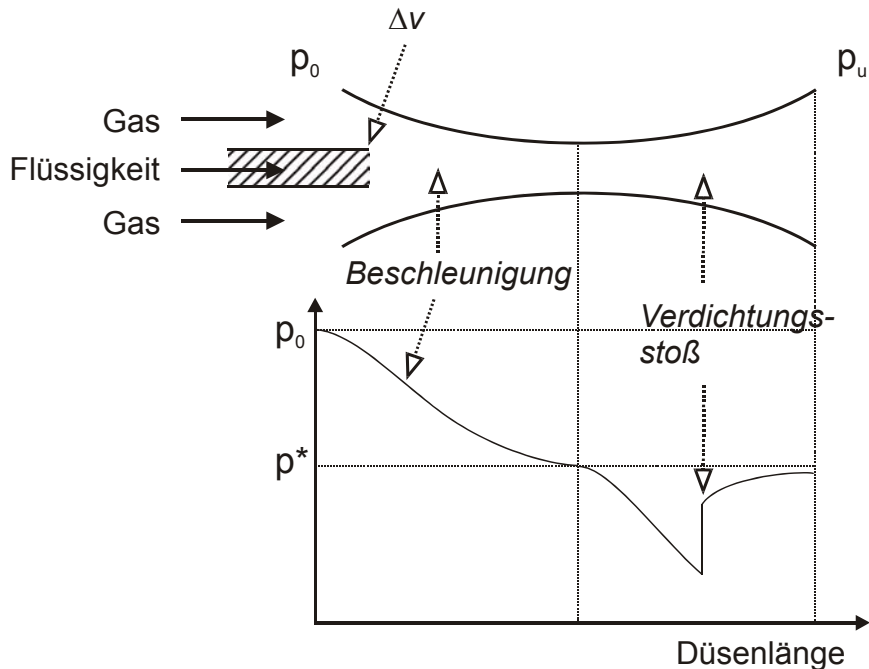
Aufgrund von unterschiedlichen Geschwindigkeiten kann es innerhalb eines Sprays zur Kollision von Tropfen kommen. Dabei ist in dichten Sprays, also Sprays mit kleinem Massenstromverhältnis  $X$ , die Wahrscheinlichkeit einer Tropfenkollision höher. Außerhalb der Zerstäubungsvorrichtung ist eine Kollision eher selten, da das Spray durch die einströmende Umgebungsluft verdünnt wird und es zu keinen nennenswerten Richtungsänderungen der Strömung mehr kommt. BAYVEL gibt fünf

verschiedene Kollisionsmöglichkeiten in Abhängigkeit der Weber-Zahl an. Bei Weber-Zahlen zwischen 0,35 und 0,75, d.h. kleinen Relativgeschwindigkeiten zwischen den Tropfen, prallt ein kleinerer Tropfen nur vom größeren ab. Höhere Relativgeschwindigkeiten ( $We = 1-7,5$ ) haben die Koaleszenz der beiden Tropfen zur Folge, die beiden Tropfen vereinigen sich zu einem. Noch größere Weber-Zahlen  $We > 7,5$  führen dagegen zu Instabilitäten und zum Tropfenaufbruch. Die Größe der entstehenden Tropfen ist wiederum von der Weber-Zahl abhängig. Bei  $We = 7,5-20$  vereinigen sich die beiden kollidierenden Tropfen kurzzeitig und zerfallen dann wieder in Tropfen, die ungefähr die gleiche Größe haben wie die Ausgangstropfen. Für  $We > 25$  entstehen neben einem größeren Haupttropfen auch kleinere Nebentropfen. Noch größere Weber-Zahlen  $We > 50$  führen zum explosionsartigen Tropfenaufbruch und es entstehen viele kleine Tropfen.

## 2.6 ZERSTÄUBEN VON FLÜSSIGKEITEN DURCH LAVAL-DÜSEN

Im Folgenden soll gezeigt werden, wie Flüssigkeiten in einer Laval-Düse zerstäubt werden können. Dabei wird die spätere Versuchsanordnung erläutert. Andere Anordnungen sind denkbar, werden hier allerdings nicht näher betrachtet.

Am Düsenanfang wird die Flüssigkeit in den Gasstrom eingespritzt. Durch das schneller fließende Gas wird die Flüssigkeit beschleunigt. Aufgrund der Düsengeometrie wird die Zweiphasenströmung bis zum Verdichtungsstoß beschleunigt. Dort erfährt die Strömung einen abrupten Druckanstieg und Geschwindigkeitsabfall. Nach dem Verdichtungsstoß geht die Geschwindigkeit weiter zurück, bis die Strömung mit Umgebungsdruck aus der Düse ausströmt. In Abbildung 2.11 ist dieses schematisch dargestellt. Drei verschiedene Mechanismen können nun zum Tropfenaufbruch führen. Erstens kann die Flüssigkeit durch die hohe Geschwindigkeitsdifferenz am Ort der Flüssigkeitseinspritzung in Tropfen zerschlagen werden.



**Abbildung 2.11:** Tropfenaufbruch innerhalb einer Laval-Düse

Zweitens wird das Gas nach der Einspritzstelle schneller beschleunigt, so dass die Tropfen durch den Widerstand, den sie dem Gas entgegenbringen, destabilisiert

werden. Wird die kritische Weber-Zahl überschritten, kommt es zum weiteren Tropfenaufbruch. Diese beiden Mechanismen sind auch in normalen Zweistoffdüsen zu finden. Darüber hinaus hat die Laval-Düse noch eine dritte Möglichkeit, um Energie in die Flüssigkeit einzubringen. Durch den Verdichtungsstoß ändern sich die Eigenschaften der Zweiphasenströmung abrupt. Druck und Dichte steigen sprunghaft an, während die Geschwindigkeit sinkt. Da die trägeren Tropfen dieser Geschwindigkeitsänderung nicht so schnell folgen können, kommt es zu einer deutlichen Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Gas und Flüssigkeit. Weiterer Tropfenaufbruch findet statt.

### **2.6.1 Numerische Untersuchungen von Zweiphasenströmungen in Laval-Düsen in der Literatur**

Die numerische Simulation der Zweiphasenströmung durch eine Laval-Düse ist aufgrund der vielen Parameter sehr komplex: Zu nennen ist das unterschiedliche Verhalten von Strömungen im Unterschall-, im schallnahen oder im Überschallbereich, des Weiteren die starke Diskontinuität in der Strömung, die durch den Verdichtungsstoß auftritt. In realen Zweiphasenströmungen finden Koaleszenz, Verdunstung, Kondensation und Tropfenaufbruch statt. Die Zweiphasenströmung ist nicht zwangsläufig homogen, sondern zwischen Gas und Flüssigkeitstropfen gibt es einen deutlichen Geschwindigkeitsunterschied. Turbulenzen und durch Reibung verursachte Grenzschichtphänomene können auftreten.

Um die Prozesse innerhalb einer Laval-Düse besser zu verstehen, wurden einige numerische Untersuchungen durchgeführt, die allerdings immer auf Vereinfachungen basieren. KOPCHENOV untersuchte die Strömung eines Zweiphasengemisches im Unterschall-, schallnahen und Überschallbereich einer achsensymmetrischen Laval-Düse. Dazu teilte er die Strömung in die Kernströmung und in die Randströmung, die an der Düsenwand entlang fließt und aus reinem Gas besteht, auf. Der Umgebungsdruck hat keinen Einfluss auf die Strömung innerhalb der Düse. Es findet also kein Verdichtungsstoß statt. KOPCHENOV berechnete die Mach-Zahlen entlang der Düsenlänge, indem er die Geschwindigkeit auf die Schallgeschwindigkeit des Gases bezog. Der Ort, an dem  $Ma = 1$  herrscht, verschiebt sich vom engsten Querschnitt zum Düsenausgang. Diese Verschiebung ist umso größer, je größer der

Massenflussanteil der Partikel ist. In der wandnahen Schicht des divergenten Düsenteils kommt es zu einer starken Beschleunigung, so dass die Gleichförmigkeit der Strömung hier nicht mehr gegeben ist. Weiterhin stellte KOPCHENOV fest, dass die Mach-Zahl an der Düsenmündung für die Gas-Flüssigkeits-Mischung immer kleiner ist, als für eine vergleichbare Strömung, in der es keine Interaktionen zwischen Gas und Flüssigkeitsphase gibt. In einigen Fällen sinkt die Mach-Zahl im divergenten Düsenteil wieder ab, was KOPCHENOV damit erklärt, dass der Tropfenaufbruch einen größeren Einfluss als die Beschleunigung hat. Die Kraftereinwirkung wird nicht nur durch die Geschwindigkeitsdifferenz von Gas und Partikel bestimmt, sondern auch durch die Dichtedifferenz: je größer diese Differenzen, desto größer die Kraft.

Auch SHRAYBER ET AL. untersuchten numerisch den Fluss einer Zweiphasenströmung durch eine Laval-Düse, in der kein Verdichtungsstoß statt findet. Der Fokus lag hier auf dem Tropfenaufbruch und der Koaleszenz der Partikel innerhalb der Düse. Die Tropfengrößenverteilung der Ausgangstropfen, bevor sie durch die Düse strömen, wurde als log-normalverteilt angenommen. Im Modell konnte gezeigt werden, dass im Unterschallbereich, d.h. im konvergenten Düsenteil, die Tropfen zur Koaleszenz neigen, also deutlich größer werden. SHRAYBER ET AL. teilten die Tropfengrößenverteilung in mehrere Fraktionen auf und untersuchten das Verhalten jeder einzelnen Fraktion. Sie konnten zeigen, dass die Fraktionen mit den größten Tropfen deutlich stärker zu Koaleszenz neigen, als die Fraktionen mit mittleren bzw. kleinen Tropfendurchmessern, deren Größe im konvergenten Düsenteil kaum zunimmt. Anders verhält sich die Zweiphasenströmung im Überschallbereich der Düse. Hier ist der Tropfenaufbruch für die großen Tropfen deutlich stärker als für die kleinen, so dass sie an der Düsenmündung kleiner sind als die Ausgangstropfen. Da die Tropfen der kleineren und mittleren Fraktion keinem Tropfenaufbruch unterliegen, sondern sogar leicht zur Koaleszenz neigen, nimmt die mittlere Tropfengröße über die Düsenlänge hin zu. Aufgrund dieser Ergebnisse vermuten SHRAYBER ET AL., dass die Tropfengröße an der Düsenmündung weniger von der Ausgangstropfengröße als vom Wechselspiel zwischen Tropfenaufbruch und Koaleszenz abhängig ist. Tropfenaufbruch und Koaleszenz hängen wiederum von der Düsengeometrie, der Geschwindigkeitsverteilung zwischen den beiden Fluiden und ihren physikalischen Eigenschaften ab.

Bei der Betrachtung der Tropfengrößenverteilung kommt es durch die Koaleszenz zu einer Abreicherung der feinen Tropfen im konvergenten Düsenteil. Durch den nachfolgenden Tropfenaufbruch entstehen wieder kleine Tropfen, wobei die Streuung der Tropfengröße zunimmt.

SHRAYBER ET AL. untersuchten die Weber-Zahlen für die einzelnen Tropfengrößenfraktionen und stellten fest, dass die größte Weber-Zahl in der Nähe des engsten Querschnitts erreicht wird. Sie ist allerdings für alle Tropfengrößen kleiner als die kritische Weber-Zahl des aerodynamischen Tropfenaufbruchs. Der Tropfenaufbruch in divergenten Düsenteil basiert auf Kollision. Weitere Ergebnisse der numerischen Kalkulation waren, dass ein höherer Ruhedruck zu einem stärkeren Anstieg der Tropfengröße im konvergenten Düsenteil führt, da die Dichte des Gases und damit die Frequenz der Tropfenkollision steigt. Außerdem führt eine größere Geschwindigkeitsdifferenz zwischen zwei Partikelfraktionen zu einem stärkeren Tropfenwachstum der Fraktion mit der kleineren Tropfengröße.

Eine weitere numerische Untersuchung einer Gas-Tropfen-Strömung durch eine Laval-Düse ohne Verdichtungsstoß führten HATTA ET AL. durch. Ein bedeutender Unterschied zu der Arbeit von SHRAYBER ET AL. ist, dass HATTA ET AL. keine Interaktionen der Tropfen untereinander zuließen. Die zwei Phasen waren in einem Reservoir homogen verteilt, bevor sie gemeinsam durch die Düse flossen. Die Tropfengrößenverteilung im Reservoir wurde festgelegt, wobei die untere Tropfengröße 1  $\mu\text{m}$  und die obere 50  $\mu\text{m}$  betrug. HATTA ET AL. untersuchten für verschiedene Massenstromverhältnisse ( $\dot{m}_f/\dot{m}_g$ ) den Druck, die Dichte und die Temperatur der Gasphase, bezogen auf die jeweilige Ruhegröße über die Düsenlänge hinweg. Die tropfenbeladene Strömung verhält sich hierbei qualitativ genauso wie die reine Gasphase. Je größer der Flüssigkeitsanteil ist, desto größer werden die Druck-, Dichte- und Temperaturverhältnisse verglichen mit denen der reinen Gasströmung. Bei der Betrachtung der Gasgeschwindigkeit und der lokalen Mach-Zahl über die Düsenlänge konnte ebenfalls ein Einfluss des Flüssigkeitsanteils gezeigt werden. Je größer der Flüssigkeitsanteil, desto langsamer die Gasgeschwindigkeit und desto niedriger die lokale Mach-Zahl. Wie schon von KOPCHENOV gezeigt, wandert der Ort für  $Ma = 1$  vom engsten Querschnitt bei reinen Gasströmungen mit zunehmendem Flüssigkeitsanteil in Richtung Düsenmündung.

Neben den Eigenschaften der Gasphase untersuchten HATTA ET AL. auch Geschwindigkeit und Temperatur der Tropfen. Es konnte gezeigt werden, dass die Tropfengeschwindigkeit mit zunehmender Düsenlänge steigt, wobei die kleinen Tropfen höhere Geschwindigkeiten erreichen. Eine Zunahme des Flüssigkeitsanteils führt zu einer Reduktion der Tropfengeschwindigkeit. Durch die sinkende Gastemperatur nimmt auch die Temperatur der Tropfen mit zunehmender Düsenlänge ab. Kleinere Tropfen erreichen hierbei geringere Temperaturen als große.

CROMFORT ET AL untersuchten den Einfluss der Tropfengröße einer Zweiphasenströmung auf die Eigenschaften eines Verdichtungsstoßes. Ausgangspunkt ihrer Arbeit war die Annahme, dass sich die Zweiphasenströmung bei sehr kleinen Tropfengrößen homogen verhält. Sie geben an, dass ein 1  $\mu\text{m}$  großer Tropfen mit einer Geschwindigkeit von 500 m/s weniger als 1 mm durch einen Verdichtungsstoß wandert, bis der Großteil seines Impulses an die umgebende Gasphase abgegeben ist. Ein 100  $\mu\text{m}$  großer Tropfen legt dagegen eine Strecke von 100 mm zurück. CROMFORT ET AL betrachten für Tropfengrößen zwischen 1 und 10  $\mu\text{m}$  zwei verschiedene Situationen. In der einen findet der Verdichtungsstoß bei einer Geschwindigkeit statt, die oberhalb der Schallgeschwindigkeit für die Zweiphasenströmung aber unterhalb der des reinen Gases liegt. Bei der anderen findet der Verdichtungsstoß bei Überschallgeschwindigkeiten bezogen auf die reine Gasphase statt. In beiden Fällen wurde der Gesamtdruck und die Geschwindigkeit jeder Phase betrachtet. Findet der Verdichtungsstoß bei Geschwindigkeiten oberhalb der Schallgeschwindigkeit der Zweiphasenströmung aber unterhalb der reinen Gasströmung statt, so ist die scharfe Diskontinuität des Verdichtungsstoßes nur für kleine Tropfen von 1 bis 2  $\mu\text{m}$  gegeben. Je größer die Tropfen werden, desto breiter und unschärfer wird der Verdichtungsstoß, sowohl hinsichtlich der Geschwindigkeit der beiden Phasen, als auch des resultierenden Drucks der Strömung. Dabei breitet sich die Störung stromaufwärts aus. Dieses ist bei homogenen Überschallströmungen nicht möglich. Findet der Verdichtungsstoß bei Überschallströmungen bezogen auf die Schallgeschwindigkeit des Gases statt, entsteht eine scharfe Diskontinuität der Strömung für alle Tropfengrößen (1-10  $\mu\text{m}$ ). Die Geschwindigkeit der Gasphase und der Tropfen erhöht sich, bis der Verdichtungsstoß auftritt. Die Information über die Störung der Strömung wird in diesem Fall also nicht



stromaufwärts transportiert. Dieses entspricht dem Verhalten homogener Überschallströmungen. Die Geschwindigkeit der Gasphase nimmt durch den Verdichtungsstoß rapide ab, die der Tropfen abhängig von ihrer Größe.

LEE ET AL. simulierten eine Zweiphasenströmung innerhalb und außerhalb einer Laval-Düse, bei der die Tropfen am engsten Querschnitt injiziert wurden. Dabei wurde die Düse so ausgelegt, dass die Strömung im divergenten Teil wieder verzögert wurde, also keine Überschallströmungen entstanden. Da der Hintergrund jener Veröffentlichung das Zerstäuben einer Zinnschmelze ist, unterschieden sich die Bedingungen, mit denen die Düse betrieben wurde, deutlich zu den Bedingungen, die bei den Versuchen der vorliegenden Arbeit herrschen. Als Zerstäubergas wird Argon mit einer Temperatur von 100 °C verwendet, die Düsenwand hat eine Temperatur von 100 °C und die Zinnschmelze 272 °C.

Folgende Beobachtungen von LEE ET AL. sind für diese Arbeit trotzdem von Interesse: Ein höherer Ruhedruck führt zu einer größeren Partikelgeschwindigkeit. Außerdem folgen kleinere Partikel schneller Änderungen der Gasgeschwindigkeit und erreichen höhere Geschwindigkeiten, während große Partikel deutlich langsamer und träger sind.

AKMANDOR ET AL. berechneten homogene Tieftemperatur-Zweiphasenströmungen, da sie Raketenantrieb in der Raumfahrt untersuchten. Für die homogene Zweiphasenströmung entwickelten sie eine Gleichung für die Schallgeschwindigkeit, die auf dem Massenstromverhältnis  $X$  und dem Volumenstromverhältnis  $\alpha$  basiert. Durch die Kompressibilität der Gasphase ändert sich das Volumenstromverhältnis  $\alpha$  im Gegensatz zum Massenstromverhältnis  $X$  innerhalb der Düsenströmung. Die numerischen Ergebnisse des Massenflusses für verschiedene Betriebszustände der Düse stimmen mit experimentellen Ergebnissen überein. Im Vergleich der Druckprofile gibt es einige Differenzen. Es konnte allerdings gezeigt werden, dass der Verdichtungsstoß innerhalb der Düse abhängig vom Umgebungsdruck und dem Ausgangsvolumenstromverhältnis  $\alpha$  ist.

### 2.6.2 Experimentelle Untersuchungen von Laval-Düsen in der Literatur

Neben den numerischen Analysen gibt es in der Literatur auch einige experimentelle Untersuchungen, die sich mit dem Fluss einer Zweiphasenströmung in einer Laval-Düse befassen.

Zuerst sei hier die Arbeit von KIHM ET AL. [1991] erwähnt, die den Effekt von Verdichtungsstößen auf die Zerstäubung von Flüssigkeiten untersuchten. Die Fragestellung war, ob bei konvergenten, unterexpandierten Düsen im Beisein von Flüssigkeit ebenfalls Verdichtungsstöße stattfinden, und wenn ja, erhöhen sie dann die Effizienz einer solchen Düse? KIHM ET AL. [1991] benutzen für Ihre Experimente eine flache, konvergente Düse, an deren Mündung Wasser eingespritzt wurde. Als Zerstäubergas verwendeten sie Luft. Mithilfe der Schlierenanalyse konnte gezeigt werden, dass die Verdichtungsstöße, die beim Ausströmen einer unterexpandierten Gasströmung aus einer konvergenten Düse auftreten, auch im Beisein einer zweiten Phase stattfinden, auch wenn sie durch die Flüssigkeit abgeschwächt sind.

Um den Einfluss verschiedener Parameter zu untersuchen, wurde der Sauter-Durchmesser der Tropfen im Spray durch Laserdiffraktometrie bestimmt. Zunächst betrachteten KIHM ET AL. [1991] die Tropfengröße in unterschiedlichen Abständen zur Düsenmündung. Es zeigte sich, dass die Tropfengröße mit zunehmendem Abstand zur Düsenmündung größer wurde. KIHM ET AL. [1991] erklärten das damit, dass die Flüssigkeit unmittelbar hinter der Düsenmündung durch den hohen Energieeintrag des schnell fließenden Gases in Tropfen zerteilt wird. Dabei werden die Tropfen beschleunigt und das Gas verzögert, was die Wahrscheinlichkeit von Tropfenkollision und Koaleszenz vergrößert. Weiterhin konnten KIHM ET AL. [1991] zeigen, dass die Tropfengrößen im Spray zu den Rändern hin zunimmt. Sie führten dieses neben der Verdunstung kleiner Tröpfchen auch auf eine schlechte Zerstäubung der Flüssigkeit durch den relativ geringen Scherenergieeintrag an den Grenzflächen zurück.

Bei der Untersuchung der wichtigen Parameter Massenstromverhältnis, Massenstrom der Flüssigkeit und Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Gas und Flüssigkeit wurden folgende Ergebnisse erzielt: Ein konstanter Flüssigkeits-Massenstrom und steigendes  $\dot{m}_g / \dot{m}_f$  führt im Unterschallbereich zu stark abfallenden Tropfengrößen, da die Scherenergie pro Mengeneinheit Flüssigkeit zunimmt. Je stärker sich die Bedingungen dem schallnahen Bereich nähern, desto geringer wird die Abnahme des Tropfendurchmessers, bis er für die unterexpandierten Düsen nahezu konstant ist. Es scheint eine Grenze im Tropfenaufbruch erreicht zu sein, da die Weber-Zahl

bereits in der Nähe des schallnahen Bereichs die Größenordnung der kritischen Weber-Zahl erreicht hat, und ein weiterer Tropfenaufbruch dadurch schwierig wird. KIHM ET AL. [1991] schätzten den größten stabilen Sauter-Durchmesser der entstehenden Tropfen bei den unterexpandierten Bedingungen auf 5-10  $\mu\text{m}$ . Bemerkenswert ist außerdem, dass bei gleichem  $\dot{m}_g / \dot{m}_f$  und größerem Flüssigkeits-Massenstrom die Tropfengrößen deutlich kleiner werden, was an der überproportionalen Steigerung der Gasgeschwindigkeit aufgrund der hohen Dichtedifferenz der Fluide liegt. Beim Vergleich der Geschwindigkeitsdifferenz für konstante  $\dot{m}_g / \dot{m}_f$  wird deutlich, dass die Tropfengrößen im Unterschallbereich mit zunehmender Geschwindigkeitsdifferenz stark abnehmen, solange bis die Düse überexpandiert ist. Danach verändern sich die Tropfengrößen kaum noch. Die größere Geschwindigkeitsdifferenz führt zu einer höheren Impulsübertragung pro Masseneinheit Flüssigkeit und damit zum Tropfenaufbruch, bis die kritische Weber-Zahl im Bereich der schallnahen Bedingungen erreicht ist.

KIHM ET AL. [1991] folgerten aus diesen Ergebnissen, dass die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den beiden Fluiden die Haupteinflussgröße ist. Die kritische Weber-Zahl wird bereits für schallnahe Bedingungen erreicht, so dass der Betrieb einer unterexpandierten Düse mit den anschließenden Verdichtungsstößen keine signifikante Verbesserung der Zerstäubung bewirkt.

Die Arbeit von PARK ET AL. führt die obige fort. Sie vergleicht die Zerstäubungseigenschaften einer konvergenten unterexpandierten Düse mit einer konvergent-divergenten überexpandierten Düse, bei denen die Flüssigkeit durch eine zentrale Öffnung an der Düsenmündung zugeführt wird. Durch diese Anordnung interagiert die Flüssigkeit bei der konvergenten unterexpandierten Düse zuerst mit einer Reihe von Expansionswellen, bei der konvergent-divergenten überexpandierten Düse mit einer Reihe schräger Verdichtungsstöße. Die Tropfengröße wurde durch Laserdiffraktometrie gemessen und als Sauter-Durchmesser angegeben.

PARK ET AL. konnten für beide Düsen zeigen, dass eine Erhöhung des Gasdrucks an der Einspritzstelle eine Reduktion des Tropfendurchmessers aufgrund der höheren Impulsübertragung zur Folge hat. Der Tropfendurchmesser nimmt bei beiden Düsen im Randbereich des Sprays zu, da in den Randbereichen die Impulsübertragung auf die Flüssigkeit durch das Entrainment des Umgebungsgases schlechter ist und die Wahrscheinlichkeit für Koaleszenz erhöht wird. Eine Erhöhung des Flüssigkeits-

Massenstrom bei Beibehaltung des gleichen Einspritzdrucks führt für beide Düsen zu einer Vergrößerung der Tropfen. Zu Begründen ist die Zunahme des Tropfendurchmessers mit der Abnahme der Scherenergie pro Masseneinheit Flüssigkeit. Andererseits nimmt die Tropfengröße bei konstantem Flüssigkeitsmassenstrom mit zunehmendem Massenstromverhältnis  $\dot{m}_g / \dot{m}_f$  ab.

Beim direkten Vergleich der Tropfengrößen der beiden Düsen fanden PARK ET AL., dass die konvergent-divergente Düse insgesamt leicht größeren Tropfen führte. Die Überschallbedingungen führen also nicht zu einer Verbesserung der Zerstäubung.

Einen ähnlichen Vergleich von konvergenten unterexpandierten und konvergent-divergenten überexpandierten Düsen wurden von KIHM ET AL. [1999] durchgeführt. Der wesentliche Unterschied war die Art der Flüssigkeitseinspritzung an der Düsenmündung, die bei PARK ET AL. im Gleichstrom mit der Gasströmung, bei KIHM ET AL. [1999] im rechten Winkel zu Gasströmung erfolgte. Der Schwerpunkt der Arbeit von KIHM ET AL. [1999] lag auf dem Unterschied beider Düsen in Bezug auf den Sprühwinkel, der Tropfenkonzentrationen im Spray und der Wahrscheinlichkeit von Tropfenkoaleszenz. Es konnte gezeigt werden, dass die konvergente unterexpandierte Düse einen größeren Sprühwinkel hat. Wahrscheinlich weil der reine Gasstrom durch die Nachexpansion hinter der Düsenmündung ebenfalls breiter ist, als bei der konvergent-divergenten überexpandierten Düse. Der Sprühwinkel für die konvergente Düse ist unabhängig von den Betriebszuständen (Unterschallbereich bis schallnaher Bereich) immer gleich groß. Bei der konvergent-divergente Düse dagegen verringert sich der Sprühwinkel beim Übergang von Unter- zu Überschallgeschwindigkeiten deutlich. Aufgrund des schmaleren Sprühkegels steigt die Tropfenkonzentration im Spray und damit die Wahrscheinlichkeit von Koaleszenz. KIHM ET AL. [1999] bestätigten damit die geringfügig besseren Zerstäubereigenschaften einer konvergenten unterexpandierten Düse gegenüber einer konvergent-divergenten überexpandierten Düse.

Hintergrund der Dissertation von MESSERSCHMID war die Entwicklung eines Inhalators. Dazu untersuchte er stationäre und instationäre Ein- und Zweiphasenströmungen durch Laval-Düsen. Er verwendete Druckluft als Gasphase und gereinigtes Wasser als flüssige Phase. Bei der instationären Strömung wurde das Ausströmen der Gasphase aus einem endlichen Kessel betrachtet. Er konnte zeigen,

dass sowohl bei Einphasenströmungen wie auch bei Zweiphasenströmungen Verdichtungsstöße innerhalb der Düse stattfinden, deren Größe und Lage abhängig vom Ruhedruck sind. Ein niedrigerer Ruhedruck führt auch bei einer Zweiphasenströmung dazu, dass die Verdichtungsstöße näher am engsten Querschnitt lagen. MESSERSCHMID beschrieb sowohl für die Einphasen- als auch für die Zweiphasenströmung, dass mehrere gestaffelte Verdichtungsstöße innerhalb der Düse stattfanden. Flüssigkeitsanteile  $> 1\%$  verzögerten das Ausströmen der Gasphase aus einem endlichen Kessel, was auf die Reduktion des engsten Querschnittes zurückgeführt wird. Bei einer Laval-Düse mit einem engsten Querschnitt von 0,4 mm beobachtete MESSERSCHMID neben einer Feinfraktion der Tropfen auch eine Grobfraktion, die bei niedrigem Ruhedruck größer wurde. Er führt die Grobfraktion entweder auf einen Flüssigkeitsfilm an der Wand zurück oder auf die Koaleszenz der Tropfen hinter dem Verdichtungsstoß. Die Schlussfolgerung daraus ist, dass ein Verdichtungsstoß gar nicht oder möglichst weit hinten in der Düse stattfinden sollte.

Im pharmazeutischen Umfeld gibt es ein neu entwickeltes System mit dem Namen PowderJect<sup>®</sup> zur nadelfreien Applikation von Wirkstoffen durch die Haut, das auf einer Laval-Düse beruht. KENDALL ET AL. beschreiben die Funktionsweise dieses Systems und machen einige Angaben zur Gas-Partikel-Strömung innerhalb eines Prototyps. Der Prototyp besteht aus einem Druckbehältnis, das mit Helium auf 6 MPa Druck befüllt wird, einer Druckkammer, einem Reservoir für den pulverförmigen Wirkstoff und der Düse. Das Wirkstoffreservoir ist sowohl zur Druckkammer wie auch zur Düse mit einem Diaphragma abgetrennt. Wird am Druckbehältnis ein Ventil geöffnet, strömt das Gas in die Druckkammer, in der sich der Druck solange aufbaut, bis nacheinander die beiden Diaphragmen des Wirkstoffreservoirs bersten. Dieses ruft einen Verdichtungsstoß hervor, der sich durch die Düse fortpflanzt. Das expandierende Gas reißt die Wirkstoffpartikel mit und beschleunigt sie innerhalb der Düse. Nach der Düsenmündung schlagen die Partikel auf der Haut auf, penetrieren sie und können so eine pharmakologische Wirkung erzielen. Im klinischen Gebrauch ist die Düse normalerweise von einem Schalldämpfer umgeben und die Düsenmündung wird in einem Abstand von ca. 10 mm zur Haut platziert. Sowohl das Druckbehältnis wie auch das Wirkstoffreservoir müssen vor jeder Applikation gefüllt werden.

In ihrem Artikel beschreiben KENDALL ET AL. die Gas-Partikel-Strömung innerhalb eines vereinfachten Prototypen. Für die reine Gasströmung konnten sie zeigen, dass der Druck in der Druckkammer über einige Zeit nahezu konstant bleibt, während der Druck im Druckbehälter stetig abnimmt. Innerhalb der Düse können nacheinander drei unterschiedliche Strömungsarten beschrieben werden. Die Strömung beginnt mit dem ersten Verdichtungsstoß, der durch das Zerbersten der Diaphragmen hervorgerufen wird. Dann folgt eine kurze Phase einer quasi-stetigen Überschallströmung, die durch die Ausbildung der Verdichtungsstöße innerhalb der Düse beendet wird. Dabei beginnt das komplexe Muster der Verdichtungsstöße an der Düsenmündung und wandert in die Düse hinein, bis es nach einigen hundert Mikrosekunden vollständig ausgebildet ist. Bei der Beladung der Gasströmung mit Partikeln beobachteten KENDALL ET AL. unterschiedliche Geschwindigkeitsprofile der Partikel, die mit den drei Strömungsarten zusammenhängen. Die Partikel, die zu Beginn des Prozesses durch die Düse transportiert werden, sind relativ langsam (200 – 400 m/s), werden allerdings so lange beschleunigt, bis sie durch die Umgebungsluft wieder abgebremst werden. In der Phase der quasi-stationären Überschallströmung gelangen sehr schnelle Partikel (650 – 800 m/s) durch die Düse und treten nicht mit einem Verdichtungsstoß in Wechselwirkung. Hat die Gasströmung die Verdichtungsstöße innerhalb der Düse ausgebildet, werden die Partikel bis zu diesen Verdichtungsstößen beschleunigt und durch die Stöße wieder abgebremst. Untersuchungen zum Partikelaufrall in Agargel und in Hautschnitten zeigten, dass die Partikel nicht gleichmäßig im Gasstrom verteilt sind. Wurde die Querschnittsfläche nach Aufprall der Partikel betrachtet, war ein zentraler Bereich erkennbar, in dem sich eine höhere Anzahl an Partikeln befand, die zusätzlich tiefer eindrangen.

### 3 MATERIALIEN UND METHODEN

#### 3.1 VERWENDETE MATERIALIEN

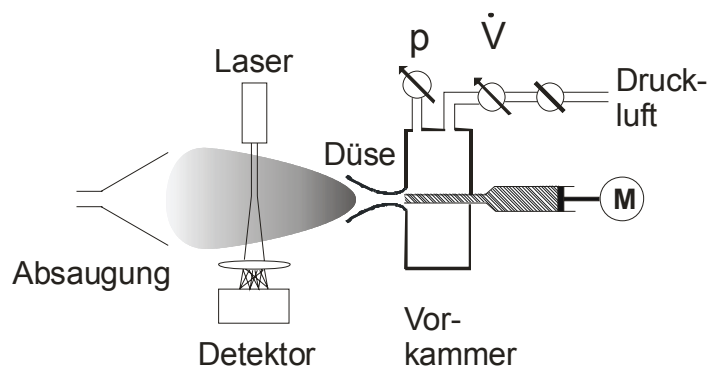
Als Gasphase wurde Druckluft und als flüssige Phase demineralisiertes Wasser verwendet.

In einigen Versuchen wurden der flüssigen Phase weitere Stoffe zugesetzt:

- technischer Ethanol 99% mit Petroläther vergällt, Hofmann
- Glycerin, Caelo, Ch.-B.: 53677046
- SDS (Natriumdodecylsulfat), Henkel, Ch.-B.: 1598E-07390
- Polysorbat 80, Synopharm, Ch.-B.: 030A194

#### 3.2 VERSUCHSSTAND

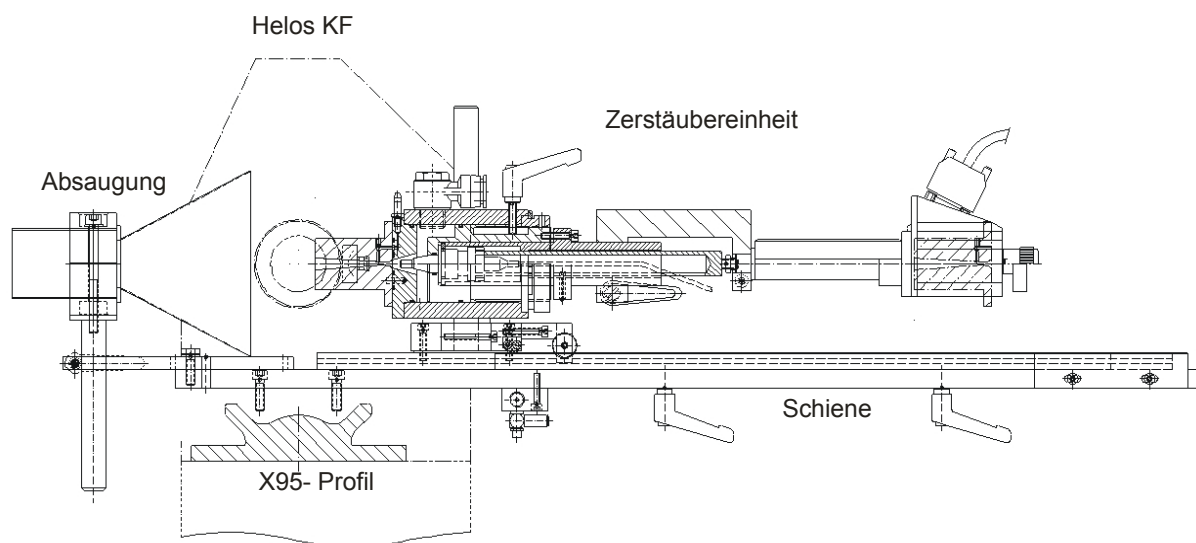
Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der Zerstäubereinheit, dessen zentrales Element die Düse ist. Sie wird durch einen Düsenhalter an der Vorkammer angebracht. In der Vorkammer kann durch einen Absolutdruckaufnehmer der Druck gemessen werden. Über einen Durchflussmesser und ein Ventil ist die Vorkammer an die Druckluftversorgung angeschlossen.



**Abbildung 3.1:** Funktionsweise der Zerstäubereinheit

Die Flüssigkeit wird durch einen Schrittmotor in eine Spritze mit gerade abgeschnittener Kanüle aufgezogen und in den Gasstrom eingespritzt. Die Düsenmündung befindet sich auf gleicher Höhe mit dem Laserstrahl des Laserdiffraktometers. Hier wird die Tropfengröße gemessen. Hinter der Messzone

befindet sich eine Absaugung. Sie verhindert, dass sich eine stehende Wolke kleiner Tröpfchen innerhalb der Messzone bildet, durch die die kleinen Tropfen mehrfach gemessen. In der Messzone des Laserdiffraktometers Helos KF der Firma Sympatec ist standardmäßig ein X95-Profil eingebaut. An diesem Profil wird eine Schiene befestigt, an der sowohl die Absaugung als auch die Zerstäubereinheit montiert sind. Die Zerstäubereinheit ist im Gegensatz zur Absaugung auf der Schiene verschiebbar. Mit einem Zentimetermaß wird ihre Position bestimmt. Abbildung 3.2 zeigt eine seitliche Ansicht des ganzen Versuchsstandes.



**Abbildung 3.2:** Konstruktionszeichnung des Versuchsstandes, seitliche Ansicht

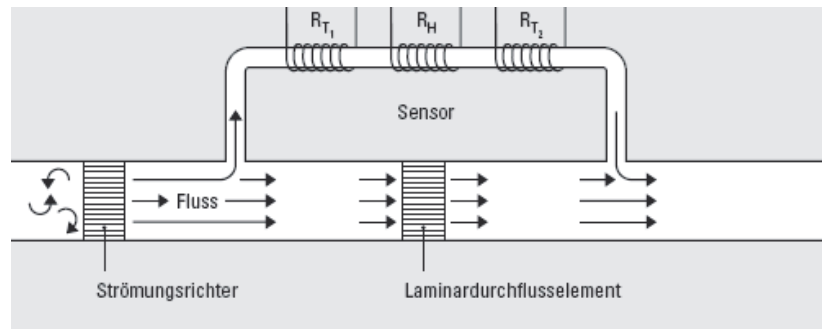
### 3.2.1 Drucksensor

Der Druck in der Vorkammer wird durch einen Absolutdruckaufnehmer P6A der Firma HBM (Darmstadt, Deutschland) gemessen. Der anliegende Druck wird durch eine Druckmessdose ermittelt, indem sich eine Messmembran elastisch verformt und damit die Dehnungsmessstreifen. Das führt zu einer Widerstandsänderung, die mithilfe einer Wheatstone'schen Brücke gemessen wird. Da die Referenzkammer vor Umwelteinflüssen geschützt wird, ist die Druckmessung unabhängig vom jeweiligen Umgebungsdruck. Somit können Absolutdrücke gemessen werden. [BOHL 2001, HBM]



### 3.2.2 Thermischer Durchflussmesser der Firma Bronkhorst

Um den Massenstrom der Gasströmung zu messen, wird ein thermische Durchflussmesser EL-Flow der Firma Bronkhorst (Ruurlo, Niederlande) verwendet. Das Prinzip dieses Messelementes ist in Abbildung 3.3 dargestellt.



**Abbildung 3.3:** Aufbau eines thermischen Durchflussmessers

Ein Teil der Gasströmung wird nach dem Strömungsrichter abgezweigt und durch den eigentlichen Sensor geleitet. Hierbei wird die Gasströmung durch das Heizelement  $R_H$  erwärmt und die Temperaturdifferenz vor und nach der Heizung gemessen. Hierbei entsprechen den Temperaturen unterschiedliche Widerstände an  $R_{T1}$  und  $R_{T2}$ . Die Differenz der Widerstände und somit der Temperaturen ist direkt proportional zum Massenfluss der Gasströmung. Eine Korrektur aufgrund des Drucks oder der Länge des Sensors ist nicht notwendig.

Häufig wird nicht der Massenfluss der Gasströmung sondern der Volumenstrom angegeben. Dieser muss aufgrund der Druckabhängigkeit des Volumens genormt werden. Die Normbedingungen sind  $0^\circ\text{C}$  und  $1013\text{ mbar}$  und werden mit  $\dot{V}_n$  gekennzeichnet. [BOHL, 2001, BRONKHORST]

### 3.2.3 Kanülen

Die Flüssigkeit wird durch gekürzte Kanülen der Marke Sterican<sup>®</sup> (B. Braun Melsungen AG, Melsungen, Deutschland) eingespritzt. Dabei wird die Kürzung so vorgenommen, dass ein gerader vertikaler Auslass entsteht. Die Abmessungen der in dieser Arbeit verwendeten Kanülen ist in Tabelle 3-1 zusammengefasst.

Größe		Aussendurchmesser	Innendurchmesser
Gauge	Metrisch	[mm]	[mm]
20 G	0,9	0,91	0,650
22 G	0,7	0,72	0,465
24 G	0,55	0,56	0,368
26 G	0,45	0,46	0,268

**Tabelle 3-1:** Maße der verwendeten Sterican<sup>®</sup> Kanülen [BRAUN]

### 3.2.4 Steuerung des Schrittmotors

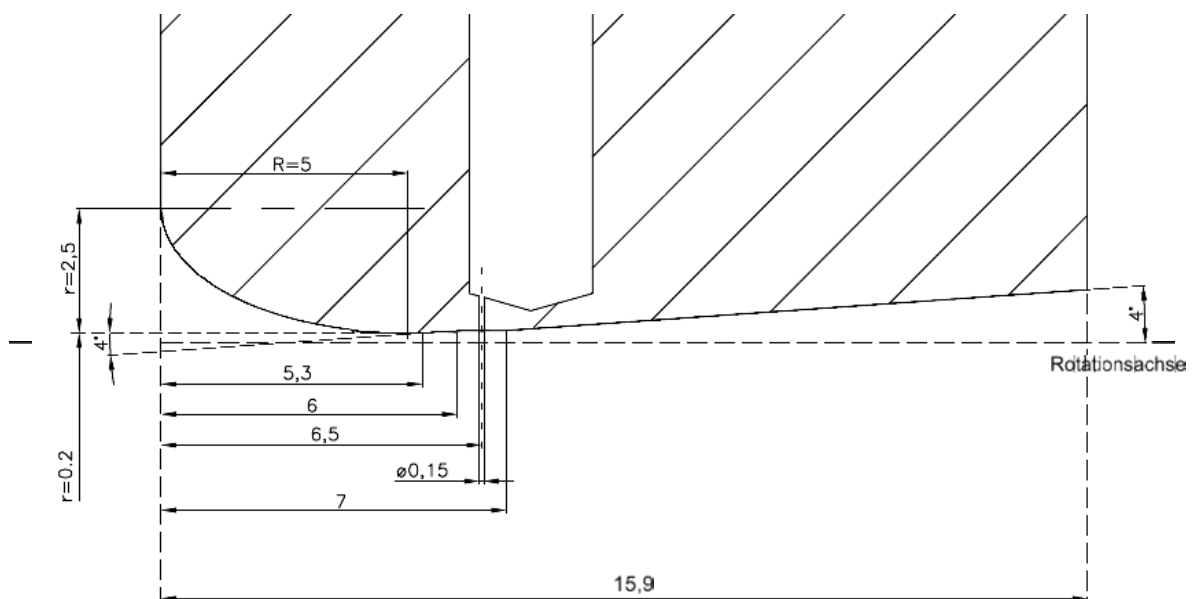
Zur variablen Einspritzung der Flüssigkeit in den Gasstrom wird ein Zweiphasen-Schrittmotor mit bipolarer Ansteuerung (Typ: MP-20L) der Firma Micos (Eschbach, Deutschland) verwendet. Mithilfe der Steuer-Software  $\alpha$ -COMM der Firma phytron (Gröbenzell, Deutschland), kann sowohl das Volumen als auch der Volumenstrom der eingespritzten Flüssigkeit vorgegeben werden. Zusätzlich gibt es die Möglichkeit, den Schrittmotor über einen externen Trigger, z.B. den Druck in der Vorkammer, zu steuern.

### 3.3 LAVAL-DÜSEN

Die in dieser Arbeit verwendeten Laval-Düsen sind rotationssymmetrisch zur Längsachse. Sie werden aus zwei Teilen gefertigt und anschließend zusammengeklebt. Das Material ist durchsichtiges Polycarbonat, da dieses eine niedrige elektrostatische Aufladung besitzt [MESSERSCHMID].

In Abbildung 3.4 sind die wichtigsten Konstruktionsdaten der Laval-Düsen zusammengefasst, wobei nur ein Wandverlauf dargestellt ist, da die Düsen rotationssymmetrisch sind. Im konvergenten Teil verläuft die Düsenwand elliptisch bis zum engsten Querschnitt von 0,4 mm bei einer Düsenlänge von 5 mm. Der anschließende divergente Teil öffnet sich in einem Totalwinkel von  $8^\circ$ . Zwischen der Düsenlänge von 6,0 und 7,0 mm hat die Düse eine zylindrische Form mit einem Durchmesser von 0,5 mm. In diesem zylindrischen Teil liegt bei einer Länge von 6,5 mm eine Druckbohrung, die nachträglich eingefügt wurde. Die Bohrung ist nicht rotationssymmetrisch, sondern kommt nur an einer Stelle vor. Anschließend öffnet sich die Düse mit einem Totalwinkel von  $8^\circ$  bis zur Düsenmündung weiter.

In der Arbeit werden zwei baugleiche Düsen verwendet, Düse A und B. Ausgangslänge der Düse B ist 5,5 mm. Die Düse A hat eine Länge von 15,9 mm und wird in 6 Schritten sukzessive auf eine Länge von 5,0 mm gekürzt. Der Einfluss der unterschiedlichen Düsenlänge wird u.a. in dieser Arbeit untersucht.

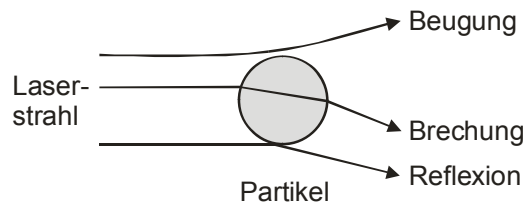


**Abbildung 3.4:** Geometrie der Laval-Düsen

### 3.4 LASERBEUGUNGSSPEKTROMETRIE

Zur Bestimmung der Tropfengröße wurde ein Laserdiffraktometer KF der Firma Sympatec (Clausthal-Zellerfeld, Deutschland) benutzt.

Bei der Laserbeugungsspektrometrie oder Laserdiffraktometrie handelt es sich um ein optisches, berührungsloses Partikelgrößenanalyseverfahren. Hierbei wird die Streulichtverteilung analysiert, die entsteht, wenn Partikel die Ausbreitung von Lichtwellen stören.



**Abbildung 3.5:** Streulichteffekte eines Partikels im Laserstrahl

Trifft Licht mit einer bestimmten Wellenlänge  $\lambda$  auf ein Partikel, so können verschiedene Streueffekte eintreten, die in Abbildung 3.5 schematisch gezeigt sind. Je nach Wellenlänge und Partikeldurchmesser lässt sich die Streulichtstrahlung anhand des Mie-Parameters in drei verschiedene Bereiche unterteilen.

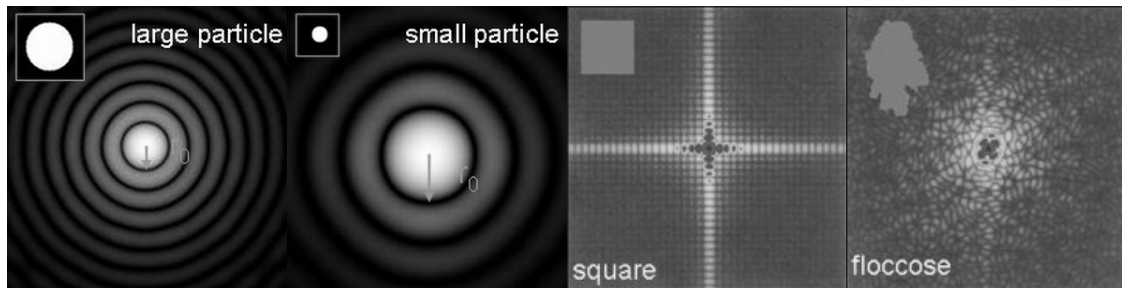
$$Mie = \frac{\pi \cdot d}{\lambda} \quad (3.1)$$

Im Rayleigh-Bereich ist der Partikeldurchmesser klein gegenüber der Wellenlänge ( $Mie \ll 1$ ). Das Licht streut in Richtung des einfallenden und ausfallenden Lichtes gleich stark, wodurch keine Analyse des Streulichts zur Partikelgrößenbestimmung möglich ist.

Der Mie-Bereich ist für  $0,5 < Mie < 10$  gegeben. Es besteht keine Symmetrie in der Streulichtverteilung mehr. Mit steigendem Mie-Parameter streut das Licht zunehmend in die Vorwärtsrichtung. Hier ist eine Streulichtanalyse ab einer Partikelgröße von ca.  $0,1 \mu\text{m}$  möglich. Allerdings ist die Streuung stark von den optischen Eigenschaften des untersuchten Systems abhängig. Für eine Analyse ist die Kenntnis des komplexen Brechungsindex notwendig, der sich aus dem Brechungsindex und dem Absorptionsindex zusammensetzt.

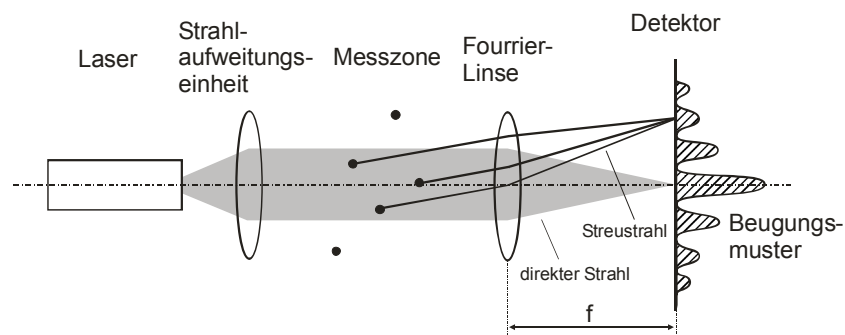
Im Bereich des Gültigkeitsbereich der geometrischen Optik oder Fraunhofer-Bereich ist der Mie-Parameter deutlich größer als 1. In der engsten Vorwärtsrichtung wird die Streuung durch Beugung bestimmt, Brechung und Reflexion sind vernachlässigbar. Die Partikelgrößenanalyse durch Streulicht ist unproblematisch, da mit der Fraunhofer-Näherungslösung gearbeitet werden kann. Die Fraunhofer-Näherung gilt streng genommen nur für runde, absorbierende Partikel, die das Licht aufgrund von Beugung streuen. [TEIPEL, MÜLLER]

Nicht nur die Größe sondern auch die Geometrie des Partikels hat einen Einfluss auf die Laserbeugung. Abbildung 3.6 zeigt verschiedene Beugungsmuster, die durch unterschiedliche Partikelgeometrien entstehen.



**Abbildung 3.6:** Beugungsmuster unterschiedlicher Partikelgeometrien [mit freundlicher Genehmigung der Firma Sympatec]

Der schematische Aufbau eines Laserdiffraktometers ist in Abbildung 3.7 dargestellt.



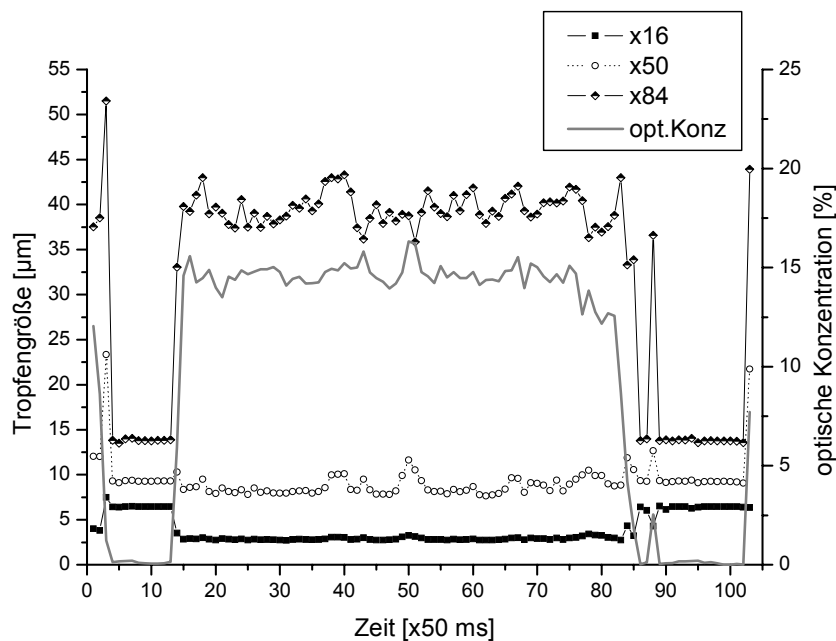
**Abbildung 3.7:** schematischer Aufbau eines Laserdiffraktometers

Das Laserdiffraktometer besteht aus einem He-Ne-Laser mit der Wellenlänge von 632,8 nm. Der Laserstrahl wird durch die Strahl-aufweitungs-einheit verbreitert und parallelisiert, bevor er die Messzone passiert. Trifft der Laser auf Partikel, wird er

gebeugt. Je kleiner das Partikel ist, desto größer ist der Beugungswinkel. Die anschließende Fourier-Linse sorgt dafür, dass das Beugungsbild einer bestimmten Partikelgröße unabhängig von der Position des Partikels in der Messzone immer an einer bestimmten Stelle des Detektors gebündelt wird. Der Detektor ist ein Multielement-Fotodetektor, bei dem die einzelnen Messelemente halbkreisförmig angeordnet sind. Das Beugungsmuster wird anschließend elektronisch ausgewertet. Je nach Größe des Partikelkollektivs werden Fourier-Linsen mit unterschiedlicher Brennweite benutzt. Das Partikelkollektiv wird aufgrund des Ringdetektors in 31 Größenklassen eingeteilt. Die Auswertung erfolgt hauptsächlich durch die Mie-Theorie und nur in Ausnahmefällen durch die Fraunhofer-Näherung. Der komplexe Brechungsindex von Wasser in Luft beträgt  $n_k = 1,33$ . [SYMPATEC]

### 3.5 MESSPARAMETER UND AUSWERTUNG DER MESSDATEN

Die Aufnahme der Messdaten erfolgt zeitabhängig, d.h., dass das Laserbeugungsspektrometer in bestimmten Zeitabständen die Tropfengrößenverteilung des Sprays ermittelt. Dieser Zeitabstand betrug bei allen Versuchen 50 ms. Ausgewertet wurden für jede Zeitscheibe die volumetrischen Summen- und Dichteverteilung sowie die Kenngrößen  $x_{16}$ -,  $x_{50}$ -,  $x_{84}$ - und die optische Konzentration. Mithilfe der Kenngrößen kann der Verlauf der Tropfengröße über die Zeit ermittelt werden.



**Abbildung 3.8:** zeitlicher Verlauf der Kenngrößen eines Sprühstoßes

In Abbildung 3.8 ist dieses beispielhaft für einen Sprühstoß dargestellt. Aus diesen zeitlich aufgelösten Daten wurde anschließend der Mittelwert gebildet, um verschiedene Einflüsse auf die Tropfengrößenverteilung zu untersuchen.

Das Laserbeugungsspektrometer wird so getriggert, dass die Messung beim Überschreiten eines bestimmten Wertes der optischen Konzentration startet und beim Unterschreiten wieder stoppt. Dieser Wert liegt je nach Versuch zwischen 0,5% und 2,0% optischer Konzentration. Dadurch werden sowohl der Anfang als auch das Ende des Sprühstoßes mitdetektiert. Hier variieren die Tropfengrößen deutlich von denen mitten im Sprühstoß. Da die Sprayeigenschaften während des Sprühstoßes untersucht werden sollten, wurden die Anfangs und Endbereiche nicht in die Auswertung mit einbezogen. Bei einigen Versuchen wurde durch das Aufziehen der

Flüssigkeit Luft mit in die Spritze eingesaugt, dieses führt zu einer Unterbrechung des Sprühstoßes. Während dieser Unterbrechungen misst das Laserbeugungsspektrometer z.T. weitere Tropfengrößen, die den eigentlichen Mittelwert verfälschen. In Abbildung 3.8 ist dieses direkt zu Beginn der Messung erkennbar. Die optische Konzentration ist minimal, trotzdem werden Daten erfasst. Deshalb wurden diese Bereiche nicht mit ausgewertet.

Bei den Versuchen werden alle 31 Detektorelemente zur Auswertung hinzugezogen. Einzige Ausnahme bilden die in Kapitel 4.7.1 beschriebenen Versuche. Durch den hohen Dampfdruck von Ethanol kommt es innerhalb der Messzone zur Schlierenbildung. An diesen Schlieren wird der Laserstrahl abgelenkt, so dass Licht auf die inneren Detektorelemente fällt, obwohl keine Tropfen vorhanden sind. Da die Auswertungssoftware nicht zwischen den richtigen Tropfen und diesen scheinbaren Tropfen unterscheiden kann, wird das Licht, das durch die Schlieren abgelenkt wird, mit ausgewertet. Es entstehen sogenannte ghost peaks, die das Tropfengrößenspektrum verfälschen. Um trotzdem ein geeignetes Tropfengrößenspektrum zu erhalten, müssen die Messsignale der inneren Detektorringe bei der Auswertung unberücksichtigt bleiben. Praktisch wird dieses durch eine erhöhte Stabilität der Messung (z. B.: 3) realisiert. Um keine Fehler in der Analytik zu machen, muss abgeklärt werden, ob die vermeintlichen ghost peaks auch wirklich welche sind, sonst bleiben fälschlicherweise reale Tropfen unberücksichtigt. Ist dies gewährleistet, ist eine Erhöhung der Stabilität zulässig.



### 3.6 TENSIOMETER

Die Oberflächenspannung einer Flüssigkeit nimmt über die Weber-Zahl Einfluss auf das Zerstäubungsverhalten einer Flüssigkeit. Die Oberflächenspannung ist eine in die Flüssigkeit hinein gerichtete Kraft, die dadurch zustande kommt, dass die Anziehungskräfte der Flüssigkeitsteilchen untereinander größer sind als die zur umgebenden Gasphase. Wird die Oberfläche vergrößert, wie das beim Zerstäuben der Fall ist, muss Energie aufgewendet werden. Dieses Prinzip macht sich auch ein Tensiometer zu Nutze.

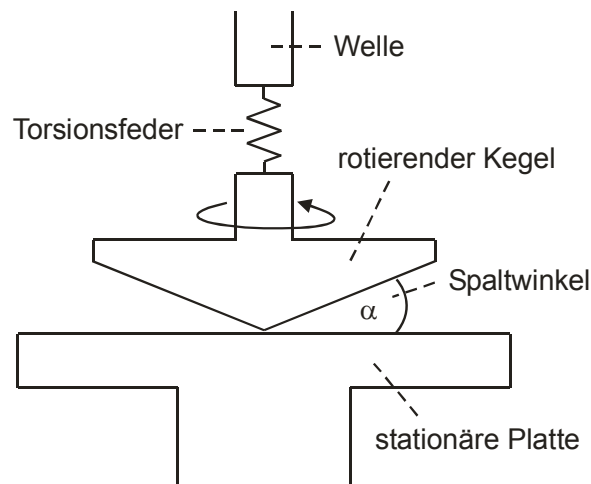
Um die Oberflächenspannung verschiedener Flüssigkeiten zu messen, wurde das Tensiometer K100 der Firma Krüss (Hamburg, Deutschland) mit einem Platin-Iridium-Ring verwendet. Der Ring taucht in die zu vermessende Flüssigkeit ein und wird langsam wieder herausgezogen. Gemessen wird die maximale Kraft, die notwendig ist, um den Ring aus der Oberfläche zu ziehen. Da hierbei ein gewisses Flüssigkeitsvolumen mit angehoben wird, dessen Gewichtskraft mit detektiert wird, müssen die Messwerte um dieses Flüssigkeitsvolumen korrigiert werden. Das erfolgt durch die Messsoftware mit den bekannten Abmessungen des Ringes automatisch.

Reines Wasser hat eine Oberflächenspannung von  $0,072 \text{ N/m}$ . Sind im Wasser allerdings  $\text{CO}_2$  und diverse Ionen gelöst, sinkt die Oberflächenspannung deutlich ab. Da in dieser Arbeit demineralisiertes Wasser zum Versprühen verwendet wurde, liegt die Oberflächenspannung unter  $0,072 \text{ N/m}$ . [KRÜSS, BAUER]

### 3.7 ROTATIONSVISKOSIMETER

Mit Viskosität eines Stoffes wird seine innere Reibung bezeichnet, oder anders ausgedrückt der Widerstand, den die Teilchen eines Stoffes ausüben, wenn sie gegeneinander verschoben werden. Da in dieser Arbeit der Einfluss der Viskosität einer Flüssigkeit auf ihr Zerstäubungsverhalten untersucht wurde, wird im Folgenden beschrieben, wie die Viskosität gemessen wurde.

Als Messgerät wurde das Rotationsviskosimeter RotoVisco 1 der Firma ThermoHaake (Karlsruhe, Deutschland) verwendet. Dabei wurde mit der Kegel-Platte-Methode eine bestimmte Drehzahl vorgegeben und die Schubspannung gemessen. Die zu untersuchende Flüssigkeit befindet sich zwischen der feststehenden Platte und dem rotierenden Kegel (s. Abbildung 3.9).



**Abbildung 3.9:** Rotationsviskosimeter, Kegel-Platte-System, [nach SCHRAMM]

Eine Welle treibt den Kegel, der über eine Torsionsfeder an der Welle befestigt ist, mit einer gegebenen Drehzahl an. Aufgrund der Viskosität der Probe verdrillt sich die Torsionsfeder. Dieses macht sich in einer Winkelverschiebung zwischen Welle und Kegel bemerkbar. Die Winkelverschiebung ist proportional zur Viskosität. [Schramm, Bauer, Haake]

Bei den Messungen wurde der C60/1° Ti Kegel verwendet und die Drehzahl in 20 Schritten von 10 [1/s] auf 1000 [1/s] erhöht. Da die Viskosität von der Temperatur abhängig ist, wurde die stationäre Platte auf 20 °C gekühlt.

## 4 ERGEBNIS UND DISKUSSION

Im diesem Kapitel werden ausgehend von der Fragestellung, ob das Zerstäuben von Flüssigkeit durch Laval-Düsen einen Vorteil gegenüber anderen Düsen hat, die Ergebnisse dargestellt und diskutiert.

Zunächst wird in Kapitel 4.1 die Einphasenströmung innerhalb der verwendeten Laval-Düsen mithilfe der Theorie aus Kapitel 2.4 näherungsweise berechnet. Der Fokus liegt dabei auf Berechnungen, die für die anschließenden experimentellen Ergebnisse von Bedeutung sind.

Im anschließenden Kapitel 4.2 werden mögliche Einflussfaktoren auf die Ergebnisse, vor allem auf die Messung der Tropfengrößen, betrachtet. Dieses ist notwendig, damit bestimmte Einflussfaktoren konstant gehalten und die Fehler bei der Messung der Tropfengrößen minimiert werden können.

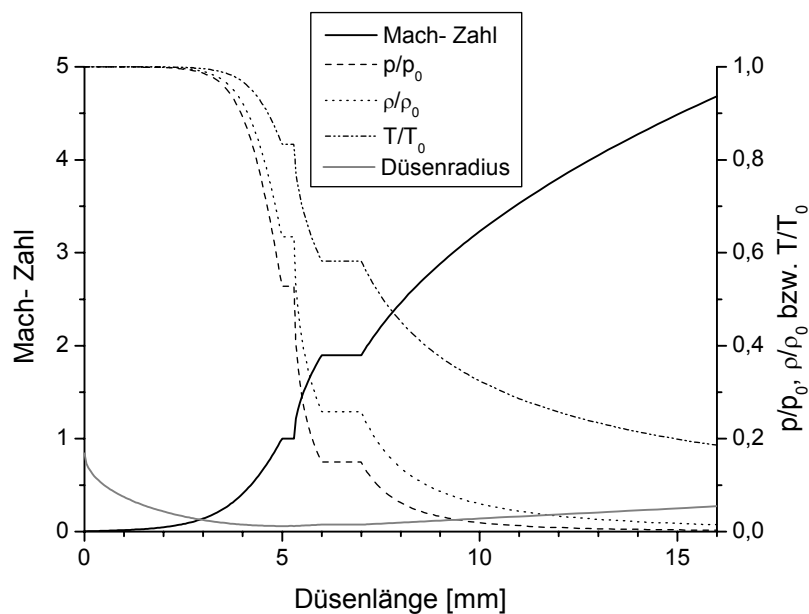
Danach werden in den Kapiteln 4.3 bis 4.7 die Versuche beschrieben, die zu einem besseren Verständnis des Zerstäubens von Flüssigkeiten durch Laval-Düsen beitragen und gegebenenfalls zu einer Düsenoptimierung führen sollen. Konkret ist das der Einfluss der Zweiphasenströmung, der Düsenlänge, der Düsendrehung und der Eingangstropfengröße auf die Tropfengröße, die durch die Düsen erzeugt wird. Des Weiteren werden die zwei wichtigsten Flüssigkeitseigenschaften im Zusammenhang mit dem Aufbruch von Tropfen, nämlich Oberflächenspannung und Viskosität, näher untersucht.

Zur besseren Übersicht sind die Kapitel zu den einzelnen Versuchen so unterteilt, dass zunächst der Hintergrund der Versuche erläutert wird. In Unterkapiteln werden zunächst die Ergebnisse zusammengefasst und anschließend diskutiert.

#### 4.1 EINPHASENSTRÖMUNG IN DER LAVAL-DÜSE A

Für die Berechnung der Strömungseigenschaften werden die in Kapitel 2.4 vorgestellten Gleichungen verwendet. Da in allen Experimenten Druckluft als Gasphase verwendet wurde, wird die Berechnung ebenfalls für Druckluft durchgeführt. Der Isentropenexponent für Druckluft ist  $\kappa = 1,4$ . [BOHL, 2001]

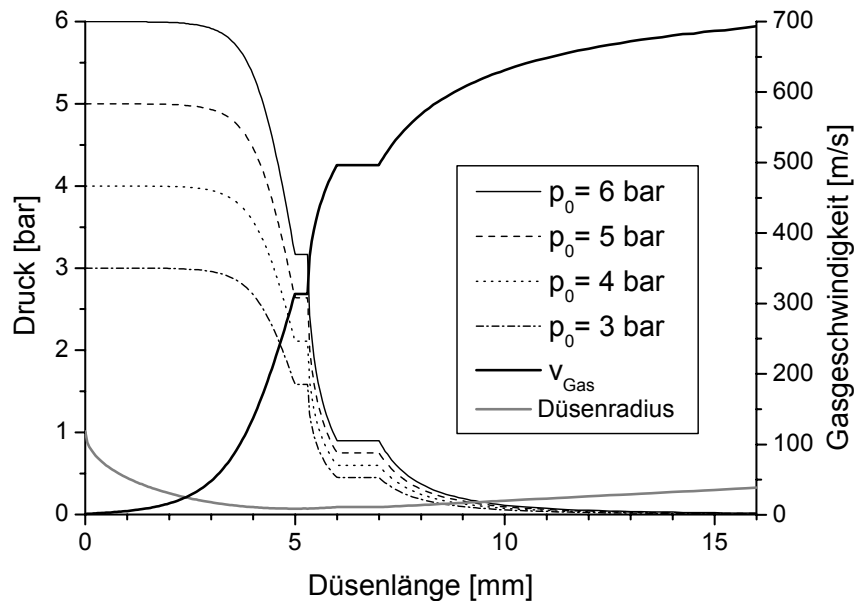
Ist der Querschnittsverlauf der Düse bekannt, kann mithilfe der Gleichung 2.18 die dazugehörige Mach-Zahl iterativ ermittelt werden. Dabei wird vereinfachend angenommen, dass die Strömung reibungsfrei und adiabat verläuft. Ist die lokale Mach-Zahl bekannt, kann mit ihrer Hilfe der Zusammenhang zwischen der Ruhegröße und der lokalen Größe für Druck, Dichte und Temperatur bestimmt werden (Gleichungen 2.15). In Abbildung 4.1 sind der Verlauf der Mach-Zahl und die Verhältnisse von Druck, Dichte und Temperatur bezogen auf ihre jeweilige Ruhegröße für die Laval-Düse A dargestellt (vgl. Kapitel 3.3).



**Abbildung 4.1:** Verlauf der Mach-Zahl, des Druck-, Dichte- und Temperaturverhältnisses in der Laval-Düse A ohne Einfluss des Gegendrucks

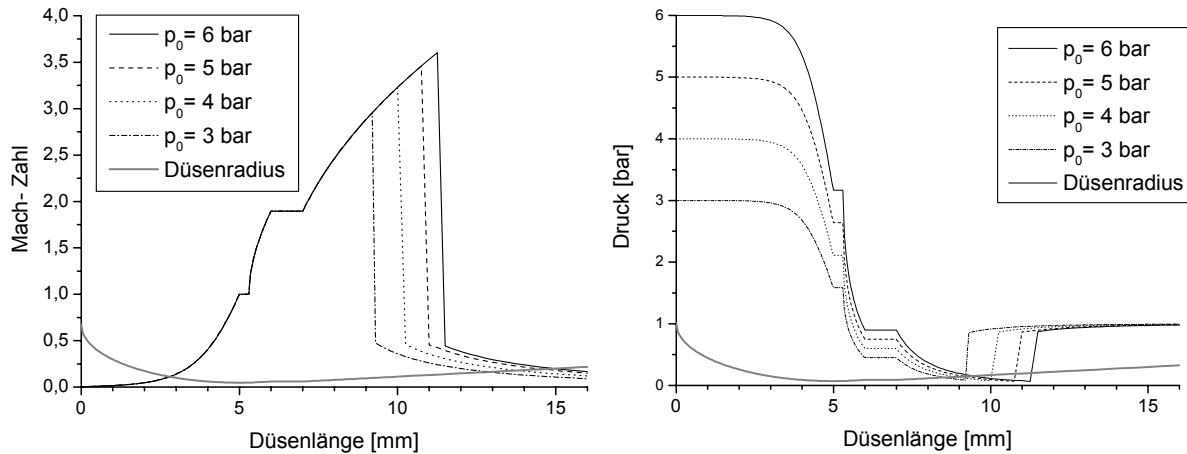
Hierbei wird zunächst angenommen, dass die Düse ins Vakuum ausströmt, d.h. dass der Gegendruck keinen Einfluss auf die Strömungszustände innerhalb der Düse hat. Abbildung 4.2 zeigt zum einen den absoluten Druckverlauf, der in der Düse für unterschiedliche Ruhedrucke herrscht. Dabei sind die Ruhedrucke so gewählt, dass sie im Bereich des späteren experimentellen Versuchs liegen. Zum anderen ist der

Gasgeschwindigkeitsverlauf dargestellt. Es wird deutlich, dass die Gasgeschwindigkeit unabhängig vom Ruhedruck ist. Das ist verständlich, da die Gasgeschwindigkeit nach Gleichung 2.13 nur von der lokalen Mach-Zahl und der lokalen Schallgeschwindigkeit abhängig ist. Die lokale Schallgeschwindigkeit ändert sich aufgrund der Temperaturänderungen in der Düse und lässt sich mit Gleichung 2.12 berechnen.



**Abbildung 4.2:** Druck- und Gasgeschwindigkeitsverlauf für verschiedene Ruhedrucke in der Laval-Düse A ohne Einfluss des Gegendrucks

Die obige Annahme, dass die Düse ins Vakuum ausströmt, ist nicht korrekt. Die Düsen haben einen Auslegungsdruck von 0,01 bis 0,02 bar und strömen in Atmosphärendruck aus. Der Gegendruck hat durchaus einen Einfluss auf die Strömungszustände innerhalb der Düse: Es findet ein Verdichtungsstoß statt. Mithilfe der Machbeziehungen (Gleichungen 2.19 bis 2.22) können die Größen Druck, Dichte und Temperatur über den Verdichtungsstoß berechnet werden. Abbildung 4.3 zeigt den Mach-Zahl- bzw. Druckverlauf in der Laval-Düse A, bei dem durch den Einfluss des Gegendrucks ein Verdichtungsstoß innerhalb der Düse stattfindet.



**Abbildung 4.3:** Machzahl- bzw. Druckverlauf in der Laval-Düse A mit Einfluss des Gegendrucks für verschiedene Ruhedrucke

Hierbei wird deutlich, dass der Mach-Zahlverlauf bis zum Verdichtungsstoß bei allen Ruhedrücken gleich ist. Die Ausprägung des Verdichtungsstoßes ist allerdings unterschiedlich. Je kleiner der Ruhedruck ist, desto näher liegt der Verdichtungsstoß am engsten Querschnitt der Düse. Die Differenz der Mach-Zahlen vor und nach dem Verdichtungsstoß ist umso geringer, je niedriger der Ruhedruck ist. Dieses kann unmittelbar auf die Geschwindigkeit der Gasströmung übertragen werden. Anders ausgedrückt heißt das, dass die Gasströmung umso stärker abgebremst wird, je größer der Ruhedruck ist. Die Größe des Drucksprungs über den Verdichtungsstoß verhält sich anders. Sie ist mit ca. 0,8 bar für alle vier Ruhedrucke gleich.

## 4.2 ABSCHÄTZUNG VERSCHIEDENER EINFLUSSFAKTOREN

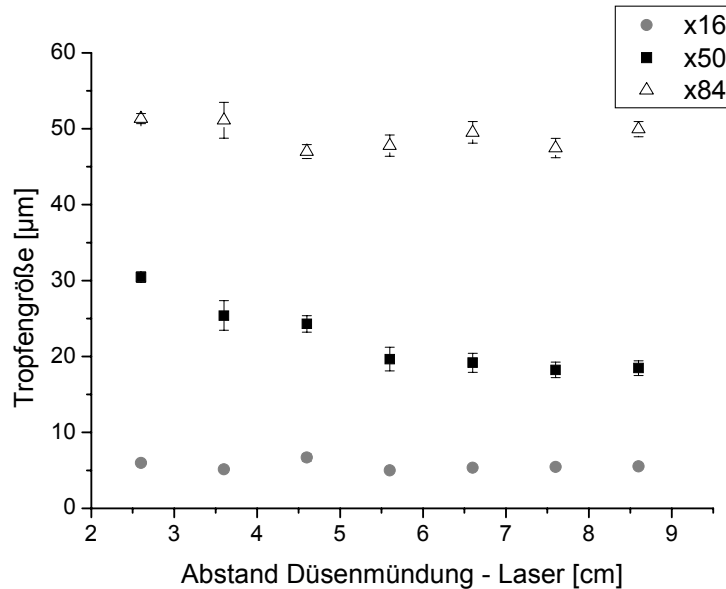
In diesem Kapitel werden mögliche Einflüsse, die nicht unmittelbar zur Optimierung des Zerstäubungsvorganges beitragen oder die bei Nichtbeachtung zu falschen Ergebnissen führen können, beschrieben. Diese Einflüsse sind versuchsbedingt und ergeben sich meist aus dem Versuchsaufbau. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der Abschätzung, wie groß der Einfluss eines bestimmten Faktors ist, und ob bei späteren Versuchen verstärkt darauf geachtet werden muss.

### 4.2.1 Einfluss des Abstandes der Düsenmündung zum Laser

Die Düse wird horizontal am Düsenhalter angebracht, so dass das entstehende Spray ebenfalls horizontal die Düse verlässt. Unmittelbar hinter der Düsenmündung sind die Tröpfchen noch sehr schnell. Durch das Umgebungsgas werden die Tröpfchen abgebremst, so dass die Schwerkraft zunehmend die Flugbahn der Tröpfchen bestimmt. Dabei werden große Tropfen früher von der Schwerkraft aus der horizontalen Flugbahn nach unten abgelenkt als kleine. Bei einem zu großen Abstand der Düsenmündung zum Laserstrahl des Laserdiffraktometers ist es möglich, dass die großen Tropfen nicht mehr durch den Laserstrahl erfasst werden und dadurch die Tropfengrößenverteilung des Sprays verfälschen.

In Abbildung 4.4 wird beispielhaft für die Düse B, bei einem Ruhedruck von 5 bar und einem Volumenstrom an Flüssigkeit von 100  $\mu\text{l/s}$  der Abstand von der Düsenmündung zum Laserstrahl dargestellt. Der minimale Abstand von 2,6 cm ist durch den Versuchsstand gegeben, da die Kammer, an der die Düse befestigt ist, nicht beliebig weit in die Messzone des Laserdiffraktometers hineingeschoben werden kann. Der minimale Abstand kann nicht verringert werden. Der größte Abstand von 8,6 cm ist willkürlich gewählt, da ein größerer Abstand im Zusammenhang mit den weiteren Versuchen nicht von Bedeutung ist. Bei allen Abständen liegt die Messzone vollständig innerhalb des Spraykegels. Durch den Laser wird nur ein Teil des Sprays detektiert. In Abbildung 4.4 stellt jeder Datenpunkt den Mittelwert von ca. 30 Messwerten dar, die über die Dauer eines Sprühstoßes bestimmt wurden. Die Fehlerbalken repräsentieren die Standardabweichung. Die mittlere Tröpfchengröße nimmt mit zunehmendem Abstand bis zu ca. 40% ab, wobei sich die  $x_{16}$ - und  $x_{84}$ -Werte kaum verändern. Es wird deutlich, dass der Abstand zwischen Düsenmündung und Messzone des Laserdiffraktometers einen Einfluss auf

die Tropfengrößenverteilung besitzt. Um die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu gewährleisten, wird dieser Abstand bei allen folgenden Experimenten konstant gehalten.



**Abbildung 4.4:** Einfluss des Abstandes der Düsenmündung zum Laser für Düse B

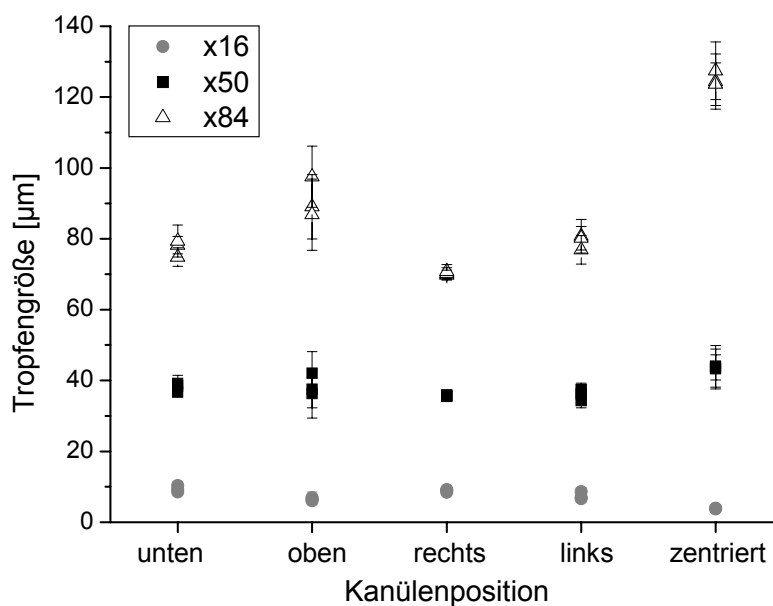
#### 4.2.2 Einfluss der Einspritzposition innerhalb der Düse

Die Flüssigkeit wird durch eine gerade abgeschnittene Kanüle in den Gasstrom eingespritzt. Diese Kanüle kann relativ zur Düse unterschiedliche Positionen einnehmen. Zum einen kann sie durch das Verschieben der hinteren Kammerwand mehr oder weniger weit in die Düse hinein ragen. Hierzu hat [Messerschmid] in seiner Dissertation einige Untersuchungen durchgeführt und festgestellt, dass die Extrempositionen der Kanüle einen negativen Einfluss auf die Tropfengrößenverteilung hat. Eine Extremposition nimmt die Kanüle ein, wenn sie sehr weit innerhalb oder außerhalb der Düse platziert ist. In dem Bereich des Düseneingangs und bei einem geringfügigen Hineinragen der Kanüle in die Düse ergibt sich kein Unterschied in der Tropfengrößenverteilung. In allen folgenden Versuchen wird deshalb auf Extrempositionen verzichtet und darauf geachtet, dass das Kanülenende ungefähr mit dem Düseneingang abschließt.

Eine weitere Variation in der Düsenposition ist die Dezentrierung der Kanüle. Sowohl die Düsen als auch der Düsenhalter sind achsensymmetrisch aufgebaut. Die Kanüle



befindet sich im Idealfall konzentrisch in der Mitte. Durch den Gebrauch kann die Kanüle aus ihrer zentralen Position gebracht werden. Um diese Dezentrierung zu untersuchen, wurde eine gerade abgeschnittene 20G-Kanüle verbogen und mit ihr gezielt exzentrisch eingespritzt. In Abbildung 4.5 sind für Düse A mit einer Länge von 11,9 mm, einem Ruhedruck von 5 bar und einem Volumenstrom an Flüssigkeit von 100  $\mu\text{l/s}$  die Tropfengrößen von je drei Messungen bei verschiedenen Kanülenpositionen dargestellt. Die Fehlerbalken geben dabei die Standardabweichung über die Dauer eines Sprühstoßes wieder. Die Positionsbezeichnungen beziehen sich auf die Strömungsrichtung.



**Abbildung 4.5:** Einfluss der Kanülidezentrierung auf die Tropfengrößenverteilung

Es wird deutlich, dass der Einfluss auf die mittlere Tropfengröße nicht signifikant, ein gewisser Einfluss auf die größeren Tropfen allerdings vorhanden ist. Die zentrale Kanülenposition besitzt den größten  $x_{84}$ -Wert, die in Strömungsrichtung zu weit nach rechts ausgerichtete Kanüle den geringsten. Die Standardabweichungen der einzelnen Werte über die Spraydauer sind für die Kanülenposition „oben“ und „zentriert“ am größten. Zu erklären ist dieser Einfluss mit der Präzision der Düse, die aus zwei Teilen zusammengesetzt wurde. Innerhalb des Strömungskanal wird keine vollständige Achsensymmetrie erreicht, so dass sich zwischen den Strömungszuständen innerhalb der Düse und der Position der Einspritzstelle ein optimales Zusammenspiel für den Tropfenaufbruch ergeben kann. Der deutliche

Unterschied zur zentrierten Kanüle kann zusätzlich dadurch erklärt werden, dass die Versuche mit einer anderen 20G Kanüle durchgeführt wurden. Dieses kann die Tropfengrößenverteilung ebenfalls beeinflussen.

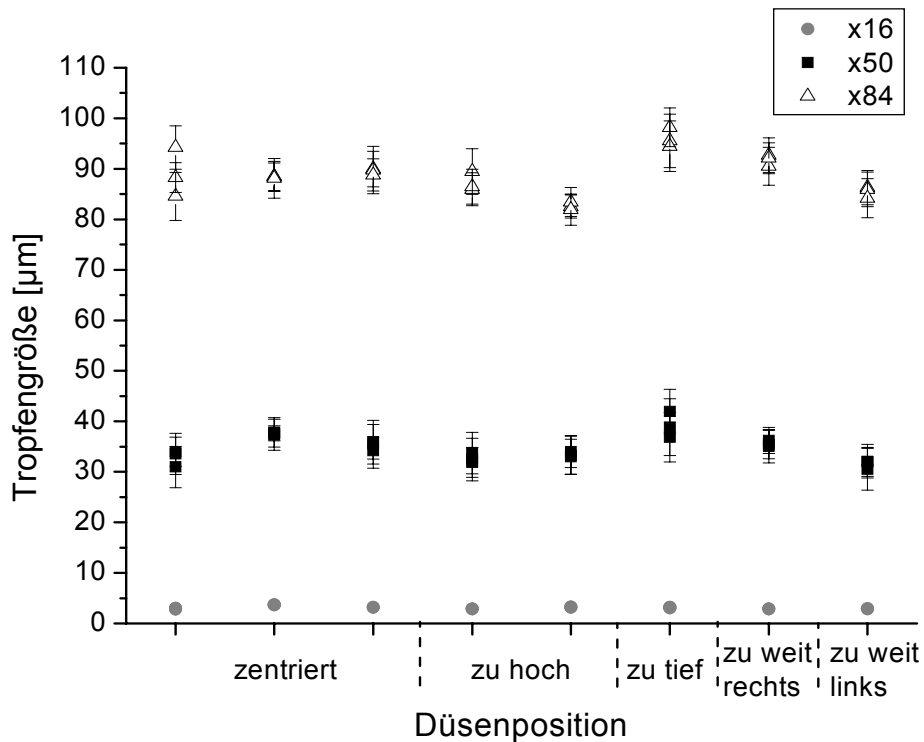
Als Konsequenz für die weiteren Versuche dieser Arbeit wird versucht, die Kanüle immer möglichst konzentrisch zu platzieren, was rein optisch verifiziert wird.

#### **4.2.3 Einfluss der Düsenposition auf dem Düsenhalter**

Die Düsen sind durch zwei Schrauben am Düsenhalter befestigt, der wiederum an die Vorkammer geschraubt wird. Die Schrauben können die Düse nicht passgenau am Düsenhalter fixieren, so dass sich die Düse gegen den Düsenhalter etwas verschieben kann. Zwischen Düsenhalter und Düseneingang kann es deshalb zu einem Absatz kommen, was zu einer turbulenten Gasströmung und damit zu einem veränderten Tropfenaufbruch führen kann. Um abschätzen zu können, ob das Verschieben der Düse gegen den Düsenhalter einen Einfluss auf den Tropfenaufbruch hat, wird absichtlich ein Absatz erzeugt. Aufgrund der Konstruktion kann die Düse nach unten und zu den Seiten hin nur wenig verschoben werden. Nach oben kann ein Absatz erzielt werden, bei dem die Düse die Öffnung des Düsenhalters fast vollständig bedeckt. Es wurden allerdings auch hier nur Absätze von 1-2 mm untersucht, da ein deutlicher Absatz bei der Montage der Düse auffällt, und in allen Versuchen eine möglichst zentrierte Düsenposition verwendet wird.

Abbildung 4.6 veranschaulicht die Ergebnisse für die Düse A mit einer Länge von 11,9 mm, einem Ruhedruck von 5 bar und einem Volumenstrom an Flüssigkeit von 100 µl/s. Dabei sind die Tropfengrößen von je drei Messungen bei unterschiedlichen Verschiebungen der Düse gegen den Düsenhalter aufgetragen. Die Fehlerbalken stellen die Standardabweichung über die Dauer des Sprühstoßes dar. Die Bezeichnungen der x-Achse geben die Position der Düse, bezogen auf den Düsenhalter in Strömungsrichtung gesehen, wieder. Hierbei bedeutet die Bezeichnung „zentriert“, dass zwischen der Düse und dem Düsenhalter kein Absatz entsteht. Da dieses schwer zu realisieren ist, wird die Düse dreimal neu zentriert und die Versuche nebeneinander aufgetragen. Bei der zu hohen Düsenposition ist der Absatz für die zweite Versuchsreihe größer. Bei der Verschiebung nach unten und zur Seite wurde der maximale Absatz untersucht. Die exakte Größe der Absätze lässt sich nicht bestimmen.

Abbildung 4.6 zeigt deutlich, dass die Verschiebung der Düse gegen den Düsenhalter keinen Einfluss auf die Tropfengröße hat. Kritisch ist nur die zu hohe Positionierung der Düse, da hier die Öffnung des Düsenhalters fast vollständig verschlossen werden kann. Als Konsequenz wird bei allen weiteren Versuchen darauf geachtet, dass die Düse nicht zu hoch angebracht wird. Auf eine exakt zentrierte Positionierung, die sehr zeitaufwendig ist, wird verzichtet.



**Abbildung 4.6:** Verschieben der Düse gegen den Düsenhalter

### 4.3 ZWEIPHASENSTRÖMUNG

Wie viel kinetische Energie für den Tropfenaufbruch beim Zerstäuben zur Verfügung steht, ist bei Zweistoffdüsen neben der Konstruktion der Düse auch vom Verhältnis zwischen Gas und Flüssigkeit abhängig. Die kinetische Energie des Zerstäubergases führt zum Tropfenaufbruch. Bei einem großen Massenstromverhältnis  $X$  von Gas und Flüssigkeit steht mehr Energie pro Einheit Flüssigkeit für den Tropfenaufbruch zur Verfügung. [Park]

Im Folgenden soll beschrieben werden, wie empfindlich die Laval-Düse auf die Änderung des Massenstromverhältnisses reagiert. Als Maß für den Tropfenaufbruch, der als solches nicht gemessen werden kann, wird die Tropfengrößenverteilung im entstehenden Spray bestimmt.

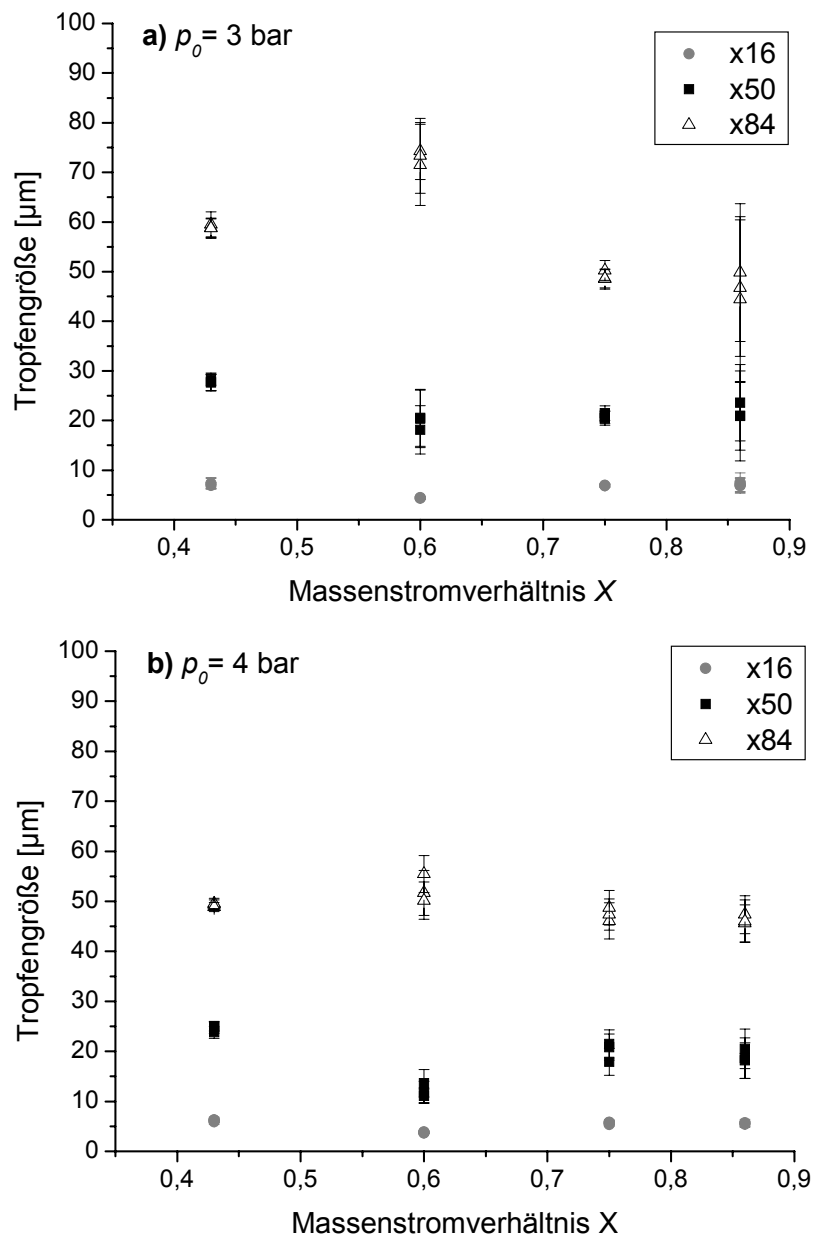
Das Massenstromverhältnis  $X$  kann naturgemäß entweder durch den Massenstrom der Flüssigkeit oder des Gases verändert werden. Im ersten Fall wird die eingespritzte Flüssigkeitsmenge erhöht. Um den Massenstrom des Gases zu verändern, muss aufgrund der Geometrie einer Laval-Düse entweder der engste Querschnitt oder der Ruhedruck angepasst werden. Da bei den untersuchten Düsen der engste Querschnitt nicht verändert werden kann, fällt diese Möglichkeit weg.

#### 4.3.1 Ergebnis

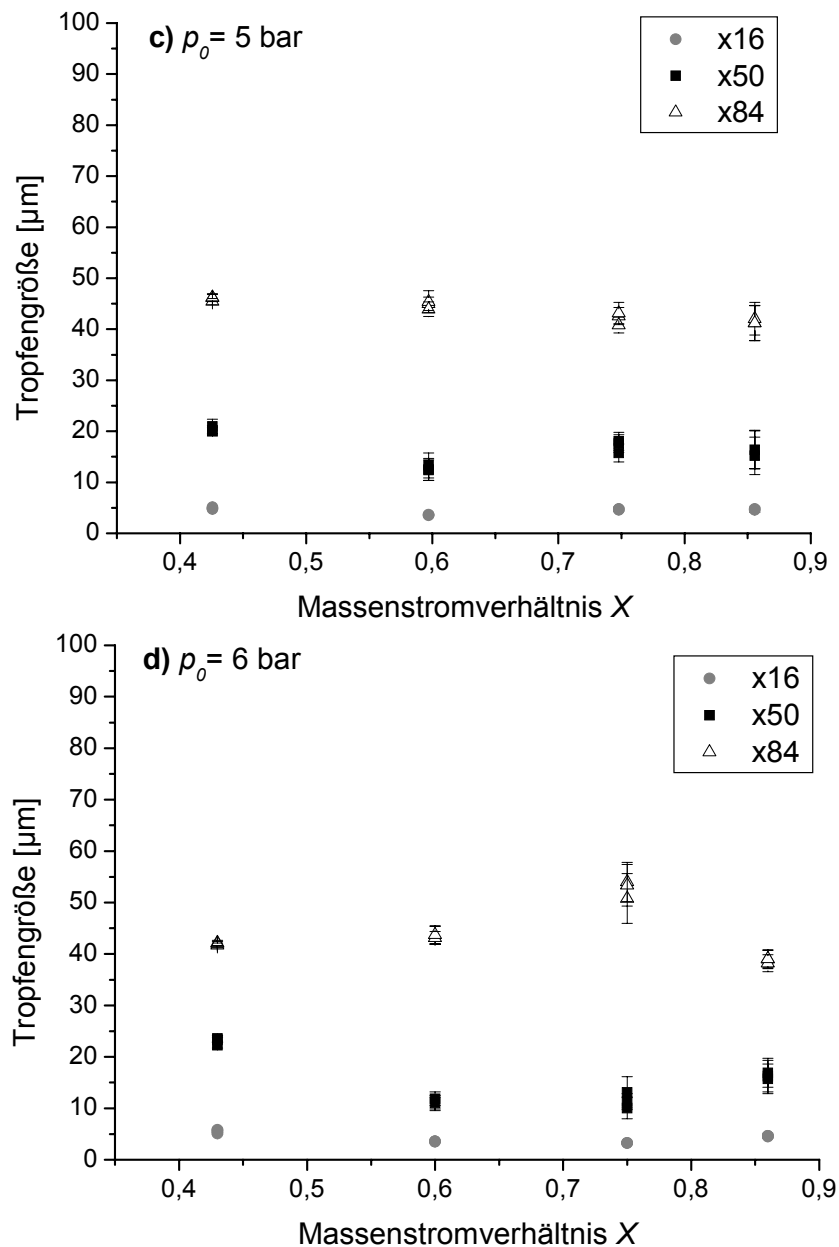
In Abbildung 4.7 und Abbildung 4.8 werden für die Düse B vier verschiedene Massenstromverhältnisse ( $X= 0,86; 0,75; 0,60$  und  $0,43$ ) bei vier unterschiedlichen Ruhedrücken ( $p_0= 3, 4, 5$  und  $6$  bar) dargestellt. Dabei geben die Fehlerbalken die Standardabweichung über die Dauer eines Sprühstoßes wieder.

Beide Abbildungen zeigen, dass das Massenstromverhältnis  $X$  durchaus einen Einfluss auf die Tropfengröße des entstehenden Sprays hat. Allen Ruhedrücken ist gemeinsam, dass das Massenstromverhältnis von  $X= 0,43$  den größten mittleren Tropfendurchmesser ergibt. Nicht beim größten Massenstromverhältnis entstehen die kleinsten Tropfen, sondern bei  $X= 0,6$ . Ein zu geringer Flüssigkeitseintrag wirkt sich also ebenso negativ auf die mittlere Tropfengröße aus wie ein zu hoher. Die  $x_{16}$ -Werte folgen dieser Tendenz. Für die  $x_{84}$ -Werte gilt dieser Zusammenhang nicht. Bei einem Ruhedruck von  $4$  bar und  $5$  bar gibt es hier keinen Unterschied zwischen den verschiedenen Massenstromverhältnissen. Für die Drücke  $3$  bar und  $6$  bar haben  $X= 0,6$  bzw.  $X= 0,75$  den höchsten  $x_{84}$ -Wert.

Ein weiterer Unterschied zwischen den einzelnen Ruhedrücken ist die erreichte Tropfengröße. Ein Ruhedruck von 3 bar erzeugt bei allen Massenstromverhältnissen die größten Tropfen. Des Weiteren ist die Standardabweichung der  $x_{16}$ -,  $x_{50}$ - und  $x_{84}$ -Werte bei diesem niedrigen Ruhedruck am größten, d.h., dass die Tropfengrößen über die Spraydauer stärker schwanken als bei den anderen Ruhedrücken. Die Änderung der Tropfengröße durch das Massenflussverhältnis ist ebenfalls bei einem niedrigen Ruhedruck größer ausgeprägt, das Verhältnis von Flüssigkeit zu Gasphase hat hier also einen stärkeren Einfluss.

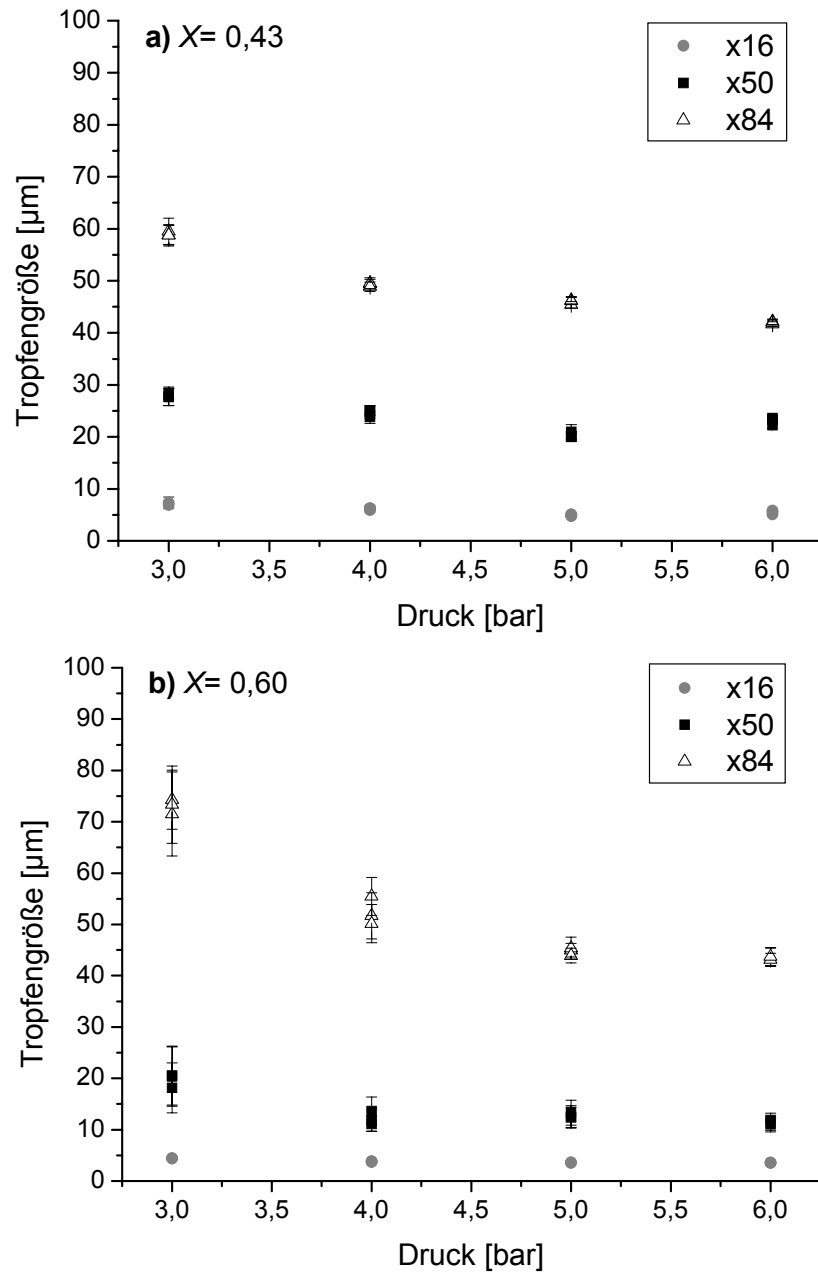


**Abbildung 4.7:** Tropfengrößen bei unterschiedlichem X für  $p_0 = 3$  und 4 bar

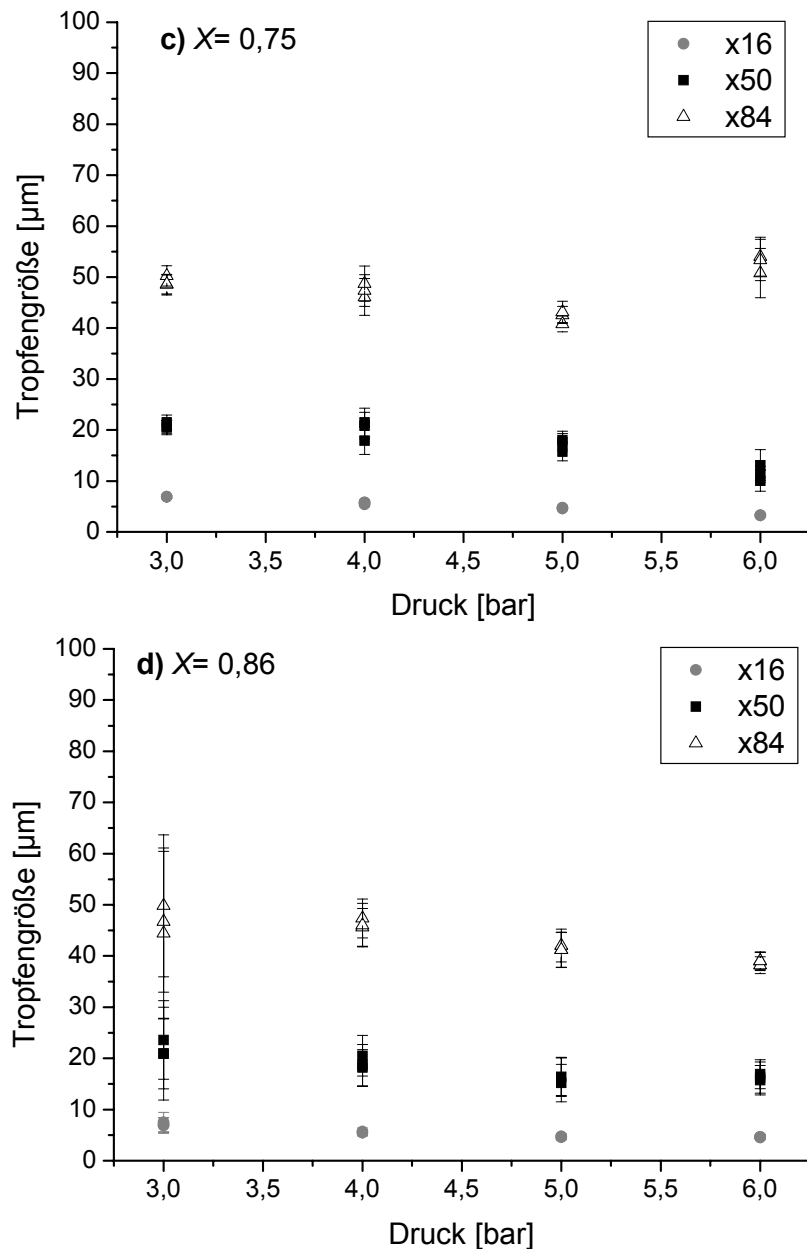


**Abbildung 4.8:** Tropfengrößen bei unterschiedlichem  $X$  für  $p_0 = 5$  und 6 bar

Um dieses zu verdeutlichen, wird in Abbildung 4.9 und Abbildung 4.10 bei konstantem Massenstromverhältnis die Tropfengröße gegen den Ruhedruck aufgetragen. Für  $X = 0,43$  und  $X = 0,60$  ist deutlich zu erkennen, dass mit höherem Ruhedruck kleinere Tropfen entstehen. Für  $X = 0,75$  und  $X = 0,86$  sind diese Tendenzen auch zu erkennen, allerdings sind sie nicht so deutlich ausgeprägt.



**Abbildung 4.9:** Tropfengrößen bei unterschiedlichem  $p_0$  für  $X = 0,43$  und  $0,60$



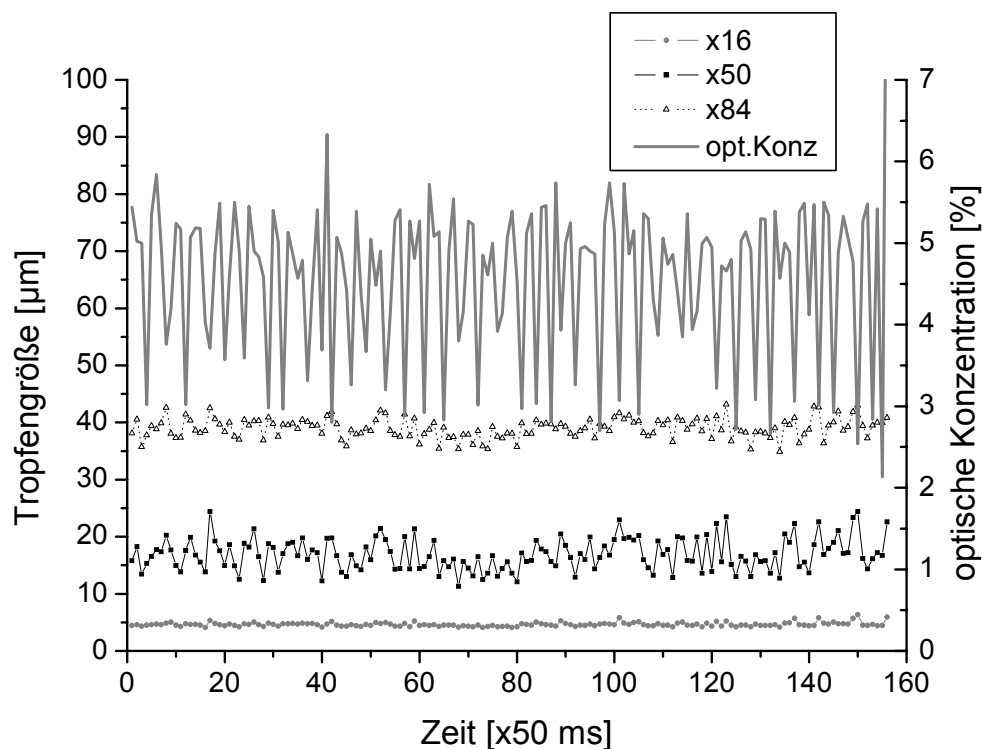
**Abbildung 4.10:** Tropfengrößen bei unterschiedlichem  $p_0$  für  $X=0,75$  und  $0,86$

### 4.3.2 Diskussion

Diese Ergebnisse zeigen, dass es einen optimalen Bereich für das Massenstromverhältnis gibt. Ein zu großer Eintrag von Flüssigkeit in den Gasstrom führt zu einem geringeren Tropfenaufbruch und damit zu größeren Tropfen. Dieses lässt sich mit der Energie, die dem Tropfenaufbruch zur Verfügung steht, erklären. Es ist zu erwarten, dass noch kleinere Massenstromverhältnisse als  $X=0,43$  zu noch größeren Tropfen führen. Dieser Erklärung widerspricht die Beobachtung, dass bei kleineren Massenströmen der Flüssigkeit ebenfalls größere Tropfen erzielt werden.



Eigentlich müsste die Tropfengröße mit zunehmendem Massenstromverhältnis ständig kleiner werden. Der Tatsache, dass dieses nicht der Fall ist, liegt wahrscheinlich an der Versuchsanordnung. Die Flüssigkeit wird durch eine gerade gekürzte Kanüle eingespritzt. Bei kleinen Flüssigkeitsströmen entsteht kein kontinuierliches Spray, vielmehr beginnt die Düse in regelmäßigen Abständen, die mit steigendem Flüssigkeitsstrom kürzer werden, zu pulsieren. In Abbildung 4.11 ist dieses beispielhaft für ein Spray bei  $X=0,87$  und  $p_0=6$  bar dargestellt.



**Abbildung 4.11:** Pulsieren des Sprays über seine Dauer ( $X=0,86$ ,  $p_0=6$  bar)

Die  $x_{16}$ -,  $x_{50}$ - und  $x_{84}$ -Werte werden dabei auf der linken y-Achse dargestellt, die optische Konzentration als Maß für die Dichtigkeit des Sprays auf der rechten. Alle 50 ms wurde ein Tropfenspektrum gemessen. Die Dauer des Sprühstoßes betrug also ca. 8 Sekunden. Das Pulsieren des Sprays lässt sich deutlich im Verlauf der optischen Konzentration erkennen. Auf den Verlauf der gemessenen Tropfengröße hat das Pulsieren des Sprays keinen Einfluss. Die Schwankungen der  $x_{16}$ -,  $x_{50}$ - und  $x_{84}$ -Werte ist in dieser Größenordnung auch bei nicht pulsierenden Sprays, also kleineren Massenflussverhältnissen wiederzufinden.

Das Pulsieren des Sprays wirkt sich negativ auf den Tropfenaufbruch aus. Die zur Verfügung stehende Energie wird nicht optimal genutzt, da sich durch das Pulsieren

mal viel und mal wenig Flüssigkeit im Gasstrom befindet. Dies liegt an der Geschwindigkeit, mit der die Flüssigkeit in den Gasstrom eingespritzt wird. Bei niedrigen Volumenströmen und einem relativ großen Kanüldurchmesser wird die Flüssigkeit nur sehr langsam eingespritzt. Das Gas reißt einen Teil der Flüssigkeit mit sich. Es kommt zum Tropfenaufbruch. Die Geschwindigkeit, mit der neue Flüssigkeit nachströmt, ist nun so gering, dass ein kontinuierlicher Tropfenaufbruch nicht möglich ist. Erst muss sich wieder etwas Flüssigkeit ansammeln. Ein Pulsieren des Sprays ist die Folge.

Bei der Betrachtung der Tropfengrößen bei unterschiedlichen Ruhedrücken fällt auf, dass ein höherer Ruhedruck unabhängig vom untersuchten Massenstromverhältnis kleinere Tropfen und somit einen besseren Tropfenaufbruch erzielt. Die zunächst aufgestellte Vermutung, dass bei gleichen Massenstromverhältnissen das gleiche Tropfengrößenspektrum entsteht, hat sich nicht bestätigt. Der Ruhedruck oder damit zusammenhängende Faktoren haben neben dem Massenstromverhältnis einen entscheidenden Einfluss auf die Tropfengröße. Dieses hängt mit dem Strömungsverlauf innerhalb der Düse zusammen. Bei der untersuchten Düse handelt es sich um die Düse B mit einer Länge von 5,5 mm. Der divergente Teil endet kurz hinter dem engsten Querschnitt, so dass der Druck am der Düsenmündung deutlich größer ist als der Umgebungsdruck. Hinter dem Düsenausgang findet ein Drucksprung statt, der umso größer ist, je größer der Ruhedruck ist. Je größer dieser Drucksprung, desto stärker werden die vorhandenen Tropfen destabilisiert. Es kommt damit leichter zum Tropfenaufbruch und zu kleineren Tropfen [CHAWLA].

#### 4.4 DÜSENLÄNGE

In Kapitel 2.6 wurde der mögliche Tropfenaufbruch in einer Laval-Düse dargestellt. Dabei wurde erwähnt, dass bei einer normalen Zweistoffdüse zwei der drei Mechanismen zum Tropfenaufbruch bereits eingesetzt werden. Das ist zum einen die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den beiden Fluiden und zum anderen die Beschleunigung der Zweiphasenströmung. Der dritte Mechanismus - der Energieeintrag über den Verdichtungsstoß - findet so in Zweistoffdüsen nicht statt, und soll Vorteile gegenüber anderen Zweistoffdüsen bringen. Deshalb ist es interessant herauszufinden, wie groß der Einfluss des Verdichtungsstoßes auf den Tropfenaufbruch ist. Um dieses näher zu untersuchen, wurde die Laval-Düse A sukzessive gekürzt. Das hat zur Folge, dass sich zunächst bei den langen Düsen der Verdichtungsstoß voll innerhalb der Düse ausbildet. Mit zunehmender Kürzung wandert er in Richtung des engsten Querschnitts. Ist die Düse so kurz, dass sich der Verdichtungsstoß nicht mehr voll ausbilden kann, kommt es zu sogenannten Nachkompressionen an der Düsenmündung. Bei weiterer Kürzung stellen sich Strömungszustände über eine angepasste Laval-Düse bis hin zur Nachexpansion ein. Hier ist die Düse so kurz, dass der Druck an der Düsenmündung größer als der Umgebungsdruck ist. Die Strömung expandiert in der Umgebungsluft weiter. Im letzten Schritt ist der divergente Teil bis zum engsten Querschnitt gekürzt, so dass nur noch eine stumpfe Düse mit konvergentem Teil übrig bleibt, die ebenfalls nachexpandiert. Diese Düse ist keine Laval-Düse mehr.

Gesamtlänge [mm]	Länge divergenter Teil [mm]	Fläche Düsenmündung $A_e$ [mm <sup>2</sup> ]	$A_e / A^*$
15,9	10,9	2,39	19,0
13,9	8,9	1,68	13,4
11,9	6,9	1,10	8,8
9,9	4,9	0,62	5,1
7,9	2,9	0,31	2,4
6,0	1,0	0,20	1,5
5,0	0,0	0,13	1,0

**Tabelle 4-1:** Kürzungsschritte der Laval-Düse A

Für die Versuche wird die Laval-Düse A von 15,9 mm auf 5,0 mm bis zum engsten Querschnitt gekürzt. Tabelle 4-1 fasst die Kürzungsschritte zusammen.

Aufgrund der Tatsache, dass sowohl das Massenstromverhältnis als auch der Ruhedruck einen großen Einfluss auf die Tropfengröße haben, wurden die Versuche bei jeder Düsenlänge für vier verschiedene Massenstromverhältnisse ( $X= 0,86; 0,75; 0,60$  und  $0,43$ ) und vier unterschiedlichen Ruhedrücken ( $p_0= 3, 4, 5$  und  $6$  bar) durchgeführt. In den folgenden Abbildungen repräsentieren die Symbole den Mittelwert aus 5 Messungen und die Fehlerbalken die Standardabweichung.

In Tabelle 4-2 sind die Betriebszustände für die verschiedenen Kürzungsschritte der Düse A für eine Einphasenströmung aufgelistet. Für einen Ruhedruck von 5 und 6 bar kann sich der Verdichtungsstoß schon bei einer Düsenlänge von 9,9 mm nicht mehr vollständig ausbilden, und es kommt zur Nachkompression. Für die Ruhedrücke 3 und 4 bar ist dieses erst für eine Düsenlänge von 7,9 mm der Fall. Bei einer vollständigen Kürzung des divergenten Teils der Düse ist für alle Ruhedrücke der Druck an der Düsenmündung größer als der Umgebungsdruck. Es kommt zur Nachexpansion.

Länge [mm]	$p_0= 3$ bar	$p_0= 4$ bar	$p_0= 5$ bar	$p_0= 6$ bar
15,9	Stoß: 9,3 mm	Stoß: 10,3 mm	Stoß: 11,1 mm	Stoß: 11,4 mm
13,9	Stoß: 9,2 mm	Stoß: 10,2 mm	Stoß: 11,0 mm	Stoß: 11,3 mm
11,9	Stoß: 9,2 mm	Stoß: 10,1 mm	Stoß: 10,9 mm	Stoß: 11,2 mm
9,9	Stoß: 9,0 mm	Stoß: 9,8 mm	Nachkompress. $p_e= 0,10$ bar	Nachkompress. $p_e= 0,12$ bar
7,9	Nachkompress. $p_e= 0,20$ bar	Nachkompress. $p_e= 0,27$ bar	Nachkompress. $p_e= 0,34$ bar	Nachkompress. $p_e= 0,40$ bar
6,0	Nachkompress. $p_e= 0,45$ bar	Nachkompress. $p_e= 0,60$ bar	Nachkompress. $p_e= 0,75$ bar	Nachkompress. $p_e= 0,90$ bar
5,0	Nachexpans. $p_e= 1,58$ bar	Nachexpans. $p_e= 2,1$ bar	Nachexpans. $p_e= 2,64$ bar	Nachexpans. $p_e= 3,17$ bar

**Tabelle 4-2:** Betriebszustände der gekürzten Laval-Düse A, Einphasenströmung

#### 4.4.1 Ergebnis

In Abbildung 4.12 ist für ein Massenstromverhältnis von  $X=0,75$  der Einfluss der Düsenkürzung auf die Tropfengröße bei unterschiedlichen Ruhedrücken dargestellt. Im oberen Graphen ist die mittlere Tropfengröße gegen die Düsenlänge aufgetragen, im unteren die Differenz zwischen  $x_{84}$ - und  $x_{16}$ -Wert, als Maß für die Breite der Tropfengrößenverteilung.

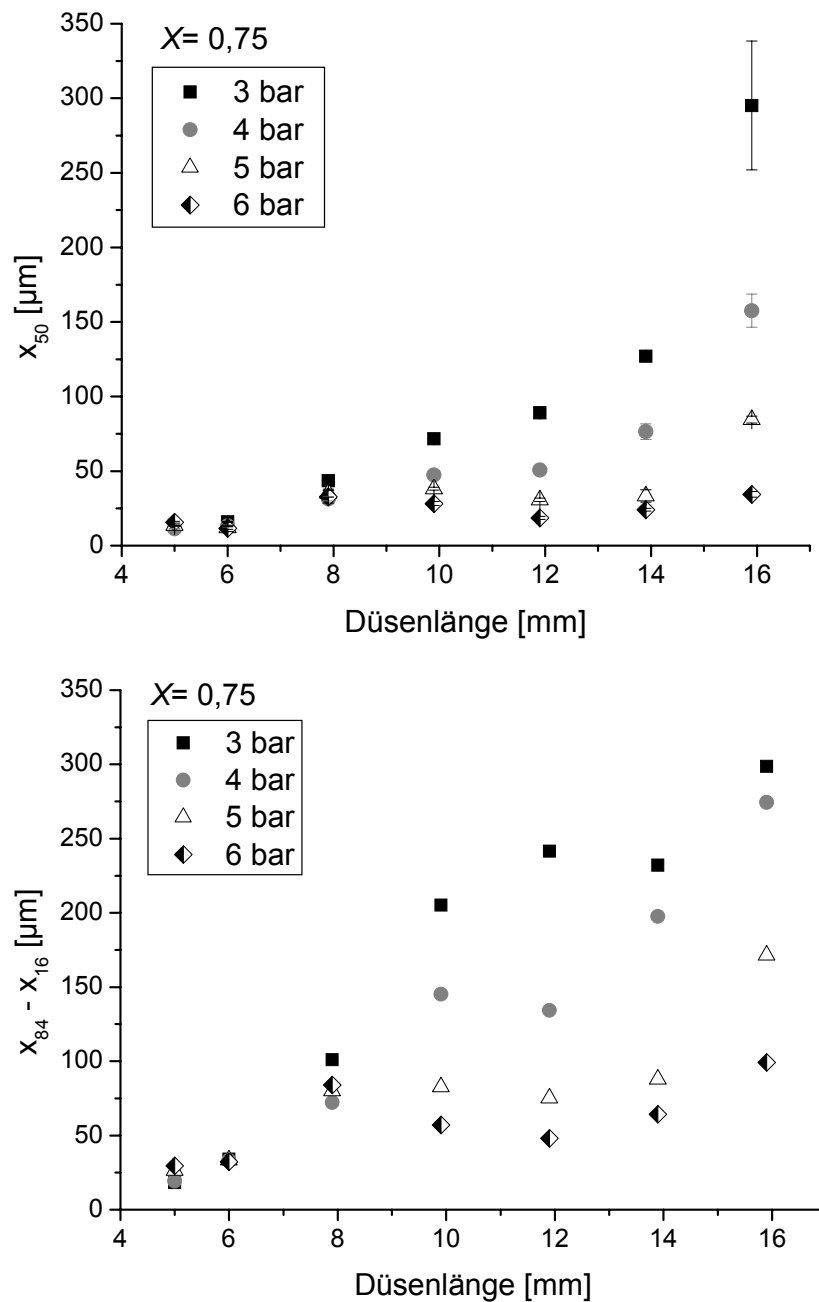


Abbildung 4.12: Einfluss der Düsenkürzung auf die Tropfengröße, bei  $X=0,75$

Es ist offensichtlich, dass die Düsenlänge einen negativen Einfluss auf die Tropfengröße hat. Je länger der divergente Teil der Düse, desto größer ist die mittlere Tropfengröße. Sie ist auch hier wieder abhängig vom Ruhedruck, vgl. Kapitel 4.3. Zum einen entstehen bei einem niedrigeren Ruhedruck größere Tropfen. Zum anderen verstärkt der Ruhedruck den negativen Einfluss der Düsenlänge. Die mittlere Tropfengröße nimmt für  $p_0 = 3$  bar von ca. 300  $\mu\text{m}$  bei einer Düsenlänge von 15,9 mm auf 13  $\mu\text{m}$  für die stumpfe Düse ab. Für  $p_0 = 4$  bar sinkt die mittlere Tropfengröße von ca. 160  $\mu\text{m}$  auf 11  $\mu\text{m}$ . Für  $p_0 = 5$  und 6 bar ergibt sich kein so klares Bild. Hier verringert sich die mittlere Tropfengröße bei der Kürzung bis zu 11,9 mm, nimmt bei der Düsenlänge von 9,9 und 7,9 mm wieder zu und sinkt für 6,0 und 5,0 mm wieder ab. Insgesamt jedoch ist der Unterschied in den Tropfengrößen für die verschiedenen Düsenlängen umso kleiner, je größer der Ruhedruck ist. Ab einer Düsenlänge von 7,9 mm und kürzer sind die Unterschiede in den Tropfengrößen, die durch die verschiedenen Ruhedrücke entstehen, relativ gering. Wichtig, um eine Tropfengrößenverteilung zu charakterisieren, ist nicht nur der mittlere Tropfendurchmesser, sondern auch die Breite der Tropfengrößenverteilung. Als deren Maß ist im unteren Diagramm der Abbildung 4.12 die Differenz des  $x_{84}$ - und  $x_{16}$ -Wertes gegen die Düsenlänge aufgetragen. Bei Betrachtung dieser Differenz wird deutlich, dass die Breite der Tropfengrößenverteilung mit zunehmender Düsenlänge tendenziell zunimmt. Ein stringenter Zusammenhang ist dabei nicht erfüllt, vor allem bei Düsenlängen zwischen 7,9 mm und 13,9 mm. Die Sprays, die mit einem niedrigeren Ruhedruck zerstäubt wurden, zeigen eine breitere Größenverteilung. Der Unterschied in der Verteilungsbreite zwischen den einzelnen Ruhedrücken ist groß für die Düsen mit einer Länge von 9,9 mm und mehr. Wird die Düse weiter gekürzt, verringert sich der Unterschied stark. Bei einer Düsenlänge von 6,0 mm verschwindet er. Für die stumpfe Düse vergrößert sich der Unterschied in der Verteilungsbreite wieder.

Die volumetrischen Summenverteilungen (Abbildung 4.13 bis Abbildung 4.16) zeigen für ein Massenstromverhältnis von  $X = 0,75$  ebenfalls den Mittelwert aus 5 Messungen. Bei den meisten Düsenlängen entsteht eine bimodale Verteilung mit einer Feinfraktion unter 10  $\mu\text{m}$ . Wird der divergente Teil der Düse gekürzt, lassen sich zwei Phänomene beobachten: Zum einen nimmt der Anteil der Feinfraktion deutlich zu und zum anderen nimmt die Tropfengröße der Grobfraktion ab.

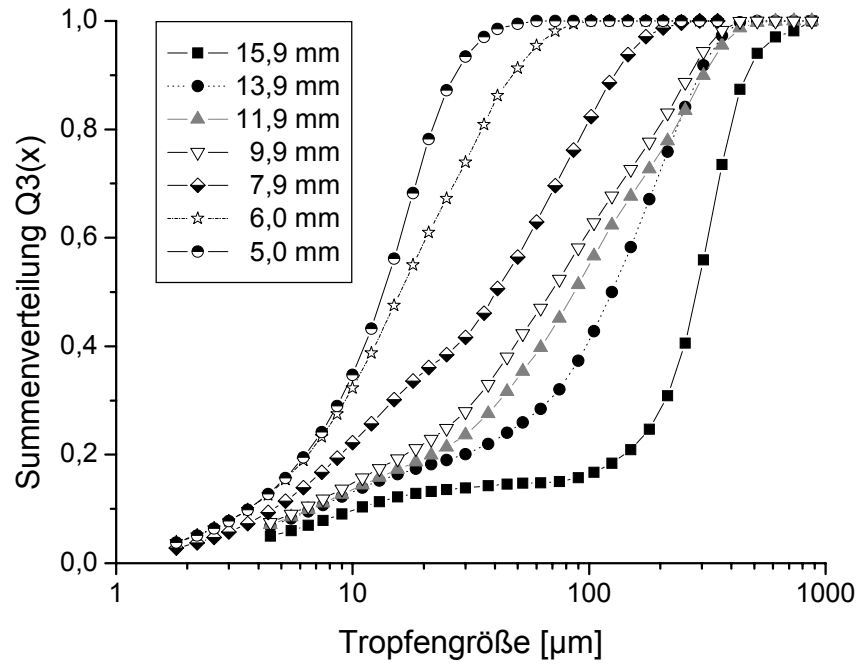


Abbildung 4.13: Summenverteilungen der Kürzungsschritte,  $p_0 = 3$  bar,  $X = 0,75$

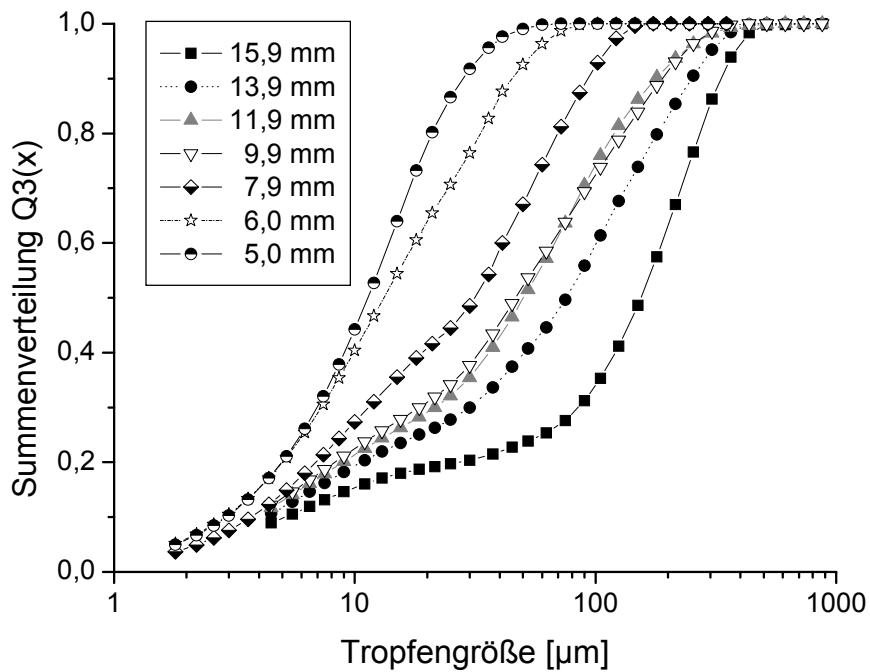


Abbildung 4.14: Summenverteilungen der Kürzungsschritte,  $p_0 = 4$  bar,  $X = 0,75$

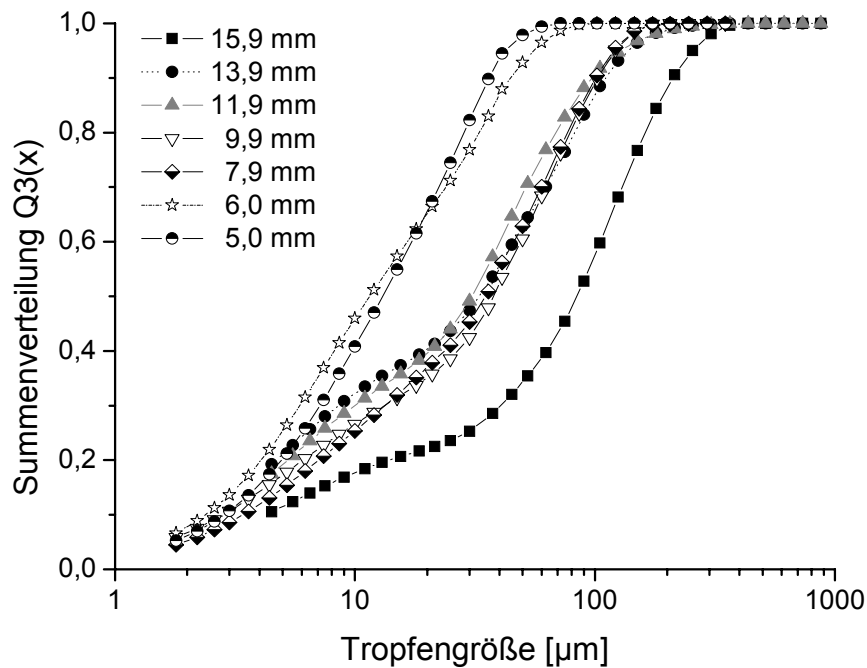


Abbildung 4.15: Summenverteilungen der Kürzungsschritte,  $p_0 = 5$  bar,  $X = 0,75$

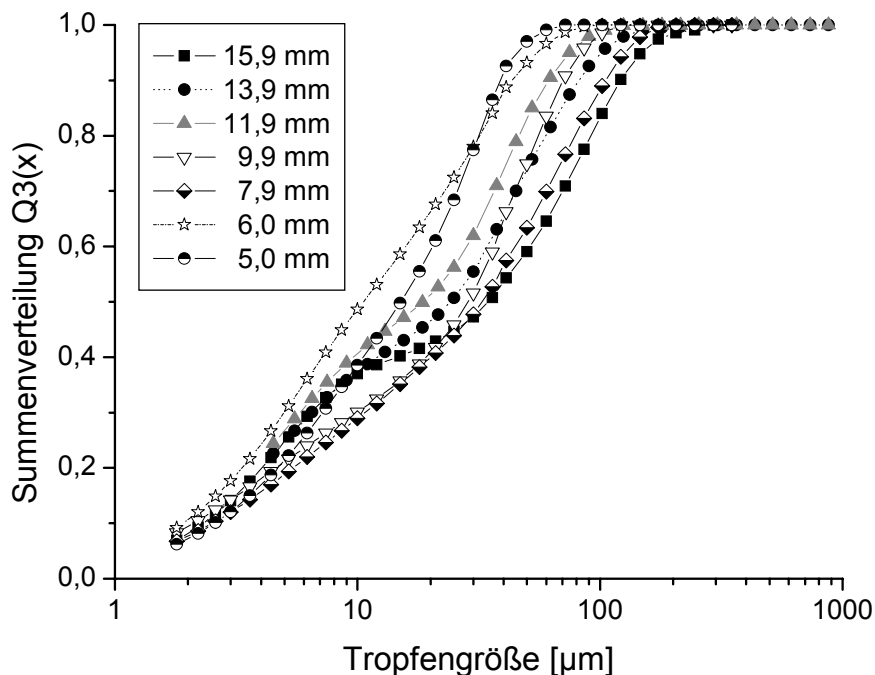


Abbildung 4.16: Summenverteilungen der Kürzungsschritte,  $p_0 = 6$  bar,  $X = 0,75$

Für die anderen Massenstromverhältnisse von  $X = 0,86$ ,  $0,60$  und  $0,43$  ergibt sich ein ganz ähnliches Bild. Die Graphen sind im Anhang Kapitel 6 dargestellt. Auch hier gilt, dass ein geringerer Ruhedruck zu einem größeren mittleren Tropfendurchmesser und einer breiteren Verteilung führt. Die Unterschiede in der Tropfengröße und der



Verteilungsbreite für die Sprays, die mit unterschiedlichen Ruhedrücken zerstäubt wurden, nivellieren sich für die kurzen Düsen mit einer Länge von 5,0 mm und 6,0 mm. Ein kleines Massenstromverhältnis mit hohem Flüssigkeitsanteil führt zu größeren Tropfen. Der Einfluss des Massenstromverhältnisses  $X$  auf die Tropfengröße ist geringer, je größer der Ruhedruck  $p_0$  ist. Beim Auftragen der mittleren Tropfengröße gegen die Düsenlänge für ein konstantes  $p_0$  und variables  $X$  liegen die Werte für die mittlere Tropfengröße bei den langen Düsen näher zusammen, je größer  $p_0$  ist. Für die Düsenlängen von 5,0 mm und 6,0 mm sind die mittleren Tropfengrößen für  $p_0=3$  und 4 bar ungefähr gleich und die für  $p_0=5$  und 6 bar jeweils etwas größer. Tendenziell führt ein größerer Flüssigkeitsanteil bei gleichem Ruhedruck zu größeren Tropfen. Bei den kurzen Düsen von 5,0 mm und 6,0 mm Länge zeigt das Massenstromverhältnis  $X=0,60$  die geringste Tropfengröße. Die Tropfengrößenverteilungen sind für die meisten Düsenkürzungen bimodal und haben einen gewissen Feinanteil unter  $10\ \mu\text{m}$ , der mit abnehmender Düsenlänge zunimmt. Die dazugehörigen Graphen sind ebenfalls im Anhang Kapitel 6 zu finden. Die entscheidenden Faktoren für die unterschiedliche Tropfengröße sind zum einen die Düsenlänge und zum anderen der Ruhedruck  $p_0$  bzw. von ihm abhängige Größen.

#### 4.4.2 Diskussion

Um die obigen Ergebnisse zu erklären, sind grundsätzlich zwei Begründungsalternativen denkbar. Entweder ist der Tropfenaufbruch innerhalb der Düse mit zunehmender Länge weniger stark: Es entstehen größere Tropfen. Oder es entstehen innerhalb der Düse zwar kleine Tropfen, auf dem Weg durch die Düse kommt es aber wieder zum Zusammenfließen der Tropfen, der Tropfenaufbruch wird wieder rückgängig gemacht. Im Folgenden sollen beide Begründungsalternativen näher betrachtet und mögliche Mechanismen diskutiert werden.

Was bedeutet ein weniger starker oder eventuell weniger effektiver Tropfenaufbruch in der Düse? Durch die Strömungseigenschaften in der Düse steht eine bestimmte Menge an Energie zur Verfügung, die zunächst den zusammenhängenden Flüssigkeitsfilm in einzelne Tropfen zerteilt und diese eventuell anschließend weiter zerkleinert. Mit zunehmendem Flüssigkeitsanteil nimmt daher die Energie, die pro

Mengeneinheit Flüssigkeit zur Verfügung steht, ab. Dieses erklärt die steigende Tropfengröße bei abnehmendem  $X$ . Es ist unwahrscheinlich, dass bereits beim größten Massenstromverhältnis  $X$  schon so viel Flüssigkeit eingespritzt wurde, dass die zur Verfügung stehende Energie nicht mehr ausreicht, um die Flüssigkeit vollständig in kleine Tropfen aufzubrechen, da bei gleichem  $X$  aber höherem Ruhedruck der Tropfenaufbruch deutlich stärker ist. Dass in den Düsen auch bei der Einspritzung von Flüssigkeit Überschallgeschwindigkeiten erreicht werden und Verdichtungsstöße auftreten, konnte MESSERSCHMID in seiner Arbeit zeigen. Die Tropfen haben sicherlich einen starken Einfluss auf die Verdichtungsstöße, wie bereits durch CROMFORT ET AL. beschrieben. Allerdings kann dieses nicht der einzige Einfluss sein, denn die Tropfengrößen verringern sich auch dann noch, wenn kein Verdichtungsstoß in der Düse mehr stattfindet. Außerdem können sich Störungen in der Strömung aufgrund der Überschallgeschwindigkeit nicht stromaufwärts ausbreiten. Die Bedingungen für den Tropfenaufbruch bis zum engsten Querschnitt sind für alle Kürzungsschritte identisch. Der unterschiedlich große Drucksprung an der Düsenmündung der konvergenten Düse für verschiedene Ruhedrucke spielt offensichtlich keine Rolle mehr für den Tropfenaufbruch. Trotzdem sind die Tropfen bei längeren Düsen deutlich größer. Es müssen also andere Mechanismen für die obigen Ergebnisse verantwortlich sein.

Die zweite Begründungsalternative beginnt mit der Überlegung, dass innerhalb der Düse zwar kleine Tropfen entstehen, der Tropfenaufbruch aber von einem zweiten Mechanismus überlagert wird, der zum Wiederanwachsen der Tropfen führt. Dies kann z.B. durch die Koaleszenz von Tropfen geschehen. Zur Koaleszenz von Tropfen kommt es, wenn zwei oder mehrere Tropfen kollidieren und dann zu einem Tropfen zusammenfließen. Im Bereich des Verdichtungsstoßes werden die Partikel stark abgebremst, so dass die Wahrscheinlichkeit einer Tropfenkollision sehr groß ist. Diese große Geschwindigkeitsdifferenz führt allerdings zu hohen Weber-Zahlen, so dass es hier eher zu einem Tropfenaufbruch nach der Kollision kommen kann [BAYVEL]. Im Bereich nach dem Verdichtungsstoß fließt die Strömung langsamer und hat eine größere Dichte. Die Wahrscheinlichkeit einer Tropfenkollision mit anschließender Koaleszenz ist hier erhöht, was die größeren Tropfen, die bei kleineren Ruhedrücken beobachtet werden, erklärt. Der Verdichtungsstoß findet bei kleineren Ruhedrücken näher am engsten Querschnitt statt, so dass die Strecke, die

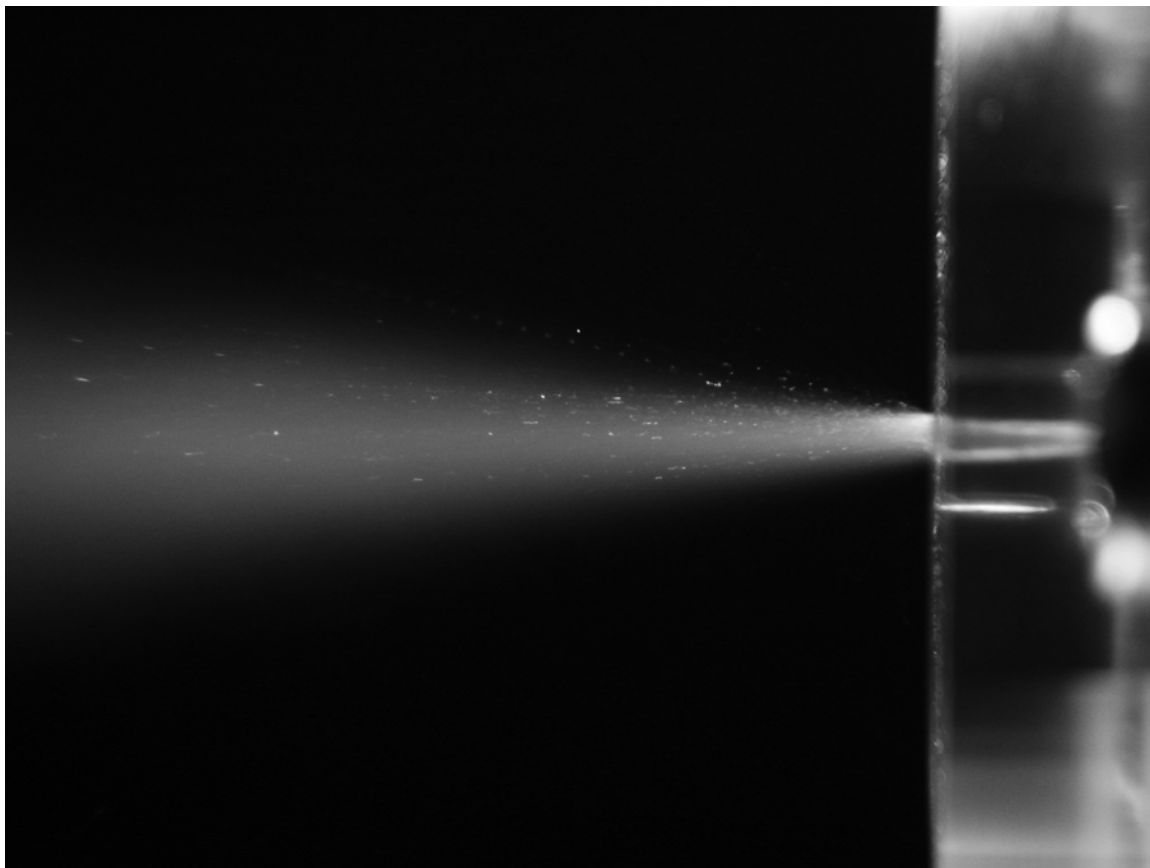
durch die Zweiphasenströmung bis zur Düsenmündung zurückgelegt werden muss, deutlich länger wird. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit, dass es zur Koaleszenz von Tropfen kommt.

Allerdings passt folgende Beobachtung nicht zu diesen Überlegungen: Falls der Verdichtungsstoß oder die Länge des Unterschallbereiches dahinter die entscheidenden Faktoren für die Koaleszenz von Tropfen sind, dürfte sich die Tropfengröße nicht mehr ändern, sobald innerhalb der Düse kein Verdichtungsstoß mehr stattfindet. Dieses ist nicht der Fall. Wird die Düse weiter als auf 9,9 mm bzw. 7,9 mm gekürzt, reduziert sich die Tropfengröße trotzdem, obwohl es bei diesen Längen schon zu Nachkompression kommt. Auffällig ist allerdings, dass unter einer Länge von 7,9 mm die mittlere Tropfengröße und die Breite der Verteilung deutlich enger zusammenliegen als bei den vorhergehenden Kürzungsschritten. Obige Überlegungen erklären somit nicht vollständig das Verhalten der Tropfen innerhalb der Düse.

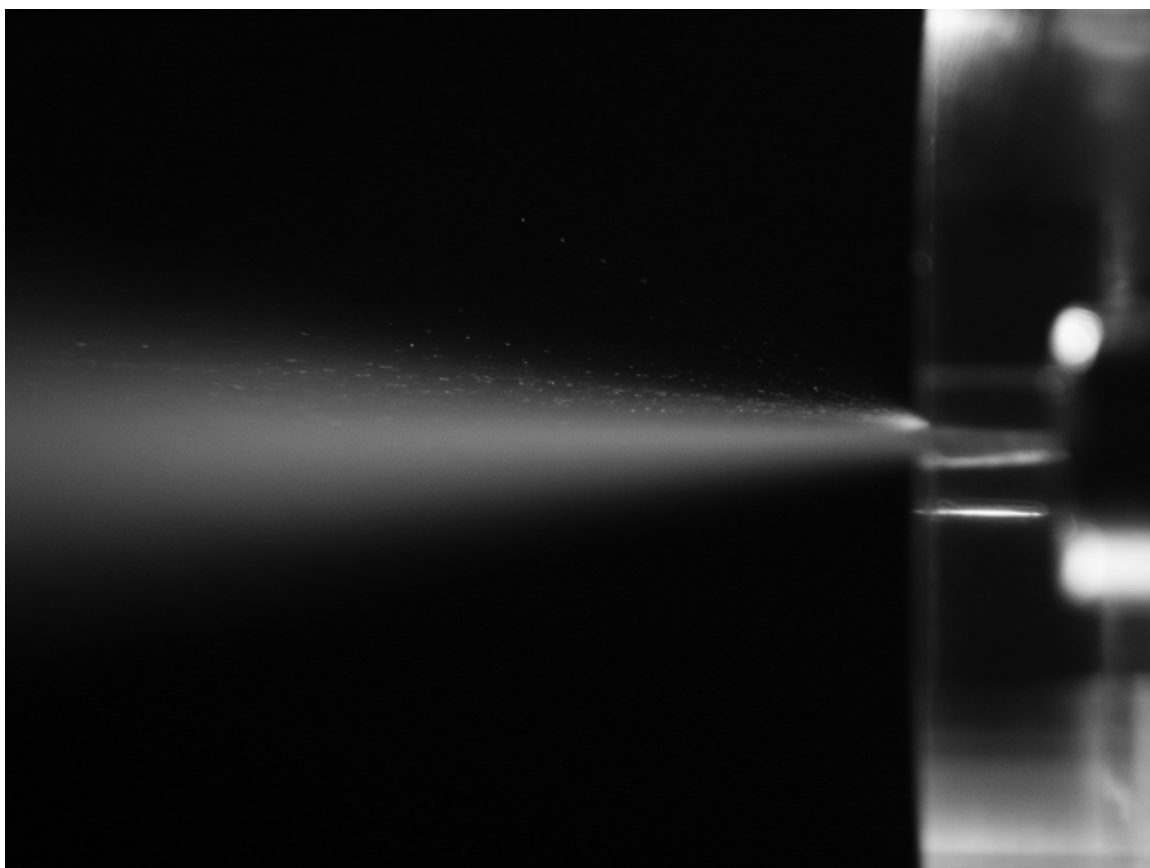
Ein weiterer Punkt, der nicht ganz zu den Ergebnissen passt, ist die Berechnung von SHRAYBER ET AL., die für eine höhere Dichte des Gases eine stärkere Koaleszenz und damit größere Tropfen vorhergesagt haben. Dieses lässt sich nur bei den kurzen Düsen mit einer Länge von 5,0 mm und 6,0 mm finden, bei denen ein höherer Ruhedruck zu etwas größeren Tropfen führt. Es scheint so, dass der Effekt der Koaleszenz von Tropfen aufgrund der höheren Dichte von dem Effekt der Koaleszenz aufgrund eines früheren Verdichtungsstoßes überlagert wird. Er wird deshalb nur bei den kurzen Düsen sichtbar.

Unterstützt werden die obigen Überlegungen zur Koaleszenz von Tropfen durch die Arbeit von KIHM ET AL. [1991], die bei der Untersuchung einer unterexpandierten und einer überexpandierten Düse feststellten, dass die kritische Weber-Zahl bereits im schallnahen Bereich erreicht ist. Die Verdichtungsstöße im Anschluss an eine überexpandierte Düse führen zu keiner signifikanten Verbesserung der Zerstäubung. Bei den hier verwendeten Düsen, bei denen die Einspritzung vor dem engsten Querschnitt erfolgt, würde das bedeuten, dass die kritische Weberzahl im Bereich des engsten Querschnittes erreicht ist und kein weiterer Tropfenauflauf mehr stattfindet. Der lange Weg, den die Zweiphasenströmung nach dem engsten Querschnitt noch zurückzulegen hat, begünstigt die Koaleszenz und damit größere Tropfen.

Eine weitere Möglichkeit des Tropfenwachstums im Verlauf des divergenten Teils der Düse ist die Bildung eines Flüssigkeitsfilms an der Düsenwand. Durch die Fertigung der Düse ist die Oberfläche innerhalb der Düse nicht völlig glatt, sondern weist Unebenheiten auf. Aufgrund dieser Unebenheiten kann es zu Strömungsablösungen und damit zu Turbulenzen an der Düsenwand kommen. Die Tropfen, die mit dem Gas durch die Düse fließen, werden durch diese Turbulenzen von der Idealbahn durch die Düse abgelenkt und prallen auf die Düsenwand. Wenn sich ausreichend viele Tropfen an der Wand gesammelt haben, bildet sich ein Film, der durch das strömende Gas beschleunigt und an der Wand entlang stromabwärts transportiert wird. Ist die Düsenmündung erreicht, reißt der Flüssigkeitsfilm ab, und es entstehen wieder Tropfen. Je schneller das Gas fließt, desto höher die kinetische Energie, die an der Kante der Düsenmündung auf den Flüssigkeitsfilm einwirkt, und desto stärker der Tropfenaufbruch. Um diese Überlegung zu überprüfen, wurden mit einer Digitalkamera einige Aufnahmen der Sprays gemacht. In Abbildung 4.17 und Abbildung 4.18 sind diese Photographien für eine Düsenlänge von 13,9 mm und einem Ruhedruck von  $p_0 = 4$  bar bzw.  $p_0 = 6$  bar dargestellt. Der Großteil der Tropfen ist so klein und schnell, dass nur ein diffuses Spray zu erkennen ist. Hervor treten die groben Tropfen, die sich hauptsächlich im oberen Bereich der Sprühstrahls befinden. Direkt an der Düsenmündung ist das Spray am hellsten. Dieses kann zum einen darauf zurückgeführt werden, dass das Spray hier besonders dicht ist und sich erst danach durch das Entrainment von Umgebungsluft verdünnt. Zum anderen kann es daran liegen, dass sich ein Film an der Düsenwand gebildet hat, an der Düsenkante abreißt und grobe Tropfen gebildet werden. In Abbildung 4.18 ist zu erkennen, dass sich die Flüssigkeitsansammlung ausschließlich im oberen Teil der Düsenmündung befindet und daraus große Tropfen entstehen.



**Abbildung 4.17:** Sprühstrahl Düse A mit 13,9 mm Länge,  $p_0=4$  bar,  $X=0,6$



**Abbildung 4.18:** Sprühstrahl Düse A mit 13,9 mm Länge,  $p_0=6$  bar,  $X=0,6$

Es ist also durchaus wahrscheinlich, dass durch eine Filmbildung an der Wand große Tropfen entstehen. Kann dieses die steigende Tropfengröße mit zunehmender Düsenlänge erklären?

Der Flüssigkeitsfilm an der Düsenwand findet seinen Vergleich bei den Prefilming-Düsen, bei denen die zu zerstäubende Flüssigkeit auf eine sogenannte Prefilming-Fläche strömt und durch die Gasströmung bis zur Abströmkante beschleunigt wird [WALZEL]. Neben einer möglichst geringen Dicke des Flüssigkeitsfilms an der Abströmkante ist eine hohe Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Zerstäubergas und Flüssigkeit günstig für eine gute Zerstäubung [Lefebvre]. Bei der Übertragung dieses Prinzips auf den Flüssigkeitsfilm an der Wand der Laval-Düse ist erkennbar, dass nur mit der Geschwindigkeit an der Düsenmündung keine ausreichende Erklärung gegeben werden kann. Es müssten nämlich dann die kleinsten Tropfen entstehen, wenn die Geschwindigkeit des Gases an der Düsenmündung am größten ist, also wenn die Düse überexpandiert ist und es zur Nachkompression kommt (Düsenlänge 7,9 bis 9,9 mm). Findet innerhalb der Düse ein Verdichtungsstoß statt, kommt es zu einer starken Reduktion der Geschwindigkeit, was sich in einer Vergrößerung der Tropfen bemerkbar machen müsste. Dieses ist insbesondere für die höheren Ruhedrucke von 5 und 6 bar nicht zutreffend, bei denen die Tropfengrößen ab einer Düsenlänge von 13,9 mm in etwa gleich sind.

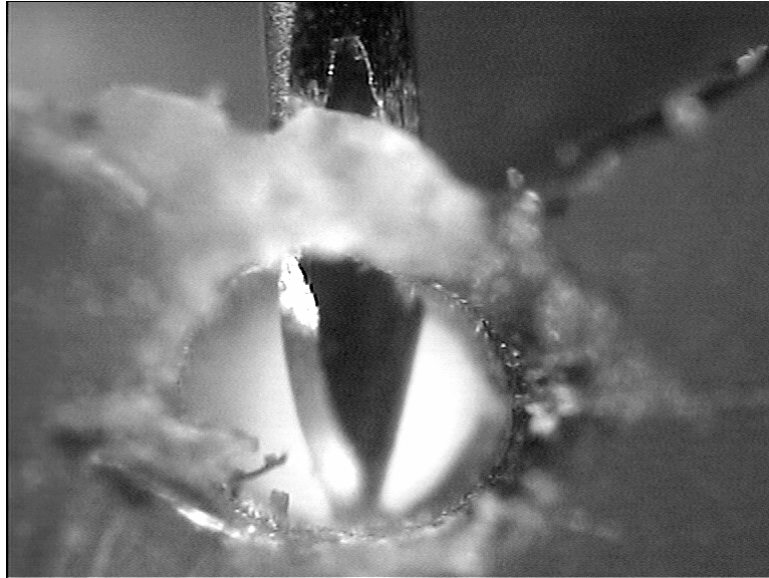
Wird nicht so sehr die Tropfenentstehung aus dem Flüssigkeitsfilm sondern die Flüssigkeitsmenge des Filmes betrachtet, können einige Überlegungen, die im Zusammenhang mit der Koaleszenz der Tropfen gemacht wurden, übernommen werden. Die Menge an Flüssigkeit, die sich im Flüssigkeitsfilm befindet und an der Düsenmündung erneut zerstäubt wird, ist von großer Bedeutung, da die Tropfengrößenanalyse auf dem Volumen bzw. der Masse der Tropfen basiert. Das bedeutet, dass einige große Tropfen die gleiche Gewichtung haben wie viele kleine Tropfen mit dem gleichen Gesamtvolumen. Dieses geht auch aus den Summenverteilungen hervor (Abbildung 4.13 bis Abbildung 4.16), die für die meisten Kürzungsschritte eine bimodale Verteilung zeigen, bei der die Feinfraktion mit abnehmender Düsenlänge zunimmt.

Wie kann es also zu einer größeren Masse im Flüssigkeitsfilm kommen? Eingangs wurde erwähnt, dass Tropfen aufgrund von Strömungsablösungen und den daraus resultierenden Turbulenzen gegen die Düsenwand prallen, zusammenfließen und so einen Film bilden können. Die Strömungsablösungen entstehen im Überschallbereich

der Düse aufgrund von Reibung des Fluides an der Wand. Es bildet sich eine Grenzschicht aus, die einen höheren Druck als die Innenströmung der Düse hat. Da die Grenzschicht nur gegen einen gewissen Druck anlaufen kann, kommt es, wenn dieser Druck überschritten ist, zur Strömungsablösung. Im Wandbereich gibt es durch das rückströmende Umgebungsgas Turbulenzen. Der Ort der Strömungsablösung wandert mit zunehmenden Ruhedrückeräquivalent zum Ort des Verdichtungsstoßes in Richtung Düsenmündung [SCHMUCKER]. Das bedeutet, dass sowohl ein niedriger Ruhedruck als auch eine längere Düse eine größere Distanz vom Ort der Strömungsablösung zur Düsenmündung und somit eine längere Strecke mit turbulenter Strömung in der Wandnähe haben. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Tropfen gegen die Düsenwand prallt und damit zur Masse des Flüssigkeitsfilms beiträgt, steigt also mit der Länge der Strecke zwischen Strömungsablösung und Düsenmündung. Die Tropfengröße steigt mit zunehmender Düsenlänge und niedrigerem Ruhedruck.

[BOHL, 1999] gibt zwar einen maximalen Divergenzwinkel von  $10^\circ$  an, um Strömungsablösung zu vermeiden, dabei bezieht er sich allerdings auf einphasige Fluide. Zusätzlich haben die in dieser Arbeit verwendeten Düsen sehr kleine Durchmesser, wodurch die Grenzschicht einen relativ großen Raum innerhalb der Düsenströmung einnimmt und damit eine stärkere Gewichtung bekommt als dieses bei größeren Düsen der Fall ist. Starke Wandunebenheiten können ebenfalls eine Strömungsablösung zur Folge haben.

Bei der mikroskopischen Untersuchung der Düse A konnte für die Kürzung auf 7,9 mm Länge eine starke Wandunebenheit beobachtet werden, die durch ein Loch für eine ungenaue Bohrung einer Druckmessstelle entstanden ist. In Abbildung 4.19 wurde eine Kanüle durch dieses Loch gesteckt. Die Grate, die sich an der unteren linken Düsenmündung befinden, sind durch die Kürzung der Düse entstanden. Die Düsen wurden vor den Versuchen entgratet. Die Ergebnisse aus Abbildung 4.12 zeigen einen Sprung im mittleren Tropfendurchmesser und in der Breite der Tropfengrößenverteilung, nachdem die Düse soweit gekürzt wurde, dass die Wandunebenheit nicht mehr vorhanden war. Die Wandunebenheit scheint sich negativ auf die Zerstäubung auszuwirken, ändert aber nichts an den grundsätzlichen Aussagen, die zur Düsenlänge getroffen wurden.



**Abbildung 4.19:** Düsenmündung A bei einer Länge von 7,9 mm mit einem Loch in der oberen Düsenwand durch eine Druckmessstelle



## 4.5 DÜSENDREHUNG

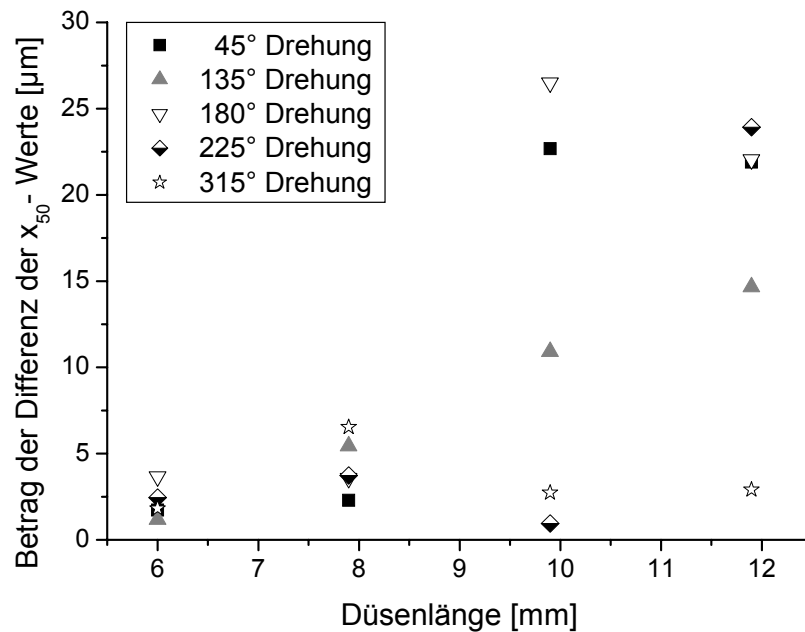
Die Photographien des Sprays (Abbildung 4.17 und Abbildung 4.18) zeigen, dass die Flüssigkeitsverteilung im Spray nicht gleichmäßig ist. Am oberen Rand des Sprays befindet sich die meiste Flüssigkeit. Daraus leitet sich die Fragestellung ab, ob bei einer Drehung der Düse um ihre Längsachse die Flüssigkeitskonzentration an der gleichen Stelle bleibt und ob das gleiche Tropfengrößenspektrum entsteht.

Die Düse ist nicht beliebig drehbar. Der Düsenhalter kann nur in drei verschiedenen Winkeln an der Kammer befestigt werden, die Düse wiederum nur in zwei Richtungen am Düsenhalter. Daher sind nur die sechs Positionen  $0^\circ$  (als Position in der üblicherweise gemessen wurde),  $45^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $225^\circ$  und  $315^\circ$  möglich. Dabei gibt der Winkel die Drehung gegen den Uhrzeigersinn in Strömungsrichtung an.

Die Versuche wurden mit der Düse A und verschiedenen Düsenlängen durchgeführt. Die Idee, die Düsendrehung zu untersuchen, kam erst im Laufe der Versuche zur Düsenkürzung. Deshalb beginnen die Versuche zur Düsendrehung erst ab einer Düsenlänge von 11,9 mm. Das Massenstromverhältnis betrug  $X= 0,6$  und der Ruhedruck  $p_0= 5$  bar. Bei den Versuchen wurde deutlich, dass das Tropfenspektrum bei den verschiedenen Drehungen unterschiedlich ist.

### 4.5.1 Ergebnis

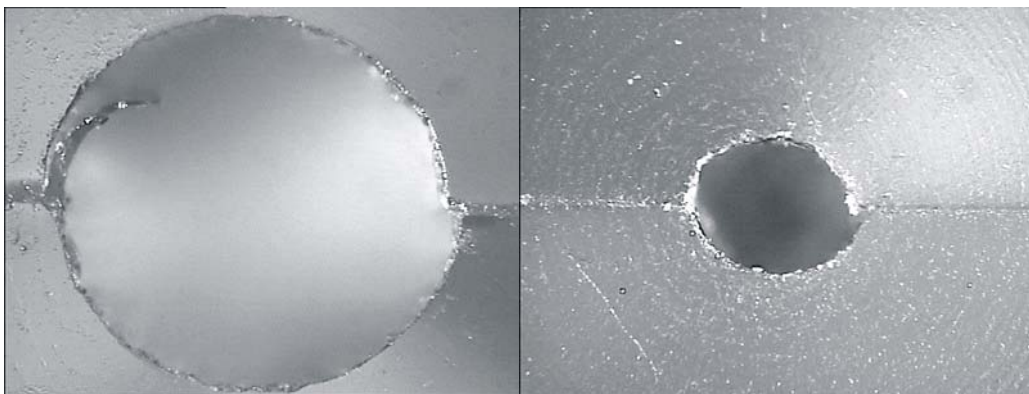
In Abbildung 4.20 ist der Betrag der Differenz in der mittleren Tropfengröße zwischen der Position  $0^\circ$  und den gedrehten Positionen gegen die Düsenlänge aufgetragen. Der Betrag der Differenz wurde aus den Mittelwerten von je drei Messungen ermittelt. Die Ergebnisse zeigen kein einheitliches Bild. Tendenziell nimmt der Unterschied zwischen den verschieden gedrehten Positionen mit zunehmender Düsenlänge zu. Allerdings gilt das nicht für alle Drehungen im gleichen Maße. Eine besonders große oder kleine Differenz der mittleren Tropfengrößen lässt sich keiner Drehung zuordnen. Die Differenzen bei einer Düsenlänge von 6 mm haben die gleiche Größenordnung wie die Unterschiede in den mittleren Tropfengrößen, die beim Verschieben der Düse auf dem Düsenhalter auftreten (Kapitel 4.2.3). Im Gegensatz zur absoluten Tropfengröße wird der Unterschied bei der Drehung durch die Wandunebenheit bei 7,9 mm (Abbildung 4.19) weniger stark beeinflusst.



**Abbildung 4.20:** Differenz von  $x_{50}$  zwischen  $0^\circ$  und  $n^\circ$  gegen die Düsenlänge

#### 4.5.2 Diskussion

Auch diese Versuche zeigen, dass die Düsenlänge einen negativen Einfluss auf die Einheitlichkeit des Tropfenspektrums hat. Das lässt die Schlussfolgerung zu, dass die Düsen über ihren vertikalen Querschnitt gesehen kein einheitliches Spray erzeugen. Nominell sind sie zwar achsensymmetrisch, die Fertigung der Düsen ist allerdings nicht präzise genug, um eine wirkliche Achsensymmetrie zu gewährleisten. Dabei scheinen die kurzen Düsen stabiler gegenüber diesen Asymmetrien zu sein als die Düsen mit längerem divergenten Teil. In Abbildung 4.21 sind die Düsenmündungen der Düse A für eine Düsenlänge von 11,9 mm und 6,0 mm dargestellt. Der horizontale Versatz ist deutlich zu erkennen.



**Abbildung 4.21:** Düsenmündung für 11,9 mm (links) und 6,0 mm (rechts), Düse A

## 4.6 EINGANGSTROPFENGRÖÖE

Bei pneumatischen Zerstäubern wurde festgestellt, dass ein Zerteilen der Flüssigkeit „um so wirkungsvoller ist, je kleiner die Abmessungen der an der Zerteilstelle bereits vorliegenden Flüssigkeitsgebilde sind“ [WALZEL]. Deshalb sollte untersucht werden, ob eine Verkleinerung des Kanüledurchmessers, durch den die Flüssigkeit in den Gasstrom injiziert wird, ebenfalls zu einer Verkleinerung der Tropfengröße führt. Für diese Versuche wurden Kanülen mit vier unterschiedlichen Durchmessern auf gleiche Länge gekürzt, so dass gerade Austrittsöffnungen entstanden. In Tabelle 4-3 sind die Düsendurchmesser zusammengefasst.

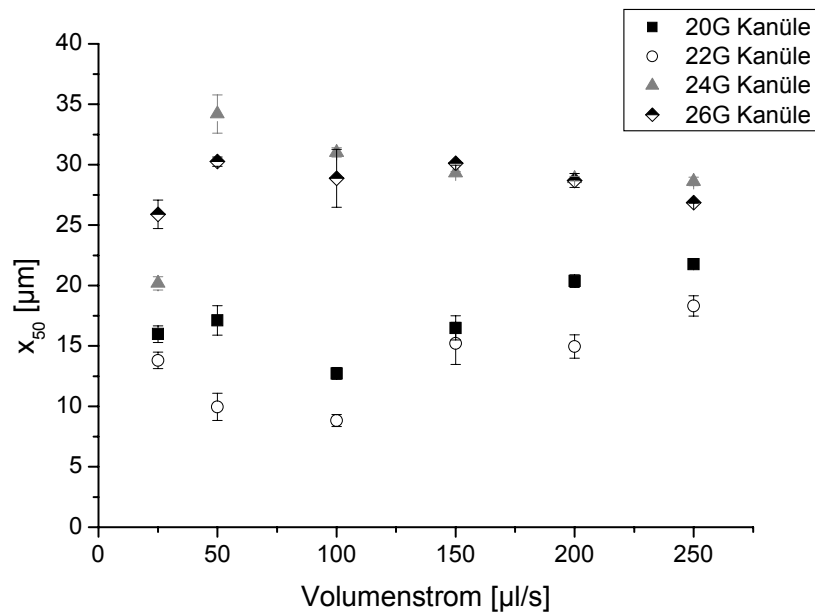
Größe [Gauge]	Innendurchmesser [mm]
20G	0,65
22G	0,46
24G	0,37
26G	0,27

**Tabelle 4-3:** Kanülengrößen und Durchmesser

### 4.6.1 Ergebnis

Für die Versuche wurde die Düse B verwendet und ein Ruhedruck von 5 bar eingestellt. Der Volumenstrom an Flüssigkeit betrug 25 bis 250  $\mu\text{l/s}$ . Die Ergebnisse dieser Versuche sind in Abbildung 4.22 dargestellt. Die Symbole repräsentieren jeweils den Mittelwert aus drei Messungen und die Fehlerbalken die Standardabweichung.

Ein so klarer Zusammenhang, wie er bei anderen pneumatischen Zerstäubern beobachtet worden ist, lässt sich bei diesen Versuchen nicht erkennen. Die Einspritzung mit der 22G Kanüle erzeugt bei allen Volumenströmen die kleinste Tropfengröße, wohingegen sich die Tropfengrößen der 24G und 26G Kanülen für Volumenströme größer als 100  $\mu\text{l/s}$  kaum noch voneinander unterscheiden und mit zunehmendem Flüssigkeitsvolumenstrom leicht abnehmen. Die Tropfengröße der beiden anderen Kanülen nimmt bei Volumenströmen bis 100  $\mu\text{l/s}$  ab, um dann wieder anzusteigen. Die Differenz zwischen den mittleren Tropfengrößen, die bei gleichem Flüssigkeitsvolumenstrom erzeugt werden, ist bei 50  $\mu\text{l/s}$  und 100  $\mu\text{l/s}$  am größten und verringert sich mit zunehmendem Volumenstrom.



**Abbildung 4.22:** Einfluss des Kanüledurchmessers auf die Tropfengröße bei unterschiedlichen Flüssigkeitsvolumenströmen

#### 4.6.2 Diskussion

Diese Ergebnisse sind zum Teil unerwartet. Zunächst kann der oben erwähnte Zusammenhang zwischen Größe der Tropfen an der Zerteilstelle und Größe des resultierenden Sprays nicht hergestellt werden. Die Kanüle mit dem kleinsten Durchmesser liefert nicht die kleinsten Tropfen. Des Weiteren widersprechen die Ergebnisse bei steigendem Flüssigkeitsvolumenstrom den in Kapitel 4.3 gewonnenen Erkenntnissen, dass eine Erhöhung des Flüssigkeitsanteils mit einer Vergrößerung der entstehenden Tropfen einher geht, da weniger Energie pro Flüssigkeitseinheit zur Zerstäubung vorhanden ist. Das ist in dieser Versuchsanordnung nur für die größeren Kanülen 20G und 22G der Fall.

Können diese Ergebnisse erklärt werden?

Zunächst fällt auf, dass bei gleichem Flüssigkeitsvolumenstrom aber variierendem Kanüledurchmesser die Geschwindigkeit, mit der die Flüssigkeit in den Gasstrom eingespritzt wird, unterschiedlich ist. Je kleiner die Kanüle, desto größer ist die Geschwindigkeit der Flüssigkeit. Tabelle 4-4 gibt eine Übersicht über den Zusammenhang zwischen Kanüledurchmesser, Volumenstrom und Geschwindigkeit.

Volumenstrom der Flüssigkeit [ $\mu\text{l/s}$ ]	Geschwindigkeit der Flüssigkeit [m/s]			
	20G	22G	24G	26G
25	0,08	0,15	0,24	0,44
50	0,15	0,29	0,47	0,89
100	0,30	0,59	0,94	1,77
150	0,45	0,88	1,41	2,66
200	0,60	1,18	1,88	3,55
250	0,75	1,47	2,35	4,43

**Tabelle 4-4:** Zusammenhang zwischen Kanülengröße, Volumenstrom und Geschwindigkeit der eingespritzten Flüssigkeit

Eine höhere Geschwindigkeit bei der Einspritzung reduziert die Relativgeschwindigkeit zwischen Gas und Flüssigkeit. Eine große Relativgeschwindigkeit begünstigt durch eine größere Weber-Zahl generell einen Tropfenaufbruch. Laut Berechnungen aus Kapitel 4.1 beträgt die Strömungsgeschwindigkeit des einphasigen Gases im Bereich der Einspritzung ca. 1 m/s. Allerdings nimmt diese Geschwindigkeit durch die Düse schnell zu. Die Ergebnisse aus Abbildung 4.22 korrelieren nicht mit der Differenz der beiden Fluidgeschwindigkeiten. Die 22G Kanüle hat gegenüber der 20G Kanüle immer eine geringere Geschwindigkeitsdifferenz und erzeugt trotzdem kleinere Tropfen. Des Weiteren entstehen bei der Einspritzung mit der größten Geschwindigkeitsdifferenz nicht die kleinsten Tropfen. Der Effekt, dass ein größerer Flüssigkeitsvolumenstrom eine größere Einspritzgeschwindigkeit erzielt, wird natürlich davon überlagert, dass dadurch weniger Energie pro Einheit Flüssigkeit zum Tropfenaufbruch zur Verfügung steht. Die Untersuchung, in wieweit die unterschiedliche Einspritzgeschwindigkeit die Zerstäubung beeinflusst, konnte aus zwei Gründen nicht durchgeführt werden: Erstens lag der Volumenstrom, der für die großen Kanüldurchmesser eingespritzt werden muss, außerhalb der Leistungsgrenze des Schrittmotors. Zweitens lag es am Versuchsaufbau an sich. Um bei unterschiedlichen Kanüldurchmessern die gleiche Einspritzgeschwindigkeit zu gewährleisten, muss der Flüssigkeitsvolumenstrom variiert werden. Da auch das Massenstromverhältnis  $X$  einen großen Einfluss auf die Zerstäubung hat und die Düsengeometrie nicht geändert werden kann, muss für ein konstantes Massenstromverhältnis der Ruhedruck verändert werden. Allerdings wurde bereits in Kapitel 4.3 gezeigt, dass die Düse bei gleichem Massenstromverhältnis aber

unterschiedlichem Ruhedruck ein unterschiedliches Zerstäubungsverhalten zeigt. Damit kommt es zu einer Überlagerung von zwei Effekten, so dass für diese Fragestellung ein anderer Versuchsaufbau notwendig ist.

Ob die Einspritzgeschwindigkeit oder der Durchmesser der Injektionsvorrichtung überhaupt Einfluss auf das Zerstäuben von Flüssigkeit durch Laval-Düsen haben, muss in weiteren Versuchen geklärt werden. Denkbar ist allerdings auch, dass sich in gewissen Grenzen die Art und Weise der Injektion nicht auf das resultierende Spray auswirkt. Diese Annahme leitet sich aus der Überlegung ab, dass für die eigentliche Zerstäubung in der Laval-Düse weniger die Mechanismen im Bereich der Injektion verantwortlich sind, sondern nachfolgende Strömungseigenschaften, wie die Beschleunigung der Zweiphasenströmung. Wie dann die unterschiedlichen Ergebnisse der verschiedenen Kanülen zustande kommen, lässt sich mit diesem Ansatz nicht endgültig klären.

## 4.7 FLÜSSIGKEITSEIGENSCHAFTEN

Bis jetzt wurden alle Versuche mit demineralisiertem Wasser durchgeführt. Wird allerdings über eine konkrete Anwendung der Düse nachgedacht, ist es äußerst unwahrscheinlich, dass allein reines Wasser versprüht wird. Über die Weber-Zahl haben die Flüssigkeitseigenschaften Viskosität und Oberflächenspannung Einfluss auf die Zerstäubung. Eine höhere Viskosität und eine höhere Oberflächenspannung führen zu größeren Weber-Zahlen und können damit zu größeren Tropfen führen. Im Folgenden werden einige Versuche zu diesen beiden Flüssigkeitseigenschaften beschrieben. Dabei sollten keine unterschiedlichen Flüssigkeiten getestet werden, sondern als Basis wurde Wasser verwendet. Die Auswirkungen von verschiedenen Zusätzen auf die Zerstäubung wurde untersucht.

### 4.7.1 Oberflächenspannung

Reines Wasser hat eine sehr hohe Oberflächenspannung von  $\sigma = 0,072 \text{ N/m}$  [CRC]. Um diese Oberflächenspannung zu reduzieren, wurden in einem ersten Versuch Tenside zugegeben. Dabei handelte es sich um die wasserlöslichen Tenside SDS und Polysorbat 80. Die Konzentrationen der beiden Tenside lagen dabei deutlich über der kritischen Mizellbildungskonstante. Verwendet wurde eine 0,1%ige Polysorbat 80-Lösung (CMC ca.  $10^{-5} \text{ mol/l}$ ) und eine 1%ige SDS-Lösung (CMC =  $0,008 \text{ mol/l}$ ). Für beide Tenside konnte kein Unterschied in der Tropfengröße zwischen den Lösungen und reinem Wasser festgestellt werden.

Dieses ist darauf zurückzuführen, dass die Tenside zwar die Oberflächenspannung verringern, um dieses zu erreichen, müssen sie aber an die Oberfläche diffundieren: ein zeitabhängiger Vorgang, der von einigen Sekunden bis im Extremfall zu Tagen dauern kann [WARD]. Die Zerfallszeit von Tropfen beim Zerstäuben bewegt sich jedoch im Millisekunden-Bereich [PILCH], d.h., dass es innerhalb von Millisekunden zu einer starken Oberflächenvergrößerung kommt. Die Tenside sind also nicht in der Lage, schnell genug in die neu entstehenden Oberflächen zu diffundieren und haben somit keinen Einfluss auf die Tropfengröße.

In einer weiteren Versuchsreihe zur Untersuchung des Einflusses der Oberflächenspannung auf die Tropfengröße wurden Ethanol-Wasser-Mischungen versprüht, da Ethanol eine deutlich niedrigere Oberflächenspannung als Wasser hat.

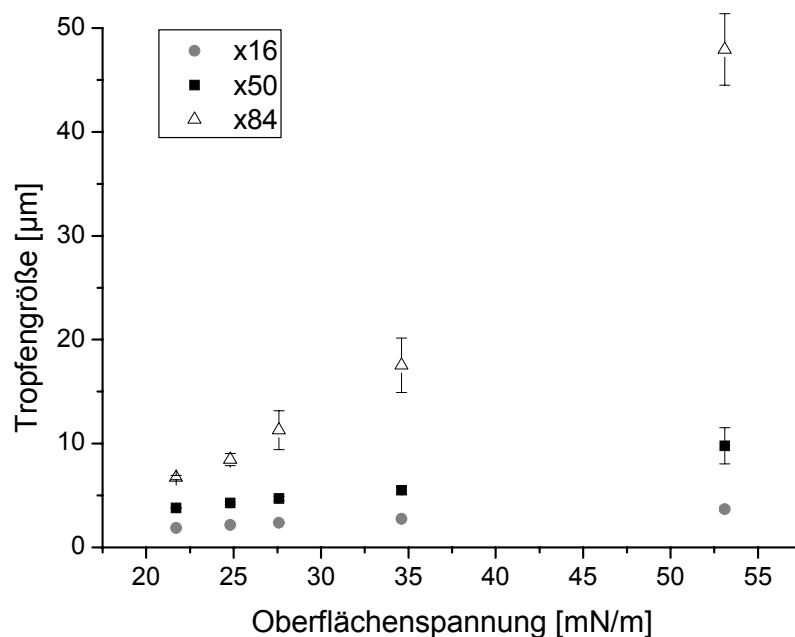
## 4.7.1.1 Ergebnis

In Tabelle 4-5 sind die gemessenen Oberflächenspannungen der verschiedenen Flüssigkeitsgemische dargestellt. Die Messwerte stellen dabei den Mittelwert aus drei Messungen dar. Die Viskosität ändert sich laut Literatur kaum [CRC].

Flüssigkeit	Oberflächenspannung [mN/m]
demineralisiertes Wasser	53,1
25% (m/m) Ethanol	34,6
50% (m/m) Ethanol	27,6
75% (m/m) Ethanol	24,8
96% (m/m) Ethanol	21,7

**Tabelle 4-5:** Oberflächenspannungen verschiedener Ethanol-Wasser-Mischungen

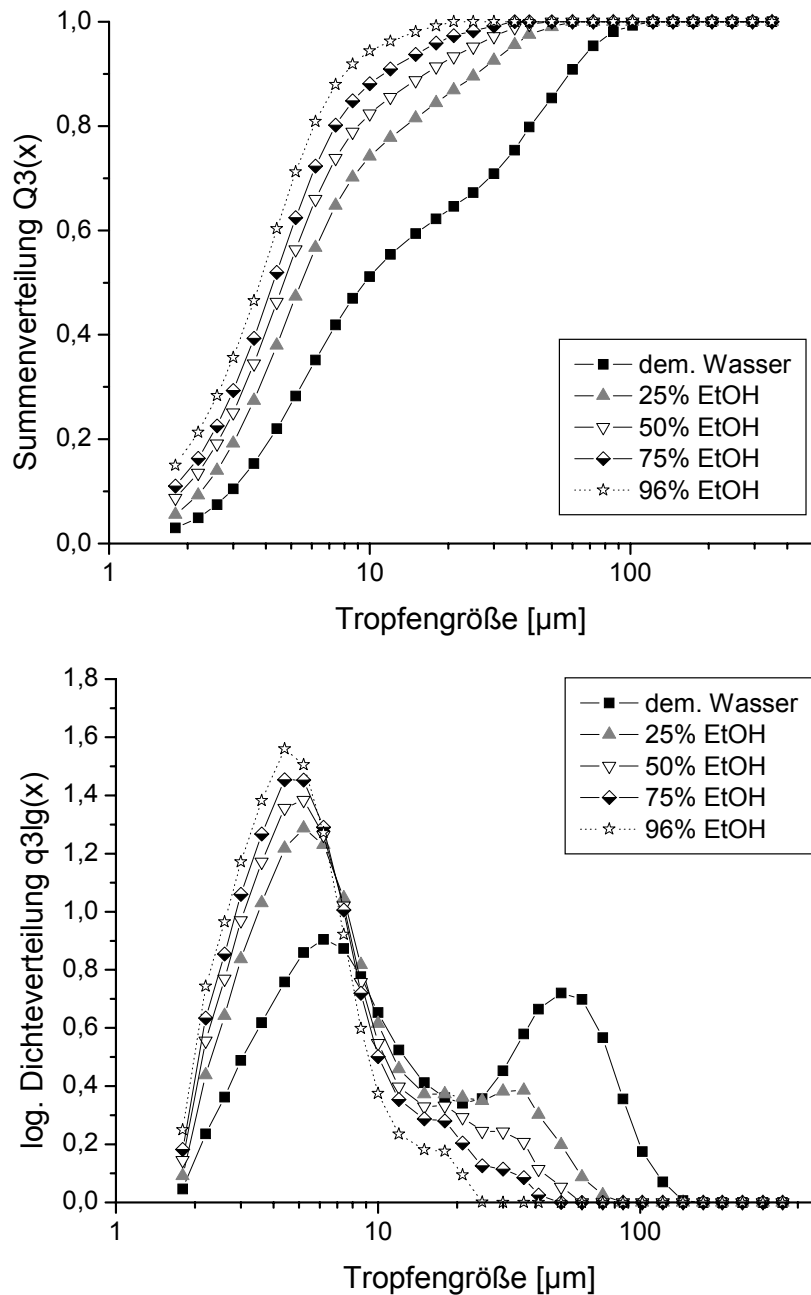
Bei den Versuchen wurden die Ethanol-Wasser-Mischungen mit der Düse B versprüht. Der Ruhedruck betrug 5 bar und das Massenstromverhältnis  $X = 0,75$ . Aufgrund des niedrigen Dampfdrucks von Ethanol kommt es in der Messzone des Laserdiffraktometers zu Schlierenbildung, die den Laserstrahl ablenken und zu sogenannten ghost peaks führen. Um dieses zu verhindern, wurde die Stabilität der Messung auf 3 gesetzt (vgl. Kapitel 3.5).



**Abbildung 4.23:** Einfluss der Oberflächenspannung auf die Tropfengröße



Abbildung 4.23 zeigt die  $x_{16}$ -,  $x_{50}$ - und  $x_{84}$ -Werte der Tropfengrößenverteilung in Abhängigkeit von der Oberflächenspannung der versprühten Mischungen. Die Symbole stellen den Mittelwert aus drei Messungen dar und die Fehlerbalken die Standardabweichung.



**Abbildung 4.24:** Summen- und Dichteverteilung der Ethanol-Wasser-Mischungen

Es ist deutlich zu erkennen, dass die mittlere Tropfengröße mit sinkender Oberflächenspannung ebenfalls abnimmt. Besonders ausgeprägt ist die Abnahme für den  $x_{84}$ -Wert. Nicht das gesamte Tropfengrößenspektrum verschiebt sich zu

kleineren Werten hin, sondern hauptsächlich die Grobfraction nimmt bei geringerer Oberflächenspannung ab. Die Summen- und Dichteverteilung der Ethanol-Wasser-Mischungen bestätigen dieses (Abbildung 4.24). Die Tropfengrößenverteilung des reinen Wassers ist bimodal mit einer ausgeprägten Grobfraction. Je größer der Ethanol-Anteil wird, also je kleiner die Oberflächenspannung, desto kleiner wird die Grobfraction. Zusätzlich verschiebt sich ihre Lage zu kleineren Tropfengrößen hin. Die Lage und Breite der Feinfraction ändert sich nicht.

Anhand der Summen- bzw. Dichteverteilung kann auch gezeigt werden, dass die Erhöhung der Stabilität für die Messungen auf den Wert 3 unkritisch ist, da bereits in den letzten fünf Korngrößenklassen keine Tropfen mehr detektiert werden.

#### 4.7.1.2 Diskussion

Gibt es eine Erklärung dafür, dass sich mit abnehmender Oberflächenspannung nicht die gesamte Tropfengrößenverteilung zu kleineren Werten hin verschiebt, sondern sich nur die Grobfraction auflöst? Als Maß für die Belastung eines Tropfens in einer Gasströmung wird die Weber-Zahl verwendet. Sie drückt das Verhältnis von Staudruck des Gases zu Innendruck des Tropfens aus (Gleichung 2.6). Durch die Veränderung der Oberflächenspannung wird der Innendruck des Tropfens verändert, nicht aber der Staudruck des Gases. Zu einem Zerfall eines Tropfens kommt es, wenn eine bestimmte kritische Weber-Zahl überschritten ist. Neben der Oberflächenspannung geht in die Weber-Zahl auch die Tropfengröße ein. Ein größerer Tropfendurchmesser führt wie eine kleinere Oberflächenspannung zur Erhöhung der Weber-Zahl. Damit kommt es bei großen Tropfen mit den gleichen Flüssigkeitseigenschaften schneller zum Überschreiten der kritischen Weber-Zahl als bei kleinen Tropfen. Bezogen auf die obigen Ergebnisse bedeutet das, dass eine Verringerung der Oberflächenspannung in dem getesteten Bereich bei der Grobfraction zum Überschreiten der Weber-Zahl und damit zum Tropfenaufbruch führt. Die Tropfen der Feinfraction sind bereits so klein, dass sich der Einfluss der Oberflächenspannung nicht bemerkbar macht.

Die Ergebnisse zeigen, dass das Versprühen einer Flüssigkeit bzw. eines Flüssigkeitsgemisches mit niedrigen Oberflächenspannungen einen starken Einfluss auf die Tropfengrößenverteilung hat. Soll eine bestimmte Tropfengrößenverteilung erreicht werden, muss bei der Wahl der zu zerstäubenden Flüssigkeit darauf geachtet werden. Wird das Lösungsmittel einer zu versprühenden Substanz

gewechselt, kann nicht davon ausgegangen werden, dass das Tropfengrößen-spektrum gleich bleibt. Bei der Formulierungsentwicklung kann allerdings mit der geschickten Wahl einer Trägerflüssigkeit der Prozess so beeinflusst werden, dass genau die gewünschte Tropfengröße entsteht.

#### 4.7.2 Viskosität

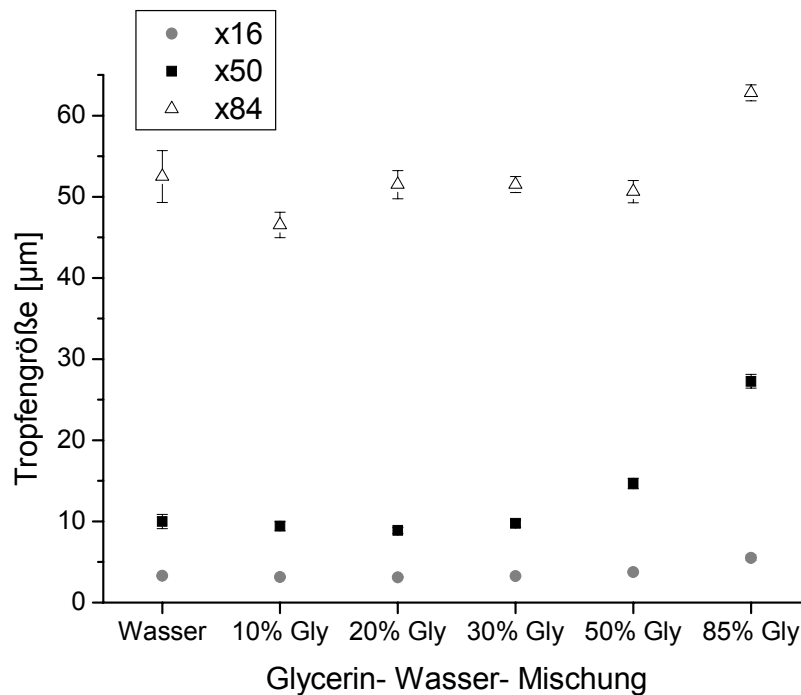
Die Viskosität von Wasser ist relativ gering und liegt bei  $10^{-3}$  Pa·s [CRC]. Diese Viskosität weiter zu erniedrigen macht also wenig Sinn. Deshalb sollte untersucht werden, wie sich die Tropfengrößenverteilung des Sprays ändert, wenn die Viskosität der versprühten Lösung steigt.

##### 4.7.2.1 Ergebnis

Dazu wurden mithilfe der Düse B verschiedene Glycerin-Wasser-Mischungen bei einem Ruhedruck von 4 bar und einem Massenstromverhältnis von  $X= 0,70$  versprüht. Vorher wurden die Viskosität und die Oberflächenspannung der Mischungen gemessen, welche in Tabelle 4-6 aufgelistet sind. In Abbildung 4.25 sind die mittleren Tropfengrößen sowie der  $x_{16}$ - und  $x_{84}$ -Wert der verschiedenen Glycerin-Wasser-Mischungen dargestellt. Dabei stellen die Symbole den Mittelwert aus 5 Versuchen und die Fehlerbalken die Standardabweichung dar. Abbildung 4.26 zeigt die dazugehörigen Summen- bzw. Dichteverteilungen. Die Standardabweichung ist hier aus Übersichtsgründen weggelassen.

Flüssigkeit	Viskosität [Pa s]	Oberflächenspannung [mN/m]
dem. Wasser	$1,03 \cdot 10^{-3}$	70,9
10% (m/m) Glycerin	$1,51 \cdot 10^{-3}$	61,3
20% (m/m) Glycerin	$2,07 \cdot 10^{-3}$	61,0
30% (m/m) Glycerin	$2,71 \cdot 10^{-3}$	60,5
50% (m/m) Glycerin	$6,85 \cdot 10^{-3}$	59,6
85% (m/m) Glycerin	$14,8 \cdot 10^{-3}$	65,9

**Tabelle 4-6:** Viskosität und Oberflächenspannung der Glycerin-Wasser-Mischungen



**Abbildung 4.25:** Tropfengrößen der verschiedenen Glycerin-Wasser-Mischungen

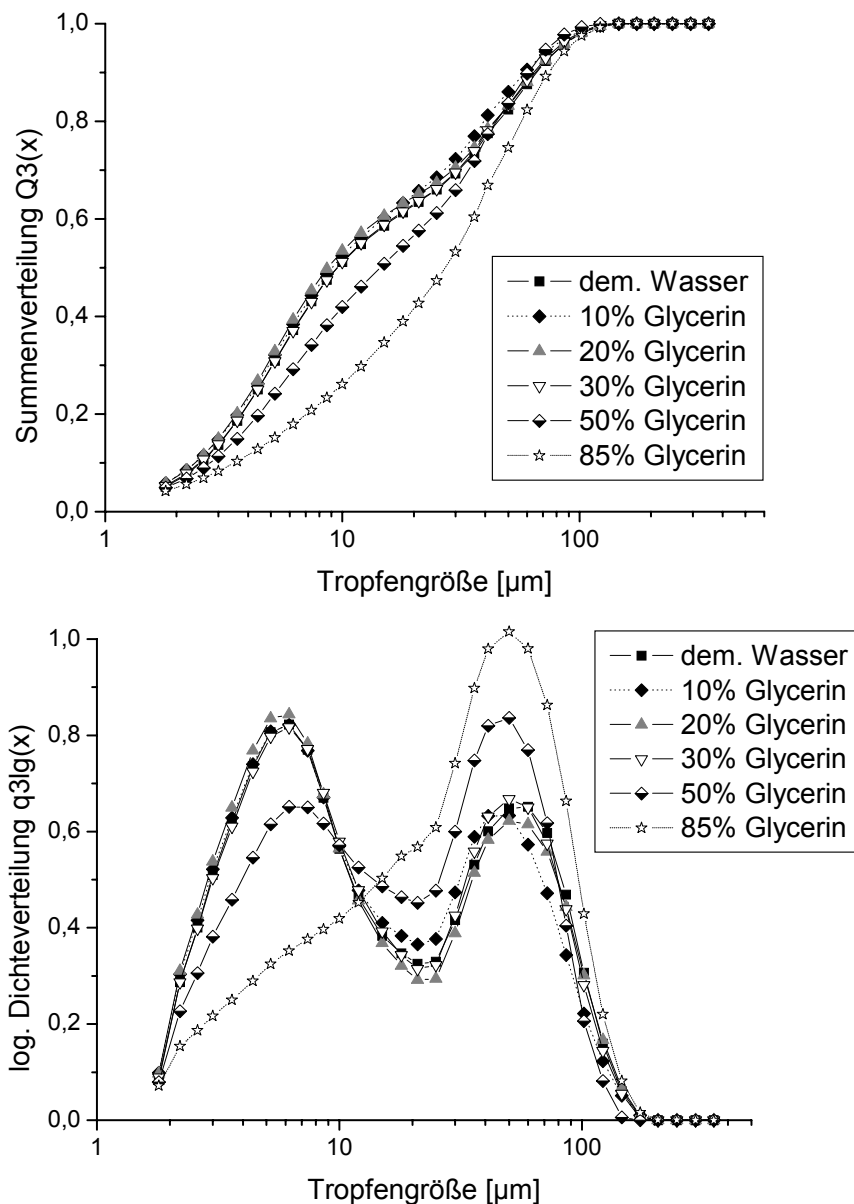
Die Ergebnisse zeigen, dass Änderungen der Viskosität unterhalb eines bestimmten Wertes keinen Einfluss auf die Tropfengröße haben. Die Mischungen bis 30% Glycerin-Anteil ( $\eta \approx 3 \cdot 10^{-3}$  mPa s) erzeugen alle das gleiche Tropfenspektrum. Wird eine bestimmte Viskosität überschritten, verschiebt sich das Tropfengrößenspektrum zu größeren Werten hin. Die Mischungen mit 50% und 85% Glycerin zeigen eine deutliche Vergrößerung der Tropfen. Eine genaue Viskosität, ab der sich die Auswirkungen auf die Tropfengröße bemerkbar machen, kann nicht benannt werden. Dazu müssen weitere Versuche durchgeführt werden. Anhand der Summen- und Dichteverteilung ist ersichtlich, dass die Vergrößerung der Tropfen nicht durch die Verschiebung des gesamten Spektrums erfolgt, sondern durch die Abnahme der Feinfraktion. Die Lage der Fein- und Grobfraktion bleibt für alle Viskositäten gleich, der Anteil der Fraktionen verändert sich.

#### 4.7.2.2 Diskussion

Die Ergebnisse lassen eine Analogie zum Einfluss der Oberflächenspannung erkennen. Eine höhere Viskosität stabilisiert den sich deformierenden Tropfen, weshalb eine höhere kritische Weber-Zahl benötigt wird, um zum Tropfenaufbruch zu

führen. Der Anteil der großen Tropfen, bei denen die kritische Weberzahl nicht erreicht wird, steigt und damit die Grobfraktion.

Auch bei der Flüssigkeitseigenschaft Viskosität zeigt sich, dass ein Einfluss auf das Zerstäuben vorhanden ist. Nur in bestimmten Grenzen kann bei einer unterschiedlichen Flüssigkeit davon ausgegangen werden, dass das gleiche Tropfengrößenspektrum entsteht. Eine geringfügige Änderung der Viskosität sollte keine Schwierigkeiten beim Zerstäuben bewirken.



**Abbildung 4.26:** Summen- und Dichteverteilung der Glycerin-Wasser-Mischungen

## 5 ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

Ziel der vorliegenden Arbeit war ein besseres Verständnis zu erlangen, wie Flüssigkeiten innerhalb von Laval-Düsen zerstäubt werden. Mehrere Fragestellungen wurden dazu näher untersucht. Als Maß für die Zerstäuberqualität wurde die Tropfengröße des entstehenden Sprays betrachtet.

Zunächst wurde der Einfluss der Zweiphasenströmung auf die entstehende Tropfengröße untersucht. Die Ergebnisse bestätigen die zentrale Bedeutung des Gas-Flüssigkeits-Verhältnisses für den Tropfenaufbruch, die von anderen Zweistoffdüsen bekannt ist. Vermutet wurde, dass geringere Flüssigkeitsmengen zu kleineren Tropfen führen. Dieses konnte nur bis zu einem bestimmten Gas-Flüssigkeits-Verhältnis bestätigt werden. Wurde der Flüssigkeitsanteil weiter verringert, entstanden keine noch kleineren Tropfen. Der Grund hierfür liegt an der Flüssigkeitseinspritzung. Wird ein zu geringer Flüssigkeitsvolumenstrom eingespritzt, reißt der Flüssigkeitsstrahl durch das Gas ab. Es kommt zum Stottern der Düse. Um dieses Abreißen zu verhindern, können zur Injektion Kanülen mit kleinerem Durchmesser benutzt werden.

Die Frage, ob die Verdichtungsstöße innerhalb der Düse zu einer weiteren Zerkleinerung der Tropfen führen, konnte durch die Versuche nicht abschließend beantwortet werden. Die Ergebnisse der Düsenkürzung zeigen zunächst eindeutig, dass eine Laval-Düse einen negativen Einfluss auf die Tropfengröße hat: je länger der divergente Teil der Düse, desto größer die resultierenden Tropfen. Grundsätzlich kommen zwei Mechanismen als Erklärung in Frage: Entweder es entstehen in den längeren Düsen gar keine kleinen Tropfen, oder bereits entstandene kleine Tropfen fließen wieder zu größeren zusammen. Mehrere Überlegungen sprechen für letzteres Erklärungsmodell. Die Strömungsbedingungen sind bis zum engsten Querschnitt für alle Düsenlängen gleich. Der Drucksprung an der rein konvergenten Düsenmündung ist zu vernachlässigen, da sich die Tropfengrößen bei unterschiedlichem Ruhedruck nicht unterscheiden. Bis zum engsten Querschnitt ist der Energieeintrag und damit die Tropfenbildung für alle Düsenlängen gleich.

Das Zusammenfließen bereits entstandener Tropfen zu größeren durch Koaleszenz ist unwahrscheinlich, da die Strömung bis zum Verdichtungsstoß stetig beschleunigt

wird. Eine Koaleszenz während oder nach dem Verdichtungsstoß erklärt nicht, warum die Tropfen mit abnehmender Düsenlänge auch dann kleiner werden, wenn kein Verdichtungsstoß mehr in der Düse stattfindet.

Die beste Erklärung für die Zunahme der Tropfengröße mit längerer Düse ist, dass sich ein Flüssigkeitsfilm an der Düsenwand bildet. Durch Wandunebenheiten oder aufgrund des Öffnungswinkels der Düse kommt es zur Strömungsablösung und damit zu Turbulenzen. Die Tropfen prallen gegen die Wand und bilden einen Film, der von der Strömung zur Düsenmündung transportiert wird. Hier reißt der Flüssigkeitsfilm ab und es werden wieder Tropfen gebildet, die allerdings größer sind. Dabei ist die Menge der Tropfen, die aus dem Flüssigkeitsfilm entstehen, um so größer, je länger der divergente Düsenteil ist, da sich die Strömung früher ablöst und mehr Tropfen den Flüssigkeitsfilm bilden können.

Um die Fragestellung beantworten zu können, ob der Verdichtungsstoß einer Laval-Düse zu einer Verkleinerung der Tropfen beiträgt, müssen also weitere Untersuchungen vorgenommen werden. Düsen mit einem geringeren Divergenzwinkel als  $8^\circ$  können vielleicht eine Strömungsablösung und die Bildung eines Flüssigkeitsfilms verhindern. Gleiches gilt für die Güte der Düsenfertigung. Die innere Wandstruktur sollte keinerlei Rauigkeiten oder Unebenheiten aufweisen, da diese ebenfalls zu Strömungsablösungen führen können.

Eine weitere Fragestellung dieser Arbeit war, ob eine geringere Eingangstropfengröße beim Einspritzen zu kleineren Tropfen an der Düsenmündung führt. Dies ist wohl zu verneinen. Durch die Beobachtungen bei der Düsenkürzung und durch die Arbeit von [KIHM ET AL., 1991] gibt es berechtigte Zweifel, ob ein kleinerer Kanüldurchmesser überhaupt zu kleineren Tropfen führt, da der Tropfenaufbruch bis zum engsten Querschnitt die geringfügigen Unterschiede in der Eingangstropfengröße nivelliert. Allerdings konnten die erzielten Ergebnisse den Einfluss des Kanüldurchmessers nicht abschließend klären, da der Flüssigkeitsvolumenstrom, die Einspritzgeschwindigkeit und das Gas-Flüssigkeits-Verhältnis voneinander abhängen. Alle drei beeinflussen die entstehende Tropfengröße und lassen sich mit dem Versuchsaufbau dieser Arbeit nicht sauber voneinander trennen.

Der Einfluss der Flüssigkeitseigenschaften auf die resultierenden Tropfen konnte in dieser Arbeit charakterisiert werden. Wie erwartet, führt eine geringere Oberflächenspannung zu kleineren Tropfen. Tenside konnten dabei die Oberflächenspannung nicht effektiv genug senken, da sie zu langsam in die bei der Zerstäubung neu entstehenden Oberflächen diffundieren. Eine Verkleinerung der Tropfen durch die Oberflächenspannung kann nur über andere Lösungsmittel oder Lösungsmittelgemische erreicht werden. Wird ein Lösungsmittel aufgrund von Lösungseigenschaften eines Wirkstoffes ausgesucht, kann das zu einer unerwünschten Veränderung der Tropfgröße führen und muss bei einer Formulierungsentwicklung berücksichtigt werden.

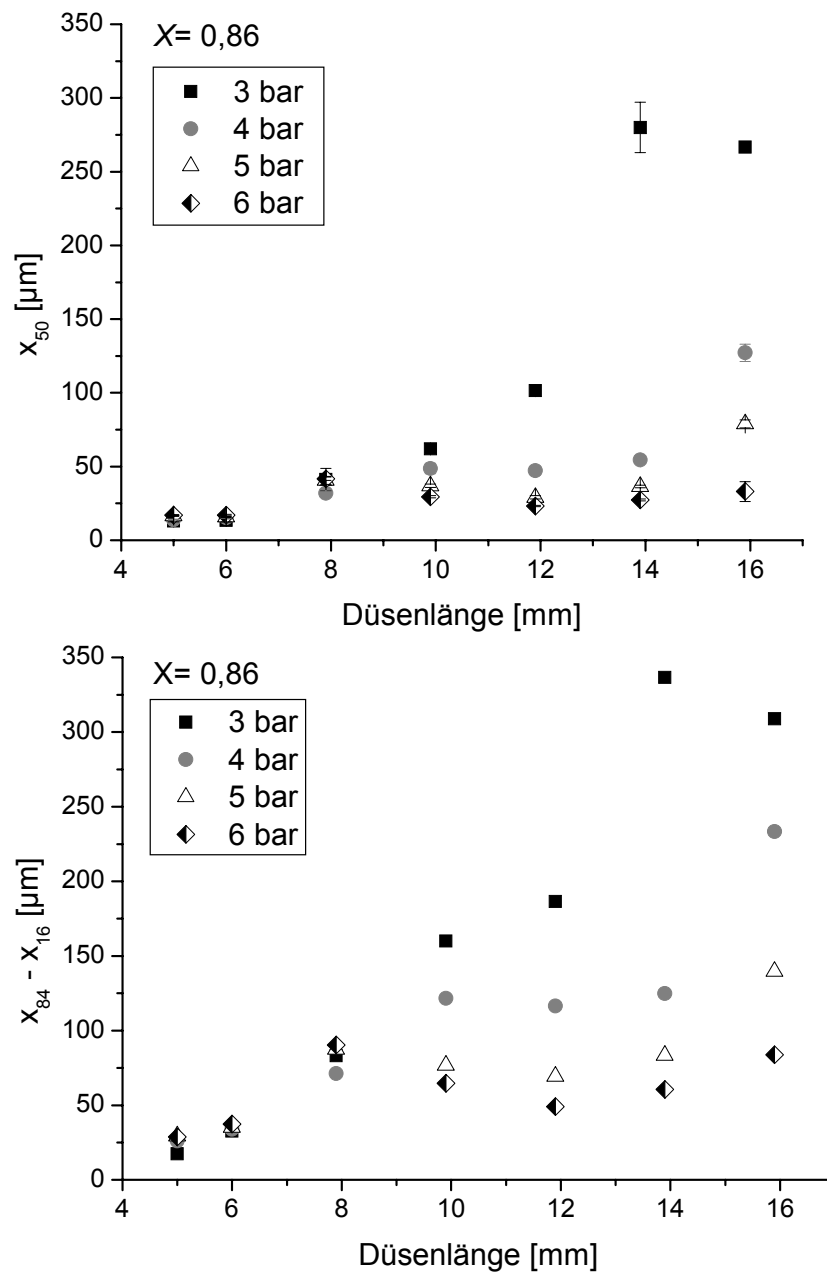
Erst hohe Viskositäten führten zu einer Vergrößerung der Tropfen. Bei einer späteren Formulierungsentwicklung besteht damit im Bezug auf die Viskosität ein gewisser Spielraum.



## 6 ANHANG

In den folgenden Diagrammen sind die Versuche zur Düsenkürzung für die Massenstromverhältnisse  $X= 0,86; 0,75; 0,60$  und  $0,43$  und die Ruhedrucke  $p_0= 3, 4, 5$  und  $6$  bar dargestellt. Die Symbole repräsentieren den Mittelwert aus 5 Messungen und die Fehlerbalken die Standardabweichung.

Auswertung nach Massenstromverhältnis  $X$ :



**Abbildung 6.1:** mittlere Tropfengröße und Verteilungsbreite ( $X= 0,86$ )

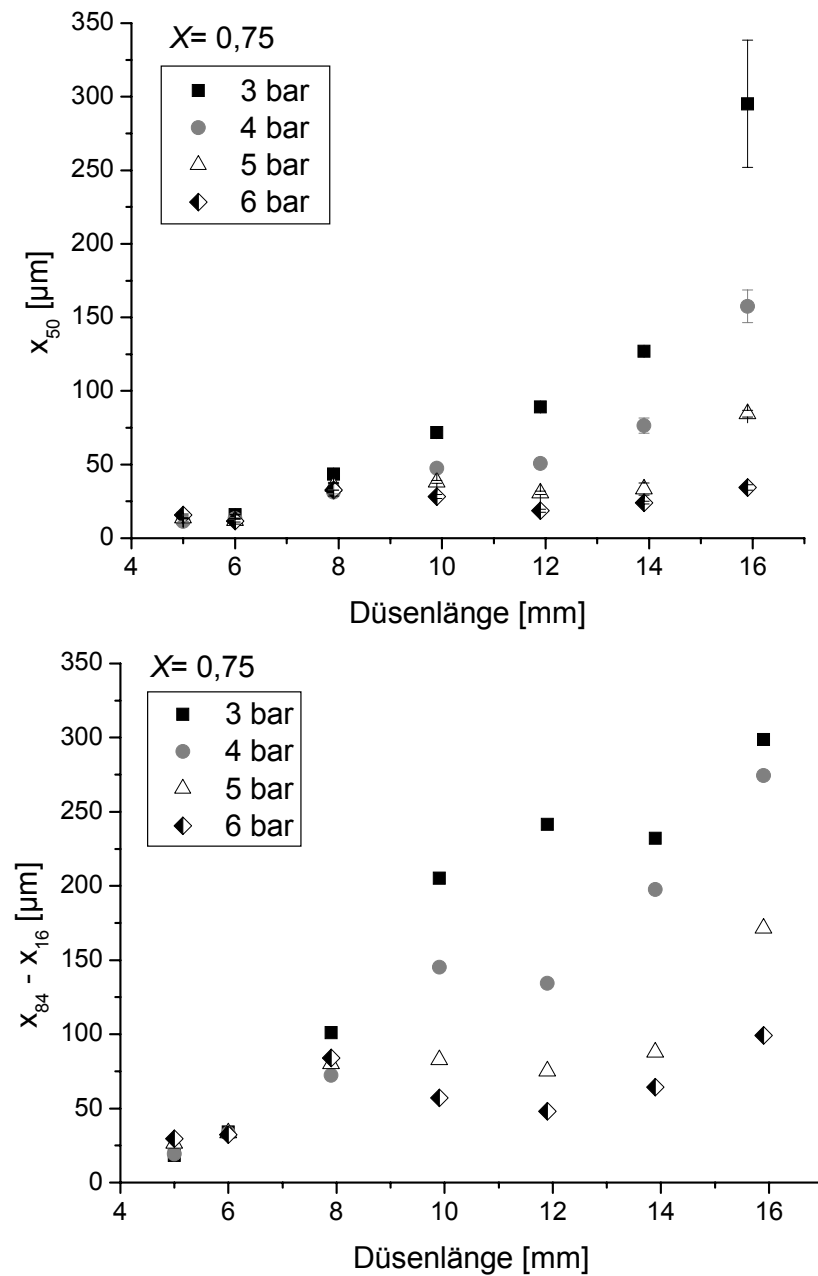
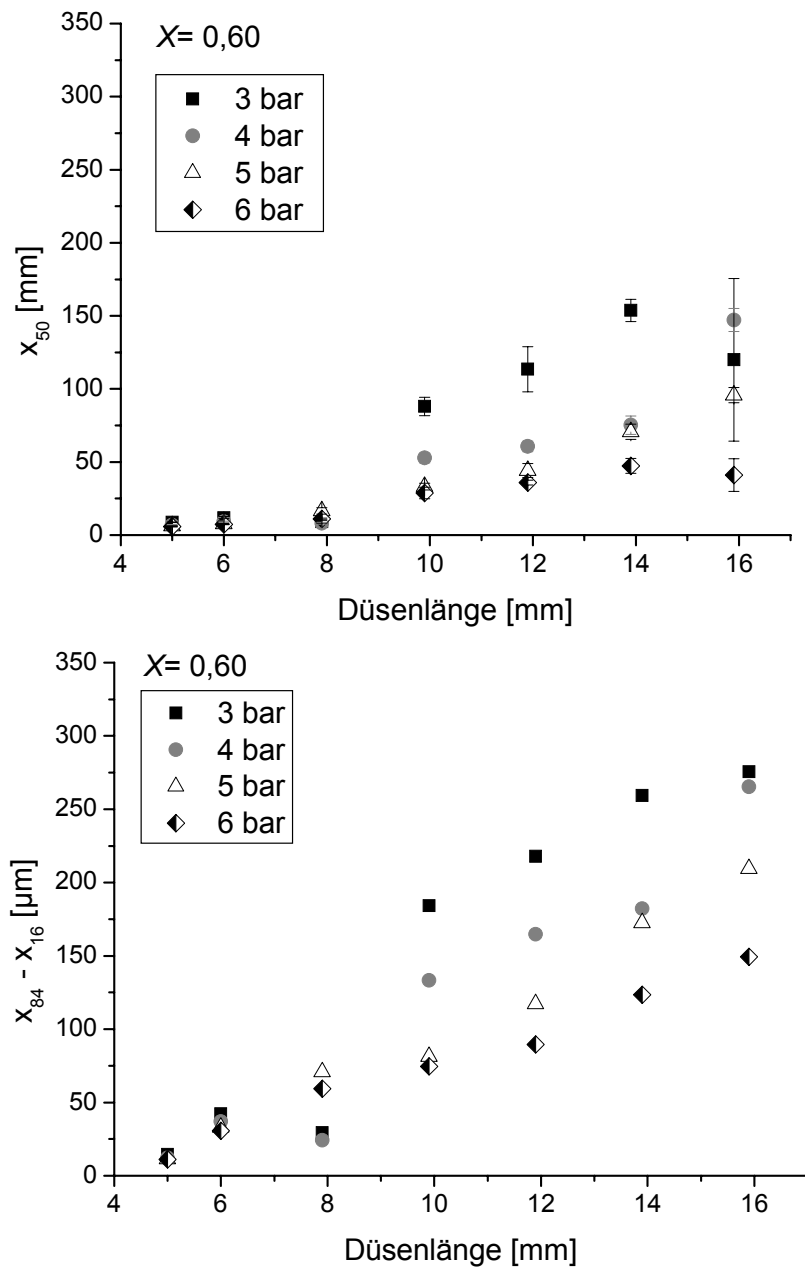
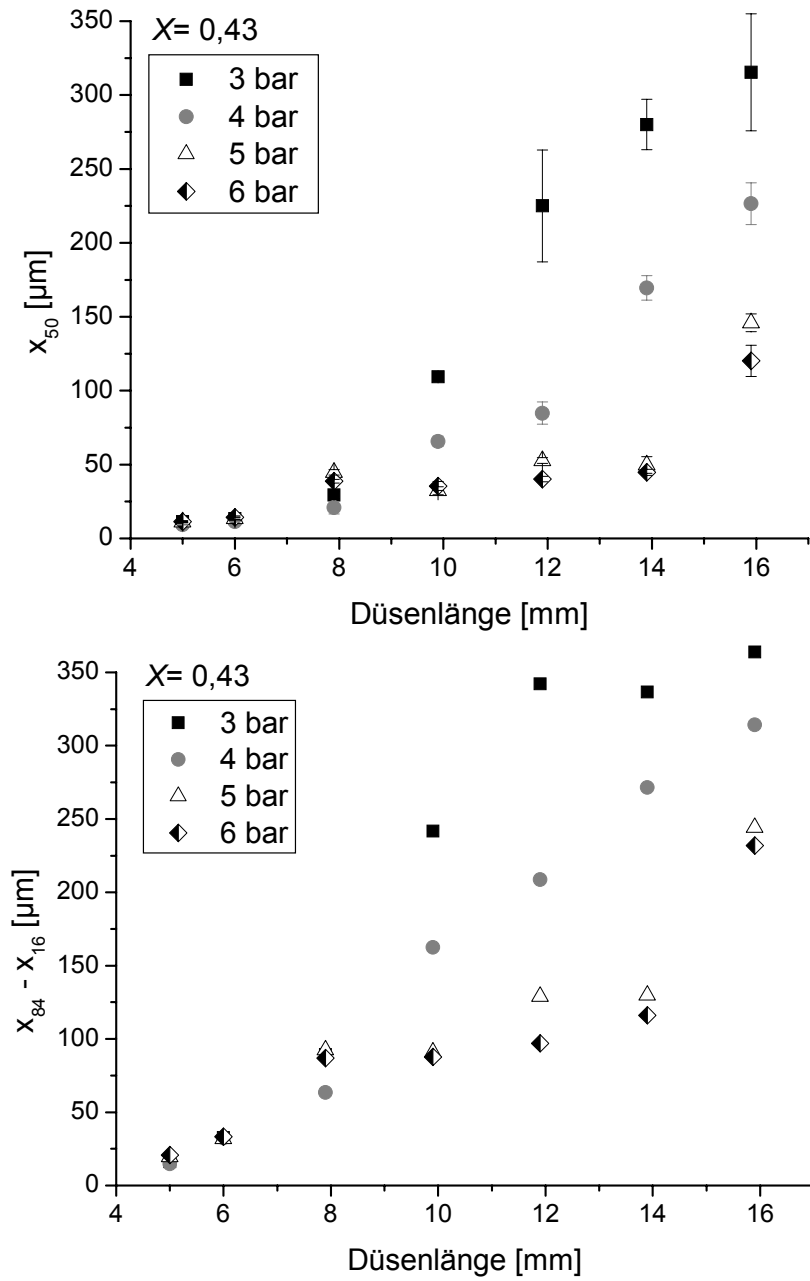


Abbildung 6.2: mittlere Tropfengröße und Verteilungsbreite ( $X=0,75$ )



**Abbildung 6.3:** mittlere Tropfengröße und Verteilungsbreite ( $X=0,60$ )



**Abbildung 6.4:** mittlere Tropfengröße und Verteilungsbreite ( $X= 0,43$ )

Auswertung nach Ruhedruck  $p_0$ :

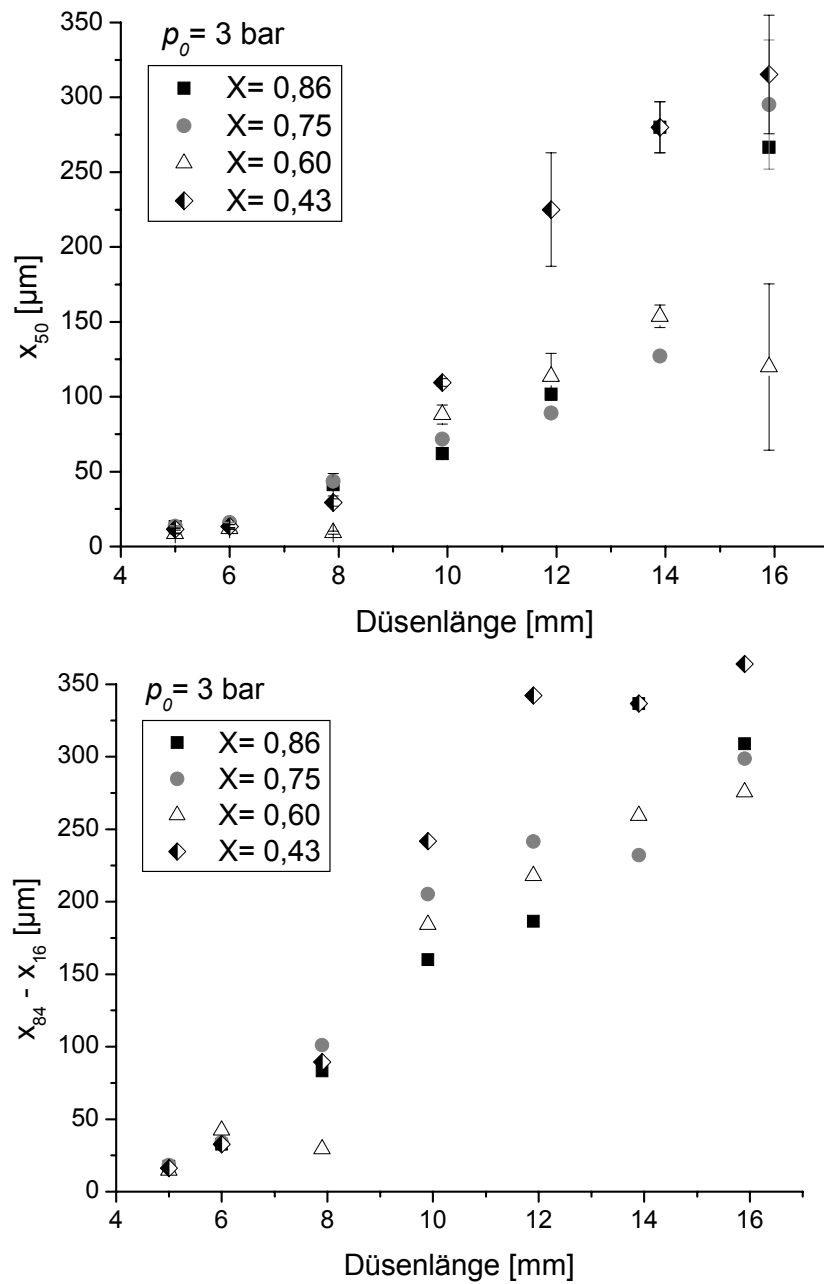


Abbildung 6.5: mittlere Tropfengröße und Verteilungsbreite ( $p_0 = 3$  bar)

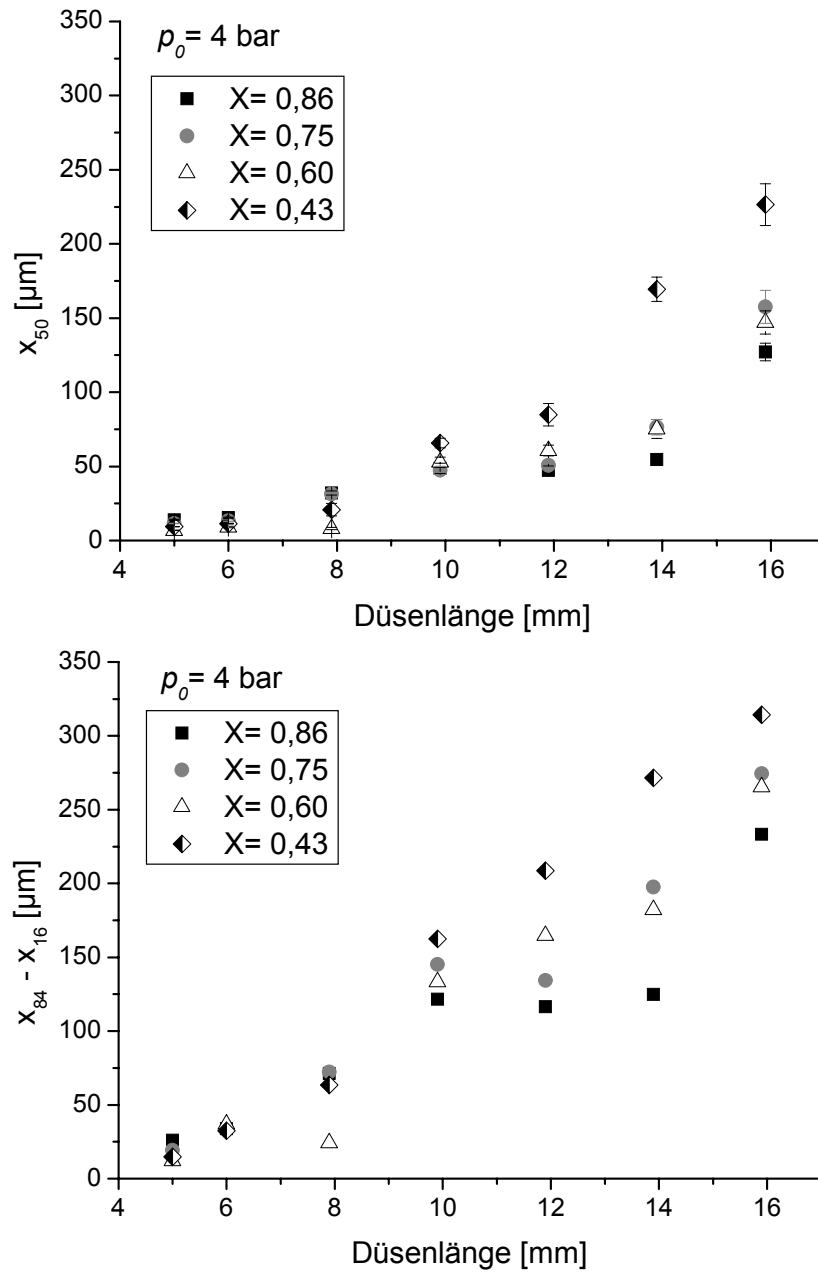


Abbildung 6.6: mittlere Tropfengröße und Verteilungsbreite ( $p_0=4$  bar)

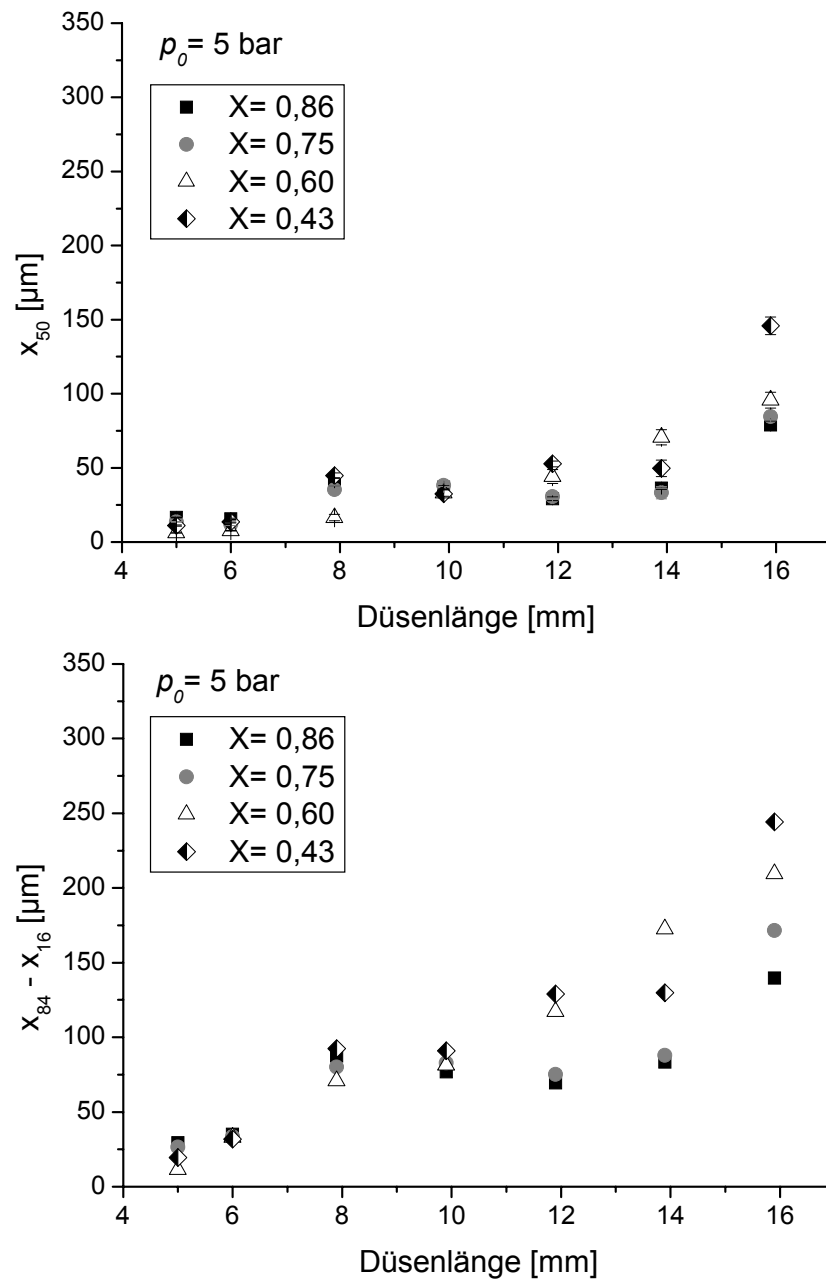


Abbildung 6.7: mittlere Tropfengröße und Verteilungsbreite ( $p_0=5 \text{ bar}$ )

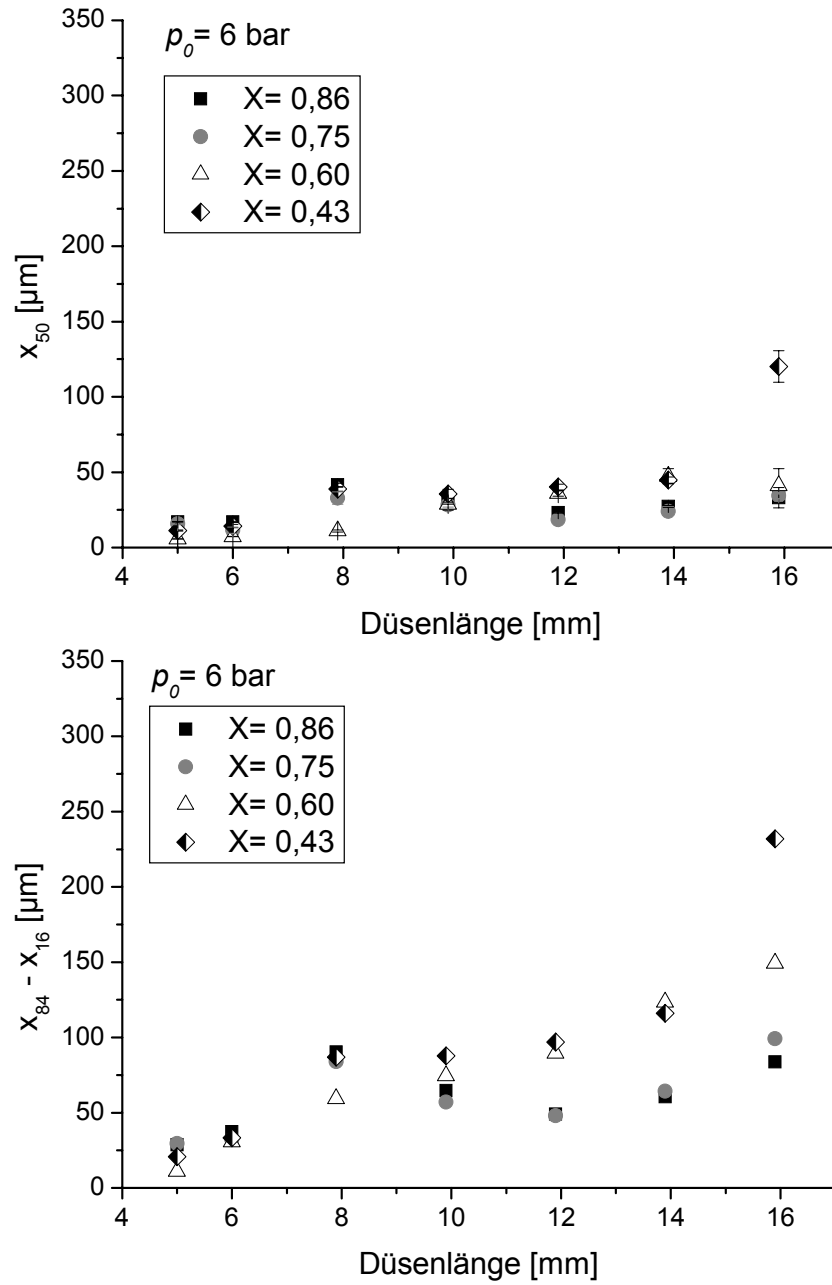


Abbildung 6.8: mittlere Tropfengröße und Verteilungsbreite ( $p_0=6$  bar)



---

## 7 LITERATURVERZEICHNIS

Akmandor, I. S., Nagashima, T.: Predictions for Cryogenic Homogeneous Two-Phase Flows in a Choked Laval Nozzle, JTHT, 13, 3, 355 – 363, 1999

Bayvel, L., Orzechowski, Z.: Liquid Atomization, Taylor & Francis, 1993

Bauckhage, K., Das Zerstäuben als Grundverfahren, Chem.-Ing.-Tech., 62, 8, 613 – 625, 1990

Bauer, Frömming, Führer: Lehrbuch der Pharmazeutischen Technologie, 7. Auflage, Wiss. Verl.-Ges., 2002

Bohl, W.: Technische Strömungslehre, Vogel, 2002

Bohl, W.: Strömungsmaschinen 2, Vogel, 1999

Böswirth, L.: Technische Strömungslehre, Vieweg Verlag, 2000

Brand, P., Friemel, I., Meyer, T., Schulz, H., Heyeder, J., Häußlinger, K., Total Deposition of Therapeutic Particles During Spontaneous and Controlled Inhalations, J Pharm Sci, 89, 6, 724 – 731, 2000

B. Braun, Datenblatt zu Standard-Abmessungen Kanülenrohr, HC-MD-DE08P, 2002

Bronkhorst: Benutzerhandbuch, 2000

Chawla, J. M.: Zerstäuben von Flüssigkeiten und Verteilen von Gasen, analoge physikalische Vorgänge, Tagungsband Zerstäuben von Flüssigkeiten – Grundlagen und Apparate, Universität Essen, 1979

CRC, Handbook of Chemistry and Physics, 55<sup>th</sup> Edition, CRC, 1974

Crocker, M. J.: Encyclopedia of Acoustics, Vol.1, Wiley, 1997

Comfort III, W. J., Crowe C. T.: Dependence of Shock Characteristics on Droplet Size in Supersonic Two-Phase Mixtures, J. Fl. Eng., 102, 54 – 58, 1980

DIN 66141: Darstellung von Korn- (Teilchen-) größenverteilungen, Grundlagen, 1974

Frey, M.: Behandlung von Strömungsproblemen in Raketendüsen bei Überexpansion, Diss., Stuttgart, 2001

Haake: Betriebsanleitung RotoVisco 1, Thermo Haake

Haas, F. C.: Stability of Droplets Suddenly Exposed to a High Velocity Gas Stream, AIChE, 10, 6, 920 – 924, 1964

Hatta, N., Fujimoto, H., Ishii, R., Umeda, Y., Kokado, J.: Numerical Study on Supersonic Flows of Gas-Liquid Particle Mixtures in a De Laval Nozzle, ISIJ International, 29, 11, 911 – 918, 1989

HBM: Datenblatt und Montageanleitung Absolutdruckaufnehmer P6A

Hinze, J. O.: Fundamentals of the Hydrodynamic Mechanism of Splitting in Dispersion Processes, AIChE Journal, 1,3, 289 – 295, 1955

Hunnius, Pharmazeutisches Wörterbuch, 8. Auflage, Walter de Gruyter, 1997

Kendall, M. A. F., Quinlan, N. J., Thorpe S. J., Ainsworth R. W., Bellhouse, B. J., Measurements of the Gas and Particle Flow Within a Converging-diverging Nozzle for High Speed Powdered Vaccine and Drug Delivery, Exp. Fluids, 37, 128 – 136, 2004

Kihm, K. D., Chigier, N.: Effect of Shock Waves on Liquid Atomization of a Two-Dimensional Airblast Atomizer, Atomization and Sprays, 1, 113 – 136, 1991

Kihm, K. D., Kim, T. K., Son, S. Y.: Visualization of High-Speed Gas Jets and Their Airblast Sprays of Cross-Injected Liquid, Exp. in Fluids, 27, 102 – 106, 1999

Kopchenov, V. I.: Solution of the Direct Problem of the Flow of a Two-Phase Mixture of a Gas and Foreign Solid or Liquid Particles in a Laval Nozzle, Zh. Prikl. Mekh. Tekh. Fiz., 6, 37-42, 1975 [engl. Übersetzung Fl. Mech. – Sovjet Reseach, 16, 6, 869 – 873, 1975]

Lee, Y.-M., Berry, R. A.: Analysis of the Two-Phase Flow in a de Laval Spray Nozzle and Exit Plume, JTTEE, 3, 2, 179 – 183, 1994

Lefebvre, A. H.: Atomisation and Sprays, Hemisphere Publishing Corporation, 1989

- 
- Messerschmid, R.: Zerstäuben von Flüssigkeiten in einer nicht angepassten Lavaldüse, Diss., Bonn, 2004
- Müller, R. H., Schuhmann, R.: Teilchengrößenmessung in der Laborpraxis, Wiss. Verlagsgesellschaft, 1998
- Park, B. K., Lee, J. S., Kihm, K. D.: Comparative Study of Twin-Fluid Atomization Using Sonic or Supersonic Gas Jets, *Atomization and Sprays*, 6, 285 – 304, 1996
- Ph. Eur., Europäisches Arzneibuch, 5. Ausgabe, Grundwerk 2005, Dt. Apothekerverlag, 2006
- Ph. Eur. Kommentar, Kommentar zum Europäischen Arzneibuch, Hrsg: Böhme, H., Wissenschaftliche Verlagsgesellschaft, 2006
- Pilch, M., Erdman, C. A.: Use of Breakup Time Data and Velocity History Data to Predict the Maximum Size of Stable Fragments for Acceleration-Induced Breakup of a Liquid Drop, *Int. J. Mult. Flow*, 13, 6, 741 – 757, 1987
- Richter, T.: Zerstäuben von Flüssigkeiten, Düsen und Zerstäuber in Theorie und Praxis, expert verlag, 2004
- Schmelz, F.: Tropfenzerfall in beschleunigten Gasströmungen, Diss., Shaker Verlag, 2002
- Schmidt, P., Walzel, P.: Zerstäuben von Flüssigkeiten, *Chem.-Ing.-Tech.* 52, 4, 304 – 311, 1980
- Schmucker, R. H.: Strömungsvorgänge beim Betrieb überexpandierter Düsen chemischer Raketentriebwerke, Teil 1: Strömungsablösung, Bericht TB-7, TU München, 1973
- Schramm, G.: Einführung in die Rheologie und Rheometrie, 2. Auflage, Thermo Electron, Karlsruhe, 2004
- Shrayber, A. A., Podvysotskiy, A. M., Maslov, B. N.: Effect of the Gas Flow on the Relationships Governing the Breakup of Droplets in Laval Nozzles, *Promyshlennaya Teplotekhnika*, 4, 4, 30 – 36, 1981 [engl. Übersetzung *Fl. Mech. – Soviet Research*, 11, 5, 30 – 39, 1982]

Sympatec: Helos Dokumentation, 1998

Teipel, U.: Charakterisierung transparenter Partikel mittels Laserbeugungsspektrometrie, Schüttgut, 9, 2, 88 – 95, 2003

Truckenbrodt, E.: Fluidmechanik Band 1 und 2, Springer Verlag, 1980

Walzel, P.: Zerstäuben von Flüssigkeiten, Chem.-Ing.-Tech. 62, 12, 983 – 994, 1990

Ward, F. H., Tordai, L.: Time-Dependence of Boundary Tensions of Solutions, 1. The Role of Diffusion in Time-Effects, J. Chem. Phys. 14, 7, 453 – 461, 1946

Wozniak, G.: Zerstäubungstechnik -Prinzipien, Verfahren, Geräte, Springer Verlag, 2003

## 8 SYMBOLVERZEICHNIS

### Lateinische Buchstaben

<i>a</i>	[m/s <sup>2</sup> ]	Beschleunigung
<i>A</i>	[mm <sup>2</sup> ]	Querschnittsfläche
<i>c</i>	[m/s]	Schallgeschwindigkeit
<i>C</i>	[kJ/(K·kg)]	spezifische Wärmekapazität
<i>d</i>	[μm]	Tropfendurchmesser
<i>d<sub>max</sub></i>	[mm, μm]	maximaler Tropfendurchmesser
<i>D</i>	[mm]	Durchmesser des Fluidaustritts (Düse, Kapillare, Rohr ...)
<i>F</i>	[N]	Kraft
<i>g</i>	[m/s <sup>2</sup> ]	Erdbeschleunigung
<i>i</i>	[kg/(m · s)]	Impulsstrom
<i>K</i>	[ ]	Parameter für Zweiphasenströmung, ersetzt $\kappa$
<i>La</i>	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Lavalgeschwindigkeit
<i>n</i>		Variable
<i>N</i>	[ ]	Anzahl
<i><math>\dot{m}</math></i>	[kg/s]	Massenstrom
<i>M</i>	[g/mol]	molare Masse
<i>Ma</i>	[ ]	Machzahl
<i>Mie</i>	[ ]	Mie-Parameter
<i>p</i>	[bar, MPa]	Druck
<i>R</i>	[J/(mol · K)]	allgemeine Gaskonstante
<i>R<sub>s</sub></i>	[J/(kg · K)]	spezifische Gaskonstante ( $R_s = R/M$ )
<i>T</i>	[K, °C]	Temperatur
<i>v</i>	[m/s]	Geschwindigkeit
<i><math>\dot{V}</math></i>	[μl/s]	Volumenstrom
<i>x</i>	[μm]	Tropfendurchmesser (Tropfengrößenverteilung)
<i>X</i>	[ ]	Massenstromverhältnis

### Griechische Buchstaben

$\alpha$	[ ]	Volumenstromverhältnis (void fraction)
$\beta$	[°]	Spraywinkel

$\eta$	[Pa s]	Viskosität
$\kappa$	[ ]	Isentropenexponent
$\lambda$	[nm]	Wellenlänge
$\pi$		Kreiszahl (ca. 3,1415)
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\sigma$	[mN/m]	Oberflächenspannung

**Indices**

e	Düsenmündung
fl	Flüssigkeit
g	Gas
ges	gesamt
i	Variable
max	maximal
n	Norm-
u	Umgebungsgrößen
s	spezifisch
t	engster Querschnitt, wenn nicht kritisch durchströmt
0	Totalgrößen, Ruhegrößen
1	Größen vor einem Verdichtungsstoß
2	Größen nach einem Verdichtungsstoß
*	kritische Größen